Mélange et micro-mélange dans un réacteur à multiples jets cisaillés

Guillaume Boutin

▶ **To cite this version:**

Guillaume Boutin. Mélange et micro-mélange dans un réacteur à multiples jets cisaillés. Dynamique des Fluides [physics.flu-dyn]. Université de Rouen, 2010. Français. NNT : . tel-00582385

HAL Id: tel-00582385
https://theses.hal.science/tel-00582385

Submitted on 1 Apr 2011

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

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

Thèse

présentée à la

Faculté des Sciences & Techniques
de l'Université de Rouen

En vue de l'obtention du titre de

Docteur de l'Université de Rouen

Discipline : Sciences pour l'Ingénieur
Spécialité : Mécanique des Fluides & Énergétique

par

Guillaume BOUTIN

Mélange et micro-mélange dans un réacteur à multiples jets cisaillés

Soutenue le 13 juillet 2010

Directeurs de thèse : L. Danaila & B. Renou

Devant le jury composé de :

M. Amielh	Chargée de Recherche CNRS, IRPHE, Marseille.	Examinatrice
L. Danaila	Professeur, CORIA, Rouen.	Directrice
J. B. Flor	Directeur de Recherche CNRS, LEGI, Grenoble.	Rapporteur
C. Morin	Maître de Conférence, IJLRA, Paris VI.	Rapporteur
A. Mura	Chargé de Recherche CNRS, Pprime, Poitiers.	Examinateur
B. Renou	Professeur, CORIA, Rouen.	Directeur
C. Mounaim-Rousselle	Professeur, PRISME, Orléans.	Examinatrice

À mon pt'tit loup, Matys

Ce travail de thèse s'est déroulé au laboratoire CORIA de Rouen. Je tiens tout d'abord à remercier les deux directeurs successifs M. Michel Ledoux et M. Abdelkrim Boukhalfa pour m'y avoir accueilli.

J'exprime ma sincère reconnaissance à mes rapporteurs, C. Morin et J-B. Flor, pour l'intérêt et l'investissement qu'ils ont porté à mon travail ainsi qu'à tous les membres du jury : M. Amielh, C. Mounaim-Rousselle et A. Mura.

Je remercie Bruno et Luminita, pour la confiance qu'ils m'ont accordée en m'offrant l'opportunité de réaliser ma thèse à leurs cotés. Leur soutien scientifique totalement complémentaire m'a permis de réaliser ce travail dans les meilleures conditions envisageables. Grâce à vos compétences, j'ai pu apprendre beaucoup tant sur le plan des techniques de mesure que sur l'approche théorique lors de l'interprétation des données expérimentales.

D'un autre coté, j'ai beaucoup apprécié le rapport humain que l'on a pu développer au fur et à mesure de ces années. Je vous dis un grand merci pour tout.

Je tiens aussi à remercier une fois de plus Luminita pour les explications très imagées qui m'ont été fort utiles pour comprendre les principes de la turbulence et du mélange : la chenille qui se transforme en papillon, voilà comment on peut voir le développement de la turbulence ; le mélange d'une glace vanille/chocolat pour comprendre ce que sont les "sheet", notamment. Je m'arrête là, car il y en aurait bien d'autres.

Un autre aspect de cet encadrement est passé par les leçons de grammaire ! Et oui, le fait qu'une personne dont la langue française n'est pas sa langue maternelle enseigne des leçons de grammaire à un natif français est un comble. La conjugaison de "quel que soit", au masculin/féminin - singulier/pluriel, je maitrise maintenant. Ce fut un encadrement très complet.

Je voudrais remercier, Gilles Godard pour son aide précieuse lors des mesures de vitesse faites par ADL, et aussi, Denis Lisiecki pour la formation accélérée sur malvern.

Un grand merci aux gars de l'atelier (Benjamin, Jacky, Thierry, Ludo, Phiphi, Manu, Yves, Alain) pour votre réactivité et votre disponibilité. À chaque fois qu'un problème est survenu, une solution a toujours été trouvée dans des délais très court. Alors merci, pour tous les services rendus, y'en a un paquet. Comme dirait Luminita : "On rapporte des chocolats pour remercier ?" Dans ce cas, je vous en ferai livrer une palette.

Je tiens à remercier mes anciennes collègues et amies de bureau, Aurélie et Christiane, pour l'entraide notamment sur les post-traitement des données et les discussions bien sympathiques que l'on à pu avoir.

Voici le moment arrivé pour les potes ! ! ! Alors par où commencer ? Allez, je voudrais dire un grand merci à MON pote FR pour avoir attendu tant de temps en gardant inlas-

sablement l'espoir de pouvoir se faire des soirées. Et oui, il a fallu quelques années pour m'y mettre mais maintenant je crois qu'on a bien rattrapé le temps perdu.

Merci, à notre Jéjé national, pour toutes les p'tites astuces de geek que tu m'as donné, notamment pour automatiser, euuuh un peu TOUT. Et oui je le dis, tu es à mon échelle, un geek dans le bon sens du terme.

Merci à mon nouveau collègue de bureau, Fab', pour ton incroyable imagination et toutes les idées que tu peux avoir. J'ai rarement rencontré de personne aussi atypique que toi.

Merci à JFK, l'ancien exilé aux "States", pour le transfert de connaissances sur la manip' et la solidarité lors de nos escapades hors du labo.

Merci à tous les doctorants, post-doc, maîtres de conf plus ou moins jeunes : Yann le G. O. addict au saucisson sec, Emeline notre meuhmeuh à la voix si douce, Nicof pour la découverte des petits bars sympathiques de Rouen, Arnaud pour les quelques soirées où tu t'es forcé à partir de labo qu'à 23h pour nous rejoindre, Tibo et Caro pour les cafés/clopes, Julien pour les découvertes culturelles, FX entre autre pour l'animation des réunions et tes grandes idées... J'oublie surement beaucoup de personnes, veuillez m'en excuser.

Enfin, merci à toute ma famille, papa, maman, Cedrick et Dimitri. Même si j'ai toujours été le petit étudiant de la famille, vous avez enfin compris que je ne suis pas resté derrière ma chaise en écoutant un prof pendant trois ans. Juste, merci d'être là et de m'avoir soutenu. Un p'tit mot supplémentaire pour le chouchou, Didi. Notre petite période de colloc' fut bien, bien sympathique. J'en garde un très bon souvenir, notamment nos soirées tout les quinze jours avec notre ami Thierry et les bons petits repas que tu m'as préparé pendant ces deux mois, ceux sont des choses inoubliables. Alors merki qui ? Merki Didi ;-)

Je n'oublie pas les neveux, Mathéo et Hugo, mes belles soeurs : Laetitia et la p'tite nouvelle, Sabrina.

Je garde ces derniers mots pour mon fils Matys, une seule chose, je t'aime, tu es ma réussite.

Résumé

La description et la prédiction du comportement du mélange ont une importance particulière pour de nombreuses applications (environnement, combustion etc.). Ce travail vise donc la description fine du mélange (au sens large, à toute échelle) et en particulier du micro-mélange (aux petites échelles). Afin de caractériser le micro-mélange, les réactions chimiques se sont révélées être l'outil le plus ingénieux (Dimotakis, 2005, [36]). Pourtant, à cause des difficultés expérimentales, très peu de telles études existent.

Notre étude concerne la caractérisation du micro-mélange dans un écoulement dont le motif de base est un jet cisaillé entouré de 4 jets à contre courant disposés sur un maillage cartésien.

Nous nous intéressons à deux géométries : une pour laquelle il existe un fort taux de confinement (les jets cisaillés, à contre-courant ont leur axe espacés de 2.4 diamètres) et une seconde pour laquelle le taux de confinement reste faible (les axes des jets cisaillés sont distant à 4 diamètres).

Le premier objectif de cette thèse est de fournir une base de données fiable, pour différentes géométries d'écoulement, nombre de Reynolds et variation du taux de confinement des jets. Dans une première étape, le mélange est étudié grâce à des mesures simultanées de vitesse et de concentration sur la molécule d'acétone. La mesure de concentration est faite grâce à une méthode de Fluorescence Induite par Plan Laser (PLIF), et la vitesse est estimée par Vélocimétrie par Image de Particules (PIV). Une seconde étape raffine cette étude en se focalisant sur le micro-mélange qui est quantifié expérimentalement par une méthode de mesure dite "Dual Tracer" (King et al. 1997, [62]). Cette méthode compare le signal de fluorescence d'une molécule traçant uniquement les zones de fluides pur à celui du fluide dans sa globalité.

Le second objectif est d'utiliser cette base de données afin d'étudier l'influence des différents paramètres tels que le nombre de Reynolds ou encore le taux de confinement sur la qualité du mélange et l'efficacité du micro-mélange. Cette investigation passe, entre autres, par la compréhension de l'évolution des fonctions de densités de probabilité de scalaire (Pdfs et Pdfs jointes).

En ce qui concerne le micro-mélange, la base de données créée est exploitée afin de fournir les statistiques du scalaire micro-mélangé : l'efficacité du micro-mélange, les fonc-

tions de densité de probabilité de ce scalaire micro-mélangé, l'épaisseur de la zone de mélange moléculaire. Il est montré que l'efficacité du micro-mélange augmente lorsque le nombre de Reynolds augmente, et lorsque le taux de confinement diminue.

Absract

Quantitative characterization and prediction of micromixing are of significant interest in numerous applications, such as chemical processing, combustion, aerospace propulsion, etc. The main aim of this work is to provide an accurate description of the micro-mixing in turbulent flows. Chemical reactions have been exploited to produce the most reliable molecular mixing measurements to date (Dimotakis, 2005 [36]). However, because experimental diffulties, the studies already existing are mainly devoted to free shear flows. Our study concern the experimental characterzation of the micro-mixing in a turbulent flow in whoch the basic pattern is one jet sheared by 4 opposed jets, arranged on a cartesian grid. We focus on two different geometries : A closed shear jet ($e/d = 2.4$) and a far shear jet ($e/d = 4$) configuration, with e the distance between two jets axes and d the jet diameter.

First, we provide a reliable experimental data set, for variable flow geometries and Reynolds numbers. Measurements rely on laser diagnostics that simultaneously measure the following :

- The scalar concentration field in cold reacting flow, in which NO is used as a tracer (PLIF on NO). Its fluorescence is strongly quenched by oxygen from the counter-flow jets. This concentration will mark the unmixed scalar.
- The concentration field of a non-reacting scalar (e.g., acetone) transported as is NO (PLIF on Acetone). This latter quantity marks the mixture fraction.
- Two components of the velocity field using PIV.

This database is further used to study the influence of differents parameters such as Reynolds number and confining rate on the micro-mixing properties and in particular on its efficiency in terms of statistics.

It is shown that micromixing is favored by either increasing injection Reynolds numbers, or injection by small diameters jets in comparison with the flow dimensions (small-scale injection).

Table des matières

Nomenclature **21**

1 Contexte Général **29**

2 Introduction **33**
2.1 Revue bibliographique de la dynamique et du mélange dans des jets 36
2.2 Les critères de mélange 42

3 Dispositif expérimental **47**
3.1 La mesure de vitesse par Vélocimétrie par Image de Particules 47
3.1.1 Le principe 47
3.1.2 L'ensemencement 51
3.2 Généralités sur la Fluorescence Induite par Plan Laser 54
3.2.1 Définition de la fluorescence 54
3.2.2 Les phénomènes mis en jeu lors de la désexcitation 55
3.2.3 Le modèle à deux niveaux 56
3.3 La mesure de concentration d'un scalaire non-réactif par PLIF 60
3.3.1 Le choix du traceur pour la mesure du scalaire passif 60
3.3.2 La fluorescence sur acétone, modèle de Thurber *et al.* 61
3.4 Mesure du micro-mélange par une méthode dite "Dual Tracer" 65
3.4.1 Choix du traceur "Cold Chemistry" 68
3.4.2 Modèle de fluorescence du traceur 69
3.4.3 Choix de la longueur d'onde d'excitation 71
3.4.4 Quantification des effets de quenching 73
3.4.5 Limitations de la technique "Dual Tracer" 76
3.5 Configuration expérimentale 80
3.5.1 Caractéristiques expérimentales de la chaine PIV 81
3.5.2 Caractéristiques expérimentales de la chaine PLIF Acétone 82
3.5.3 Caractéristiques expérimentales de la chaine PLIF NO 83
3.5.4 Fonction de transfert des caméras 84

3.5.5 Mesure simultanées des scalaires passif, "cold chemistry" et de la vitesse . . . 86
3.5.5.1 La synchronisation des diagnostics . . . 86
3.5.6 La normalisation des images de fluorescence . . . 86
3.5.7 La base de données expérimentales . . . 91
3.6 Conclusion . . . 94

4 Influence de la géométrie sur la structure du champ de vitesse 99
4.1 Champs de vitesse moyenne . . . 101
4.1.1 Classification de chaque zone de l'écoulement . . . 106
4.1.2 Taux de déformation moyen . . . 110
4.1.3 Rôle de la pression moyenne sur la structure de l'écoulement . . . 115
4.2 Champs fluctuants . . . 118
4.2.1 Les fonctions de densités de probabilité des fluctuations de vitesse (Pdfs) . . . 119
4.2.2 Les composantes normales du tenseur de Reynolds . . . 125
4.2.3 Bilan d'énergie cinétique . . . 132
4.3 Dissipation de l'énergie cinétique . . . 143
4.3.1 Développement analytique . . . 144
4.4 Les échelles caractéristiques de l'écoulement . . . 145
4.5 Conclusions . . . 158

5 Mélange d'un scalaire passif à toutes les échelles, jusqu'à l'échelle du pixel 163
5.1 Le champ instantané . . . 165
5.2 Le champ scalaire moyen . . . 167
5.2.1 Le transport de la moyenne du scalaire passif . . . 175
5.3 Le champ scalaire fluctuant . . . 176
5.3.1 Bilan d'énergie du scalaire . . . 181
5.3.2 Les Pdfs du scalaire . . . 183
5.3.3 Fonctions de Densités de Probabilités jointes, et conditionnées . . . 189
5.4 Prédiction du mélange via un modèle phénoménologique . . . 195
5.4.1 Modèle phénoménologique . . . 196
5.5 Conclusions . . . 209

6 Vers la quantification du micro-mélange à l'échelle sub-pixel 213
6.1 Introduction . . . 214
6.2 Experimental set-up and diagnostics . . . 215
6.2.1 The reactor . . . 215
6.2.2 Experimental measurements . . . 216
6.3 Results . . . 219

6.3.1 Instantaneous and statistical aspect of molecularly mixed fluid fraction for the close sheared jets geometry 220
6.3.2 The influence of Reynolds number and of the geometry on the molecularly mixed fluid fraction 223
6.4 Conclusions 225

7 Conclusion Générale **227**

A Annexe 1 **233**
A.1 Caractéristiques thermodynamiques de l'écoulement 233

Bibliographie **237**

Table des figures

1.1 Exemples typiques de dispersion de scalaires dans la nature. 30

2.1 34
2.2 38

3.1 Principe de la PIV. 48
3.2 Principe de calcul de l'inter-corrélation. 50
3.3 51
3.4 Distribution de taille des différents types de particules. 52
3.5 Représentation schématique du principe de la fluorescence. L'axe des abscisse représente la distance entre le noyau d'une molécule et la position des électrons entourant ce noyau. Les courbes $A^2\Sigma^+$ et $X^2\Pi$ représente les niveau d'énergie électroniques excité et fondamental, respectivement.↑ rouge, est l'excitation laser et ↓ bleues les différents processus de déexcitations. . . 55
3.6 Modèle à deux niveaux. 56
3.7 Évolution de la population du niveau excité en fonction du temps. 58
3.8 Phénomènes mis en jeu lors de la désexcitation de l'acétone, (diagramme de Jablonski). 62
3.9 Caractéristiques spectroscopiques de l'acétone. 64
3.10 66
3.11 67
3.12 70
3.13 Absorption et émission du NO pour une excitation de la bande $A^2\Sigma^+ \leftarrow X^2\Pi\,(0,0)$. 72
3.14 73
3.15 74
3.16 Calibration du signal de fluorescence du NO. 75
3.17 76
3.18 79
3.19 80

3.20 Dispositif expérimental. 81
3.21 83
3.22 Signal prélevé normalisé en fonction de l'énergie laser. 84
3.23 Profils expérimentaux d'un gradient infini dans les conditions expérimentales et la réponse des dispositifs optiques. 85
3.24 87
3.25 Fluctuations tir à tir des lasers. 89
3.26 Normalisation des images de fluorescence d'acétone par la nappe moyenne. 89
3.27 Données brutes avec la mise en place du prélèvement du profil instantané de nappe laser. 90
3.28 91
3.29 Comparaison des fluctuations résiduelles pour différents types de traitements. 92
3.30 Exemples de mesure simultanées concentration / vitesse. 96
3.31 Exemples de mesure simultanées concentration / vitesse. 97

4.1 Champ de vitesse moyenne axiale normalisée U/U_0 pour une injection avec les tubes de 10 mm, (− blanc) : Position $y_{1/2}$. 102
4.2 Champ de vitesse moyenne axiale normalisée U/U_0 pour une injection avec les tubes de 6 mm, (− blanc) : Position $y_{1/2}$. 103
4.3 Influence du confinement latéral sur la vitesse axiale des jets. 104
4.4 106
4.5 106
4.6 Profils transversaux de vitesse axiale moyenne, $Re = 10700$. 108
4.7 Profils transversaux de vitesse axiale moyenne, $Re = 16000$. 108
4.8 Profils de couche de mélange et de son épaisseur. 109
4.9 112
4.10 Taux de déformation $\sqrt{|det\,(\Sigma)|}$ ($s^{-3/2}$). 113
4.11 114
4.12 Bilan de quantité de mouvement le long de l'axe d'un jet pour le taux de confinement $e/D = 2.4$, (−+ bleu) : $U\frac{\partial U}{\partial x}$ le transport par la vitesse moyenne axiale ; (− o magenta) : $2V\frac{\partial U}{\partial y}$ le transport par la vitesse moyenne radiale ; (−. rouge) : $\frac{\partial\langle u^2\rangle}{\partial x} + 2\frac{\partial\langle uv\rangle}{\partial y}$ la diffusion turbulente ; (−□ vert) : $-\nu\left(\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + 2\frac{\partial^2 U}{\partial y^2}\right)$ la diffusion moléculaire et (· − ▽ gris) : $\frac{-1}{\rho}\frac{\partial P}{\partial x}$ le terme de diffusion par la pression déduit des autres termes par soustraction. 118
4.13 Exemple de signaux typiques, utilisés pour le calcul des Pdfs. 119
4.14 Pdfs des fluctuations de vitesse longitudinale, $\mathcal{P}\left(u/\langle u'^2\rangle^{1/2}\right)$. 120
4.15 Illustration du battement d'un jet. 121
4.16 Représentation schématique du battement d'un jet. 122
4.17 Pdfs des fluctuations de vitesse transversale, $\mathcal{P}\left(v/\langle v'^2\rangle^{1/2}\right)$. 124

4.18 Répartition des fluctuations de vitesse longitudinale $\langle u^2 \rangle$ ($m^2.s^{-2}$) et taux de turbulence, $\langle u^2 \rangle^{1/2} / U$ le long d'un axe de jet. 127
4.19 128
4.20 Variance des fluctuations de vitesse transversale $\langle v^2 \rangle$ ($m^2.s^{-2}$). 129
4.21 Échanges entre les fluctuations longitudinales et transverses $\langle uv \rangle / \langle q^2 \rangle$. . . 131
4.22 132
4.23 135
4.24 Terme de production. 136
4.25 Les différents termes intervenant dans la production d'énergie cinétique : $(-*$ bleu) : $(\langle v^2 \rangle - \langle u^2 \rangle) \frac{\partial U}{\partial x}$; $(-\square$ rouge) : $- \langle uv \rangle \left(\frac{\partial V}{\partial x} + \frac{\partial U}{\partial R} \right)$. 137
4.26 Terme de diffusion turbulente. 140
4.27 141
4.28 Le terme de dissipation d'énergie cinétique turbulente $\langle \epsilon \rangle_{LS}$. 142
4.29 Coupe le long de l'axe d'un jet du bilan d'énergie cinétique turbulente. . . 143
4.30 146
4.31 Auto-corrélation longitudinale. 147
4.32 Incréments de vitesse longitudinaux $\left\langle (\delta u)^2 \right\rangle / \langle u^2 (r=0) \rangle$. 150
4.33 Incréments de vitesse longitudinaux $\left\langle (\delta u)^2 \right\rangle / \langle u^2 (r=0) \rangle$. 151
4.34 152
4.35 Estimation de λ (en mm) avec la méthode dite "Zone Inertielle" : $f(r/H) = \lambda_{iso}^2 = 15\nu \langle u^2 \rangle \frac{5r}{4\left\langle (\delta u)^3 \right\rangle}$. 154
4.36 Évolutions longitudinales des différentes échelle de l'écoulement. Rouge : cas A ; vert : cas B ; noir : cas C ; cyan : cas D ; magenta : cas E ; bleu : cas F. 155

5.1 Déstabilisation d'un jet (Villermaux et Rehab [123]). 165
5.2 Champs instantanés de fraction de mélange. 166
5.3 $(-$ noir) : iso-concentration moyenne $\langle \xi \rangle = 0.9$; $(-$ gris) : iso-concentration moyenne $\langle \xi \rangle = 0.5$ et $(--$ blanc) : positions $y_{0.9}$ pour chacun des jets. . . . 168
5.4 170
5.5 Fraction de mélange moyenne $\frac{\Delta \langle \xi \rangle}{\Delta \langle \xi_0 \rangle}$ pour différentes positions longitudinales. 171
5.6 173
5.7 175
5.8 176
5.9 Champs de variance du scalaire normalisés, $\langle \xi^2 \rangle / max(\langle \xi^2 \rangle)$. 177
5.10 178
5.11 Fraction de mélange moyenne $\frac{\left\langle \xi^2 \right\rangle}{\langle \xi \rangle_c}$ pour différentes positions longitudinales. 179
5.12 Flux longitudinaux de scalaire normalisés, $\frac{\langle u\xi \rangle}{\langle u^2 \rangle^{1/2} \langle \xi^2 \rangle^{1/2}}$ en fonction de la position radiale normalisée par la position $y_{1/2}$. 180

5.13 Flux transversaux de scalaire normalisés, $\frac{\langle v\xi\rangle}{\langle v^2\rangle^{1/2}\langle\xi^2\rangle^{1/2}}$ en fonction de la position radiale normalisée par la position $y_{1/2}$. 180
5.14 Coupe transversale du bilan d'énergie du scalaire, $x/H = 0.083$. 183
5.15 Coupe transversale du bilan d'énergie du scalaire, $x/H = 0.5$. 184
5.16 185
5.17 185
5.18 Fonctions de densité de probabilités, $\mathcal{P}\left(\xi/\left\langle\xi'^2\right\rangle^{1/2}\right)$. 187
5.19 188
5.20 (a) Schéma explicatif des corrélations vitesse / concentration. (b) $\mathcal{P}(\xi \mid u')$ typique pour toutes les familles d'écoulement, en $x/H = 0.083$ et $y/e = 0$. . 190
5.21 En $x/H = 0.5$ et $y/e = 0$. 191
5.22 En $x/H = 0.83$ et $y/e = 0$. 192
5.23 En $x/H = 0.5$ et $y/e = 0.5$. 193
5.24 Densités de probabilités conditionnées. 195
5.25 200
5.26 203
5.27 Comparaison des modèles de mélange : $-*$ noir : Venaille & Sommeria (2007), VS, $-\circ$ vert : Villermaux & Duplat (2003), VD). 204
5.28 206
5.29 $\mathcal{P}(\xi \mid s)$ sur l'axe d'un jet et pour la condition faiblement turbulente (FI). . 207
5.30 Comparaison du modèle de Pdf jointe aux Pdfs expérimentales. 208

6.1 The reactor. 216
6.2 217
6.3 Simultaneous measurements data sets for $D = 10$ mm. Distributions of the conserved scalar ξ (left), the pure fluid mixing fraction $Z_{reactive}$ (middle) and instantaneous velocity field (right). Close shear jets, $Re = 10700$. . . . 218
6.4 Simultaneous measurements data sets for $D = 10$ mm. Distributions of the conserved scalar ξ (left), the pure fluid mixing fraction $Z_{reactive}$ (middle) and instantaneous velocity field (right). Far shear jets, $Re = 10700$. 219
6.5 Instantaneous image of passive tracer (left) and of fluid mixed at molecular level (right). Close sheared jets ($Re = 6400$). 220
6.6 Instantaneous image of micromixing efficiency (left) and PIV-resolved circulation (right). Close sheared jets ($Re = 6400$). 221
6.7 Average of fluid molecularly mixed (left) and variance of its fluctuations (right). Close sheared jets ($Re = 6400$). 222
6.8 $Pdf(\xi_{mix})$ for $x/D = 1$ (top left), $x/D = 2$ (top right), $x/D = 3$ (bottom left) and $x/D = 4$ (bottom right). Lines represent $Pdf(\xi_{mix})$ at $r/D = 0$ (red), $r/D = 0.25$ (violet) and $r/D = 0.5$ (blue). Close sheared jets ($Re = 6400$). 223

6.9 Instantaneous images of ξ_{mix} for close sheared jets for $Re = 6400$ (three top) and $Re = 16000$ (three bottom). 224
6.10 Evolution of $\langle \xi_{mix} \rangle$ (left) and of $var(\xi_{mix})$ (right) as functions of the downstream position x/d on the jet axis (solid lines) and at $r/D = 0.25$ (dashed lines). $Re = 6400$ (blue) and $Re = 16000$ (red). 225
6.11 Instantaneous images of ξ_{mix} for far sheared jets, and $Re = 10700$. Injecting jet diameter $D = 10$ mm (top three images) and $D = 6$ mm (three bottom images). 226

A.1 Propriétés thermodynamiques des fluides. 234
A.2 235

Liste des tableaux

3.1 Propriétés spectro-physique de quelques traceurs couramment utilisés en LIF. 61
3.2 Ordres de grandeur des sections efficaces de collision utilisés pour le calcul du taux de quenching. 76
3.3 Conditions expérimentales étudiées. 95

4.1 Dissymetrie des pdfs de fluctuations de vitesse longitudinale, Su calculé à partir de l'équation 4.13. 125
4.2 Aplatissement des pdfs de fluctuations de vitesse longitudinales, Fu calculé à partir de l'équation 4.13. 125
4.3 Estimation de l'échelle intégrale en mm à partir de l'auto-corrélation. . . . 147
4.4 Estimation de l'échelle de Taylor en mm à partir de la méthode "Zone Inertielle moment d'ordre 2" et pour une hypothèse d'isotropie de l'écoulement. 153
4.5 Estimation de l'échelle de Taylor en mm à partir de la méthode "Zone Inertielle moments d'ordre 3" et pour une hypothèse d'isotropie de l'écoulement. 156
4.6 Estimation du nombre de Reynolds turbulent R_λ, au milieu de la couche de mélange. 156
4.7 Estimation de la dissipation d'énergie cinétique turbulente moyenne sous sa forme isotrope ($m^2.s^{-3} \times 1.10^3$). 157
4.8 Estimation de l'échelle de Kolmogorov η_K en μm, au milieu de la couche de mélange. 158

Nomenclature

Acronymes

Ac	Acétone
ADL	Anémométrie Doppler Laser
BBO	Beta Barium Borate
CCD	Charge Coupled Device
DEHS	Di-Ethyl-Hexyl-Sebacate
FI	Famille FI, configuration faiblement turbulent et fortement confinée
FII	Famille FII, configuration fortement turbulent et fortement confinée
FIII	Famille FIII, configuration fortement turbulent et faiblement confinée
ICCD	Intensify Charge Coupled Device
LIF	Fluorescence Induite par Laser
Nd : YAG	Grenat d'yttrium-aluminium dopé au néodyme
NO	Monoxyde d'azote
Pdf	Fonction de densité de probabilité
PIV	Vélocimétrie par Image de Particules
PLIF	Fluorescence Induite par Plan Laser
RET	Rotationnal Energy Transfert
UV	Ultra-violet

Nombres

Pe	Nombre de Peclet
Re	Nombre de Reynolds
Re_δ	Nombre de Reynolds basé sur l'épaisseur de la couche de mélange
Re_λ	Nombre de Reynolds basé sur la micro-échelle de Taylor
Sc	Nombre de Schmidt
St	Nombre de Stokes

Caractères Latins

$\langle q^2 \rangle$ Énergie cinétique moyenne

$\langle u^2 \rangle$ Variance des fluctuations de vitesse longitudinale

$\langle u'^2 \rangle^{1/2}$ Écart-type des fluctuations de vitesse longitudinale

$\langle v^2 \rangle$ Variance des fluctuations de vitesse transverse

$\langle v'^2 \rangle^{1/2}$ Écart-type des fluctuations de vitesse transverse

$\mathcal{M}$ Masse molaire

$\mathcal{P}$ Fonction de densité de probabilité

$\mathcal{P}_l$ Fonction de densité de probabilité de scalaire pour une échelle l

$\mathcal{P}ara$ Parabole osculatrice

$\mathcal{V}$ Volume de contrôle

$\vec{u}$ Vecteur vitesse instantanée

$A^2\sigma^+$ Niveau d'énergie électronique excité

A_{21} Taux d'émission spontané

B_{12} Taux d'absorption

B_{21} Taux d'émission stimulé

C Terme de transport

C_k Constante de Kolmogorov

C_{k2} Seconde constante de Kolmogorov

D_{part} Diamètre d'une particule d'huile

D_{v50}, D_{v90} Diamètres moyens des particules correspondant à 50 % et 90 % de la cumulative

$Diss$ Terme de dissipation de l'énergie cinétique

DP Terme de diffusion par la pression

DT Terme de diffusion turbulente

e distance entre deux axes de jets

E_i Énergie du niveau i

E_{ab} Différence d'énergie entre les niveaux a et b

$E_{f_{sat}}$ Densité d'énergie de saturation

f_1, f_2 et f_3 Focale des lentille 1, 2 et 3

F_ξ Flatness des fluctuations de scalaire

f_c Fréquence de coupure des différents dispositifs

F_u Flatness des fluctuations de vitesse dans la direction longitudinale

F_v Flatness des fluctuations de vitesse dans la direction transverse

f_{ab} Fréquence liée à la différence d'énergie E_{ab}

G_q Terme de destruction de dissipation

H Hauteur du réacteur

h Constante de Planck

$Inst$ Terme instationnaire

k Énergie cinétique turbulente instantanée

k_B Constante de Boltzmann

K_{ic}, K_{isc}, VR Taux de desexcitation par collision interne

L_t Échelle intégrale

L_{tubes} Longueur d'un tube

N_1 Densité de population sur l'état fondamental

N_1^0 Densité de population sur l'état fondamental à l'instant initial

N_2 Densité de population sur l'état excité

P Pression moyenne dans l'enceinte

p' Fluctuation de pression

$P_{saturante}$ Pression de vapeur saturante

$Prod$ Terme de production d'énergie cinétique

Q_P Taux de prédissociation

Q_{21} Taux de quenching

Q_{ab} Taux de desexcitation par collision interne entre l'état a et b

R Constante de gaz parfaits

R Position radiale

r	Distance séparant deux points de l'espace dans la direction $\vec{r}$
R_{ab}	Taux de desexcitation par collision interne entre le niveau a et b
R_{uiui}	Auto–corrélation dans la direction i
S_ξ	Skewness des fluctuations de scalaire
S_q	Terme de production de dissipation
S_u	Skewness des fluctuations de vitesse dans la direction longitudinale
S_v	Skewness des fluctuations de vitesse dans la direction transverse
Sf	Signal de fluorescence
T	Température de l'écoulement
t	Temps
U, V et W	Vitesses moyennes
u_i'	Fluctuation de vitesse instantanée dans la direction i
U_0	Vitesse moyenne longitudinale en $x = 0$
U_c	Vitesse moyenne longitudinale sur l'axe d'un jet
u_i	Vitesse instantanée dans la $i^{\text{ème}}$ direction de l'écoulement
U_{deb}	Vitesse débitante
U_{max}	Vitesse moyenne axiale maximale à une position longitudinale donnée
U_{max}	Vitesse moyenne longitudinale maximale à une position longitudinale donnée
U_{min}	Vitesse moyenne longitudinale minimale à une position longitudinale donnée
v''	Niveau vibrationnel du niveau d'énergie excité
W_{2i}	Taux de ionisation
x	Position dans la direction longitudinale
$X^2\Pi$	Niveau d'énergie électronique fondamental
x_i	Position dans la direction i
y	Position dans la direction transverse
$y_{0.1}$	Position radiale pour laquelle la vitesse vaut 10 % la vitesse sur l'axe du jet
$y_{0.9}$	Position radiale pour laquelle la vitesse vaut 90 % la vitesse sur l'axe du jet
$y_{1/2}$	Position radiale pour laquelle la vitesse vaut 50 % la vitesse sur l'axe du jet
E	Énergie laser moyenne

Caractères Grecs

α_i Contraintes propre associée à la direction propre i

Δt Intervalle de temps entre deux tir laser

δ_{mixing} Épaisseur de la couche de mélange

η_B Échelle de Batchelor

η_K Échelle de Kolmogorov

η_{mix} Efficacité du mélange moléculaire

η_{opt} Efficacité globale du dispositif de mesure

κ Diffusivité moléculaire

Λ Longueur d'onde des différents lasers

λ_c Plus petite échelle résolue par la PIV

Λ_{12} Longueur d'onde du laser accordé sur la transition électronique 1-2

λ_{Diff} Échelle de diffusion massique

λ_{hom} Micro-échelle de Taylor déterminée à partir d'une hypothèse d'homogénéité

λ_{iso} Micro-échelle de Taylor déterminée à partir d'une hypothèse d'isotropie

λ_T Micro-échelle de Taylor sous sa forme générale

$\langle \Delta \vec{x} \rangle$ Déplacement moyen d'un groupe de particules

$\langle \delta u \rangle$ Différence de vitesse entre les positions x et $x + r$

$\langle \epsilon \rangle$ Dissipation d'énergie cinétique moyenne turbulente sous sa forme générale

$\langle \epsilon \rangle_\xi$ Dissipation scalaire moyenne

$\langle \epsilon \rangle_{hom}$ Dissipation d'énergie cinétique moyenne turbulente déterminée à partir d'une hypothèse d'homogénéité

$\langle \epsilon \rangle_{iso}$ Dissipation d'énergie cinétique moyenne turbulente déterminée à partir d'une hypothèse d'isotropie

$\langle \epsilon \rangle_{iso}$ Dissipation d'énergie cinétique moyenne turbulente sous sa forme isotrope

$\langle \xi \rangle$ Fraction de fluide moyenne

$\langle \xi \rangle_c$ Fraction de fluide moyenne sur l'axe d'un jet

$\langle \xi^2 \rangle$ Variance des fluctuations de scalaire

$\langle \xi'^2 \rangle^{1/2}$ Écart-type des fluctuations de scalaire

μ Viscosité dynamique

μ_G Viscosité dynamique de la phase porteuse

ν Viscosité cinématique

ϕ Rendement quantique

ρ Masse volumique de l'écoulement

ρ_p Masse volumique d'une particule d'huile

Σ Tenseur des déformations moyennes

$\sigma_{M/i}$ Section efficace de collision entre la molécule i et son partenaire de collision M

τ_ξ Un temps caractéristique du mélange

τ_P Temps caractéristique d'une particule d'huile

τ_t Temps caractéristique de la turbulence

τ_{pompe} Temps caractéristique de pompage

ξ Fraction de fluide globale instantanée

ξ' Fluctuation de scalaire instantanée

ξ' Fluctuation instantanée de scalaire

ξ_{Ac} Fraction de fluide d'acétone

ξ_{mix} Fraction de fluide moléculairement mélangé

ξ_{pur} Fraction de fluide pur

Chapitre 1

Contexte Général

La description et la prédiction du mélange d'une substance passive au sein d'un écoulement turbulent est un problème auquel de nombreux expérimentateurs, numériciens et théoriciens se sont confrontés depuis les travaux entrepris par Taylor ou Richardson. Un siècle plus tard, ce problème reste dans de nombreux domaines encore non résolu. Ce sujet reste à l'heure actuelle d'un grand intérêt pratique pour comprendre de nombreux problèmes rencontrés au quotidien, que ce soit dans la nature ou dans les systèmes industriels.

Tout récemment, ont eu lieu en différents endroits de la planète de nombreuses catastrophes écologiques pour lesquelles le mélange est un acteur jouant un rôle au premier ordre. Citons, par exemple, celle causée par la rupture d'une canalisation de forage sur une plate forme pétrolière au large des côtes de Louisiane. L'impact environnemental de cette catastrophe est double. D'une part, le transport du pétrole lourd à la surface des eaux océaniques anéantit toute sorte de vie animale ou végétale sur son passage, et d'autre part, la dispersion des suies et des différentes substances chimiques libérées lors de la combustion du pétrole qui se dégage du puits, crée une pollution atmosphérique importante. A l'heure actuelle, près de 800 m^3 de pétrole par jour s'échappent de cette canalisation et brûlent à ciel ouvert, soit l'équivalent de quatre piscines olympiques en quinze jours. Une illustration, présentée sur la figure 1.1(a), montre la dispersion des particules de suies dans l'atmosphère causée par la combustion de ce pétrole.

Les processus régissant le mélange de ces produits de combustion entrent dans le cadre d'une description du mélange à petit nombre de Schmidt, Sc, dont les théories sont étudiées depuis de nombreuses années [104]. Ce nombre est défini comme le rapport de la viscosité cinématique sur la diffusion moléculaire.

Pour limiter l'impact de cette catastrophe, il est nécessaire de comprendre les processus qui régissent le mélange afin, par exemple, de localiser les régions qui seront principalement

touchées. Cette pollution atmosphérique est engendrée par l'homme, mais d'autres évènements cette fois naturels peuvent engendrer la dispersion d'une quantité très importante de particules polluantes dans l'atmosphère.

Un second exemple concerne une "pollution naturelle" due à l'éruption du volcan Eyjafjallajokull, situé en Islande. La figure 1.1(b) montre un exemple de la dispersion des cendres engendrées par le réveil de ce volcan. Cette éruption a entraînée avec elle un panache de particules solides, liquides et gazeuses, se dispersant dans l'atmosphère sous l'action des vents paralysant la totalité du trafic aérien mondiale. Dans le but de réduire ce blocage, il est nécessaire de pouvoir prédire les régions où des poches de cendre, mélangées à l'air ou non, sont situées.

(a) Photo : © PhotoMaxPPP – 01 Mai 2010.

(b) Photo : © Brynjar Gauti/ AP Photo – 16 Avril 2010.

FIGURE 1.1 – Exemples typiques de dispersion de scalaires dans la nature.

Comme on peut le remarquer sur cette image, le mélange du scalaire est fortement lié à la dynamique de l'écoulement. Le transport de ces polluants est conditionné, entre autres, par la direction moyenne des vents (de la gauche vers la droite sur la photo). De plus, grâce à une multitude de tourbillons, le scalaire, brassé aux grandes échelles via les plus grandes structures de l'écoulement, est transféré vers des échelles de plus en plus petites. Ce transfert permet le rapprochement des différentes substances pour qu'elles soient ensuite mélangées au niveau moléculaire. Ce processus est appelé mélange moléculaire (ou micro-mélange), et le transfert de "proche en proche", cascade d'énergie turbulente.

Pour prendre un exemple que même les plus jeunes peuvent comprendre, lorsque l'on ajoute du sirop dans un verre contenant de l'eau, l'observation permet de remarquer que le sirop met beaucoup plus de temps à se mélanger si l'eau est au repos. Dans ce cas seule la diffusion moléculaire régit le micro-mélange. *A contrario*, en apportant une certaine quantité d'énergie cinétique via l'action d'une petite cuillère, le mélange entre ce sirop et l'eau est réalisé beaucoup plus rapidement. On sent bien, ici, que plus les fluctuations

de vitesse sont importantes, plus le transfert du scalaire vers les plus petites échelles sera efficace, ceci est à relier à la quantité d'énergie cinétique turbulente injectée dans le système.

La diffusion turbulente qui brasse le scalaire d'échelle en échelle tend à accélérer les processus de mélange vis à vis de la diffusion moléculaire seule. Ainsi, plus la diffusion turbulente est importante, plus le scalaire est rapidement transféré vers les plus petites échelles pour finalement être mélangé moléculairement.

La plus petite structure turbulente, qui est l'échelle de Kolmogorov, dissipe, quant à elle, l'énergie cinétique injectée par les plus grosses structures tourbillonnaires de l'écoulement sous forme de chaleur, via la viscosité du fluide. La rapidité de ce phénomène est décrite physiquement via la dissipation d'énergie cinétique. Plus la dissipation d'énergie cinétique turbulente est importante, plus l'écoulement lisse les gradients de fluctuations de manière efficace, le mélange est alors rapidement réalisé.

Ainsi, il est clair que le rôle joué par la dynamique d'un écoulement et de ses multiples échelles est fortement lié à la qualité du mélange et du micro-mélange d'un scalaire.

Dans le secteur industriel, le comportement du mélange a une importance particulière pour de nombreuses applications, comme par exemple dans l'industrie chimique, la combustion, la propulsion aérospatiale, etc. Dans le secteur automobile, une attention toute particulière est faite vis à vis de la qualité de la combustion dans les moteurs. En effet, dans un souci d'optimisation des rendements de combustion en vue d'une réduction de la consommation des énergies fossiles et des émissions polluantes, on sait aujourd'hui, que cette optimisation passe par la maîtrise parfaite des cycles de combustion. A l'heure actuelle, la solution retenue est d'injecter directement le carburant dans la chambre de combustion. Ainsi, les différents processus tels que l'injection du carburant, l'atomisation, l'évaporation, et le mélange qui étaient auparavant réalisés en amont de la chambre, sont désormais faits à l'intérieur même du volume. Toutes ces étapes doivent donc être parfaitement réalisées avant même le début de la combustion. Il est donc nécessaire que tous ces processus soient réalisés le plus rapidement possible. Notons de plus que ces processus sont réalisés dans une enceinte fermée, et sur de très courtes distances.

Ces exemples montrent clairement la nécessité d'étudier chaque phénomène, dans une installation expérimentale académique de laboratoire, qui permet de maîtriser au mieux chacun de ces processus.

Chapitre 2

Introduction

Avant de commencer, nous devons expliquer le choix du titre : mélange versus micro-mélange. Qu'entendu nous par "mélange" ? Sa définition[1] courante est une "*Association de plusieurs corps sans réaction chimique. Opération consistant à augmenter le degré d'homogénéité d'un ensemble de corps.*"

En se référant à cette définition, on cherche à caractériser l'association de deux espèces différentes, dans laquelle il n'y a aucune réaction chimique.

Ainsi, la notion de mélange turbulent suppose le transport d'un scalaire à **toutes les échelles**, la plus petite (l'échelle de Batchelor) étant de l'ordre de grandeur de l'échelle de Kolmogorov, si le nombre de Schmidt Sc, est de l'ordre de l'unité, ou alors plus petite (si $Sc > 1$).

Lorsque le mélange est étudié par des approches expérimentales, comme c'est le cas dans cette thèse, il se trouve que l'échelle de résolution de la technique de mesure (par exemple, de l'ordre de grandeur du pixel pour des mesures planaires) est plus grande que les plus petites échelles du scalaire et évidemment plus grande que l'échelle moléculaire.

nous allons par la suite distinguer clairement entre les notions de :

- **mélange**, qui couvre implicitement toutes les échelles entre l'échelle d'injection et l'échelle de résolution. Afin de quantifier le mélange, nous allons parler de sa **qualité**. Les différents critères utilisés (il en existe beaucoup...) seront : la valeur moyenne, la variance, la dissipation, les flux etc... (ce sujet sera détaillé plus loin).
- **micro-mélange** (ou mélange moléculaire), qui vise particulièrement l'échelle du pixel et en **dessous**, jusqu'à l'échelle moléculaire. Dans ce cas, nous allons parler **d'efficacité** du micro-mélange et nous allons calculer, comme critère, l'efficacité η_{mix} définie par King *et al.* [62].

Alors que nombre d'études sont dédiées au mélange en écoulements ouverts, beau-

1. Larousse.

coup moins concernent le mélange et le micro-mélange dans des écoulements confinés, notamment à cause des difficultés reliées à la mise en place des méthodes expérimentales.

En 2005, Dimotakis [36] suggère que, pour caractériser le plus finement possible le micro-mélange, les réactions chimiques se révèlent être l'outil le plus ingénieux. Pourtant, là encore, à cause des difficultés expérimentales, très peu d'études s'inspirant de cette idée existent. Celles déjà réalisées sont principalement dédiées aux écoulements libres cisaillées,[25], [61], [62], et [81].

Dans ce contexte très général, le mélange est étudié dans un réacteur partiellement agité, pour différentes configurations, géométries, et vitesses d'écoulement. Il s'agit d'une enceinte de $11 \times 11 \times 6$ cm^3, dans laquelle pénètrent soit 16 paires de jets opposés, ou 8 paires de jets cisaillés. Une photo de ce réacteur est présentée sur la figure 2.1.

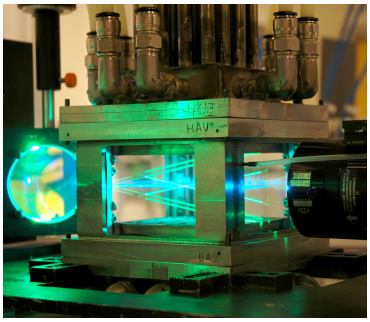


FIGURE 2.1 – Photographie du réacteur.

La question (au sens très large) est quelle configuration géométrique (réacteur à jets opposés ou cisaillés) mélange le mieux. La réponse nécessite automatiquement une étude détaillée de l'écoulement et du mélange, pour chaque configuration.

Un premier pas a été fait pendant la thèse de Krawczynski [68], dédiée au mélange dans la configuration à jets opposés. La description détaillée de l'écoulement est également établie par ce même auteur en 2010 [69]. Deux types d'écoulements ont été caractérisés : un du type jets opposés à recirculation pour des paires de jets rapprochés, et l'autre du type jets opposés simples pour des paires de jets assez éloignés.

La thèse présentée ici, concerne l'étude du mélange et du micro-mélange dans ce réacteur et dans une configuration géométrique de jets cisaillés. Le motif de base est un jet entouré de 4 jets à contre courant, disposés sur un maillage cartésien. Pour cette configuration, nous cherchons à répondre aux questions suivantes :

- Quel est le rôle de la géométrie de l'écoulement (distance entre deux jets successifs, diamètre des jets) lorsque le réacteur est constitué par des *jets cisaillés uniquement* sur le mélange et le micro-mélange (défini ci-après) ?
- Quel est l'impact du régime hydrodynamique (nombre de Reynolds) sur le mélange et le micro-mélange ?

– Comment mélanger rapidement et efficacement sur des distances petites ?

Avant de tenter de répondre aux questions posées, il est important de définir ce que l'on entend par efficacité. Veut-on, un écoulement qui présente des caractéristiques d'homogénéité importantes, ce qui revient à dire que le champ de concentration moyenne doit être le plus homogène possible et que sa variance est la plus petite possible. Ou, au contraire, désire t-on que la configuration soit capable de lisser rapidement les gradients, ainsi les fluctuations typiques doivent être les plus importantes possible, ce qui a pour conséquence d'augmenter de manière importante la dissipation d'énergie cinétique turbulente.

Pour mener cette étude nous adoptons la stratégie suivante, pour chaque géométrie particulière, nous étudions :

– le **mélange** de deux scalaires différents (chaque jet successif est porteur de scalaires différents). Tout d'abord, des mesures de PLIF sur acétone sont effectuées dans différents plans du réacteur, le champ de vitesse est mesuré simultanément par Vélocimétrie par image de Particules (PIV). Une attention particulière est ensuite accordée à la distribution du scalaire, via les fonctions de densité de probabilité (pdfs).
– le micro-mélange. Une autre étape significative de ce travail est l'étude du **micro-mélange**. Nous parlons de **micro-mélange** lorsque le mélange de deux substances A et B se fait au niveau des petites échelles, d'une manière "intime". Dans ce cas, la surface de contact entre les deux substances est maximale, et la réaction chimique peut avoir lieu sur une surface/volume maximal.

Afin de caractériser le micro-mélange, nous nous inspirons de l'idée de Dimotakis [36]. Une réaction chimique ne peut avoir lieu que si les substances (combustible et comburant) sont suffisamment proches, et par conséquent sont mélangées au niveau moléculaire.

La mesure directe du micro-mélange est difficile, en particulier pour les écoulements à haut Reynolds, où les outils expérimentaux actuels, qui sont très souvent la fluorescence sur une molécule telle que l'acétone ou d'autres, sont sous-résolus pour accéder à de telles quantités. En effet, comme Meyer *et al.* [81] l'ont mis en évidence, avec l'utilisation d'une seule technique de fluorescence, la distinction des différents états de mélange à l'intérieur même d'un pixel ne peut être faite. Pour donner un exemple qui sera plus longuement développé dans la suite de ce manuscrit, si un pixel est composé de deux fluides A et B en quantités égales, mais uniquement agités, ou au contraire intimement mélangés, la mesure de concentration par fluorescence sur un traceur unique apporte la même information : le pixel est mélangé. Pour parvenir à faire la distinction entre ces deux états, des méthodes basées sur deux mesures successives ("flip experiments") ou sur deux mesures simultanées de scalaire ("dual tracer") peuvent être proposées [85][25], [62]. Cette dernière technique donne, au même instant, les régions de fluide pur et la fraction globale de fluide. Par comparaison des deux signaux, il est possible de quantifier la quantité de scalaire micro-mélangée. La première utilisation de la technique par "dual tracer" fut réalisé par Paul & Clemens en 1993 [85]. Ils ont mesuré le micro-mélange dans une couche de mélange

axisymétrique entourée d'un co-flow de faible vitesse, à pression et température ambiantes.

Dans notre étude, le micro-mélange est mesuré expérimentalement par cette méthode dite de "dual tracer". Les régions de fluide A pur peuvent être tracées par fluorescence en ensemençant, par exemple, un jet sur deux avec du monoxyde d'azote (NO), dont le signal de fluorescence se désexcite très rapidement par quenching lorsqu'il se trouve en contact avec de l'oxygène et de l'acétone. Lorsque le NO est à proximité de ces molécules, le signal de fluorescence est instantanément annihilé et seul l'état pur du fluide est détecté. Ainsi, des mesures de PLIF sur NO nous conduisent à des cartographies instantanées du fluide pur, simultanément aux cartographies du mélange global obtenu par fluorescence sur acétone (PLIF sur Acétone). La différence de ces deux champs donne les images instantanées du fluide micro-mélangé.

Soulignons finalement qu'il s'agit de mesures quantitatives du micro-mélange, malgré la sous-résolution spatiale des dispositifs pris séparément. Ces mesures sont réalisées simultanément à des mesures de vitesse par PIV dans le but de calculer des corrélations vitesse / concentration ou encore vitesse / région de mélange moléculaire.

2.1 Revue bibliographique de la dynamique et du mélange dans des jets

Avant d'étudier le mélange à proprement dit, il est nécessaire de comprendre la dynamique de notre écoulement complexe, où de multiples jets axisymétriques viennent se cisailler en contre courant et dans une enceinte confinée. Au moins trois difficultés sont ici présentes. Une première, concernant la description des jets axisymétriques, une seconde pour la description des jets axisymétriques cisaillées à contre courant et finalement une troisième qui est la description de ces jets axisymétriques cisaillés à contre courant dans une enceinte fermée. Différentes études se sont intéressées à ces configurations.

Concernant **les jets axisymétriques simples**, depuis Abramvovich [1] beaucoup d'études, aussi bien analytiques, numériques qu'expérimentales se sont tournées vers ce type d'écoulement dont le comportement est désormais bien connu.

Un jet axisymétrique présente différentes zones caractéristiques représentées schématiquement sur la figure 2.2 :

- **Une zone d'induction**, dans laquelle naissent et s'amplifient les instabilités hydrodynamiques,
- **une zone de transition**, caractérisée par un évasement du jet. Cette région prend fin avec la fin du cône potentiel qui est délimitée par la réunion, sur l'axe du jet, des couches de mélanges internes. La vitesse moyenne axiale au centre du jet permet la caractérisation de cette région par la détermination de la longueur pour laquelle cette vitesse reste constante. Abramovich estime que l'étendue de cette région est comprise

entre un et 20 diamètres, et est fortement dépendante des conditions d'injection.

En raison de la différence de vitesse entre le jet et l'air ambiant, une couche de mélange externe se développe au fur et à mesure que l'on s'éloigne du tube. Les instabilités de Kelvin-Helmholtz s'y développent entraînant progressivement le fluide extérieur à l'intérieur du jet jusqu'à l'axe, et une zone de turbulence établie apparaît.

- Dans cette **zone de turbulence pleinement développée**, Abramovich, en 1963 [1], décrit analytiquement le comportement du jet. Il montre que les différentes quantités hydrodynamiques telles que la vitesse moyenne axiale, radiale, leurs fluctuations typiques ainsi que les échanges entre les fluctuations longitudinales et transversales peuvent, en champ lointain, être décrites par une expression analytique unique pour chaque quantité. La région de l'écoulement où cette propriété est vérifiée, est appelée zone d'auto-similitude (ou auto-similaire).
  De multiples expériences réalisées en champ lointain confirment qu'il existe bien une position à partir de laquelle l'auto-similitude des différentes quantités en fonction de la position longitudinale est vérifiée. Le début de cette zone est estimée à environ 30 diamètres pour la vitesse moyenne longitudinale et légèrement plus loin pour les quantités telles que la variance de la vitesse (moments d'ordre supérieur).

Notons finalement que lorsque la variance décroît avec la position longitudinale, l'écoulement est du type jet libre en décroissance libre. Cette région est très souvent utilisée pour valider différents modèles de mélange, dont l'hypothèse la plus souvent utilisée est la décroissance de la variance du scalaire.

Dans notre étude, la distance de développement des jets est au mieux de 10 diamètres, notre écoulement se situe donc dans la zone d'induction et au début de la zone auto-similaire. L'écoulement étudié est un jet débouchant dans une atmosphère où quatre jets à contre courant viennent cisailler le jet entrant dans le réacteur. En résumé, le motif de base de notre écoulement est constitué d'un jet axisymétrique se développant sur une faible distance et cisaillé par quatre jets à contre courant, en milieu confiné. Ainsi, les conditions aux limites sont des frontières fluides.

Les jets cisaillés ont fait l'objet de nombreuses études analytiques, initiées par Abramovich [1] et Betchov [8]. Abramovich caractérise analytiquement le comportement dynamique d'un écoulement de jet cisaillé par un écoulement de faible vitesse à contre courant et dans un environnement **libre** alors que Betchov s'intéresse d'une part à la description des mécanismes de la turbulence intervenant dans la zone de transition entre un écoulement laminaire et turbulent [8] et d'autre part à l'étude théorique et numérique de la stabilité d'une couche de mélange se développant entre deux écoulements parallèles [9].

Ces études sont complétées, dans le cadre d'écoulements de **jets en co-courant**, par d'autres auteurs tels que Rehab *et al.* [95] ou encore Villermaux & Rehab [123]. Rehab *et al.* [95], étudient la structure d'un écoulement de jet entouré d'un co-flow en proche sortie de tube ("near field"). Ils identifient deux régimes d'écoulement dépendant principalement du rapport des vitesses du jet extérieur sur le jet intérieur. Pour un rapport

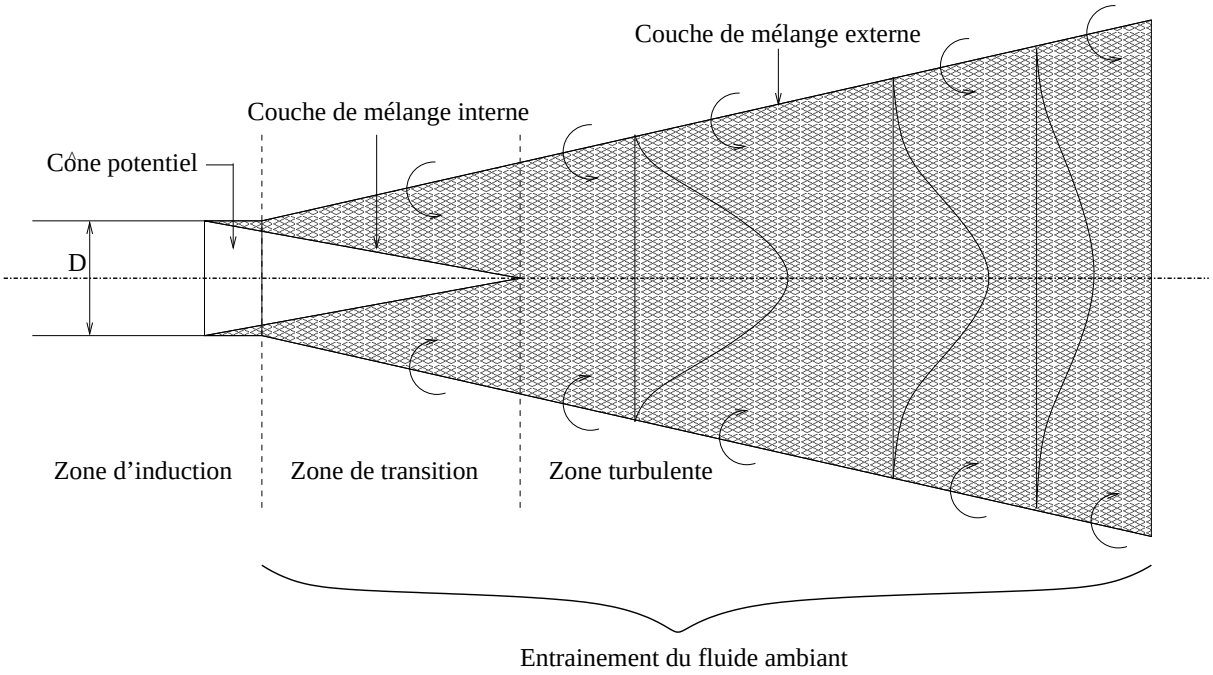


FIGURE 2.2 – Représentation schématique d'un jet libre turbulent.

faiblement supérieur à un, le jet annulaire externe de vitesse plus rapide vient "pincer" périodiquement la zone centrale de l'écoulement située approximativement à la fin du cône potentiel du jet interne. La fréquence de ce pincement correspond au mode de pulsation naturelle du jet extérieur. Ils reportent, de plus, que la longueur du cône potentiel interne dépend fortement du rapport des vitesses et évolue inversement proportionnellement avec ce rapport. Lorsque ce rapport est supérieur à une valeur critique, le cône potentiel interne est tronqué et est suivi par une recirculation instationnaire avec une oscillation basse fréquence du point de stagnation.

Ils proposent, finalement, un modèle simple permettant la prédiction de la transition d'un régime à l'autre. Les ingrédients utilisés pour ce modèle sont le taux d'entrainement turbulent et la conservation de la masse.

Une autre étude de Villermaux & Hopfinger [122] s'intéresse à la dynamique d'une **multitude de jets** placés en **co-courant** sur un maillage cartésien. Un écoulement uniforme est placé en face de ces jets. Dans cette étude, ils pointent du doigt la forte influence d'un jet sur l'autre et reportent le fait que, dans la zone se situant en proche sortie de buse, cette interaction crée une oscillation basse fréquence (à grandes échelles) de grande amplitude et quasi-périodique. Cette instabilité n'est visible qu'à partir d'un nombre de

Reynolds critique qui est estimé entre 3000 et 4000. Pour ces conditions hydrodynamiques, la distance de jonction de deux jets voisins diminue avec l'augmentation du nombre de Reynolds. L'évolution de l'amplitude des oscillations suit la même loi et devient indiscernable des fluctuations turbulentes de vitesse lorsque le Reynlolds est suffisamment grand. Pour expliquer cette instabilité ils suggèrent une nouvelle formulation de la dynamique des instabilités, appelée modèle NLDS (nonlinear delayed saturation).

Dans la continuité de cette investigation, Villermaux & Rehab [123] ont étudié expérimentalement le mélange de deux fluides dans une configuration de jets cisaillés à **co-courant** et à nombre de Schmidt de l'ordre de 2000. Ils portent une attention particulière d'une part pour la détermination des différents temps caractéristiques intervenant lors des processus de mélange et d'autre part aux échelles caractéristiques du mélange dans la zone d'écoulement pleinement développée ("Far field"). Ils montrent que l'échelle caractéristique de temps du mélange t_s, celle correspondant au temps nécessaire pour casser une structure de fluide pur à l'état initial, est de la forme $t_s \approx Sc^{1/5}/\gamma$, avec γ le taux d'élongation définie comme le rapport des différences de vitesse entre les deux fluides et l'épaisseur du jet annulaire extérieur.

Une configuration qui se rapproche un peu plus de notre étude est un jet cisaillé par un écoulement à **contre courant**. Différents travaux se sont portés sur ce type de configuration, on peut notamment citer ceux de Yoda & Fiedler [131], en 1996, qui présentent une visualisation du champ de concentration moyenne dans un jet d'eau cisaillé par un écoulement **uniforme** à contre courant. Leurs mesures sont réalisées par fluorescence induite par plan laser. Ils montrent, tout d'abord, que lorsque le rapport entre la vitesse du jet et celle de l'écoulement à contre courant est faible, la stabilité du jet est assurée. *A contrario*, lorsque ce rapport augmente, une instabilité importante est mise en évidence par des valeurs importantes de fluctuations de vitesse longitudinale et transversale sur l'axe du jet. Ils estiment ce rapport critique à 1.3 ce qui est confirmé par Strykowski & Niccum [108] ou encore Bernero & Fiedler [7]. A partir de cette valeur, les instabilités viennent déstabiliser le jet et l'incliner dans une direction privilégié, l'écoulement devient par conséquent asymétrique. Ils notent de plus que le jet présente une forte sensibilité à la direction de la perturbation. Ils mettent en évidence l'auto-similitude du jet, pour un rapport de vitesses important, ce qui prouve que dans cette région d'auto-similitude le comportement de l'écoulement peut être assimilé à un jet.

Une étude de Strykowski & Wilcoxon [109] dans une configuration assez similaire, concerne le mélange dans un jet entouré d'un écoulement annulaire à contre courant. La conclusion majeure de cette étude est que malgré une oscillation importante du jet, le mélange est globalement optimisé dans ce type configuration. Ils reportent de plus que cette oscillation est justement responsable de l'amélioration du mélange, et peut être maintenu jusque des rapports de vitesse assez grands.

Plusieurs autres études se plaçant dans une configuration d'**écoulements confinés**, ou dite de turbulence de boîte forcée, ont été initiées par Craya & Curtet [29], qui développent pour la première fois la théorie sur le comportement des jets en milieu confiné. Cette

étude montre qu'il est désormais possible de déterminer, en accord avec des expériences [35], l'évolution de la recirculation du fluide le long de l'axe du jet. Barchilon & Curtet [5] approfondissent ensuite cette théorie et la valident sur des données expérimentales obtenues dans un écoulement de jet confiné.

Ces jets se développant dans une enceinte fermée avec un écoulement de retour ont fait l'objet d'études expérimentales diverses telles que celles menées par Petersson *et al.* [89] ou encore Risso & Fabre [99]. L'écoulement étudié par Petersson *et al.* est un jet, réalisé via une roue à aube, et cisaillé par un co-courant dans un environnement confiné. Des mesures de trois composantes de vitesse par ADL sont réalisées et comparées à une configuration de jet libre. Ils mettent en évidence deux types d'écoulements. Un premier, où les couches de cisaillement sont plus petites que la taille du confinement, et une zone où les couches de mélange créées par un jet se développent dans le sillage d'un co-courant. Lorsque les couches de mélange atteignent la taille du confinement, il apparaît un écoulement du type jet cisaillé par un contre-courant. Une recirculation du fluide est alors visible et vient cisailler le jet dans la direction opposée à celle de l'écoulement moyen, le mélange est alors optimisé.

Depuis les études de Veeravalli & Warhaft [116], en 1989, on sait que dans les écoulements turbulents inhomogènes, lorsque la vitesse est faible et que les gradients de vitesse moyenne sont négligeables, le transport turbulent est fortement intermittent et non-Gaussien. Dans ce cas l'écoulement est dominé par la diffusion turbulente.

Dans la perspective de mieux comprendre ce genre d'écoulement, Risso & Fabre [99] développent différents écoulements en ayant comme contrainte principale de pouvoir négliger les gradients de vitesse moyenne. Ils décrivent complètement le comportement d'un écoulement de jet confiné pour différentes sections en aval de la buse. Cette caractérisation est réalisée à partir de mesures ADL.

Le premier point soulevé est : Existe-t-il un écoulement turbulent stationnaire sans écoulement moyen, énergétiquement isotrope et dont l'homogénéité est vérifiée dans deux directions ? Si oui, ces écoulements sont dominés par la diffusion turbulente et la dissipation. Leur premier objectif a donc été de concevoir un écoulement répondant à ces contraintes. Pour ce faire, ils utilisent un jet turbulent confiné dans les directions longitudinale et transversale. Au fur et à mesure que le jet se développe, la vitesse moyenne de l'écoulement tend vers zéro. A la position $z/D = 3$, il montrent que la turbulence est essentiellement contrôlée par l'équilibre entre la diffusion turbulente et la dissipation d'énergie cinétique turbulente. Plus en aval, en $z/D = 4$, les structures de l'écoulement sont de l'ordre du diamètre du tube de confinement. Ces structures cessent alors de croître, et le confinement agit comme un filtre limitant la taille des tourbillons à la dimension du confinement. Légèrement plus loin, le jet atteint un comportement asymptotique où la turbulence est dominée par la diffusion turbulente en milieu confiné. Dans ce cadre, ils montrent, dans la zone centrale de l'écoulement ($r/D \leq 0.2$), que les moments des fluctuations de vitesse décroissent suivant une fonction exponentielle unique, que l'échelle intégrale reste constante avec la position longitudinale et que le tenseur des contraintes

de Reynolds est bi-dimensionnellement homogène et isotrope.

D'autres études dont les aboutissants sont identiques aux études de Risso & Fabre, ont notamment été réalisées par Birouk *et al.* [10], Hwang & Eaton [57], Krawczynski *et al.* [70], Variano & Cohen [115], ou encore Goepfert *et al.* [48] .

Birouk *et al.* [10] (2003) ont réalisé un écoulement de boîte forcée, dans laquelle huit ventilateurs placés dans chaque angle d'une chambre parallélépipédique réalisent dans la zone centrale du réacteur un écoulement dont l'isotropie et l'homogénéité sont vérifiées et ceci avec un écoulement moyen quasi nul. Hwang & Eaton [57], en 2004, réalisent le même type d'écoulement en remplaçant les ventilateurs par des jets. Le design de ce réacteur permet de considérer que l'écoulement se développe dans une enceinte sphérique. Le nombre de Reynolds turbulent est inférieur à 100 pour l'étude de Birouk *et al.* et de 224 pour Hwang & Eaton. Tout comme Risso & Fabre, ils trouvent que ce nombre de Reynolds turbulent est constant et indépendant du niveau du taux de turbulence. Le faible niveau de turbulence de Birouk *et al.* ne leur permet pas de mettre en évidence la zone inertielle évoluant en $k^{-5/3}$. Cependant, il reportent qu'une zone de similarité des échelles est tout de même visible et correspond à une loi de similarité dont l'exposant est estimé à 1.67.

Variano & Cohen [115] présentent une étude dans laquelle une multitude de jets synthétiques sont injectés de manière aléatoire dans le temps et l'espace. Cette étude expérimentale est réalisée à partir de mesures de vitesse obtenues par PIV. Les jets débouchent dans une enceinte fermée, dont les dimensions sont approximativement de dix fois l'échelle intégrale. Ils reportent d'une part que les effets de parois sont perceptibles sur une distance correspondant à une à deux échelles intégrales et d'autre part qu'une zone assez considérable peut être définie telle que le coeur des jets ne soit pas affecté par les effets de parois. Dans cette région (zone centrale du réacteur), l'homogénéité bi-dimensionnelle est vérifiée et le nombre de Reynolds basé sur la micro-échelle de Taylor est de 314. Il estiment la dissipation d'énergie cinétique turbulente par l'intermédiaire de trois méthodes différentes, et reportent le fait que la plus robuste des trois est l'utilisation des fonctions de structures. De plus, ils déterminent la valeur des coefficients intervenant dans un modèle basé sur l'évolution du spectre d'énergie cinétique pour prédire la dissipation d'énergie cinétique à partir de mesures en un point, et lorsque l'hypothèse de Taylor n'est pas vérifiée.

Comme l'ont reporté, entres autres Variano & Cohen, plusieurs méthodes existent pour estimer cette quantité [69]. Tout d'abord, si les mesures expérimentales le permettent, le calcul de la dissipation peut être fait directement à partir de l'estimation des gradients des fluctuations de vitesse. Cette méthode requiert une finesse sur la qualité des mesures assez exceptionnelle puisqu'il est nécessaire d'avoir simultanément les trois composantes de vitesse et la mesure de toutes les fluctuations, on sous-entend ici une résolution sur la mesure d'au moins l'échelle de Kolmogorov. A l'heure actuelle seules les simulations numériques directes donnent accès à ces quantités. Toutefois, ces simulations sont très coûteuses et sont actuellement uniquement réalisables sur des écoulements de très petites

dimensions.

De plus, avec le développement des techniques de mesures bi-dimensionnelles telle que la PIV, dont la résolution spatiale reste pour le moment assez faible, il est nécessaire de pouvoir déterminer la dissipation via des méthodes intervenant aux grandes échelles.

Une seconde méthode, qui est généralement appelée détermination de la dissipation par les grandes échelles, peut être utilisée. Cette méthode passe par le calcul du bilan d'énergie cinétique en un point [31] qui est facilement calculable si le terme de diffusion par la pression est négligeable, ce qui est rarement vérifié.

Finalement, une méthode robuste et assez précise est l'utilisation des fonctions de structure. Celles-ci permettent sous certaines hypothèses de déterminer la dissipation à partir de quantités estimées dans la zone inertielle du spectre d'énergie cinétique turbulente, zone qui est généralement bien mesurée expérimentalement. Cette méthode est basée sur les hypothèses entrant dans le cadre de la théorie de Kolmogorov. L'hypothèse majeure de cette théorie est l'isotropie, chose qui est aussi difficilement vérifiée. Cependant, la théorie de Kolmogorov peut être étendue, et appliquée dans des hypothèses moins restrictives qui est par exemple, l'isotropie locale (pour les petites échelles). Dans ce cadre Danaila *et al.* [32] ont approfondi la théorie des fonctions de structures dans le but d'estimer le plus fidèlement possible la dissipation dans des écoulements faiblement anisotropes. Cette méthode sera plus longuement détaillée dans la partie traitant les différentes échelles caractéristiques de l'écoulement.

Toutes ces techniques de calcul de la dissipation sont, entres autres, testées avec succès par Krawczynski *et al.* [69] ou encore De Jong *et al.* [34].

2.2 Les critères de mélange

La caractérisation du mélange dans notre écoulement, constitué d'un assemblage de toutes les configurations présentées précédemment, passe par le calcul de critères de mélange. Différents critères peuvent être utilisés. Nous en citerons quelques-uns mais, tous ne seront pas testés.

En suivant la logique de la distinction claire que nous faisons entre mélange et micromélange, nous utilisons par la suite plusieurs critères de mélange et un critère de micromélange :

a) Les **critères de mélange**.

Un premier fut proposé en 1957 par Levenspiel & Smith [74], il vise à rendre compte du mélange dans la direction longitudinale de l'écoulement. Ils ont proposé de définir une nouvelle quantité ayant les mêmes unités que la diffusion moléculaire et qu'ils appellent coefficient de dispersion longitudinale ($m^2.s^{-1}$). Ce coefficient est défini tel qu'il est solution de l'équation de la diffusion instationnaire dans la direction de l'écoulement. Cette distinction entre diffusion latérale et longitudinale est volontairement faite

puisque dans certains écoulements, comme par exemple les écoulements de canaux, les processus de mélange sont très différents en amplitude selon la direction envisagée. Dans ce type de configuration, le mélange efficace se fait plutôt dans la direction du canal. Dans la direction transverse, le mélange est conditionné par la diffusion moléculaire et se fait donc moins rapidement. Le coefficient de dispersion longitudinale est supposé être constant quelle que soit la position dans l'écoulement. Bien qu'intéressant à connaître, ce critère ne semble pas adapté à notre configuration expérimentale, puisque nous mélangeons deux scalaires différents via l'action du cisaillement entre deux jets. Les processus qui régissent le mélange sont alors dominés par les fluctuations de vitesse transversales.

Nienov [83] propose un critère adapté aux écoulements turbulents générés par une roue à aube. Ce critère est basé d'une part sur l'étude du temps de mélange t_m, et d'autre part sur un nombre adimensionnel de l'écoulement noté Fl et défini tel que $Fl = Q/ND^3$. Ici, Q le débit volumique du fluide injecté dans l'écoulement, N est la vitesse de rotation des pales et D le diamètre de la roue. Il montre que le temps de mélange est proportionnel à l'inverse de la vitesse de rotation des pales. Ce critère pourrait être appliqué à notre configuration en remplaçant la vitesse de rotation par la vitesse débitante, mais dans le but de décrire finement la qualité du mélange, sous entendu en chaque point de l'écoulement, ce critère est bien trop global.

Doering & Thiffeault [38] proposent dans le cadre d'une turbulence en décroissance un critère dont le but est de rendre compte de la capacité des diverses échelles d'un écoulement turbulent à supprimer spatio-temporellement la variance moyenne d'un scalaire noté par la suite ξ. Ils quantifient le mélange grâce à la variance de l'amplitude des gradients de scalaire $\left\langle |\nabla\xi|^2 \right\rangle$, la variance du scalaire $\langle \xi^2 \rangle$, et de l'inverse du gradient $\left\langle |\nabla^{-1}\xi|^2 \right\rangle$. Ces quantités mesurent les fluctuations du scalaire aux petites, intermédiaires et grandes échelles [38]. Une décroissance de la variance indique que le scalaire s'uniformise peu à peu. Le rapport de la variance du scalaire en présence d'agitation (d'écoulement turbulent) sur celle sans transport représente leur critère de mélange adimensionnel. Ce critère, noté η_P, est donc défini telle que $\eta_P = \sqrt{\frac{\left\langle |\nabla^P \xi_0|^2 \right\rangle}{\left\langle |\nabla^P \xi|^2 \right\rangle}}$, où ξ_0 représente la solution de l'équation de transport du scalaire (équation 2.1) sans aucune composante de vitesse mais ayant les mêmes conditions initiales qu'avec un écoulement.

$$\frac{\partial \xi}{\partial t} + \vec{u}\nabla\xi \;=\; \kappa\Delta\xi + s\,(x)\,, \tag{2.1}$$

où ξ est la fraction de mélange, $s\,(x)$ est la source de scalaire et κ la diffusion moléculaire.

Dans cette expression, l'exposant $P = 0 \pm 1$, permet de généraliser le critère de mélange pour les différentes échelles étudiées ($P = 1$: petites, $P = 0$: intermédiaires et $P = -1$: grandes).

Ce critère, bien qu'intéressant semble difficilement applicable dans notre configuration, puisque pour avoir accès à la quantité ξ_0, il nous faudrait injecter le scalaire dans le réacteur sans écoulement et laisser la diffusion moléculaire agir pour mélanger les deux jets afin de comparer les variances du scalaire avec et sans écoulement. Cette méthode se révèle donc être dans un cadre numérique facilement exploitable, mais dans une configuration expérimentale telle que la notre difficilement utilisable.

Doering & Thiffeault [38] ou encore Shaw & Shepherd [105] montrent d'après une expérience numérique que la qualité du mélange est constante pour un nombre de Peclet de l'ordre de l'unité et lorsque celui-ci est compris entre approximativement 100 et 10^9, une loi d'échelle apparaît où l'exposant vaut $1/2$. Lorsque le nombre de Peclet est supérieur à 10^9 la qualité croit linéairement avec Pe. Pe est le nombre de Peclet qui compare les effet inertiels aux effets de diffusion moléculaire et est défini tel que $Pe = LU_{deb}/\kappa$. Ici, U_{deb} la vitesse débitante de l'écoulement et L une échelle caractéristique de l'écoulement.

Une autre voie permettant de conclure sur la qualité du mélange dans un écoulement tel que le nôtre, est le calcul des flux transversaux de scalaire, notés $\langle v\xi \rangle$. Cette quantité renseigne sur la quantité de scalaire A transférée latéralement, vers le second scalaire B, pour ensuite se mélanger. L'étendue radiale de ce flux, peut être interprétée comme la région où se produisent les échanges de scalaire et par conséquent le mélange. Plus cette région sera importante plus les échanges se produiront sur des distances importantes et ainsi plus la surface sur laquelle le mélange est réalisé sera importante.

b) Un critère de **micro-mélange**. Finalement, le critère de micro-mélange que nous considérons est celui proposé par King *et al.* [61], qui est défini comme le rapport entre la fraction de fluide moléculairement mélangé notée ξ_{mix} sur la fraction de fluide totale ξ :

$$\eta_{mix} = \frac{\xi_{mix}}{\xi}. \tag{2.2}$$

Si ce rapport vaut un, alors on peut conclure que le pixel est entièrement mélangé au niveau des plus petites échelles. Pour pouvoir appliquer ce critère, il est donc nécessaire de mesurer au même instant la fraction de fluide moléculairement mélangé et la fraction de fluide total. Ces quantités sont obtenues dans notre configuration grâce à deux techniques de mesure de concentration réalisées simultanément, présentées précédemment et plus longuement détaillées dans la suite de ce manuscrit.

Plan du document

Chapitre 3 :

Ce chapitre se consacre à la description des techniques de mesures utilisées, que sont la vélocimétrie par image de particule, la fluorescence induite par plan laser sur la molécule d'acétone, d'une part et sur la molécule de monoxyde d'azote d'autre part . Après avoir exposé les principes et les différents choix technologiques pour mener à bien nos mesures expérimentales nous présentons le dispositif expérimental et la base de données, qui est utilisée pour l'étude du mélange et du micro-mélange dans notre configuration d'étude.

Chapitre 4 :

Cette partie se consacre à la description du champ dynamique de notre écoulement. Nous présentons tout d'abord une description des champs bi-dimensionnels, puis nous raffinons cette étude par la présentation des résultats concernant les champs fluctuants, différents bilans (quantité de mouvement et énergie) et finalement nous détaillons les fonctions de densité de probabilités de fluctuations de vitesse longitudinales et transversales.

Chapitre 5 :

Ce chapitre se concentre sur la présentation des résultats concernant le mélange (sous-entendu à toutes les échelles). Ces résultats sont obtenus à partir de l'étude des champs de fraction de fluide global. Nous détaillons tout d'abord les champs de concentration instantanée puis les moyennes. Une approche plus fine est ensuite envisagée par l'étude des fonctions de densité de probabilité du scalaire. Finalement, nous nous proposons de tester des modèles de transport des pdfs de concentration et tentons un pas supplémentaire dans la capacité de description de l'évolution des pdfs.

Chapitre 6 :

Dans cette partie nous nous attardons sur la description et la compréhension du micro-mélange. Les résultats présentés sont issus des mesures simultanées de PLIF sur acétone et de PLIF sur NO. La méthode de dite de "dual tracer" est utilisée dans ce cadre pour déterminer, à l'intérieur d'un pixel, les proportions de fluide mélangé moléculairement.

Chapitre 7 :

Finalement, nous présentons dans ce chapitre les conclusions et perspectives de ce travail.

Chapitre 3

Dispositif expérimental

Ce chapitre est dédié à la description du mode de fonctionnement des diagnostics optiques, que sont la vélocimétrie par image de particules, la fluorescence induite par plan laser sur acétone et sur la molécule de monoxyde d'azote, mais aussi à la justification des différents choix que nous avons faits dans le mode de fonctionnement de ceux-ci. Enfin, le chapitre se termine par une description du réacteur de mélange et des différentes solutions envisagées pour obtenir des champs scalaires et de vitesse avec la meilleure résolution possible. (prise en compte des fluctuations tir à tir du laser...).

3.1 La mesure de vitesse par Vélocimétrie par Image de Particules

3.1.1 Le principe

La Vélocimétrie par Images de Particules (PIV) est une technique de diagnostic, dite non intrusive, qui permet la détermination du champ de vitesse instantané d'un écoulement dans un plan ou un volume. Le principe de cette technique repose sur l'analyse du déplacement moyen $\langle \Delta \vec{x} \rangle$, d'un groupe de particules introduit dans un écoulement et éclairé successivement par deux nappes lasers superposées spatialement et décalées dans le temps par un intervalle Δt. Cette nappe laser est créée par une combinaison de lentilles sphériques et cylindriques.

Le signal de diffusion de Mie de chaque particule éclairée par le laser, est collecté sur une caméra CCD. Un post-traitement est ensuite appliqué sur ces images permettant d'estimer le déplacement moyen d'un ensemble de particules pendant le temps Δt. Une fois ce déplacement déterminé, la vitesse peut être estimée par la relation :

$$\vec{V}(\vec{x},t) = \left\langle \Delta \vec{x} \right\rangle / \Delta t. \tag{3.1}$$

Cette technique de mesure est synthétisée sur la figure 3.1. En pratique, pour estimer le déplacement d'un ensemble de particules, les images de tomographie sont discrétisées sur un maillage de taille variable 16, 32, 64 ou 128 pixels^2. Dans chaque fenêtre, on détermine la probabilité la plus importante de déplacement des particules entre les deux images. Pour permettre une estimation correcte de ce déplacement chaque maille doit contenir un nombre suffisant de particules. Ce nombre est estimé à 10 au minimum (Westerweel [126]). De plus, afin d'éviter les effets de peak locking un léger défaut de mise au point est réalisé permettant d'obtenir l'image d'une particule mesurant au moins quatre pixels (Scarano et Reithmuller [101]). Pour référence le peak-locking est un biais sur l'estimation du déplacement des particules qui privilégie des valeurs entières du déplacement lorsque la dimension des particules n'excède pas la taille d'un pixel. Comme l'a montré Christensen [21], les statistiques en sont fortement biaisées.

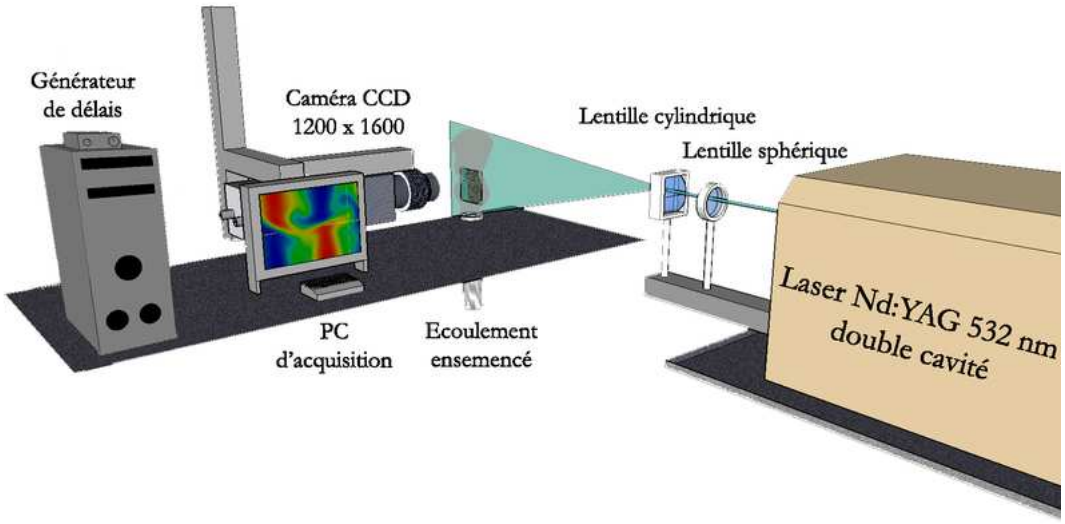


FIGURE 3.1 – Principe de la PIV.

Le problème en PIV est d'estimer le plus précisément possible le déplacement moyen des particules contenues dans chaque maille.

Différents traitements existent, mais le plus répandu est le traitement d'inter-corrélation proposé par Willert et Gharib [129] qui modélisent le signal reçu comme un système linéaire :

$$J(m,n) = [I(m,n) \star D(m,n)] + B(m,n), \tag{3.2}$$

où $I(m,n)$ et $J(m,n)$ sont les images de particules aux instants t et $t+\Delta t$. $D(m,n)$ est la fonction de transfert du système et $B(m,n)$ le bruit résultant, considéré comme additif. Ce système linéaire montre que l'estimation du déplacement est rendue délicate par la présence du bruit $B(m,n)$. L'algorithme d'inter-corrélation utilisé lors des post-traitements est présenté par l'équation 3.3. Le calcul de cette inter-corrélation est normalisé par l'écart type des niveaux de gris de chaque image.

$$R_{I,J}(m,n) = \frac{\sum_{i=-N}^{i=N}\sum_{j=-M}^{j=M}\left[I(i,j)-\bar{I}\right]\left[J(i-m,j-n)-\bar{J}\right]}{\sqrt{\sigma_I^2}\sqrt{\sigma_J^2}}, \tag{3.3}$$

où $I(i,j)$ est le niveau de gris du pixel (i,j) de la première image, $J(i,j)$ est le niveau de gris du pixel (i,j) de la seconde, $\bar{I}$ et $\bar{J}$ sont les niveaux moyens de chaque image.$\sqrt{\sigma_I^2}$ et $\sqrt{\sigma_J^2}$ sont les écarts types respectifs. N est la taille de la demi-image. Le pic de corrélation le plus important représente le déplacement le plus probable des particules. La hauteur de ce pic est sensible au bruit $B(m,n)$. D'une part, son maximum tend à diminuer avec l'augmentation du bruit. D'autre part, s'il existe de forts gradients à l'intérieur de la maille il aura tendance à s'élargir. Par conséquent, la mesure de vitesse présenterait une incertitude importante. La figure 3.2 résume le principe du calcul des vecteurs vitesse déterminés à partir de cette technique de mesure.

Ce calcul d'inter-corrélation est couplé à un second algorithme proposé par Scarano *et al.* [102] et [101] qui permet d'augmenter la résolution spatiale sur la mesure de vitesse. Il propose de déterminer le déplacement, par un processus itératif, consistant à translater et réduire la taille des mailles à chaque itération de sorte qu'à l'itération finale le déplacement calculé soit nul.

La détermination d'un vecteur vitesse, assimilée au déplacement probabiliste des particules dans l'écoulement est la limitation majeure de cette technique. La discrétisation de l'image de tomographie sur un maillage cartésien a un effet de lissage sur les fluctuations se trouvant à l'intérieur de la maille de coté L. Ceci peut être assimilé à un filtre passe bas, figure 3.3. Foucaut *et al.* [42] modélisent ce filtrage dans l'espace spectral par une fonction sinus cardinal :

$$\Phi = \left(\frac{2}{fL} sin\left(\frac{fL}{2}\right)\right)^2, \text{ représenté graphiquement sur la figure 3.3.} \tag{3.4}$$

Ce filtre affecte uniquement les petites échelles, par conséquent les grandes structures de l'écoulement sont très bien résolues, dans la limite de la taille de l'image, alors que

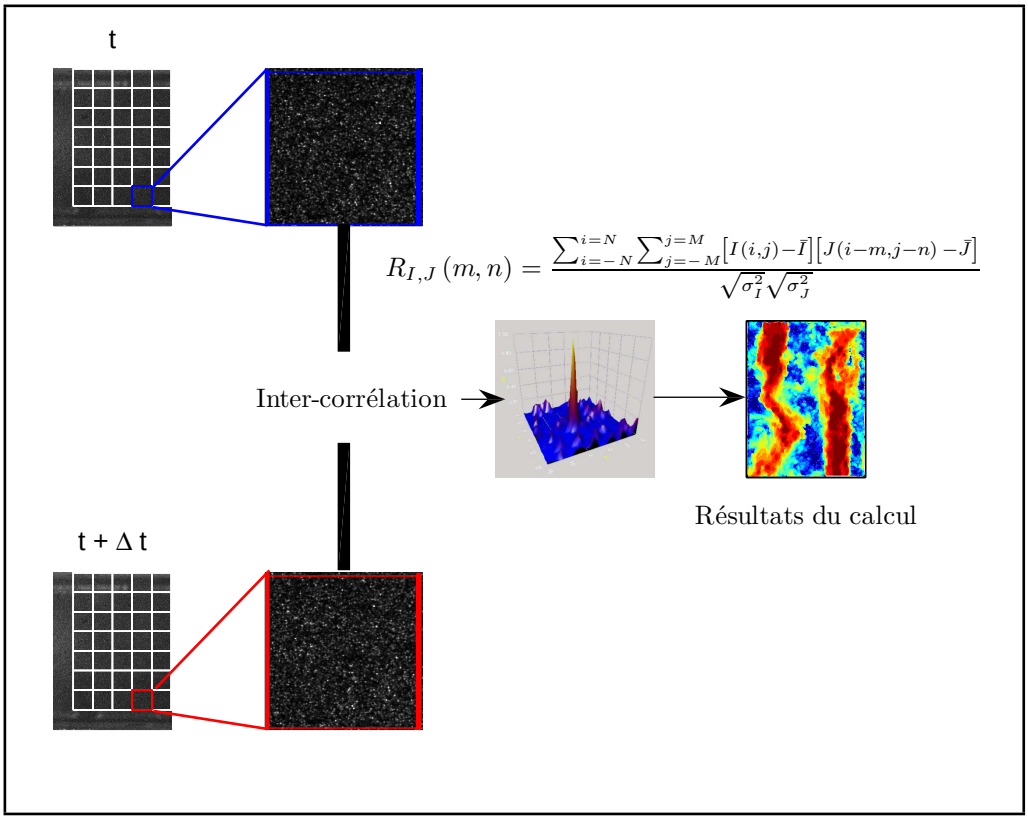


FIGURE 3.2 – Principe de calcul de l'inter-corrélation.

les plus petites sont lissées. La fréquence de coupure f_c de ce filtre est celle pour laquelle l'amplitude du spectre d'énergie d'un bruit blanc est atténuée de 3 dB [42]. Foucaut *et al.* [42] montrent de plus que cette fréquence de coupure peut être approximée dans l'espace physique à $1.4 \times L$. Et finalement, pour respecter le théorème de Shannon, la fréquence de coupure effective doit être deux fois moins grande que f_c.

Une seconde limitation de ce système de mesure est le bruit mesuré lors de l'acquisition des images de tomographie. Afin de minimiser cet effet, le rapport signal sur bruit doit être le plus important possible. Pour déterminer la fréquence pour laquelle ce bruit de fond devient prédominant, les spectres d'énergie de l'écoulement et du bruit sont superposés. Lorsqu'il y a coïncidence entre ces deux spectres, le bruit global de l'expérience est alors considéré comme prépondérant, et cette fréquence de jonction des deux spectres est la fréquence de coupure du système de mesure. La résolution spatiale de notre système de mesure est alors définie comme le minimum entre la fréquence de coupure due au filtrage, et celle venant du bruit global de la chaîne de mesure.

Ce travail d'analyse a été effectué par Krawczynski [68] qui a montré que, dans nos conditions expérimentales, le bruit devient prépondérant à une fréquence plus grande que

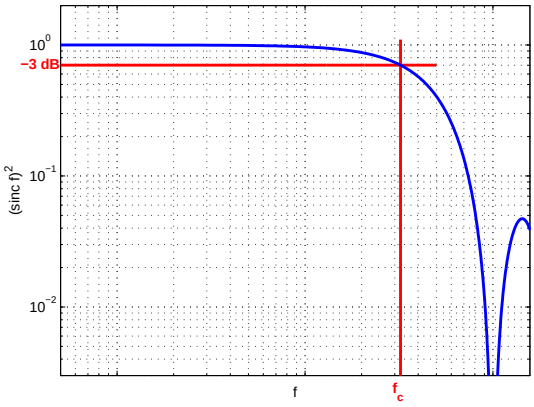


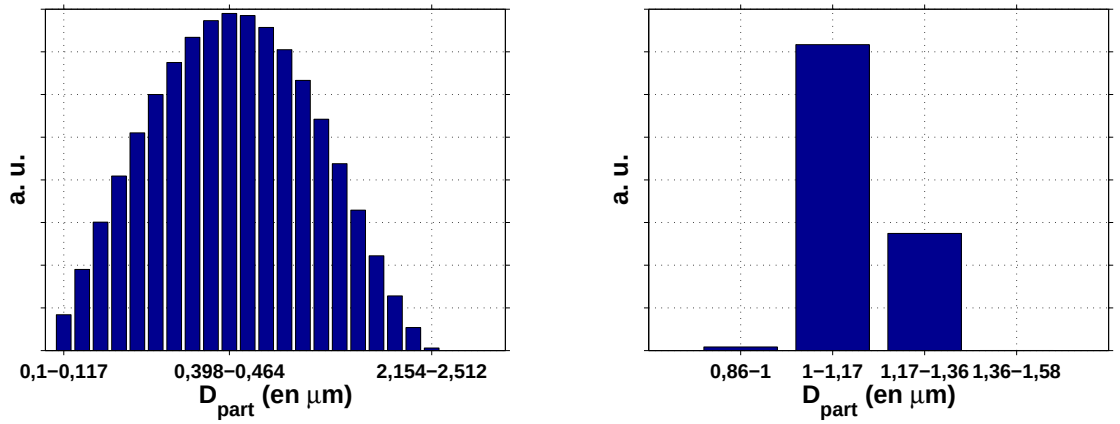
FIGURE 3.3 – Effet du fenêtrage. Le filtrage modélisé par une fonction sinus cardinal en fonction de la fréquence.

la fréquence de coupure due au filtrage par la maille. L'échelle de coupure de notre système de mesure dans le domaine physique est donc $\lambda_c = \frac{2\pi L}{2.8}$, soit $\lambda_c = 1.4$ mm.

3.1.2 L'ensemencement

La génération des particules se fait par le biais d'un ensemenceur type Laskin. Des mesures de granulométrie par Malvern ont été réalisées pour déterminer la distribution de taille des particules dans des conditions identiques à celles de notre expérience. L'appareil utilisé est un Malvern Spraytec commercial, constitué d'un laser continu Helium/Néon ($\Lambda = 632.8$ nm). Le diamètre du faisceau est de 10 mm après le passage dans un expanseur délivrant une puissance de 2mW. L'appareil est équipé de 36 photodiodes, permettant de collecter le signal de diffraction des particules et d'estimer le diamètre des particules, grâce à la connaissance de l'angle de diffraction. Pour une bonne convergence des statistiques, nous avons choisi d'acquérir continûment le signal pendant une durée de 3 mn et pour une vitesse débitante de 1.3 m.s^{-1}. Les distributions de taille sont représentées sur les figures 3.4(a) et 3.4(b) pour deux huiles différentes : l'huile d'olive et la DEHS (Di-Ethyl-Hexyl-Sebacate).

La distribution de taille des particules de DEHS semble moins poly-dispersées que celle pour l'huile d'olive. Ceci se confirme lorsque l'on calcule les diamètres moyens D_{v50} et D_{v90} correspondant à 50 et 90% de la cumulative. Ils valent respectivement 0.46 et 1.2 μm pour l'huile d'olive, alors que pour les particules de DEHS ces diamètres sont très peu différents l'un de l'autre, soit 1.03 et 1.13 μm. Ces valeurs étant très proches, nous pouvons considérer la distribution de taille des particules de DEHS comme mono-dispersée. Ce type de particule a donc été choisi comme traceur dans nos expériences.



(a) Distribution de taille pour de l'huile d'olive. (b) Distribution de taille pour de l'huile de DEHS.

FIGURE 3.4 – Distribution de taille des différents types de particules.

L'hypothèse principale pour une mesure de vitesse par PIV est d'assimiler la vitesse globale des particules à celle de l'écoulement. Ceci est uniquement vrai si les particules peuvent suivre toutes les fluctuations de vitesse et même les plus petites. Une attention toute particulière doit donc être faite sur le choix et la taille des particules. Le critère de Stokes (noté St) qui compare l'inertie des particules aux forces visqueuses peut être utilisé pour vérifier cette affirmation. Ce nombre est défini tel que $St = \frac{\tau_{part}}{\tau_t}$, où τ_{part} et τ_t sont les temps caractéristiques des particules et de la turbulence, respectivement. Si $St \ll 1$ on peut alors considérer que les particules suivront toutes les fluctuations de vitesse.
Afin de valider l'utilisation des particules de DEHS, nous avons donc estimé ce nombre dans le cas le plus défavorable (la configuration la plus turbulente). En explicitant le temps de réponse d'une particule (τ_{part}) et celui de la turbulence (τ_t) le Stokes s'exprime tel que :

$$St = \frac{\rho_{part}.\langle u' \rangle .D_{part}^2}{18\mu.\lambda_c}. \tag{3.5}$$

Pour la phase gazeuse, les caractéristiques sont les suivantes :
- $\langle u' \rangle$ la fluctuation typique de l'écoulement ; $\langle u' \rangle = \sqrt{\frac{1}{n}\sum_{i=1}^{n}(u_i - U)^2} = 12.4$ m.s^{-1} au milieu du réacteur et sur l'axe d'un jet et pour une condition à haut nombre de Reynolds ($Re = 23150$),
- μ la viscosité dynamique,
- λ_c la plus petite échelle résolue par la PIV, soit 1.4 mm.

Pour les particules de diamètre D_{part} la masse volumique est ρ_{part}.
Le temps turbulent est ici $\tau_t = 0.0023$ s.

Le calcul rend compte que le Stokes moyen est plus faible dans le cas de l'huile d'olive ($St_{Olive} = 0.007$) alors que pour le cas de l'huile de DEHS il vaut 0.03. A première vue les particules d'huile d'olive suivraient mieux les fluctuations de l'écoulement. Cependant lorsque que l'on regarde les variations du Stokes on s'aperçoit qu'elles sont beaucoup plus importantes dans le cas avec l'huile d'olive. En effet, dans ce cas il varie de $2.5.10^{-4}$ à 0.15 alors que pour l'huile de DEHS il est compris entre 0.01 et 0.08 . On peut donc conclure sur l'utilisation de l'huile d'olive, que certaines particules suivront parfaitement toutes les fluctuations de l'écoulement alors que d'autre auront une trajectoire beaucoup plus balistique, ce qui aurait un effet très important sur les statistiques. Nous confirmons donc notre choix quant à l'utilisation de la DEHS pour nos mesures.

3.2 Généralités sur la Fluorescence Induite par Plan Laser

Cette méthode de diagnostic laser est souvent utilisée en combustion, car elle permet de sonder les espèces minoritaires ayant des concentrations très faibles, quelques ppm. De plus, cette méthode est une méthode non intrusive qui permet d'apporter des résultats très précis. Cette technique a beaucoup d'applications, notamment pour la mesure de température ou de concentration. Dans notre étude, nous l'utilisons dans le cadre d'une mesure de concentration.

3.2.1 Définition de la fluorescence

Lorsque le rayonnement électromagnétique d'un laser d'énergie $E_{ab} = hf_{ab}$ arrive sur une molécule se trouvant sur un état d'énergie E_a, elle absorbe le rayonnement si l'énergie incidente correspond à une transition électronique. La molécule monte alors sur un état d'énergie supérieur E_b. Elle est excitée. On appelle ce phénomène l'**absorption**. La condition pour que ce processus se réalise est $hf_{ab} = E_b - E_a$, autrement dit que le laser soit accordé sur la transition à exciter. La densité d'énergie $E_b - E_a$ est notée par la suite E_{ab}. Après un certain temps (le temps de vie du niveau excité, noté τ_{pompe}), elle retourne sur un état d'énergie inférieure, plus stable, en libérant l'énergie accumulée lors de l'excitation par émission d'un photon. La fluorescence est la relaxation naturelle d'une molécule se trouvant sur un état excité vers un état d'énergie inférieur. Cette évolution est illustrée par l'équation suivante :

$$M^{\star}\left(E_b\right) \longrightarrow M\left(E_i\right) + hf_i,$$

avec $hf_i = E_b - E_i$, et i est l'indice de l'état énergétique de la molécule une fois désexcitée.

La désexcitation peut se faire de l'état excité vers l'état énergétique initialement pompé, dans ce cas la molécule émettra un photon à la même longueur d'onde que celle du laser. Elle peut aussi se relaxer sur un état d'énergie différent. Les liaisons atomiques d'une molécule sont des oscillateurs, ainsi une molécule constituée de plusieurs atomes peut vibrer. Les électrons gravitant autour du noyau peuvent aussi tourner sur eux-mêmes. A cause de ces phénomènes, le niveau d'énergie où se trouve l'électron excité peut changer. Ainsi, l'excitation de la molécule peut se faire sur un état d'énergie $E_{ab} + \Delta E$. La réalisation de ces processus se traduit lors de la désexcitation par un décalage en longueur d'onde du spectre d'émission. Lorsque la molécule sondée possède de nombreuses liaisons atomiques, une multitude de longueurs d'onde d'émissions apparaissent sur le spectre. Et si celles-ci sont suffisamment nombreuses, le spectre d'émission peut alors être considéré

comme un spectre continu. La figure 3.5 résume les différents processus de désexcitation possibles lors de l'excitation d'une molécule par une source laser.

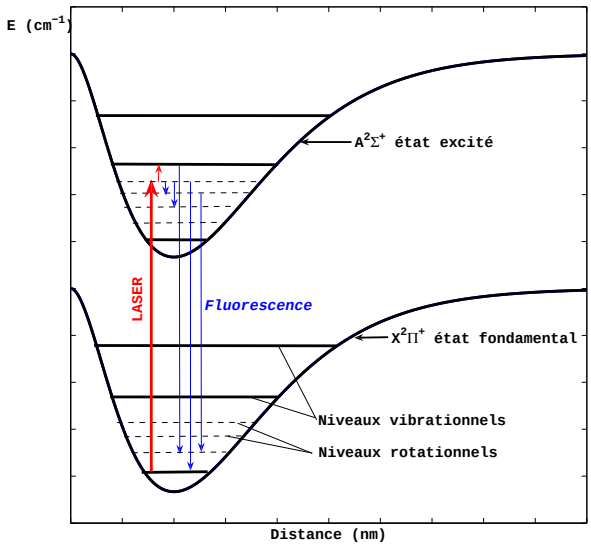


FIGURE 3.5 – Représentation schématique du principe de la fluorescence. L'axe des abscisse représente la distance entre le noyau d'une molécule et la position des électrons entourant ce noyau. Les courbes $A^2\Sigma^+$ et $X^2\Pi$ représente les niveau d'énergie électroniques excité et fondamental, respectivement.↑ rouge, est l'excitation laser et ↓ bleues les différents processus de déexcitations.

3.2.2 Les phénomènes mis en jeu lors de la désexcitation

Après absorption, la molécule M qui se trouve sur un état d'énergie instable se désexcite suivant différent processus :

- par émission spontanée, définie précédemment,
- par collision avec un second photon, elle émet alors deux photons de même longueur d'onde que le laser, c'est l'émission **stimulée** :

$$hf_{ab} + M^{\star}(E_b) \longrightarrow M(E_a) + 2hf_{ab},$$

  où l'exposant $\star$ indique que la molécule est excitée.
- par collision avec une autre molécule appelée partenaire de collision, noté C. Elle cède alors l'énergie emmagasinée à l'autre molécule sans émettre de photon, c'est le **quenching**.

$$M^{\star}\left(E_b\right) + C \longrightarrow M\left(E_i\right) + C^{\star}.$$

Le quenching est un phénomène très limitant pour la quantification d'une mesure de PLIF. En effet, contrairement au taux d'émission stimulée et spontanée, recensés dans des tables, le quenching ne l'est pas. Il dépend de la température, de la pression, de la nature et de la concentration partenaires de collision de l'espèce sondée. Bien que difficile à déterminer, il est nécessaire de connaître ce taux pour effectuer des mesures quantitatives telles que la température ou la concentration d'une espèce.

Différents modèles permettant de rendre compte des processus entrant en jeu lors de la désexcitation d'un atome ou d'une molécule existent dans la littérature. Le modèle à deux niveaux schématisé sur la figure 3.6 se révèle entre autre être un modèle très simple, permettant de bien comprendre le principe de la fluorescence. D'autres modèles plus complexes existent et seront détaillés plus loin.

3.2.3 Le modèle à deux niveaux

Nous considérons un modèle à deux niveaux contenant un niveau fondamental 1 et un niveau excité 2.

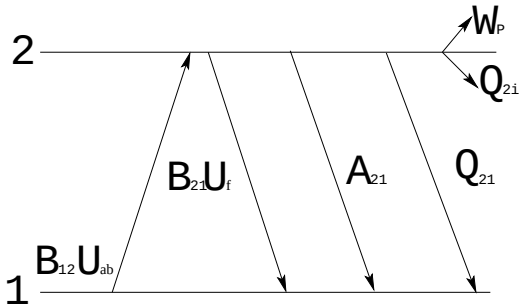


FIGURE 3.6 – Modèle à deux niveaux.

Hypothèse du modèle : Soit un laser de longueur d'onde Λ_{12}, de fréquence $f_{12} = \frac{hc}{\Lambda_{12}}$ telle que $hf_{12} = E_2 - E_1$. Le profil temporel du pulse laser est supposé être un créneau. La molécule absorbe le rayonnement incident accordé sur une de ses transitions (taux $B_{12}E_{12}$). On suppose de plus que la molécule sondée a une densité électronique N_1^0 et qu'à l'état initial, tous les électrons sont sur l'état fondamental 1. $N_1\left(t=0\right) = N_1^0$ et

$N_2(t=0)=0$. $N_1(t)$ et $N_2(t)$ sont les populations à l'instant t des niveaux 1 et 2 respectivement. D'autre part, on suppose que les électrons ne peuvent être excités que sur le niveau d'énergie noté 2. Lors de la désexcitation la molécule peut retourner sur son état d'énergie initial par émission stimulée (taux $B_{21}E_{12}$). Elle peut se ioniser, soit parce que le niveau d'énergie 2 est proche du potentiel de ionisation, soit en absorbant un photon supplémentaire pour atteindre un niveau de ionisation (taux W_{2i}) (processus multiphotons). Si le niveau 2 est instable ou si la molécule peut intercepter un niveau instable lors de la vibration des électrons, elle se dissocie au taux Q_p. Enfin, elle peut se désexciter par collision avec une autre molécule au taux Q_{21}. A_{21} est le taux d'émission spontanée ou encore la probabilité d'émission spontanée, elle augmente lorsque la différence d'énergie entre le niveau excité et le niveau fondamental augmente. Dans la suite, nous supposerons que les taux d'ionisation et de prédissociation sont négligeables.

Évolution de la population des niveaux fondamental et excité. La variation dans le temps des populations N_1 et N_2 s'exprime telle que :

$$\frac{dN_1}{dt} = -N_1B_{12}E_{12} + N_2\left(B_{21}E_{12} + A_{21} + Q_{21}\right), \tag{3.6}$$

$$\frac{dN_2}{dt} = N_1B_{12}E_{12} - N_2\left(B_{21}E_{12} + A_{21} + Q_{21}\right). \tag{3.7}$$

Comme les taux d'ionisation et de prédissociation sont négligeables, la population du niveau fondamental avant excitation est la somme des populations du niveau excité et du niveau fondamental pendant excitation. $N_1^0 = N_1(t) + N_2(t)$. La résolution de l'équation 3.7 donne une évolution temporelle de la population du niveau excité décrite par l'équation 3.8 :

$$N_2(t) = N_{2\ stationnaire}\left(1 - e^{-t/\tau}\right), \tag{3.8}$$

$$\text{avec : } N_{2\ stationnaire} = B_{21}E_{12}N_1^0\tau, \text{ et } \tau = \frac{1}{E_{12}\left(B_{12}+B_{21}\right) + A_{21} + Q_{21}}.$$

Sur la figure 3.7, τ_{pompe} et τ_R représentent respectivement le temps de pompage et le temps de relaxation. Lorsque l'excitation est faible, le facteur $E_{12}(B_{12}+B_{21})$ est négligeable devant les taux d'émission spontanée et de quenching. Les temps de pompage et de relaxation sont alors du même ordre de grandeur [72]. On peut donc assimiler l'évolution temporelle de la population du niveau excité à une évolution stationnaire.

Le signal de fluorescence. Le signal rayonné d'un volume $\mathcal{V}$ et collecté dans un angle solide Ω est proportionnel à la population du niveau excité $N_2(t)$. Ce signal s'exprime tel que :

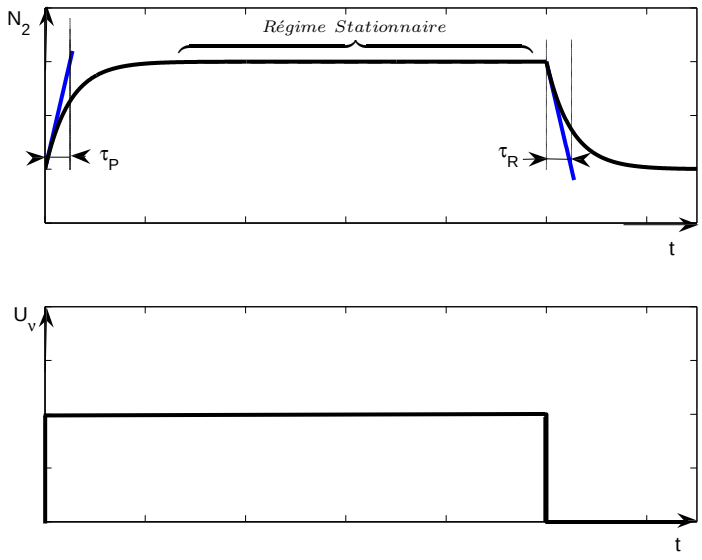


FIGURE 3.7 – Évolution de la population du niveau excité en fonction du temps.

$$Sf = \int\int\int_{\mathcal{V}} hf_{21}N_2(t).A_{21}\frac{\Omega}{4\pi}d\mathcal{V}. \tag{3.9}$$

En régime stationnaire, l'intégration sur tout le volume $\mathcal{V}$ de l'équation 3.9 est de la forme, [19] :

$$Sf = hf\frac{\Omega}{4\pi}\mathcal{V}N_1^0\frac{B_{12}}{(B_{12}+B_{21})}\frac{A_{21}}{1+\frac{E_{f_{sat}}}{E_{12}}}, \tag{3.10}$$

$$\text{avec : } E_{f_{sat}} = \frac{A_{21}+Q_{21}}{B_{12}+B_{21}}.$$

Le signal de fluorescence est proportionnel à la population de l'état fondamental avant excitation, N_1^0. De plus, si $E_{12} << E_{f_{sat}}$ l'expression 3.10 se simplifie ainsi :

$$Sf = hf\frac{\Omega}{4\pi}\mathcal{V}N_1^0B_{12}E_{12}\frac{A_{21}}{A_{21}+Q_{21}}. \tag{3.11}$$

On est alors dans un régime appelé régime linéaire, le signal de fluorescence est proportionnelle à l'énergie laser incidente et à un rendement de fluorescence ϕ défini comme le rapport $\frac{A_{21}}{A_{21}+Q_{21}}$. L'équation 3.11 peut s'écrire de façon simplifiée telle que :

$$Sf = \eta_{opt} B_{12} E_{12} f(T,P)\, \xi_M . N_1^0 \phi \left(\Lambda, T, P, \sum_i \xi_i \right), \tag{3.12}$$

avec :

η_{opt} est le coefficient d'efficacité globale du dispositif optique,
$f(T,P)$ est la fonction de distribution de Boltzmann à la température T et la pression P,
ξ_M est la fraction molaire de la molécule sondée,
$\phi(\Lambda, T, P, \sum_i \xi_i)$ le rendement de fluorescence dépendant de la température et de la pression.

3.3 La mesure de concentration d'un scalaire non-réactif par PLIF

Le but principal de cette étude est la caractérisation du mélange dans un réacteur agité. Dans ce cadre, la mesure de la concentration par fluorescence se révèle être un outil dont l'intérêt est reconnu depuis de nombreuses années. En effet, par sa capacité à détecter des espèces en très faibles quantités et sa capacité à fournir des informations quantitatives sur le mélange, la fluorescence est à l'heure actuelle une technique de mesure usuelle. Elle peut aussi bien être utilisée dans les liquides que dans les gaz et présente en général un rapport signal sur bruit bien plus important que les techniques dites de diffusion Rayleigh ou de diffusion Raman spontanée.

3.3.1 Le choix du traceur pour la mesure du scalaire passif

Pour une mesure quantitative de concentration d'un scalaire passif par LIF, le choix du traceur a une grande importance. Il existe une grande variété de traceurs disponibles et souvent utilisés dans la littérature [75], [49], [103].

Lozano *et al.* [75] et Schulz et Sick [103] identifient différents critères importants à prendre en compte pour choisir le traceur :

- Une pression de vapeur saturante élevée, permettant un ensemencement important,
- une transition d'absorption facilement accessible aux lasers UV ou visibles couramment utilisés,
- une fluorescence facilement détectable avec des moyens optiques couramment utilisés,
- une durée de vie de fluorescence suffisamment courte pour figer l'écoulement pendant la mesure,
- une faible toxicité,
- un mélange miscible avec la phase porteuse,
- une section efficace de collision du traceur avec le milieu environnant faible, permettant de négliger les effets de quenching.

Les molécules issues des carbonyles répondent le plus souvent à ces conditions. Elles subissent peu l'influence de l'oxygène, partenaire collisionnel souvent efficace pour les processus de désexcitation par collision [103].

Trois sous-familles peuvent être distinguées : les aldéhydes, les cétones et les diones. Les cétones présentent généralement une bande absorption continue dans l'UV entre 220 et 320 nm, ce qui permet d'utiliser différents lasers de grande puissance et très stables, disponibles sur le marché. Une liste non exhaustive des traceurs les plus utilisés est présentée sur le tableau 3.1.

D'une part, due à un faible rendement de fluorescence et une température d'ébullition élevée, l'utilisation de la molécule de 3-pentanone est écartée. D'autre part, l'acétaldéhyde ayant des propriétés très similaires à celles de l'acétone et une pression de vapeur saturante

Molécule	Acétone CH_3COH_3	Acétaldéhyde CH_3CHO	3-pentanone $C_2H_5COC_2H_5$
$\mathcal{M}$ (g.mol^{-1})	58.08	44.05	86.1
$T_{\text{ébulition}}$ ($°C$)	56.1	21	102
$\Lambda_{\text{absorption}}$ (nm)	$220-320$, (275) [75], [51], [111]	$250-340$, (290) [75]	$220-320$ (280) [77], [63],[51]
$P_{\text{saturante}}$ (kPa) à $20°C$	22.8	101	3.3
$\Lambda_{\text{émission}}$ (nm)	$350-550$ [75]	$350-480$ [75]	$350-550$ [51]
ϕ	$0.1-0.2\%$ [75]	0.15% [75]	0.08% [103]
Remarque	Faible toxicité	Grande quantité d'ensemencement possible, forte toxicité, cancérigène	Température d'ébullition élevée $\Rightarrow$ faible quantité d'ensemencement possible

TABLE 3.1 – Propriétés spectro-physique de quelques traceurs couramment utilisés en LIF.

très élevée, des tests de fluorescence ont été réalisés avec cette molécule. Cependant, ces essais ne se sont pas révélés être de meilleure qualité qu'avec l'acétone. De plus, la toxicité et la volatilité de l'acétaldéhyde sont très importantes. Cette molécule est donc aussi écartée. Finalement, nous utilisons l'acétone comme traceur privilégié car cette molécule présente des propriétés thermodynamiques et photo-physiques intéressantes :

- Une excitation optimale à 266 nm qui permet l'utilisation de laser standard, Nd : YAG quadruplé ;
- une fluorescence indépendante du taux de désexcitation par quenching ;
- une faible toxicité.

3.3.2 La fluorescence sur acétone, modèle de Thurber *et al.*

L'acétone est une molécule poly-atomique qui possède de nombreux degrés de liberté et donc des transitions ro-vibrationnelles très proches les unes des autres facilement in-

terceptables. Ainsi, son spectre d'émission est un spectre large bande et continu.

De plus, comme les désexcitations se font à partir de niveaux d'énergies différents du niveau initialement pompé, l'émission est décalée en longueur d'onde, ce qui permet une détection assez aisée. Pour décrire les processus mis en jeu lors de la fluorescence de l'acétone de nombreux modèles ont été proposés dans la littérature comme les études de Porter *et al.* [94], Kohlmaier *et al.* [64], Troe [113], Heicklen [52] [53] ou encore Thurber *et al.* [111].

Le modèle proposé par Thurber *et al.* [111] schématisé sur la figure 3.8 rend compte des phénomènes prépondérants dans la fluorescence de l'acétone. Ce modèle simple et complet permet une bonne description de la désexcitation de l'acétone et rend compte notamment de l'évolution du rendement de fluorescence ϕ en fonction de la pression [130], [49] ou de la température, [49]. Lors de la désexcitation de l'acétone différents processus coexistent, lesquels sont représentés schématiquement sur la figure 3.8 :

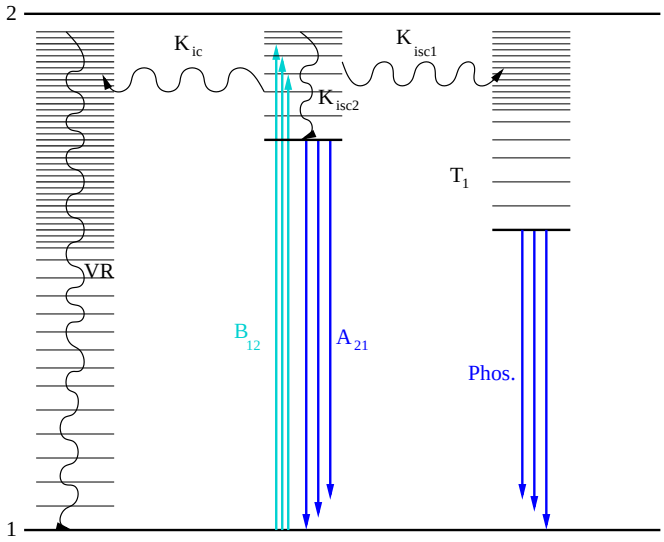


FIGURE 3.8 – Phénomènes mis en jeu lors de la désexcitation de l'acétone, (diagramme de Jablonski).

- **Les processus radiatifs :**
  L'énergie accumulée lors de l'excitation est libérée par phosphorescence ou par émission spontanée sur une multitude de niveaux vibrationnels de l'état fondamental. C'est pourquoi, le spectre d'émission de l'acétone est un spectre large bande et continu, figure 3.9(b). La désexcitation par émission spontanée A_{21} s'effectue sur un intervalle de temps très court, il est estimé à 2.4 ns par Halpern et Ware [50] et à

2.7 ± 0.3 ns par Breuer et Lee [15], pour une excitation à 313 nm et décroit avec la longueur d'onde d'excitation. Ce temps de fluorescence est très court et permet de figer l'écoulement lors de la mesure. D'autre part, le temps de vie de la phosphorescence est beaucoup plus long que celui de la fluorescence, il est de l'ordre de la milli-seconde à la seconde [103], [60]. Sur des temps d'intégration très courts (≈ 500 ns) ce phénomène est négligeable devant la fluorescence (Lozano *et al.* [75]) et ne sera donc pas détaillé par la suite.

– **Les processus non radiatifs :**
L'énergie accumulée peut être cédée par collision avec une molécule voisine ou peut être repartie de façon homogène sur différents niveaux d'énergie. En effet par collision interne la molécule peut répartir son énergie sur différents niveaux rotationnels de l'état excité, ce qui est représenté sur la figure 3.8 par les flèches en forme de vagues, et notées K_{ic}, K_{isc_1} et K_{isc_2}. Les collisions internes sont des processus de desexcitation des électrons par des collisions entre les électrons d'une même molécule et donc indépendant du milieu environnant. Ces électrons se desexcitent progressivement "de niveau vibrationnel en niveau vibrationnel", jusqu'à l'état fondamental. Ce processus est symbolisé par VR, sur le schéma de la figure 3.8. Des états rotationnels excités, la molécule peut aussi se relaxer par émission spontanée ou par phosphorescence. En présence d'oxygène le phénomène de désexcitation prépondérant sont les désexcitations par collision interne, notés K_{ic}, K_{isc_1} et K_{isc_2}.

En prenant en compte tous ces phénomènes, le rendement de fluorescence, ϕ, peut s'écrire tel que l'exprime Eckbreth [41] :

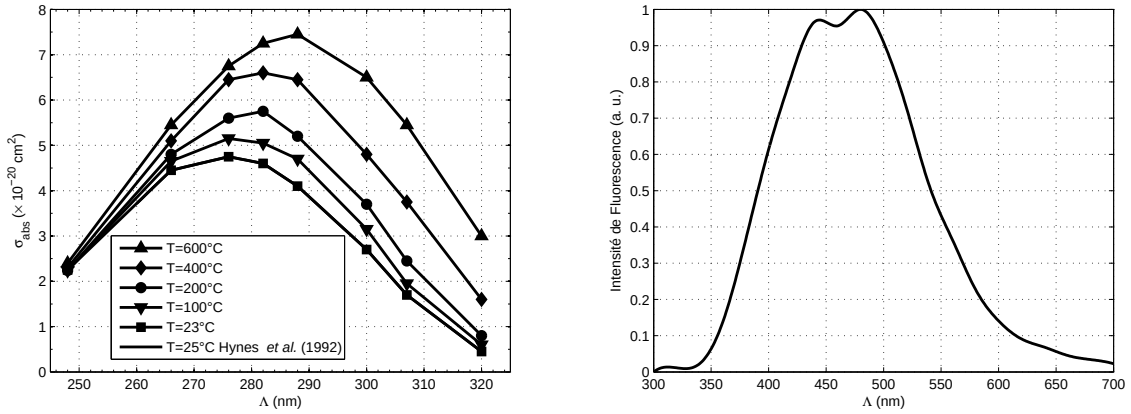
$$\begin{aligned} \phi &= \frac{A_{21}}{A_{21} + Q_{21} + K_{Ac}}, \\ \text{avec : } K_{Ac} &= K_{ic} + K_{isc_1} + K_{isc_2}. \end{aligned} \tag{3.13}$$

Des observations montrent que la désexcitation de l'acétone se fait majoritairement par collision interne. Bien que limitant le rendement de fluorescence, ces processus sont indépendants de l'environnement de la molécule. De plus, ils ont des temps caractéristiques beaucoup plus courts que celui du taux de quenching, on peut donc écrire que $K_{Ac} = K_{ic} + K_{isc1} + K_{isc2} \gg Q_{21} + A_{21}$. Le dénominateur du rendement de fluorescence dans l'équation 3.13 est par conséquent dominé par le taux K_{Ac}. Le signal de fluorescence de l'acétone peut ainsi être considérée comme **indépendant** du taux de quenching Q_{21} et est donc directement proportionnel à la fraction molaire d'acétone. L'indépendance du signal de fluorescence de l'acétone rend cette molécule très attractive pour des mesures quantitatives de concentration. En conclusion, nous avons :

$$\begin{aligned} Sf &\propto \xi_{Ac}\phi_{Ac}, \\ \text{avec : } \phi_{Ac} &= \frac{A_{21}}{K_{Ac}}. \end{aligned} \tag{3.14}$$

Choix de la longueur d'onde d'excitation

L'intensité de fluorescence dépend de la longueur d'onde d'excitation, de la température et de la pression. Elle augmente lorsque la pression augmente [112] et décroit avec l'augmentation de la température. La gamme d'excitation de l'acétone est située entre 240 et 320 nm [111] [51] et varie avec la température. Cependant, dans notre étude l'écoulement est isotherme et isobare, le choix de l'excitation se révèle donc beaucoup plus simple que pour une application type combustion dans laquelle il existe de forte variation de température. La section efficace d'absorption maximale se situe à une longueur d'onde de ≈ 275 nm pour une température de 298 K figure 3.9(a). Cette longueur d'onde d'excitation est facilement approchée avec les lasers standard disponibles sur le marché, type Nd : YAG quadruplé dont la longueur d'onde d'émission se situe à 266 nm. Cette longueur d'onde a donc été retenue pour la mesure du scalaire passif dans notre configuration.



(a) Section efficace d'absorption en fonction de la longueur d'onde d'excitation Λ, (Thurber *et al.*) [75].

(b) Spectre d'émission de l'acétone, Lozano *et al.* [111].

FIGURE 3.9 – Caractéristiques spectroscopiques de l'acétone.

La figure 3.9(b) représente le spectre d'émission de l'acétone pour une excitation à 308 nm. Le maximum d'émission est situé aux alentours de 450 nm et est nul à 266 nm. Notons que le spectre d'émission de l'acétone varie peu avec la longueur d'onde d'excitation et présente une forme tout a fait similaire pour une excitation à 266 nm. Ce spectre est situé majoritairement dans le visible ce qui permet l'utilisation des optiques de collections standard.

3.4 Mesure du micro-mélange par une méthode dite "Dual Tracer"

L'étude du micro-mélange se révèle être d'un intérêt incontournable dans beaucoup de domaines, notamment en combustion, dans le secteur des procédés chimiques ou encore dans l'industrie aérospatiale. Dans le domaine de la combustion, pour que la réaction puisse se faire, chaque espèce (combustible et comburant) doit être présente dans des proportions adaptées à la réaction chimique. Ces espèces doivent être intimement mélangées (au niveau moléculaire) pour pouvoir réagir. Ainsi, il est important de comprendre les processus qui régissent le micro-mélange en vue d'une optimisation de la combustion. La fluorescence sur la molécule d'acétone donne des mesures dont la résolution spatiale est limitée à la dimension du pixel. Or, le micro-mélange a lieu à des échelles plus petites. La difficulté est donc de trouver une technique de mesure permettant de différentier, en dessous de l'échelle du pixel, un état pour lequel le fluide est uniquement agité (cohabitation des deux scalaires mais non mélangés) et un état de mélange intime au niveau moléculaire. Dimotakis [36] propose l'utilisation des réactions chimiques comme étant l'outil le plus ingénieux pour quantifier le micro-mélange. En suivant ce point de vue, King *et al.* [62] proposent l'utilisation simultanée de la fluorescence sur acétone et celle d'un traceur dont le temps de vie de fluorescence est quasi nul lorsque celui-ci se trouve en contact avec l'acétone et l'air. Ce traceur est appelé traceur "Cold Chemistry". Ils utilisent ce double diagnostic pour mesurer le micro-mélange dans un jet axisymétrique (figure 3.10 c)). La réaction chimique est pour eux simulée grâce au quenching de l'oxygène de l'air et de l'acétone sur le traceur "Cold Chemistry". Contrairement à l'utilisation seule de la fluorescence sur acétone pour caractériser le mélange, cette technique permet de différentier les deux états de mélange possible présentés précédemment.

L'idée principale de cette technique est qu'un diagnostic trace un scalaire passif (diffusant et uniquement transporté par le champ de vitesse) dont la concentration est notée ξ_{Ac}. Le second diagnostic a pour but de tracer uniquement les zones de fluide pures, notées ξ_{pur}. Le signal reçu par la caméra est donc considéré comme étant uniquement celui correspondant à un fluide pur. En supposant que ces deux conditions soient remplies, comme King *et al.* [61], on peut écrire une relation qui relie les fractions de fluide pur et global, noté ξ_{global} par la suite, à la fraction de fluide moléculairement mélangé, ξ_{mix}. Leur configuration expérimentale est constituée d'un jet axisymétrique ensemencé par le traceur "Cold Chemistry" (figure 3.10 a)) qui est entouré d'un co-flow ensemencé en acétone (figure 3.10 b). La fraction de mélange globale est donc $\xi_{global} = 1 - \xi_{Ac}$.

Comme cette fraction de fluide est la somme de la fraction de fluide moléculairement mélangé ξ_{mix} et de la fraction de fluide pure ξ_{pur}, on peut écrire :

$$\begin{aligned} \xi &= \xi_{mix} + \xi_{pur}, \\ \text{soit : } \xi_{mix} &= 1 - \xi_{Ac} - \xi_{pur}. \end{aligned} \tag{3.15}$$

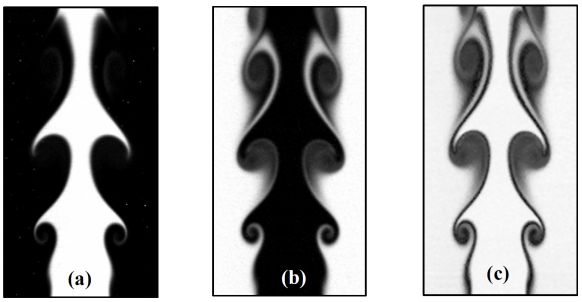


FIGURE 3.10 – a) Traceur "cold chemistry" normalisé, b) Image de fluorescence d'acétone normalisée et c) Zones de fluide moléculairement mélangé. Meyer, 2001 [79].

On définit de plus une efficacité de mélange telle que :

$$\eta_{mix} = \frac{\xi_{mix}}{\xi} = \frac{1 - \xi_{Ac} - \xi_{pur}}{1 - \xi_{Ac}}. \tag{3.16}$$

L'intérêt de cette technique de mesure est résumé sur la figure 3.11. Quel que soit l'état de mélange considéré, la fluorescence sur acétone donne une information unique, soit un signal de fluorescence normalisé égal à 0.5. La fluorescence du traceur "Cold Chemistry" donne, quant à elle, une information supplémentaire :

- Pour le premier cas, la première moitié du pixel contient le traceur "cold chemistry" pur et la seconde moitié le traceur acétone pur. Le signal de fluorescence du scalaire "Cold Chemistry" normalisé vaut donc 0.5, tout comme celui du scalaire acétone. La fraction de fluide moléculairement mélangée vaut donc $\xi_{mix} = 1 - \xi_{Ac} - \xi_{pur} = 1 - 0.5 - 0.5 = 0$ et l'efficacité du mélange η_{mix} est nulle.

- Pour le second cas, la moitié du pixel est mélangée moléculairement, alors que l'autre moitié contient deux portions égales de traceur "Cold Chemistry" et d'acétone pure. La fraction de fluide pur ξ_{pur} vaut 0.25 et la fraction globale toujours 0.5. La fraction de mélange moléculaire est donc de 0.5 et l'efficacité du mélange de 50%.

- Le dernier cas envisage la situation où le pixel est complètement mélangé. La fraction de fluide pur est alors égale à zéro et la fraction globale à 0.5. Le fraction de fluide moléculairement mélangé est donc égale à 0.5 et l'efficacité du mélange à 100%, le pixel est complètement mélangé.

L'intérêt de cette technique de mesure est ici bien mis en avant vis à vis d'une technique mono-traceur qui aurait indiqué une fraction de mélange de 0.5 pour tous les cas considérés.

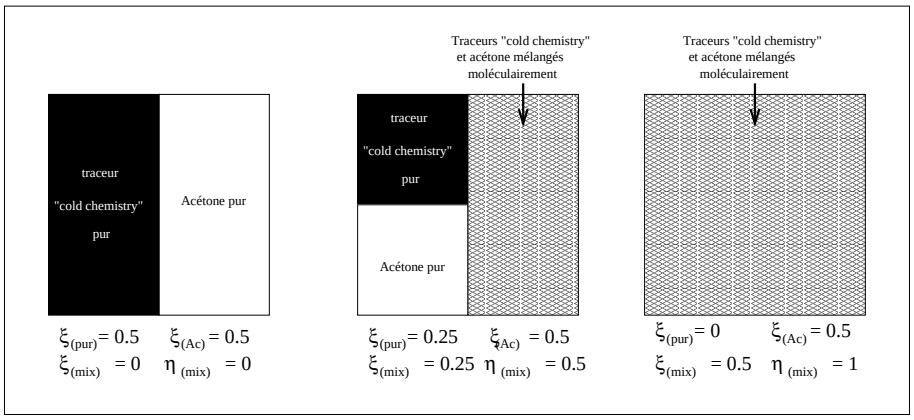


FIGURE 3.11 – Intérêt de la technique "Dual Tracer".

Cette technique de mesure, utilise un double diagnostic laser et est appelée "Dual Tracer". Elle permet d'accéder à une résolution spatiale sub-pixel et est utilisée dans notre expérience pour caractériser le micro-mélange. Il est toutefois nécessaire de se poser la question sur les limitations d'une telle technique. Le signal de fluorescence du traceur "Cold Chemistry" représente-t-il uniquement les zones de fluide pur ? Le bruit global de l'expérience nuit-il à l'augmentation de la résolution ? Pour répondre à ces questions, il est tout d'abord important de trouver un traceur qui puisse répondre favorablement à la contrainte suivante. Le signal de fluorescence du traceur "Cold Chemistry" doit être complètement annulé dès qu'une molécule constituant le second fluide est en contact avec. Une solution est de trouver une molécule dont le taux de quenching avec l'air et l'acétone soit le plus grand possible, et il devrait même tendre vers l'infini.

Enfin, pour répondre à la première question, il est nécessaire de comprendre l'évolution du signal de fluorescence du traceur qui sera présentée dans la partie 3.4.4.

3.4.1 Choix du traceur "Cold Chemistry"

Pour tendre vers un temps de vie du signal de fluorescence infiniment court lorsque la molécule est en contact avec le second fluide le taux de quenching doit être le plus important possible. Le choix du traceur "Cold Chemistry" revient donc à choisir une molécule dont les taux de quenching avec l'oxygène de l'air et l'acétone sont très importants. De plus, cette molécule doit répondre à des propriétés spectroscopiques connues permettant une interprétation aisée du signal de fluorescence. De nombreux domaines d'étude utilisent la molécule de monoxyde d'azote, notée NO dans la suite du manuscrit.

En combustion, Cooper *et al.* [28] mesurent la concentration de NO dans une flamme swirlée stabilisée et valident la mesure de concentration par PLIF sur NO dans une flamme haute pression.

Lee *et al.* [71] mesurent la température d'un gaz en utilisant le NO comme traceur. Ils étendent l'utilisation de la PLIF sur NO à la mesure de température dans un écoulement supersonique en excitant deux transitions ro-vibroniques différentes. De plus, ils proposent un nouveau modèle de fluorescence permettant de prendre en compte la dépendance du signal avec la température. Ces études montrent les limitations quant à l'utilisation du NO comme traceur, notamment dans des configurations haute température et haute pression. Dans ces conditions, le signal de fluorescence est très faible à cause des effets de la température, du fort taux d'auto-quenching et de quenching.

Partridge [84] propose une étude entièrement dévouée à la PLIF sur NO dans une flamme de diffusion dont un des buts est d'améliorer les modèles de fluorescence existant pour la mesure de concentration.

Measures [78] proposent l'utilisation de ce traceur pour estimer la vitesse dans un écoulement, puis Paul *et al.* [88] effectuent les premières mesures de vitesse et de pression dans un écoulement supersonique grâce à la LIF sur NO.

Une autre application concerne la mesure du mélange moléculaire par la technique "Dual Tracer" exposée précédemment. Le micro-mélange est estimé grâce à une mesure simultanée de PLIF sur acétone et PLIF sur NO, [25] [62], [61], [81], [54]. De plus, comme la fluorescence de cette molécule est fortement "quenchée" par l'oxygène [25], [81] Clemens *et al.* définissent le quenching entre le NO et l'oxygène comme une réaction froide appelée "Cold Chemistry". Cet effet est utilisé dans nos expériences pour identifier les zones de fluide pur, que constitue l'un des fluides à mélanger.

Les propriétés spectroscopiques du NO sont largement référencées dans la littérature, Dodge *et al.* [37] ou encore Lee *et al.* [71]. Ces études sont utilisées dans la suite pour interpréter le signal de LIF sur NO.

Pour finir, on peut noter que le monoxyde d'azote est une molécule très instable à température ambiante : elle se recombine avec l'oxygène de l'air pour former du dioxyde d'azote, beaucoup plus stable et polluant pour l'atmosphère. Notons aussi que, différents risques peuvent être identifiés lors de l'utilisation de cette molécule. Tout d'abord, un risque d'incendie car cette molécule est un oxydant qui peut être un activateur de com-

bustion et d'autre part, il existe un risque pathologique par inhalation qui peut aller d'une inflammation pulmonaire jusqu'à l'oedème pulmonaire. Le seuil limite d'exposition professionnelle est de 25 ppm [12]. La perception olfactive du NO est de 0.3 ppm [127]. L'utilisation d'un détecteur de NO est requise lors des manipulations.

3.4.2 Modèle de fluorescence du traceur

Dans la partie 3.2.3, nous avons détaillé le modèle à deux niveaux. Cependant, les phénomènes entrants en jeu lors de la désexcitation du NO sont plus complexes qu'une excitation sur un simple niveau d'énergie électronique. Le modèle de Lee *et al.* [71] se révèle être le modèle le plus adapté à la description de la fluorescence du monoxyde d'azote, il est présenté sur la figure 3.12.

Les niveaux 1 et 2 représentent les niveaux électroniques fondamental et excité respectivement. Le niveau 3 rend compte de transferts vibrationnels intervenant sur le niveau électronique excité et le niveau 4, ceux intervenant sur le niveau fondamental.

Lors de la désexcitation du NO, la molécule peut quitter l'état excité 2 pour revenir sur son état fondamental 1 au taux B_{21}, mais elle peut aussi revenir des niveaux rovibrationnels voisins, d'où l'apparition de toute une gamme de longueur d'onde dans le spectre d'émission du NO. Ceci est vérifié par Paul *et al.* [86], qui ont observé que le quenching de l'état excité $A^2\Sigma^+$ avait une forte tendance à donner des molécules dans l'état fondamental $X^2\Pi$ vibrationnellement excitées, v" $= 1, 2, 3, 4$ et 5. Ceci peut être facilement observé sur le spectre d'émission du NO, représenté sur la figure 3.13(b) et schématisé sur la figure 3.12. Ce phénomène conduit à introduire un $5^{\text{ème}}$ niveau dans le schéma de fluorescence. Lors de collisions avec d'autres molécules, l'énergie interne peut être modifiée, pouvant entraîner un changement d'état électronique aux taux Q_{25} et Q_{35}, mais aussi un changement d'état rotationnnel sans changement d'état électronique. Ce phénomène est généralement appelé RET (Rotationnal Energy Transfer)et noté R_{23}, R_{32}, R_{14} et R_{41}.

L'hypothèse majeure du modèle de Lee *et al.* est le découplage complet du niveau vibrationnel noté 3, pour l'état excité aux niveaux vibrationnels 4 et 5 de l'état fondamental. Les transitions radiatives et collisionnelles couplent les niveaux excités 2 et 3 par l'intermédiaire d'un $5^{\text{ème}}$ niveau différent des niveaux 1 et 4. Les transitions entre les niveaux 2, 3 et les niveaux 1, 4 sont donc considérées comme négligeables.

A température ambiante, les niveaux rotationnels de l'état vibrationnel v" $= 0$ noté 4 sont peuplés d'électrons dus à l'agitation thermique. Ce niveau sert de réservoir pour le peuplement de l'état fondamental 1, qui peut ainsi être pompé par le laser vers l'état excité 2. Les RET R_{23} et R_{32} drainent l'état excité, retardant ainsi la saturation du niveau $A^2\Sigma^+$.

Comme pour le modèle à deux niveaux, on peut définir un système d'équations différentielles pour l'évolution de la population de chaque niveau. Ces équations sont linéairement

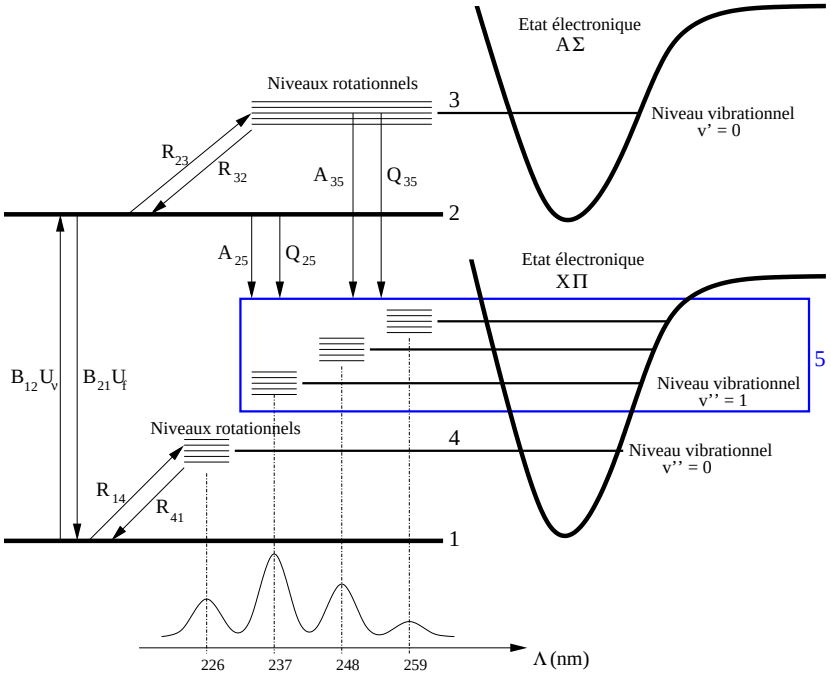


FIGURE 3.12 – Modèle à cinq niveaux, Lee *et al.* [71].

dépendantes les unes des autres.

$$\frac{dN_1}{dt} = (-B_{12}U_\nu - R_{14})\,N_1 + B_{21}U_\nu N_2 + R_{41}N_4, \tag{3.17}$$

$$\frac{dN_2}{dt} = B_{12}U_\nu N_1 - (B_{21}U_\nu + A_{25} + Q_{25} + R_{23})\,N_2 + R_{32}N_3, \tag{3.18}$$

$$\frac{dN_3}{dt} = R_{23}N_2 - (A_{35} + Q_{35} + R_{32})\,N_3, \tag{3.19}$$

$$\frac{dN_4}{dt} = R_{14}N_1 - R_{41}N_4, \tag{3.20}$$

$$\frac{dN_5}{dt} = (A_{25} + Q_{25})\,N_2 + (A_{35} + Q_{35})\,N_3. \tag{3.21}$$

Les RET sont modélisées en supposant que les taux de transferts entre le niveau 1 et le niveau 4 sont égaux à la distribution de population initiale, la même hypothèse est faite pour les RET des niveaux excités ainsi,

$$\frac{R_{41}}{R_{14}} = \frac{N_1^0}{N_4^0} = \frac{R_{32}}{R_{23}}. \tag{3.22}$$

Les coefficients d'émission spontanée A_{25} et A_{35} sont considérés constants et égaux. Dans la suite, ils seront donc simplement notés A. De récentes études montrent que les taux de quenching Q_{25} et Q_{35} sont du même ordre de grandeur ($Q_{25} \approx Q_{35} = Q$). Finalement, dans la limite de faible densité d'énergie laser, l'expression du signal de fluorescence obtenu à partir de ce modèle s'exprime de manière analogue au signal de fluorescence 3.11 obtenue avec le modèle à deux niveaux en remplaçant A_{21} par A et Q_{21} par Q :

$$Sf \quad \sim \quad N_1^0 B_{12} U_f \frac{A}{A+Q}. \tag{3.23}$$

L'intérêt de ce schéma de fluorescence est toutefois assez limité dans notre configuration d'étude, puisqu'il est destiné à modéliser l'évolution des populations des différents niveaux en fonction de la température ou de la pression. Or, dans notre étude, la température varie que très peu et est proche de 20 °C. La pression est proche de la pression atmosphérique. Il permet néanmoins d'expliquer l'apparition des différentes raies sur le spectre d'émission du NO.

Dans le cadre de la technique de mesure de concentration par "Dual Tracer", le quenching sur le NO est utilisé pour déterminer les régions de fluide pur. Le modèle permet d'interpréter le signal de fluorescence du NO tel qu'il représente uniquement les zones pures. Différentes hypothèses sont implicitement formulées. D'une part, que le taux de quenching dans une zone où le NO est mélangé est beaucoup plus grand que celui du NO pur ($Q_{NO,mix} >> Q_{NO,pur}$) et d'autre part que le taux de quenching du NO est beaucoup plus grand que le taux d'émission spontané noté A, ($Q_{NO} >> A$). Dans le cadre de ces hypothèses, le signal de fluorescence du NO normalisé est tel que :

$$\frac{Sf_{NO,mix}}{Sf_{NO,pur}} \quad = \quad \xi_{NO,pur}. \tag{3.24}$$

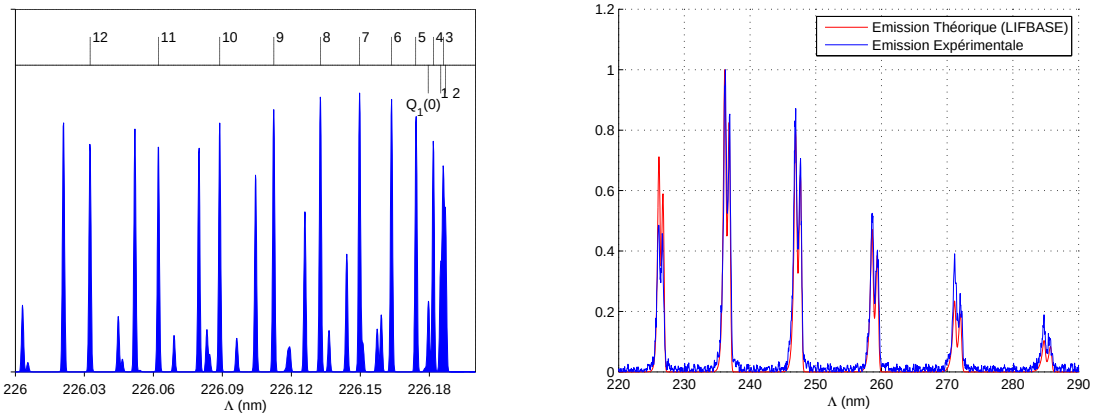
3.4.3 Choix de la longueur d'onde d'excitation

Les transitions d'absorption du monoxyde d'azote les plus étudiées dans la littérature sont les bandes $A^2\Sigma^+ \leftarrow X^2\Pi\,(0,0)$, $B^2\Pi \leftarrow X^2\Pi\,(7,0)$ et $D^2\Sigma^+ \leftarrow X^2\Pi\,(0,1)$. La bande $B^2\Pi$ présente une force d'oscillateur faible devant celles des bandes $A^2\Sigma^+$ et $D^2\Sigma^+$, [72]. Cette première remarque nous conduit donc à choisir une excitation dans les gammes $A^2\Sigma^+$ ou $D^2\Sigma^+$. Le niveau $A^2\Sigma^+ \leftarrow X^2\Pi\,(0,0)$ peut être excité avec un laser de longueur d'onde $\Lambda = 226$ nm tandis que pour la bande $D^2\Sigma^+$ l'excitation se fait à $\Lambda = 193$ nm. Or les bandes d'absorption de l'oxygène se situent dans la gamme de longueur d'onde de la bande $D^2\Sigma^+$ ce qui complique largement le dispositif expérimental et l'interpretation du signal. En effet il faudrait, d'une part, isoler totalement le faisceau laser de l'air environnant pour éviter l'absorption du faisceau par l'oxygène. Et d'autre part, dans le volume de mesure,

le pompage se ferait sur deux molécules différentes (NO et O_2) ce qui compliquerait fortement l'interprétation du signal de fluorescence reçu par la caméra.

Ainsi, la bande d'absorption choisie est $A^2\Sigma^+$, à partir de l'état vibrationnel v" $= 0$.

Les premières prédictions du spectre de LIF du NO furent proposées par Chou *et al.* [20] ou encore Reisel *et al.* [97]. Aujourd'hui, des logiciels simulant les processus de fluorescence sont disponibles sur le marché, on peut citer le logiciel LIFBASE [1] en accès libre qui est utilisé dans nos expériences. La simulation du spectre d'absorption est effectuée dans l'air. Un "shift" des longueurs d'onde peut apparaître dans le spectre si celui-ci est simulé dans le vide. Dans la suite, les longueurs d'ondes d'excitation sont donc données pour une absorption dans l'air.



(a) Spectre d'absorption du NO dans l'air à 300 K et 1 bar, simulation LIFBASE.

(b) Spectre d'émission du NO.

FIGURE 3.13 – Absorption et émission du NO pour une excitation de la bande $A^2\Sigma^+ \leftarrow X^2\Pi\,(0,0)$.

Pour une application du type mesure de température par une méthode à deux raies, le choix de la transition se révèle primordial pour différentes raisons. Les transitions sondées doivent notamment être telles que la population des états fondamentaux soit représentative de la population totale et qu'elles soient isolées spectralement. Cependant pour une mesure de concentration en milieu isotherme, le choix est plus facile. La principale contrainte est d'avoir un raie d'absorption la plus importante possible, permettant d'obtenir un signal de fluorescence intense. De multiples transitions sont choisies dans la littérature. Clemens et Paul [25] utilisent la transition $Q_1\,(10)$; $\Lambda = 226.09$ nm lors d'une investigation du mélange dans un écoulement de type couche de mélange compressible. King *et al.* [62] excitent toute une gamme de transitions qui s'étend de $Q_1(1)$ à $Q_1(4)$

1. LIFBASE J. Luque and D.R. Crosley, "LIFBASE : Database and spectral simulation (version 1.5)", SRI International Report MP 99-009 (1999).

($\Lambda = 226.18$ nm). Sur la figure 3.13(a) les pics les plus importants concernent ces transitions mais aussi la $Q_1(7)$ ($\Lambda = 226.15$ nm). Nous avons donc testé ces transitions et choisi celle donnant un rapport signal sur bruit le plus important possible. Les spectres d'émission déterminés expérimentalement sont représentés sur la figure 3.14. La gamme d'excitation $Q_1(1) \rightarrow Q_1(4)$ permet d'obtenir l'émission fluorescente la plus importante. Cette transition est donc utilisée lors des mesures de concentration.

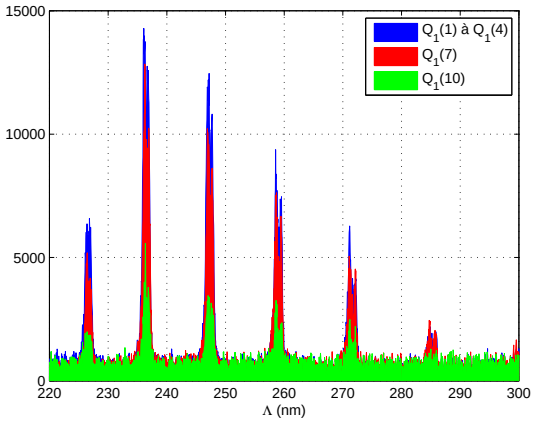


FIGURE 3.14 – Spectre d'émission du NO pour différentes longueurs d'onde d'excitation.

3.4.4 Quantification des effets de quenching

ÉVOLUTION DU SIGNAL DE FLUORESCENCE DU NO.

Tout d'abord, la linéarité du signal en fonction de l'énergie laser a été vérifiée et est représentée sur la figure 3.15.

D'autre part, pour interpréter la fluorescence du NO il est nécessaire de connaître la relation qui relie le signal à la concentration. Dans un écoulement où le NO est présent dans un milieu contenant uniquement de l'azote, et comme la section efficace de collision entre l'azote et le NO est très faible (cf Table 3.2), les effets de quenching sont négligeables. Le rendement de fluorescence est alors indépendant du taux de quenching et le signal de fluorescence évolue linéairement avec la concentration (figure 3.16(a) courbe – rouge). Ceci est vrai dans la limite où le quenching du NO sur lui même, appelé auto-quenching, reste négligeable. Auquel cas, l'auto-quenching peut avoir des effets importants sur l'évolution du signal. Sur la figure 3.16(a) est reporté en ○– noire l'évolution du signal de fluorescence du NO en fonction de la concentration en supposant l'auto-quenching comme étant non négligeable. L'évolution du signal dans ce cadre du modèle n'est pas linéaire avec la concentration ce qui est confirmé avec l'évolution expérimentale (courbe ○– bleue). Notons de plus que l'erreur relative entre la prédiction théorique et l'évolution expérimentale est au maximum de 10% (figure 3.16(b), courbe – noire). D'autre part en

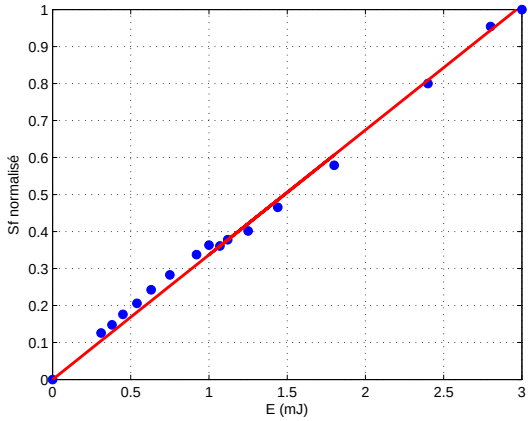


FIGURE 3.15 – Signal en fonction de l'énergie laser, $Sf = 0.3371 \times E$.

comparant l'erreur relative entre une évolution considérée comme linéaire et l'évolution qui prend en compte l'auto-quenching, on peut considérer que l'évolution du signal est linéaire jusqu'à une concentration en NO de 120 ppm. A partir de cette valeur, l'erreur relative entre le signal prenant en compte l'auto-quenching et une évolution linéaire est de l'ordre de 10 % (figure 3.16(b), courbe ∘– bleue). Or, pour une concentration de 120 ppm le signal de fluorescence reste trop faible. Pour nos expériences nous avons donc choisi une concentration initiale de 300 ppm de NO, qui permet d'obtenir un rapport signal sur bruit bien plus satisfaisant qu'avec 120 ppm. Dans ces conditions, l'auto-quenching du NO est donc à prendre en compte.

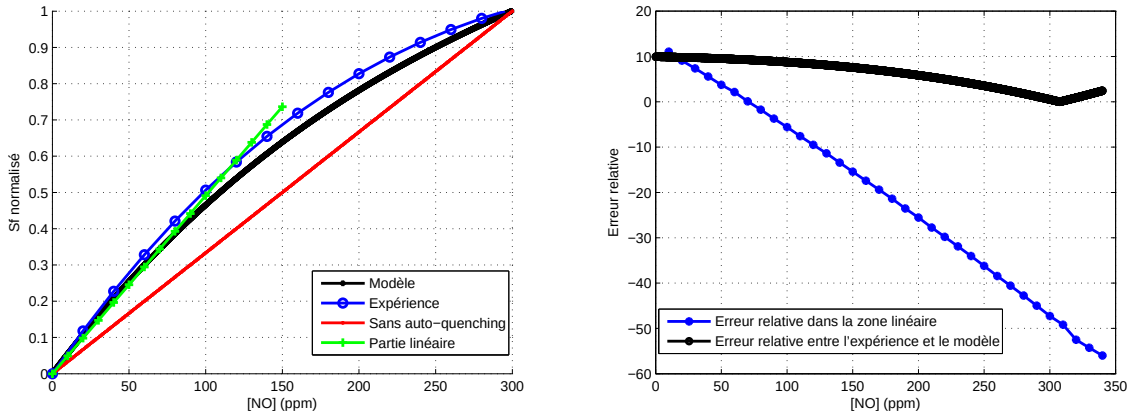
Une interpolation polynômiale (équation 3.25) de l'évolution du signal en fonction de la concentration de NO (figure 3.16(a) courbe - noire) prédit la concentration en fonction du signal de fluorescence. Cette équation est utilisée dans notre expérience pour déterminer la concentration en NO.

$$[NO] = 129.123 Sf_{norm}^3 - 26.641 Sf_{norm}^2 + 197.926 Sf_{norm} \tag{3.25}$$

Dans notre configuration, le NO est en contact avec différentes molécules comme l'acétone, l'oxygène et l'azote. Le rendement de fluorescence est alors fonction du taux de quenching de tous ces partenaires collisionnels. Il est modélisé grâce à la relation 3.26 :

$$Q = \sum_i N_i \sigma_{M/i} v_i, \tag{3.26}$$

où N_i est la densité du partenaire i, $\sigma_{M/i}$ la section efficace de collision et v_i la vitesse relative entre les molécules M et i déterminée grâce à l'équation de Boltzmann. v_i est fonction de l'agitation thermique et donc de la température.



(a) (bleu) : Évolution du signal en fonction de la concentration de NO, modèle de Lee *et al.* (noir) éq. 3.23 et éq. 3.27, expérience, (rouge) : s'il n'y avait pas d'auto-quenching.

(b) (bleu) : Erreur relative entre une évolution linéaire et une évolution prenant en compte l'auto-quenching , (noir) : erreur relative entre l'expérience et le modèle de Lee *et al.*.

FIGURE 3.16 – Calibration du signal de fluorescence du NO.

Après développement de ces termes on peut obtenir une expression explicite du taux de quenching Q, tel que :

$$Q = \frac{P}{k_B}\sqrt{\frac{8R}{\pi \mathcal{M}_M T}} \cdot \sum_i \chi_i \sigma_{M/i}(T) \cdot \sqrt{1+\frac{\mathcal{M}_M}{\mathcal{M}_i}}, \tag{3.27}$$

où :

$\mathcal{M}_M$ est la masse molaire de la molécule sondée,
$\mathcal{M}_i$ est la masse molaire du i$^{\text{ème}}$ partenaire collisionnel,
χ_i est la fraction molaire du i$^{\text{ème}}$ partenaire collisionnel,
k_B est la constante de Boltzmann,
R la constante des gaz parfaits,
T la température du milieu sondé.

Pour les molécules les plus courantes, les sections efficaces de collisions sont tabulées. Pour une température de 300 K et une pression de 1 atm, les sections efficaces de collisions des différents partenaires collisionnels du monoxyde d'azote sont reportées sur la table 3.2.

L'évolution du signal de fluorescence du NO en fonction de sa fraction de fluide est représentée sur la figure 3.17 pour différentes conditions. Ces courbes théoriques ont été déterminées à partir de l'expression du signal de fluorescence de l'équation 3.23 et celle du taux de quenching, équation 3.27. D'une part on représente l'évolution pour un scalaire passif qui varie linéairement avec la concentration de NO (□ noir), la courbe –˙ bleue

Molécule sur NO	Section efficace de collision (m^2)
O_2	$2.3\ 10^{-19}$ ([87])
NO	$4\ 10^{-19}$ ([87])
N_2	$7.4\ 10^{-23}$ ([87])
CH_3COCH_3	$1.4\ 10^{-18}$ (T. R. Meyer)

TABLE 3.2 – Ordres de grandeur des sections efficaces de collision utilisés pour le calcul du taux de quenching.

représente l'évolution du signal si le fluide en contact avec le NO est de l'air et $-\circ$ rouge le cas où l'on ajoute à l'air 3% d'acétone. Finalement, $-$ vert représente le cas idéal appelé "cold chemistry". Dès qu'un partenaire collisionnel est en contact avec le NO, celui-ci est instantanément consommé. On remarque que lorsque le NO est mélangé à une mixture composée d'un mélange d'acétone à 3% dans de l'air, le quenching de cette mixture sur le NO n'a pas un effet infiniment rapide, nous ne sommes donc pas les conditions "Cold Chemistry". Ce temps de vie fini de la fluorescence est une première limitation de cette technique de mesure.

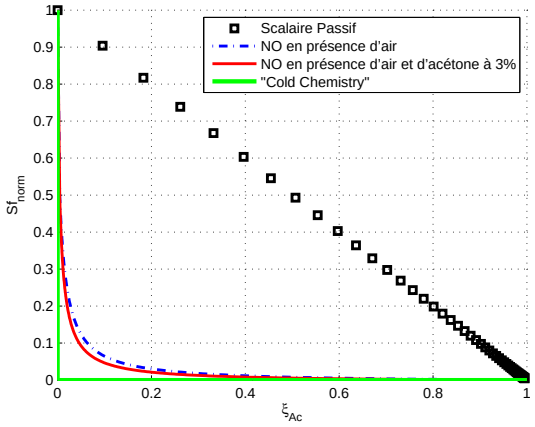


FIGURE 3.17 – Évolution du signal de fluorescence du NO en fonction des partenaires collisionnels.

3.4.5 Limitations de la technique "Dual Tracer"

Connaissant le comportement du signal de fluorescence du monoxyde d'azote, nous pouvons nous pencher sur les limitations de la technique de mesure par "Dual Tracer".

On peut en citer principalement trois :

1) Comme le montre la figure 3.17, le taux de quenching de l'air et l'acétone sur le NO n'est pas infiniment rapide, ce qui était une hypothèse lors de la présentation de la technique dans l'introduction 3.4. La courbe rouge montre qu'il existe un signal de fluorescence résiduel lorsque la fraction du fluide 2 est faible. Pour exemple si la fraction de mélange d'acétone vaut 0.05, le signal de fluorescence normalisé du NO vaut alors ≈ 0.09. Pour les faibles valeurs de fraction de fluide acétone, la variation du signal de fluorescence du NO est très importante, mais pas infinie. Pour y remédier, King *et al.* [62] proposent un modèle à taux de quenching fini. La fraction de fluide mélangé moléculairement est, dans le cadre de ce modèle, définie telle que :

$$\xi_{NO,mix} = \xi \frac{\xi - \xi_{NO,Exp}}{\xi - \xi_{NO,Model}}, \tag{3.28}$$

avec $\xi_{NO,Model}$ la fraction de NO déterminée à partir de la courbe $\circ-$ rouge de la figure 3.17. Cette valeur de fraction de NO modèle est directement dépendante de la valeur de la fraction de mélange globale.

Cependant, des tests ont été effectués et la différence entre le modèle à chimie infiniment rapide et ce modèle n'est pas significative, nous nous limitons donc au modèle de taux de quenching infini qui suppose que le taux de quenching dans une zone où le NO est mélangé est beaucoup plus grand que celui du NO pur et d'autre part que le taux de quenching du NO est beaucoup plus grand que le taux d'émission spontanée.

2) Une seconde limitation peut aussi être pointée du doigt, celle due à l'utilisation de l'acétone comme traceur de l'air. Les coefficients de diffusion moléculaire de l'air et l'acétone dans un mélange homogène de N_2 + NO à 300 ppm sont différents. Ils valent 6.7 10^{-6} $m^2.s^{-1}$ et de 1.2 10^{-5} $m^2.s^{-1}$, respectivement. Ces valeurs sont déterminées à partir de propriétés thermodynamiques de chaque mélange et calculées à partir de différents modèles présentés en annexe A.1. Le nombre de Schmidt d'un mélange, qui est défini comme le rapport entre la viscosité cinématique et la diffusion moléculaire, vaut 0.8 pour le fluide que constitue le jet ascendant (NO à 300 ppm dans N_2) et 1.42 pour le fluide composé du mélange d'acétone à 3% dans l'air.

Comme la diffusion de l'acétone est plus faible que celle de la phase à marquer, l'air, le signal de fluorescence sous-estime alors la quantité de scalaire réellement présente au point considéré. Cette limitation serait importante dans le cas d'un écoulement laminaire où c'est la diffusion moléculaire contrôle le mélange. Dans le cadre d'un écoulement turbulent, où c'est plutôt la diffusion turbulente (définie plus loin) qui domine le mélange cette limitation peut aussi être négligée.

3) Finalement la plus forte limitation, revient à la résolution spatiale finie du système de mesure. Comme pour la fluorescence sur acétone, si les structures tourbillonnaires de l'écoulement sont très petites, (forts gradient à l'intérieur du pixel) cette technique de

mesure ne peut pas faire la distinction entre certains états de mélange (figure 3.18). En effet si l'écoulement est très fortement turbulent, à l'intérieur même d'un pixel, peuvent coexister deux ou plusieurs poches de fluides moléculairement mélangées mais dans des proportions différentes les unes des autres. Dans un premier cas, le mélange est réalisé en proportion égale (figure 3.18 gauche), cet état de mélange a déjà été détaillé dans la partie 3.4. Dans un second cas (figure 3.18 droite) il y a coexistence d'une poche de fluide mélangé dans des proportions pauvres, et d'une deuxième poche dans des proportions riches.

Nous considérons ici le second cas. Soit un pixel entièrement mélangé au niveau moléculaire mais contenant deux structures tourbillonnaires de composition différentes. Une moitié (gauche) du pixel contient un mélange homogène de NO et d'acétone dont les proportions en NO et acétone sont de 48% et 2% respectivement et inversement pour la moitié droite.

Le signal de fluorescence collecté lors de la mesure sur le scalaire acétone vaut pour ce pixel 0.5. Pour le NO, si l'on découple les deux zones distinctes, dans la partie gauche on a 96% de NO et 4% d'acétone, le signal résiduel de NO vaut alors 11% (figure 3.17 courbe − rouge), dans la partie droite ce signal résiduel est nul. Sur la globalité du pixel, le signal de fluorescence de NO résiduel est de 5.5%. Dans le cadre d'une hypothèse de type "Cold Chemistry", la fraction de fluide moléculairement mélangé est alors $\xi_{mixed} = 1 - 0.5 - 0.055 = 0.445$, soit une efficacité du mélange $\eta_{mix} = \frac{0.445}{0.5} = 89\%$. Dans cet exemple, on sait d'avance que le pixel est entièrement mélangé. L'erreur commise sur la mesure du micro-mélange est alors de 11%.

Afin de réduire cette erreur, nous tentons le calcul de la fraction de fluide moléculairement mélangé, dans le cadre du modèle de taux de quenching fini. La fraction de fluide d'acétone vaut $\xi_{Ac} = 0.5$, soit un signal modèle $\xi_{NO,Model}$ de 1%. La fraction de fluide mélangé vaut alors $\xi_{mix} = 0.5 \times \frac{0.5-0.055}{0.5-0.01} = 0.454$, soit une efficacité du mélange $\eta_{mix} = \frac{0.454}{0.5} = 90.8\%$, soit une erreur sur la mesure inférieure à 10%. Ce modèle fonctionne bien pour des faibles fractions d'acétone ξ_{Ac} [79], mais dans le cas d'écoulement fortement turbulent, l'amélioration des mesures par ce modèle reste assez faible. Dans la suite, nous nous plaçons uniquement dans le cadre d'une hypothèse du type "Cold Chemistry".

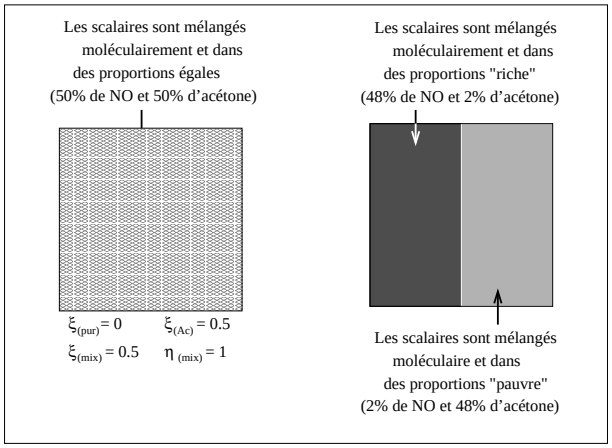


FIGURE 3.18 – Exemple d'états de mélanges différents (Meyer, 2001 [79]). Gauche : le pixel est moléculairement mélangé avec une part égale entre la quantité de NO et celle d'acétone. Droite : le pixel est mélangé moléculairement, mais la partie gauche du pixel est constituée de 48% de NO et 2% d'acétone et inversement pour la partie droite du pixel.

3.5 Configuration expérimentale

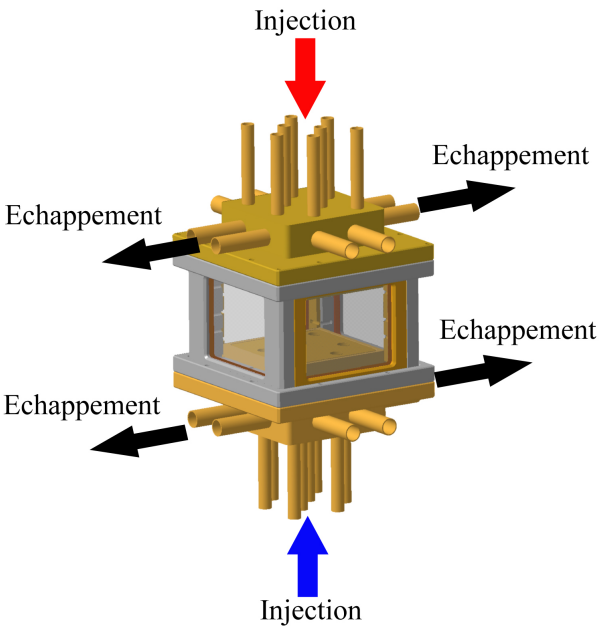


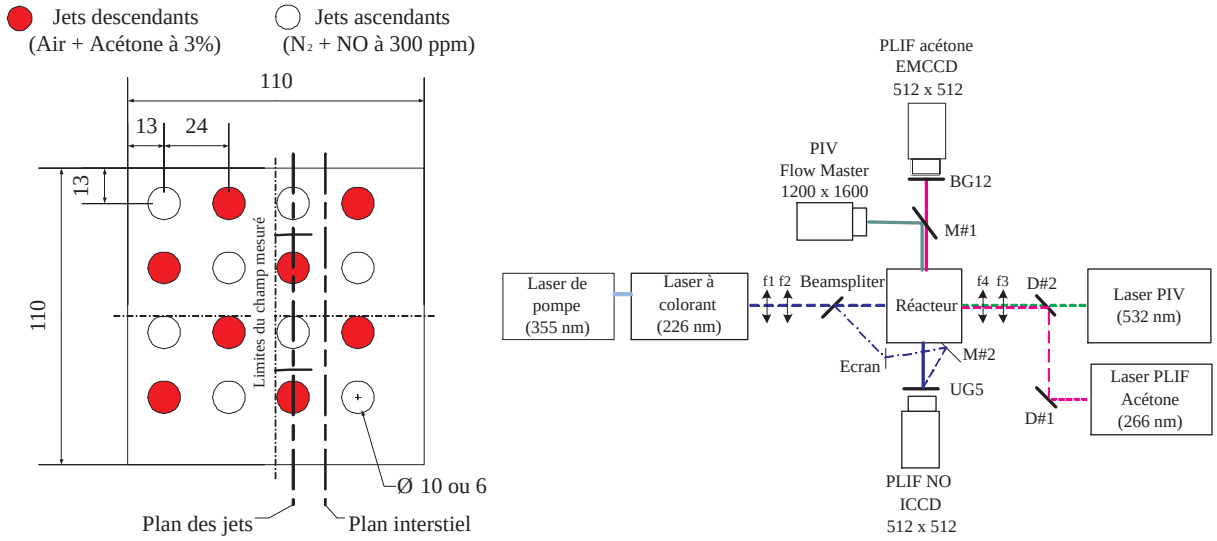
FIGURE 3.19 – Vue schématique du réacteur.

Le réacteur représenté schématiquement sur la figure 3.19 a été conçu lors de la thèse de Krawczynski et répond à un cahier des charges défini dans son manuscrit [68]. Le taux de confinement, la longueur de développement des jets et la géométrie d'écoulement (réacteur à jets opposés ou cisaillés) peuvent varier. La partie centrale du réacteur est un cube parallélépipédique de $110 \times 110 \times 60$ mm^3 équipé de hublots rectangulaires en quartz Suprasil ($100 \times 80 \times 16$ mm^3). L'échappement se fait via deux plaques poreuses situées sur les faces supérieure et inférieure du réacteur, imposant une perte de charge identique et uniforme sur chaque face. La pression moyenne dans le réacteur est contrôlée par un capteur placé sur une des faces verticales du corps central, elle est fixée à 1.6 bar pour toutes les expériences. La température est mesurée pour chaque condition expérimentale dans le but de calculer le plus précisément possible les caractéristiques thermodynamiques de l'écoulement. L'injection du fluide se fait par l'intermédiaire de 8 paires de tubes de 10 ou 6 mm de diamètre intérieur, figure 3.20(a). La distance entre axes, notée par la suite e, est de 24 mm. Elle est maintenue constante dans les deux géométries d'injection, permettant l'investigation des effets du confinement latéral, défini comme le rapport e/D. Le débit de chaque ligne d'injection, constituée des 8 jets descendants d'une part et 8 jets ascendants d'autre part, est contrôlé par deux régulateurs de débit massique, dont la gamme peut varier de 20 à 100 Nm^{3}h^{-1}. Le nombre de Reynolds basé sur le diamètre du

jet varie de 6630 à 31500. On souhaite que les conditions d'injection soient turbulentes et parfaitement développées. Le nombre de Reynolds doit donc être supérieur à 4000. La longueur de développement de la turbulence est donnée par $L_{tubes}/D = 0.8 \times Re^{0.25}$, ainsi pour le Reynolds le plus important, cette longueur de développement, L_{tubes} vaut 10.67 cm. Des tubes de longueur 200 mm ont donc été utilisés.

Ce réacteur permet, de plus, de couvrir une large gamme de nombres de Reynolds turbulents Re_λ qui seront estimés dans la suite de ce manuscrit.

Le motif de base de notre écoulement est un jet entouré de 4 jets à contre courant disposés selon un maillage cartésien. Les champs mesurés sont limités à deux jets plus ou moins une demie distance entre axes (figure 3.20(a), Limites du champ mesuré). Les conditions aux limites peuvent ainsi être considérées comme étant, en moyenne, périodiques. Les jets descendants sont ensemencés en acétone dans une proportion de 3% en volume mélangé à de l'air, alors que les jets ascendants sont composés d'un mélange homogène de NO et d'azote dont la concentration initiale en NO est fixée à 300 ppm.



(a) Mode d'injection du scalaire.

(b) Installation des différents diagnostics.

FIGURE 3.20 – Dispositif expérimental.

Lors de la présentation des caractéristiques des différentes chaînes de mesure la notation, des focales, des miroirs et autres optiques, fait référence aux éléments du dispositif expérimental présenté sur la figure 3.20(b).

3.5.1 Caractéristiques expérimentales de la chaine PIV

Un plan laser créé par la combinaison d'une lentille sphérique UV de focale ($f_3 = 100$ cm) et d'une lentille cylindrique UV ($f_4 = 19$ mm) vient éclairer une zone de l'écoulement

à l'instant t. Cette source lumineuse est un laser Nd :YAG bi–cavité (Big Sky laser) doublé. La longueur d'onde notée Λ_{PIV} est de 532 nm et l'énergie moyenne par pulse est de 120 mJ. La durée d'un pulse est de 10 ns avec un taux de répétition de 10 Hz. La diffusion de Mie des particules réfléchie sur une lame séparatrice, $M\#1$ figure 3.20(b), est collectée par une caméra CCD R&D Vision, 10 bits de 1200×1600 pixels, munie d'un objectif visible de 50 mm f/1.4 Nikkor donnant un grandissement de 21.76 px.mm^{-1}. Le champ objet mesuré est de 73.5×55.2 mm^2. Les deux images de tomographie sont discrétisées en fenêtres de calcul, dont la taille initiale est de 64×64 pixels^2. L'algorithme de calcul des vecteurs vitesse utilise un calcul multi-pass adaptatif et 6 itérations sont utilisées pour obtenir un champ final de vecteurs espacés de 16×16 pixels, avec un taux de recouvrement de 50%. Il a été montré par Krawczynski [68] qu'un recouvrement plus important n'améliore pas la résolution spatiale de notre système de mesure. Comme l'a été mentionné précédemment, la résolution de la chaîne de mesure est estimé à 1.4 mm.

3.5.2 Caractéristiques expérimentales de la chaine PLIF utilisée pour la mesure du scalaire passif

Bien que le rendement de fluorescence de l'acétone soit faible ($\approx 0.1 - 0.2\%$) son intensité de saturation est très élevée. L'utilisation d'un laser de haute puissance, Nd : YAG quadruplé ($\Lambda_{Ac} = 266$ nm) dont l'énergie moyenne de chaque pulse est de 170 mJ a été utilisé pour compenser ce faible rendement de fluorescence. Le taux de répétition du laser est de 10 Hz, et la durée du pulse est d'environ 10 ns. La mesure bi-dimensionnelle est réalisée par le même dispositif optique que celui utilisé pour la mesure de vitesse, ce qui permet la superposition des nappes lasers. L'épaisseur de la nappe à mi-hauteur du profil d'énergie est de 100 μm dans le centre du plan de mesure. Le signal de fluorescence est collecté par une caméra Princeton Instrument PhotonMax EMCCD 512×512 pixels^2 dont la dynamique est de 16 bits. La caméra est munie d'un objectif visible Nikkor 50 mm ($f/1.2$), en notant f la focale. Le temps d'intégration est de 1 ms, ce qui nous contraint à supprimer le rayonnement parasite par l'emploi de filtres colorés. L'utilisation d'un objectif visible permet de rejeter la diffusion de Mie des particules à 226 et 266 nm. La lame séparatrice $M\#1$ permet de supprimer la diffusion de Mie des particule à 532 nm tout en transmettant le signal de fluorescence de l'acétone vers la caméra EMCCD. Un filtre BG12 d'épaisseur 3 mm est placé sur l'objectif afin de supprimer le signal de diffusion de Mie résiduelle à 532 nm. Sur la figure 3.21, la surface bleue représente le signal de fluorescence reçu sur la caméra EMCCD après filtrage fréquentiel.

La courbe bleue est l'émission de l'acétone [75], les symboles carré gris et cercle rouge représentent le taux de transmission du filtre BG12 et de réflexion de la lame séparatrice obtenus par le fournisseur Melles Griot. Seule une petite partie du signal disponible est collecté (surface bleue), cependant grâce à l'importante densité d'énergie laser disponible, le signal de fluorescence collecté reste de bonne qualité. Le niveau moyen des images de bruit est de 1700 niveaux de gris, alors que celui des images de fluorescence est de 15000.

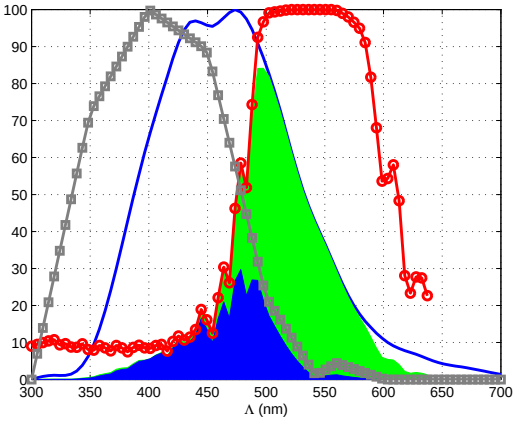


FIGURE 3.21 – Suppression du rayonnement parasite pour la fluorescence sur acétone, (− bleu : émission de l'acétone ; −○ rouge : taux de réflexion du dichroic R@532 nm ; □− gris : transmission du filtre BG12 ; ■ : signal de fluorescence d'acétone collecté après filtrage).

Le rapport signal sur bruit est ainsi de 10 dans les zones de cône potentiel, position pour laquelle le profil d'énergie du laser est le plus faible.

3.5.3 Caractéristiques expérimentales de la chaine PLIF sur monoxyde d'azote

La mesure du scalaire "Cold Chemistry" se fait à une longueur d'onde de 226.18 nm et sur une gamme spectrale très fine. L'utilisation d'un laser à colorant s'avère nécessaire pour atteindre une telle précision sur l'excitation du NO. Le laser utilisé est un laser à colorant SIRAH pompé par un laser Nd : YAG triplé ($\Lambda = 355$ nm). Le colorant utilisé est du coumarin 450 dont la durée de vie est d'environ 5 jours. En sortie de colorant la longueur d'onde émise par le laser est de 452 nm. Celle-ci est doublé par un cristal BBO. Le constructeur SIRAH annonce une finesse spectrale nominale du laser de 0.0012 nm.

La nappe laser est réalisée par la disposition successive d'une lentille sphérique UV de focale $f_1 = 100$ cm et d'une lentille cylindrique UV ($f_2 = 19$ mm). Le faisceau laser n'est pas cylindrique mais en forme de demie lune dans le meilleur des cas. Due à ces défauts importants de géométrie et aux imperfections de transmission des lentilles, la nappe laser créée présente de fortes irrégularités. De plus, il existe de fortes fluctuations tir–à–tir du laser, il s'avère donc nécessaire de connaître et corriger ces fluctuations de niveaux de gris. Pour prendre en compte le plus fidèlement possible l'évolution spatio-temporelle de la nappe laser, un prélèvement d'environ 5% du profil d'énergie laser est réalisé. L'image de ce profil est renvoyé par un miroir M#2 sur la caméra de façon à avoir simultanément l'image de fluorescence du traceur et le profil instantané de la nappe laser. La linéarité

du signal émis par l'écran en fonction de l'énergie laser a été vérifiée et est présenté sur la figure 3.22. L'image du profil d'énergie est renvoyée par le miroir $M\#2$ sur le bord de l'image de fluorescence, afin d'avoir la répartition longitudinale d'énergie du laser à chaque acquisition. Le signal de fluorescence du NO est collecté par une caméra intensifiée Princeton Instrument ICCD de 16 bits, 512×512 pixels, munie d'un objectif Nikkor 48 mm ($f/1 : 2$) sur lequel est placé un filtre UG5 d'épaisseur 3 mm. Ce filtre permet la réjection du signal de diffusion de Mie des particules à 226 nm. Le temps d'ouverture de la caméra est fixé à 1.5 μs.

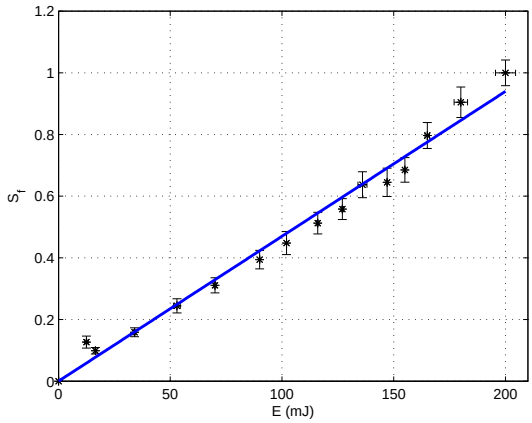


FIGURE 3.22 – Signal prélevé normalisé en fonction de l'énergie laser.

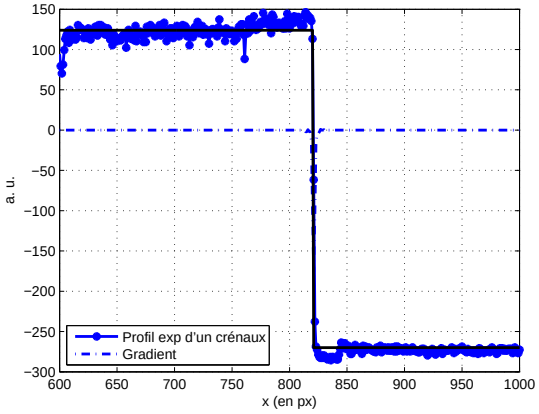
3.5.4 Fonction de transfert des caméras

Afin de caractériser la résolution spatiale de nos dispositifs de mesure, nous estimons la fonction de transfert de chaque chaîne de mesure. La détermination de cette fonction de transfert peut se faire suivant différentes procédures :

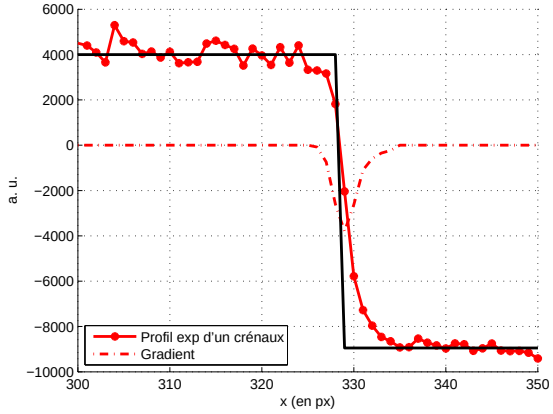
- en utilisant une mire calibrée sur laquelle sont gravées différentes paires de lignes dont l'espacement entre chaque varie de manière parfaitement connue,
- par l'acquisition de l'image d'un créneau (i. e. gradient infini) à laquelle on applique un post-traitement consistant à déterminer la transformée de Fourier du gradient de l'image. Dans un cas idéal, la transformée de Fourier d'un gradient infini est l'intégrale de la distribution de Dirac, soit une réponse infinie.

Le bruit de fond des caméras dépend des conditions d'ouverture, du temps d'exposition, du gain, des filtres optiques, mais aussi du signal. Les niveaux de gris lors de l'acquisition de l'image du créneau doivent donc être du même ordre de grandeur que pendant les expériences. Les conditions expérimentales ont donc été reproduites lors de

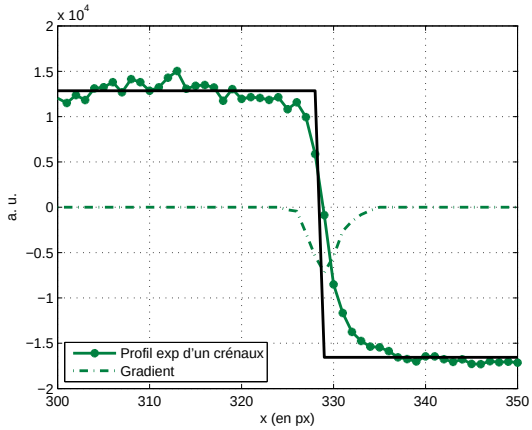
l'acquisition de l'image d'une lame de "cuter" assimilant son gradient à un gradient infini. Les profils expérimentaux de ce gradient sont présentés sur la figure 3.23 pour les différentes caméras.



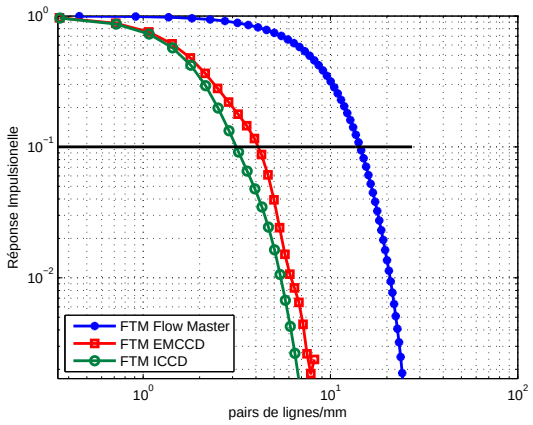
(a) Caméra Flow Master utilisée pour la PIV.



(b) Caméra EMCCD utilisée pour la PLIF sur acétone.



(c) Caméra ICCD utilisée pour la PLIF sur NO.



(d) Réponse impulsionnelle des trois caméras.

FIGURE 3.23 – Profils expérimentaux d'un gradient infini dans les conditions expérimentales et la réponse des dispositifs optiques.

Ce gradient est calculé grâce par un schéma de dérivée centrée d'ordre deux. L'énergie spectrale représentée sur la figure 3.23(d) est estimée par le calcul de transformée de Fourier du gradient. Cette énergie peut être assimilée à un taux de contraste entre deux traits successifs. La fréquence de coupure est déterminée de telle sorte que l'on considère ne plus pouvoir distinguer un trait noir d'un trait blanc lorsque le contraste est inférieur ou égal à 10%. De plus, pour déterminer la résolution effective, on considère qu'elle est

telle que l'on doit pouvoir distinguer deux traits noirs successifs séparés d'un trait blanc. La résolution effective est alors de deux fois l'inverse de la fréquence de coupure. Pour le dispositif PIV la résolution est estimée à 140 μm (courbe $\circ-$ bleue), pour la mesure du scalaire passif elle est de 487 μm (courbe $\circ-$ verte) et pour la mesure du scalaire réactif de 640 μm (courbe $\square-$ rouge).

3.5.5 Mesure simultanées des scalaires passif, "cold chemistry" et de la vitesse

3.5.5.1 La synchronisation des diagnostics

Un léger décalage temporel est effectué sur la mesure du scalaire "Cold Chemistry" dans le but de s'affranchir de la diffusion de Mie à 532 et à 266 nm, figure 3.24. Le délai entre le premier pulse à 532 et l'ouverture de la caméra ICCD est de 1 μs. Entre les pulses à 226 et 266 nm il est de 1.5 μs. Pour la configuration la plus turbulente le déplacement moyen des structures est de 55 μm ($U_{deb} = 36.7$ m.s^{-1} $Re = 23150$ et $D = 6$ mm). Or la taille d'un pixel des caméras EMCCD et ICCD est de 110 μm. Le déplacement moyen des structures pendant ce décalage temporel est inférieur à la dimension d'un pixel, il est donc négligeable. Le délai minimum, Δt, entre les deux pulses PIV est limité par de délai minimal entre deux ouvertures de la caméra Flow Master (PIV) qui est fixé par le constructeur à 1.5 μs.

3.5.6 La normalisation des images de fluorescence

Le mélange est caractérisée par l'intermédiaire d'une variable appelée fraction de mélange ξ_i, où i est l'espèce sondée, qui vaut 1 dans une région du fluide i pur et zéro en l'absence de l'espèce.

Si l'acquisition est considérée comme parfaite, i. e. sans bruit parasite, la fraction de mélange ξ_i peut s'obtenir telle que :

$$\xi_i = \frac{Sf\,(\text{région mélangée})}{Sf\,(\text{région pure})}. \tag{3.29}$$

Cependant, lors de l'acquisition des images de fluorescence, différents bruits parasites viennent contaminer la mesure. Le signal de fluorescence collecté par pixel, noté Sf_{pix}, peut s'exprimer tel que :

$$Sf_{pix} = \left\{ \left[(N_P + B_1) \,.\, \left(\frac{E}{E_{f_{sat}}} \right) + B_a \right] R_{det} + Dark \right\} R_{amp} R_{A/D}, \tag{3.30}$$

où, N_P est le nombre de photons à mesurer,

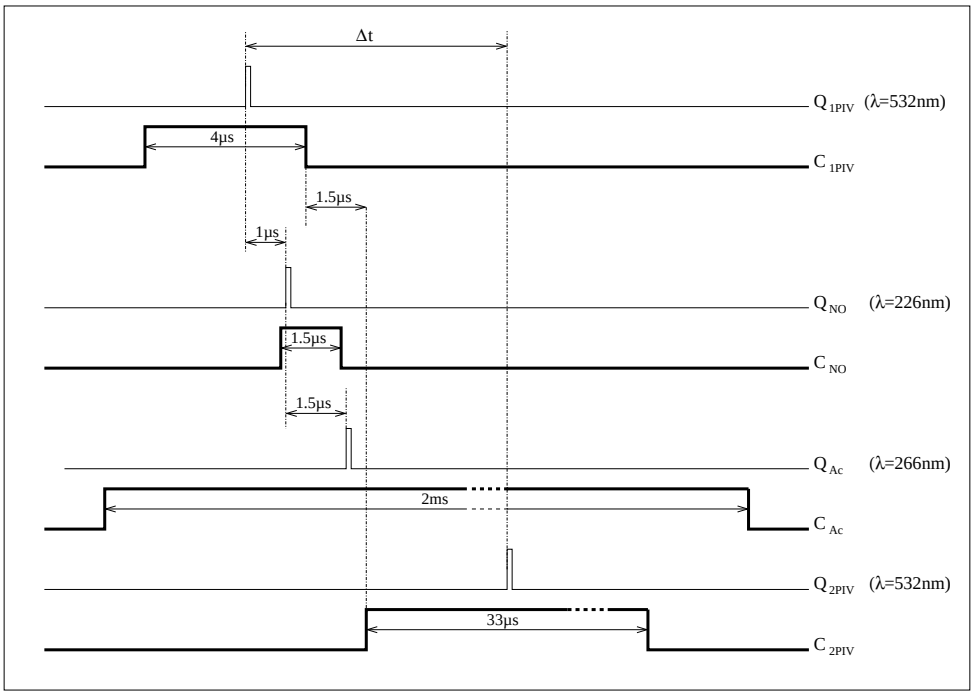


FIGURE 3.24 – Synchronisation des diagnostics en vue d'une mesure simultanée.

B_1 sont des photons parasites liés au laser,
B_a est une émission parasite de la molécule sondée,
R_{det} est le rendement du détecteur (e^-/photon),
$Dark$ est le signal présent sur le pixel sans rayonnement,
R_{amp} est le rendement du pré-amplificateur,
$R_{A/D}$ rendement du convertisseur analogique / numérique.

L'image Sf_{pix} peut être considérée comme la somme de 3 images différentes : une image de fluorescence Sf_{fluo}, une image de bruit de fond Sf_b, et une image de noir Sf_d. En supposant que les images instantanées de bruit de fond et de noir sont de l'ordre de grandeur du bruit moyen, on peut obtenir une première correction du signal de fluorescence brute défini par l'équation 3.30 telle que :

$$Sf_{fluo}(x,y,t) \;=\; Sf_{pix}(x,y,t) - \bar{Sf}_{fond}(x,y)\,, \tag{3.31}$$

avec $\bar{Sf}_{fond}(x,y) = \bar{Sf}_b(x,y) + \bar{Sf}_d(x,y)$ qui est obtenue en effectuant une série d'images de fond en l'absence de fluorescence.

D'autre part le signal de fluorescence est fonction de l'énergie laser. Or la répartition spatiale d'énergie laser n'est pas uniforme. Dans le but de quantifier la distribution spatiale du scalaire, il est nécessaire de prendre en compte ces irrégularités lors des corrections. Généralement, ces variations d'énergie spatiale sont corrigées en normalisant

l'image $Sf_{fluo}(x,y,t)$ par une image moyenne, $\bar{N}(x,y)$, pour laquelle le traceur est présent ensemencé de façon homogène et uniforme. Cette image représente la répartition bi-dimensionnelle d'énergie moyenne du laser. La normalisation par cette nappe moyenne est telle que :

$$Sf_{fluo}\,\text{corrigée}\,(x,y,t) \;=\; \frac{Sf_{fluo}(x,y,t)}{\bar{N}(x,y) - \bar{Sf}_{fond}(x,y)}. \tag{3.32}$$

De plus, lors des acquisitions, l'énergie laser fluctue d'une image à l'autre et ceci de manière importante. Pour une mesure quantitative fine du scalaire, ce phénomène peut avoir une forte influence.

Concernant l'application à la mesure de concentration du scalaire passif, les fluctuations spatio-temporelles d'énergie du laser sont faibles (≈ 5 à 10%), figure 3.25. La normalisation des images pour ce diagnostic se fait uniquement grâce à la relation 3.32 et un exemple de champ bi-dimensionnel normalisé est présenté sur la figure 3.26(a). Les fluctuations après normalisation et filtrage (du type Wiener [70]) sont représentées sur la figure 3.26(b). Ces courbes représentent une coupe de 100 images constituées d'une mixture homogène d'acétone et normalisées par la nappe moyenne. Ces images sont ensuite filtrées par un filtre de Wiener [70]. Après le traitement complet des images la fluctuation résiduelle sur la mesure de concentration d'acétone est de l'ordre de $\pm 6\%$.

A contrario, pour la mesure de fluorescence du NO, les fluctuations laser, aussi bien spatiales que temporelles, sont beaucoup plus importantes (les fluctuations temporelles sont $\approx +12\%$ à -25%), elles sont donc à prendre en compte.

Différents moyens expérimentaux peuvent être mis en place pour prendre en compte ces fluctuations tir à tir. Si le champ mesuré contient une zone, qui *a priori* est pure, comme par exemple une zone de cône potentiel, la prise en compte des fluctuations peut s'effectuer en divisant les images normalisées par le niveau moyen de cette zone. Ce traitement est effectué pour affiner la normalisation des images de fluorescence d'acétone.

Une autre méthode consiste à mesurer l'énergie de chaque pulse, grâce à une photodiode ou avec un mesureur pyroélectrique. Cependant, ces techniques prennent en compte uniquement l'énergie globale d'un pulse laser et non la répartition spatiale.

Une troisième méthode consiste à prélever une partie de la nappe laser pour former son image sur un plan et collecter le profil via une caméra CCD (Clemens [24] ou encore Su et Clemens [110]). Cette méthode se révèle être difficile à mettre en place et nécessite de gros moyens techniques, comme par exemple l'utilisation d'une caméra supplémentaire ayant la même réponse que la caméra utilisée pour la mesure ou encore une synchronisation supplémentaire des caméras. De plus, pour mettre en place une telle technique, il est nécessaire de collimater le faisceau pour obtenir une divergence nulle et ainsi une expansion de la nappe laser équivalente entre le champ de mesure et le prélèvement. Dans le cas contraire, Clemens [24] propose d'effectuer le prélèvement sur le bord de l'image, en plaçant un élément de concentration uniforme et diffusant dans le champ objet mesuré. Cette

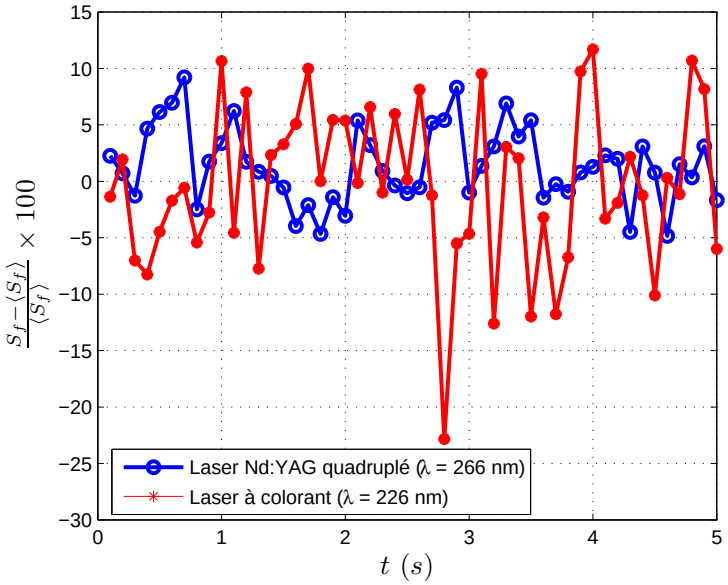
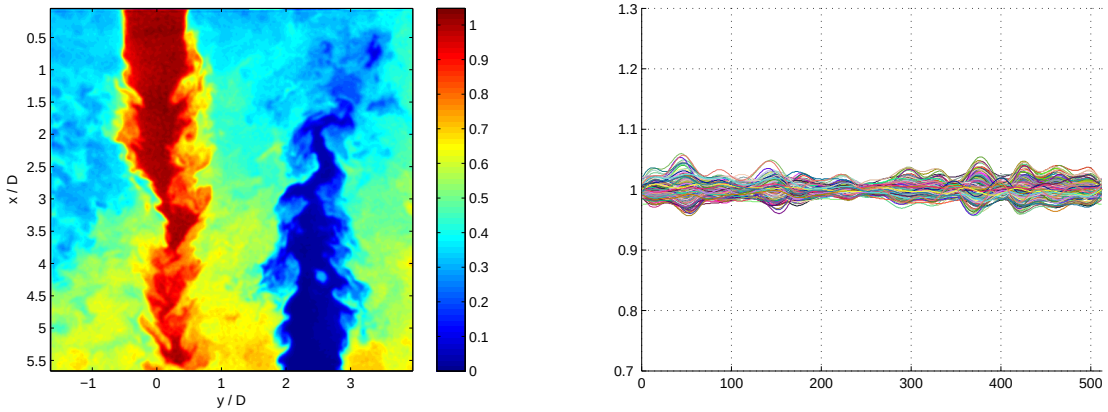


FIGURE 3.25 – Fluctuations tir à tir des lasers.



(a) Image instantanée de concentration du scalaire passif.

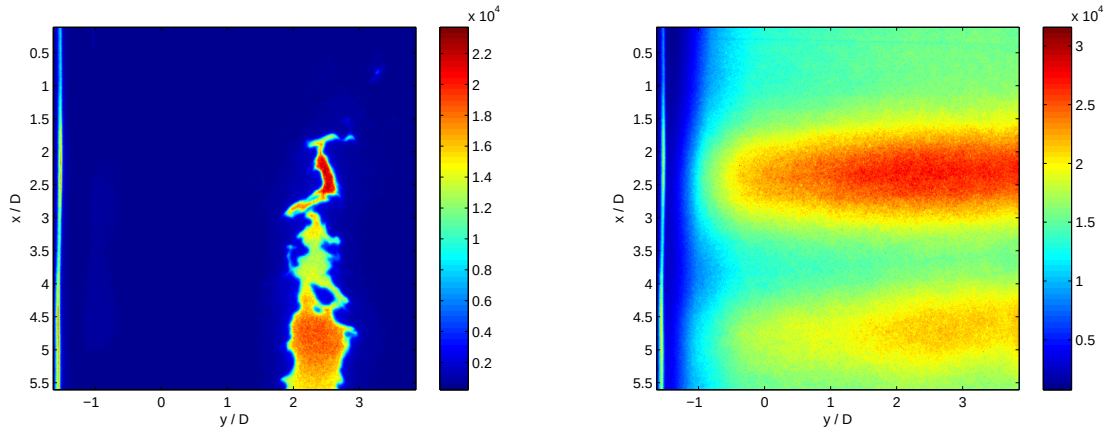
(b) Fluctuations résiduelles sur la mesure de concentration du scalaire passif.

FIGURE 3.26 – Normalisation des images de fluorescence d'acétone par la nappe moyenne.

dernière possibilité se révèle être impossible à mettre en place dans notre configuration d'écoulement confiné.

Nous nous sommes inspirés de toutes ces propositions pour réaliser le prélèvement d'une partie de la nappe laser. Environ 5% de l'énergie globale disponible après le passage au travers de la combinaison de lentilles sphérique et cylindrique est déviée sur un écran papier via un beamspliter (figure 3.20(b)). La linéarité du signal émis par l'écran en fonction de la densité d'énergie incidente a été vérifiée et est présentée sur la figure 3.22. La distance entre la lame de prélèvement et l'écran est imposée de façon à ce que la dimension du prélèvement et celle de la nappe servant à la mesure soient identiques, tout au moins au milieu du champ objet. Ceci permet de s'affranchir des problèmes de divergence de la nappe laser, en considérant qu'elle est négligeable le long du champ mesuré (sur une distance de 5 cm).

L'enregistrement, de la projection du profil d'énergie prélevé, sur le bord de chaque image de fluorescence est visible sur la partie gauche des figures 3.27(a) et 3.27(b).



(a) Image de fluorescence de NO avec prélèvement.

(b) Nappe typique avec prélèvement.

FIGURE 3.27 – Données brutes avec la mise en place du prélèvement du profil instantané de nappe laser.

La normalisation prenant en compte les fluctuations tir à tir du laser est présentée ci-après. Tout d'abord, le prélèvement est effectué à la fois sur les images de nappe 3.27(b) et sur celles du scalaire 3.27(a). La partie utile de l'image est limitée à la zone pour laquelle $y/D \in [-0.6\ 4]$. Cette limitation n'est pas gênante, dans la mesure où le signal de fluorescence NO est complètement annulé via le quenching dans la région $y/D \in [-1.6\ \ -0.6]$. Par conséquent, la totalité de l'image peut tout de même être utilisée pour l'interprétation des mesures.

Les niveaux de fluorescence de l'écran n'étant pas identiques aux niveaux de fluorescence du NO, une fonction de transfert est à déterminer. Pour ce faire, nous calculons

le rapport entre le profil de nappe prélevé et chaque profil de nappe instantané, figure 3.28. Ainsi, le rapport moyen bidimensionnel déterminé, noté $R(x,y)$, définit la fonction de transfert moyenne en chaque point de l'image.

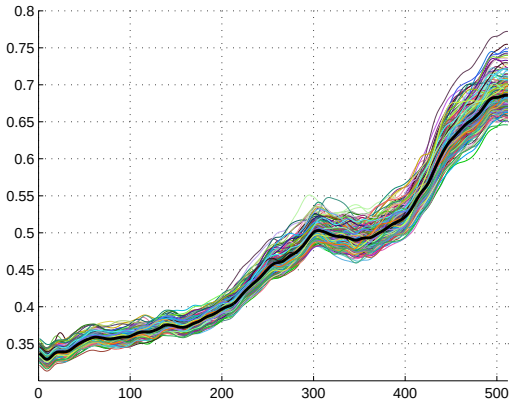


FIGURE 3.28 – Coupe des rapports instantanés entre le prélèvement et la nappe ; — noir, coupe du rapport moyen.

L'image de fluorescence est ensuite normalisée grâce à la relation :

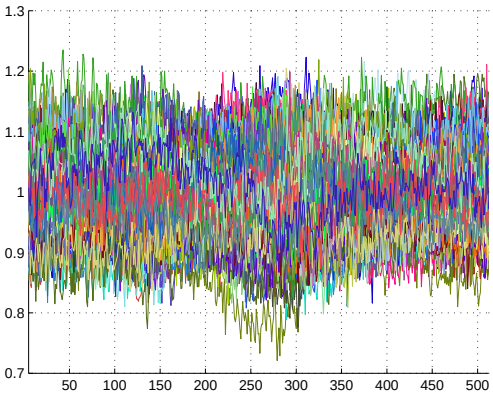
$$Sf_{fluo}\text{ corrigée}\,(x,y,t) \;=\; \left[Sf_{pix}\,(x,y,t) - \bar{Sf}_{fond}\,(x,y)\right] \times \frac{R\,(x,y)}{E\,(x,t)}, \qquad (3.33)$$

où $E\,(x,t)$ est le profil instantané d'énergie laser de l'image prise à l'instant t. Nous formulons ici une hypothèse sur l'unique dépendance de la répartition de l'énergie laser avec la position verticale. Autrement dit, nous supposons qu'il n'y a pas d'absorption d'énergie à la traversée du faisceau laser dans le réacteur. Pour valider cette procédure, un test de normalisation est effectué sur les images de nappe instantanées. Dans un cas idéal, l'image obtenue doit être uniforme de fraction de mélange égale à un, quelle que soit la position. Une coupe de l'image de nappe normalisée est représentée sur la figure 3.29(b). Pour comparaison, nous avons tracé les fluctuations suivant la même coupe verticale dans le cas d'une normalisation par la nappe moyenne, figure 3.29(a).

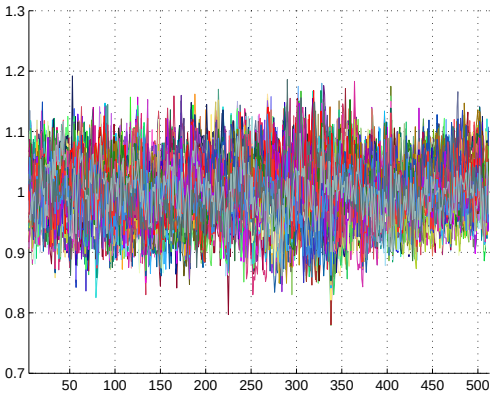
Pour supprimer les fluctuations résiduelles hautes fréquences, les images normalisées sont filtrées par un filtre spectral type Wiener, [70]. Les fluctuations résiduelles après filtrage sont présentées sur la figure 3.29(c). Elles sont de l'ordre de $\pm 5\%$, ce qui semble être satisfaisant pour une mesure quantitative de concentration.

3.5.7 La base de données expérimentales

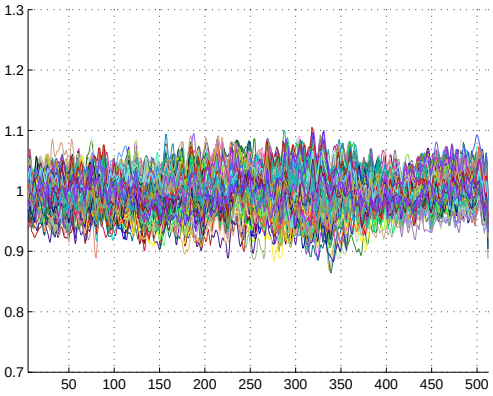
La base de donnée expérimentales obtenue simultanément est composée de deux composantes de vitesse de l'écoulement, de la mesure de concentration d'un scalaire passif et



(a) Fluctuations résiduelles après normalisation par la nappe moyenne.



(b) Fluctuations résiduelles après normalisation par la nappe instantanée.



(c) Fluctuations résiduelles après normalisation par la nappe instantanée et filtrage.

FIGURE 3.29 – Comparaison des fluctuations résiduelles pour différents types de traitements.

celle d'un scalaire faussement réactif appelé scalaire "Cold Chemistry". Pour une interprétation de ces données en terme de corrélation vitesse / scalaire, il est nécessaire que les points de mesure soient déterminés sur un maillage identique, quel que soit le diagnostic considéré. Or, le maillage pour les vecteurs vitesse est de 150×200 pixels^2, alors que pour la mesure des concentrations de scalaires il est de 512×512 pixels^2. Une interpolation des données est donc nécessaire. Celle-ci est réalisée par une interpolation linéaire des données les plus résolues, sur celles qui le sont le moins. En effectuant cette interpolation, nous dégradons donc les images de scalaire pour obtenir une image de concentration sur un maillage qui s'ajuste parfaitement sur le maillage de vitesse. Cette opération permet de ne créer aucune information supplémentaire, autre que celles obtenues lors des mesures.

3.6 Conclusion

Dans cette section nous avons présenté le dispositif expérimental. Il est composé d'un écoulement dont le motif de base est un jet entouré d'un contre-courant. La flexibilité du réacteur permet d'étudier l'influence de différents paramètres géométriques sur l'efficacité du mélange. L'influence du taux de confinement et le nombre de Reynolds sont étudiés. La variation du taux de confinement passe par le changement du diamètre des tubes de 10 à 6 mm tout en maintenant la distance entre deux axes successifs, $e = 24$ mm, constante. Quatre conditions sur le nombre de Reynolds sont envisagées, ($Re = U_{deb}D/\nu = 6400$, 10700, 16000 et 23200).

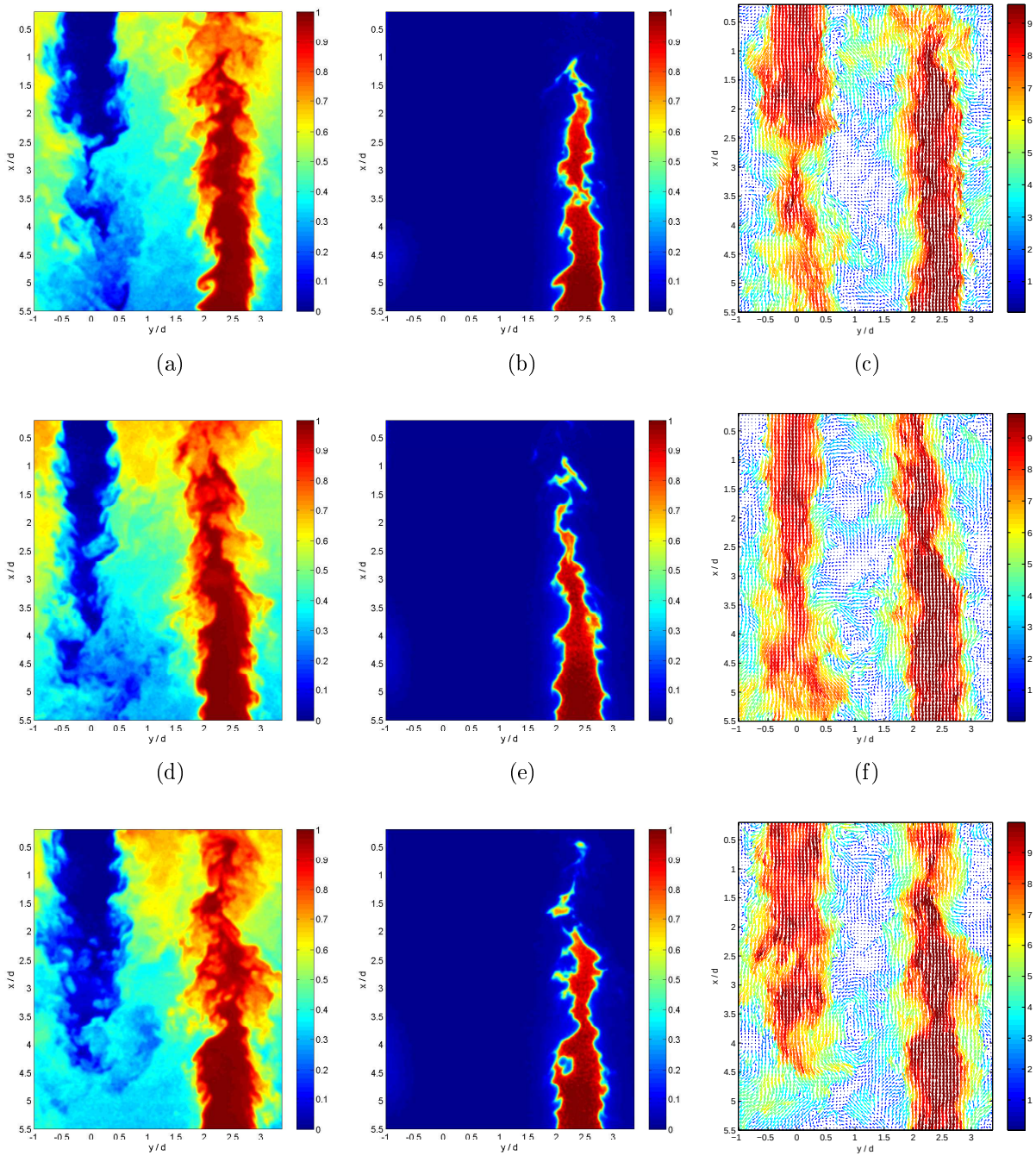
La mesure de vitesse est réalisée par PIV, donnant deux composantes de vitesses dont la résolution spatiale est de 1.4 mm. Les mesures simultanées du scalaire passif et du scalaire "Cold Chemistry" sont réalisées par PLIF sur acétone et PLIF sur NO respectivement. L'excitation de l'acétone se fait via un laser Nd :YAG quadruplé ($\Lambda_{Ac} =$ 266 nm), dont l'énergie moyenne est de 170 mJ. Le signal de fluorescence d'acétone est collecté par une caméra EMCCD 16 bits de 512×512 pixels^2. Pour la fluorescence sur NO, le laser utilisé est un laser à colorant SIRAH Control, la longueur d'onde d'excitation est fixée à $\Lambda_{NO} = 226.18$ nm et l'énergie moyenne après doublage fréquentiel est de 3.5 mJ. Le signal de fluorescence du NO est collecté par une caméra ICCD 16 bits de 512×512 pixels^2. La résolution des diagnostics de fluorescence est de 487 et 640 μm, respectivement. La normalisation des images de fluorescence est faite par la nappe moyenne pour la mesure du scalaire passif, et prend en compte les fluctuations spatio-temporelles d'énergie laser pour le NO. Un filtrage de Wiener [70] est appliqué aux mesures de fluorescence permettant de supprimer les fluctuations hautes fréquences tout en conservant les gradients mesurés. Un "remapping" linéaire est réalisé sur les images de fluorescence permettant d'avoir un maillage identique pour les mesures de vitesse et de concentration.

Nous rappelons finalement que le mélange(sous-entendu de scalaire passif), étudié par PLIF sur acétone, est caractérisé par un nombre de Schmidt de 1.42. Le micro-mélange (ou, mélange moléculaire) est étudié par la technique de "dual tracer" qui amène à ce que quatre fluides coexistent dans le réacteur simultanément : air, acétone gazeux à 3% en volume, azote et monoxyde d'azote dans des proportions de 300 ppm. Pour le mélange NO dans N_2 le nombre de Schmidt est de 0.8. Comme toutes les conditions hydrodynamiques étudiées sont turbulentes, nous considérons que les effets moléculaires sont négligeables et que les fluides se mélangent à nombre de Schmidt, $Sc = 1$, caractéristique du mélange gazeux.

Les conditions expérimentales étudiées sont présentées dans le tableau 3.3

Famille	FI	FII		FIII		
Cas	A	B	C	D	E	F
D (mm)	10	10	10	6	6	6
e/D	2.4	2.4	2.4	4	4	4
Q_{vTotal} ($m^3.h^{-1}$)	30	50	75	30	45	65
U_{deb} Théorique ($m.s^{-1}$)	6.63	11.1	16.6	18.42	27.6	39.9
U_{deb} Expérimental ($m.s^{-1}$)	5.63	10	13.9	16.4	27.9	36.7
T ($°C$)	23	20	20	21	21	23
$\nu_{\text{NO 300 ppm dans } N_2}$ ($m^2.s^{-1}$)$\times 10^{-6}$	9.68	9.51	9.51	9.56	9.56	9.68
$\nu_{\text{Ac 3\% dans air}}$ ($m^2.s^{-1}$)$\times 10^{-5}$	1.12	1.1	1.1	1.11	1.11	1.12
$Re = U_{deb} \times D/\nu$	6400	10700	16000	10700	16000	23150
P (bar)	1.6					

TABLE 3.3 – Conditions expérimentales étudiées.



(a) (b) (c)

(d) (e) (f)

(g) (h) (i)

FIGURE 3.30 – Exemples de mesure simultanées concentration / vitesse.

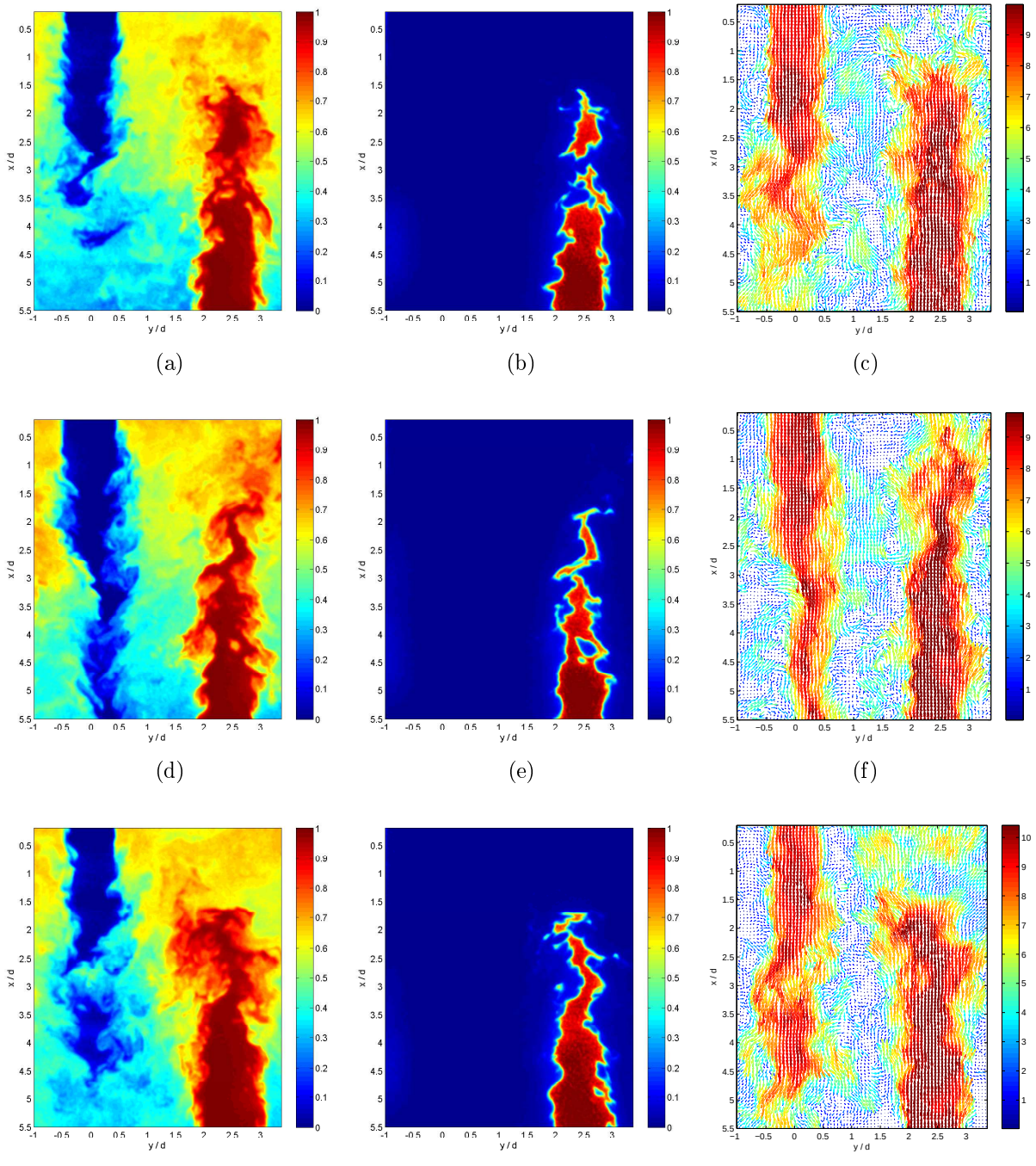


FIGURE 3.31 – Exemples de mesure simultanées concentration / vitesse.

Chapitre 4

Influence de la géométrie sur la structure du champ de vitesse

Dans notre étude, l'écoulement turbulent transporte et disperse un scalaire passif, formant des poches de parcelles fluide évoluant suivant des trajectoires chaotiques. La distribution spatio-temporelle non uniforme du champ de vitesse crée le long d'une ligne fictive de concentration constante un étirement et un plissement des poches permettant l'augmentation de la surface de contact des fluides à mélanger. Le mélange des substances suffisamment rapprochées est ensuite réalisé au niveau des plus petites échelle via la diffusion moléculaire. Ainsi, les processus de brassage du scalaire par le champ turbulent amplifient le nombre de régions pour lesquelles les gradients de concentration locaux sont importants. La présence d'un écoulement turbulent accélère donc fortement les processus de mélange vis à vis de la diffusion moléculaire seule.
De plus, bien que le comportement du champ dynamique est intrinsèquement non-linéaire et plus complexe à décrire que le scalaire, il existe beaucoup de parallèles entre les statistiques des fluctuations de scalaire et celles de l'énergie du champ dynamique.

La description du champ de vitesse d'un écoulement se base sur les fondements de la turbulence établis dans les travaux de Taylor, Richardson, Kolmogorov, Obukhov et Corrsin et revus par Monin et Yaglom. Cependant, alors que de simples arguments dimensionnels peuvent correctement expliquer, par exemple, l'évolution de la dynamique des petites échelles d'un écoulement homogène et isotrope à très grand nombre de Reynolds, la compréhension des statistiques des fluctuations d'une part à grandes échelles, qui sont anisotropes et sans loi d'échelles, et d'autre part dans des écoulements à nombre de Reynolds modérés sont des problèmes plus difficiles.

Les jets axisymétriques sont des écoulements *a priori* simples et très bien référencés dans la littérature, cependant la plupart des études sont dédiées à la zone auto–similaire

des jets, car les développements analytiques sont (un peu) plus simples. Peu d'études sont dédiées à la zone de proche sortie du jet, alors que de nombreuses applications pratiques concernent le cône potentiel des jets. Par exemple, dans des réacteurs de mélange, de multiples jets viennent s'impacter ou se cisailler sur des distances H/D petites. Une autre application concerne la combustion (injection par des jets dans des chambres de combustion), éventuellement des jets swirlés. Dans un certain nombre d'échangeurs/refroidisseurs, l'échange de chaleur se fait par des jets qui se développent sur des distances courtes par rapport à leur diamètre.

Dans le cadre de cette étude, nous nous focalisons sur l'étude du champ de vitesse dans le réacteur de mélange présenté précédemment, dont le motif de base est un jet entouré d'un contre courant. La distance de développement des jets est très faible, ainsi nous considérons que l'écoulement est, en partie, un jet se trouvant dans la zone très proche sortie de tube "near field".

Les résultats présentés sont obtenus à partir de champs de vitesse instantanés obtenus via des mesures expérimentales par PIV pour différents nombres de Reynolds et taux de confinement. Ce dernier est défini grâce au rapport e/D, avec e la distance entre deux axes de jet et D le diamètre intérieur d'un jet.

Comme nous venons de l'évoquer, la qualité du mélange étant intiment liée aux champs de vitesse, il est nécessaire de comprendre la dynamique de l'écoulement avant de se tourner vers le scalaire. Dans cette perspective, nous présentons tout d'abord les caractéristiques du champ de vitesse moyen. Puis, dans une seconde partie, les quantités fluctuantes sont détaillés permettant d'introduire les différentes échelles caractéristiques de l'écoulement. L'étude de l'influence du confinement latéral sur l'allure des statistiques telles que la vitesse moyenne, la variance et les moments d'ordre trois et quatre des fluctuations de vitesse est détaillée.

Pour une bonne convergence des statistiques, un set de 1500 champs instantanées est utilisé pour les calculs de ces différentes statistiques. La périodicité et les symétries de l'écoulement permettent de restreindre le champ d'étude à une paire de jets.

4.1 Champs de vitesse moyenne

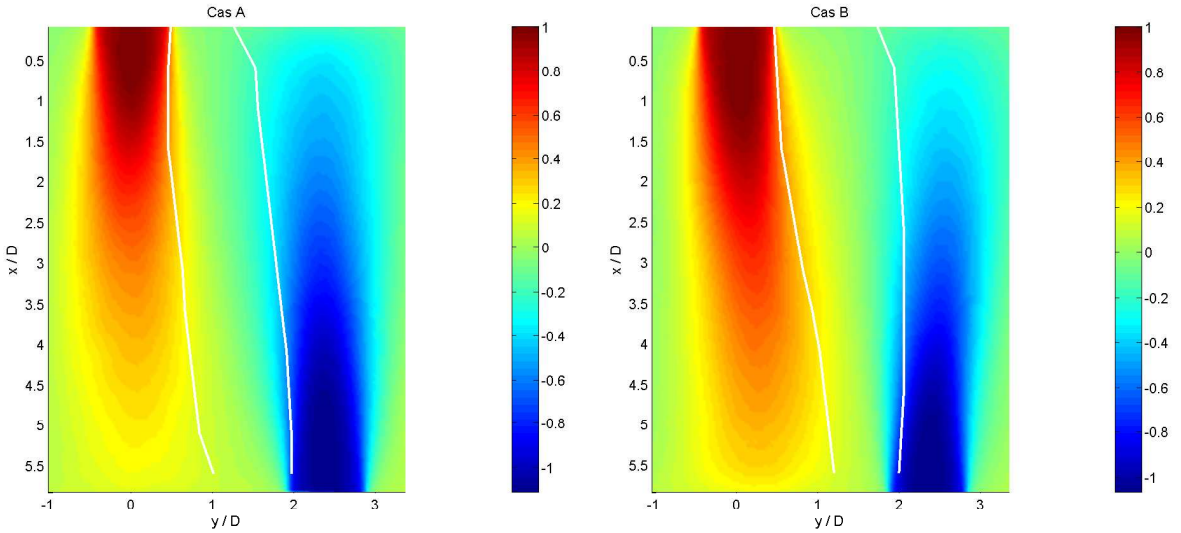
La vitesse moyenne longitudinale est notée U, les indices 0 et c indiquent que l'on s'intéresse d'une part à la vitesse d'injection et d'autre part à celle le long de l'axe du jet. Les champs bi-dimensionnels de vitesse moyenne longitudinale normalisée U/U_0 sont reportés sur les figures 4.1 et 4.2 pour les diamètres de jet de 10 et 6 mm, respectivement.

Ces images montrent très clairement que les jets émergeant dans le réacteur se développent sur une distance relativement faible, 6 et 10 diamètres pour les jets de diamètre 10 et 6 mm, respectivement. Les cônes potentiels s'étendent sur 25% de l'espace disponible, ce qui peut se voir plus clairement sur la figure 4.3(a). La faible longueur de développement des jets dans le réacteur est une première particularité de notre écoulement. Une seconde concerne le confinement latéral qui a un effet d'aspiration des jets, pour la configuration à haut nombre de Reynolds et dont le confinement est le plus important ($D = 10$ mm, cas B et C). Ainsi, la direction de propagation initiale, de l'écoulement, est déviée alors que pour la géométrie $D = 6$ mm cette direction est conservée. Dans ce cas, l'influence d'un jet sur l'autre est moins importante que pour la configuration d'injection avec les tubes de diamètre 10 mm.
Ces champs bidimensionnels montrent une similitude de l'écoulement en fonction de la géométrie. Nous pouvons distinguer trois familles :

- Une pour les tubes de diamètre 10 mm dans laquelle deux écoulements différents peuvent être distingués.
  Un écoulement faiblement turbulent ($Re = 6400$, Cas A) noté par la suite FI.
  Un second, où l'écoulement turbulent est pleinement développé, (Cas B et C) noté par la suite FII.
- La troisième famille est définie telle que l'écoulement turbulent est pleinement développé avec un confinement latéral moins important obtenu par le maintien de la distance entre deux axes de jet, tout en réduisant le diamètre intérieur des tubes à 6 mm (Cas D, E et F). Cette famille est notée FIII.

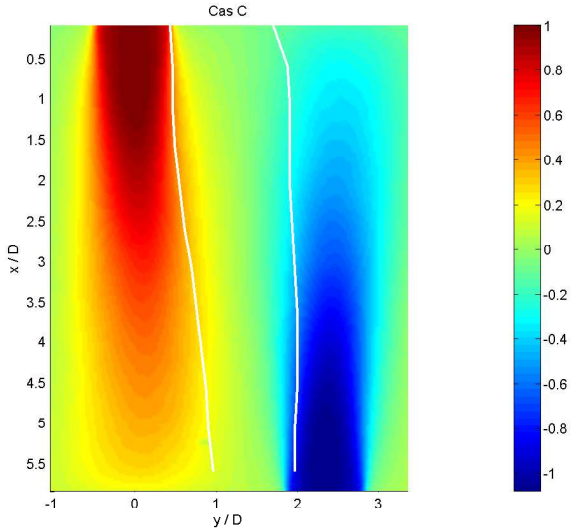
Par la suite, ne seront présentés que les résultats concernant une seul nombre de Reynolds pour chaque famille, sauf dans le cas où les résultats ne seraient pas auto-similaires.

Les figures 4.3(b) et 4.3(c) présentent des coupes longitudinales et transversales de vitesse axiale moyenne. Pour les configurations à grands Reynolds (Cas B, C, D, E et F), ces courbes se regroupent bien en deux familles dépendant uniquement du taux de confinement. Pour le cas faiblement turbulent (Famille FI, courbe $*-$ bleue), le profil de vitesse s'écarte des profils à plus haut Reynolds (famille FII), alors que le taux de confinement reste constant. Cette configuration faiblement turbulente, dont les conditions expérimentales se rapprochent le plus possible des études menées par Pickett et Gandhi [90] ou encore King *et al.* [62], est un écoulement se trouvant dans une phase de transition entre un écoulement laminaire et écoulement turbulent pleinement développé. Cette condition



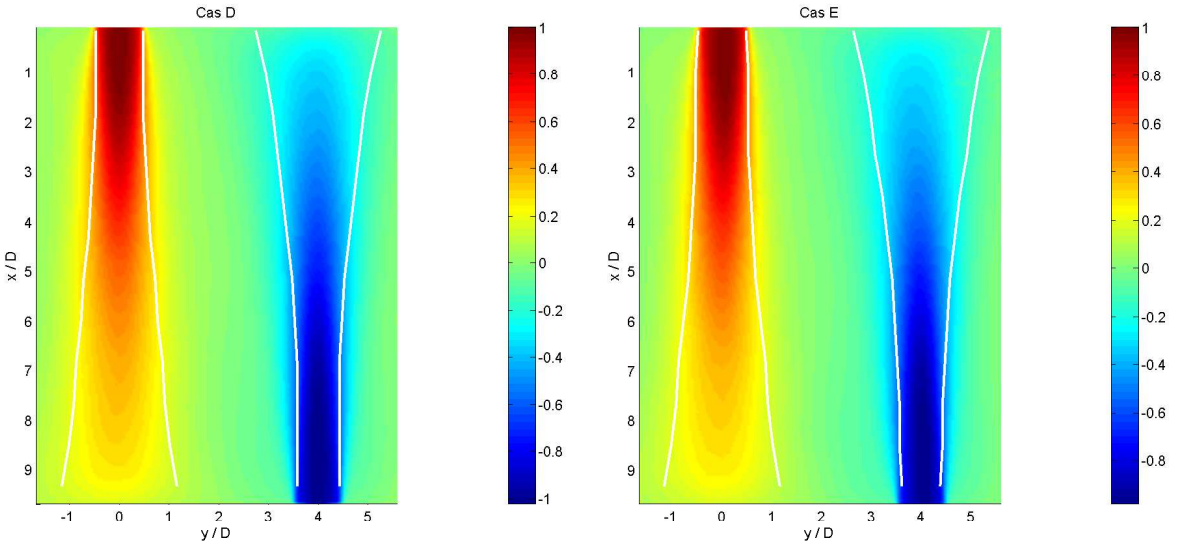
(a) Cas A.

(b) Cas B.

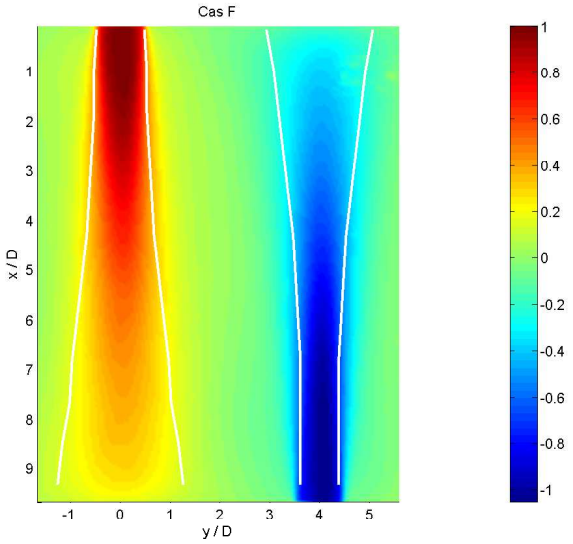


(c) Cas C.

FIGURE 4.1 – Champ de vitesse moyenne axiale normalisée U/U_0 pour une injection avec les tubes de 10 mm, (– blanc) : Position $y_{1/2}$.



(a) Cas D. (b) Cas E.

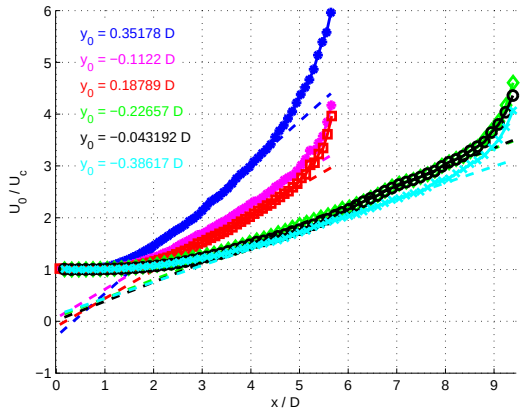


(c) Cas F.

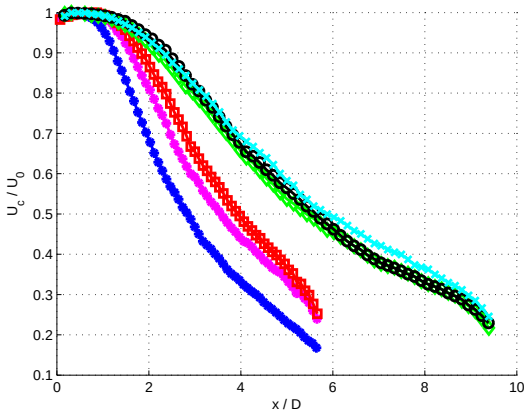
FIGURE 4.2 – Champ de vitesse moyenne axiale normalisée U/U_0 pour une injection avec les tubes de 6 mm, (– blanc) : Position $y_{1/2}$.

est étudiée dans le but de comparer nos résultats avec ceux de ces auteurs.

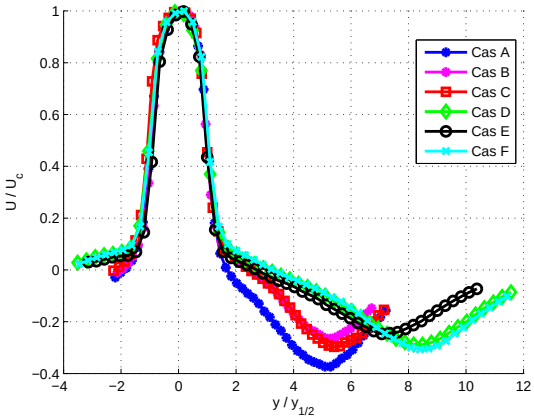
Les figures 4.3(a), (b) et (c) confirment bien la classification de l'écoulement en trois familles, en se regroupant selon le taux de confinement et le nombre de Reynolds.



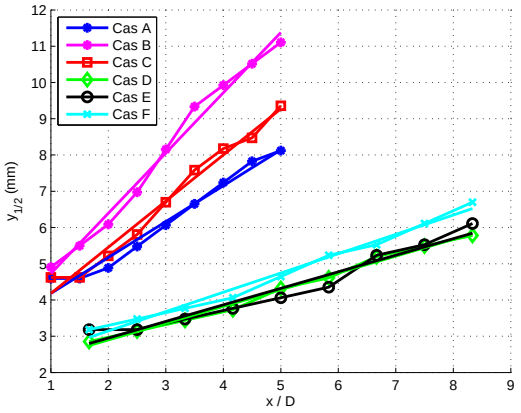
(a) Inverse de la vitesse moyenne axiale normalisée U_0/U_c.



(b) Vitesse moyenne axiale normalisée U_c/U_0.



(c) Vitesse moyenne axiale normalisée U/U_c en $x/D = 0.5$.



(d) $y_{1/2}$ en fonction de la position longitudinale.

FIGURE 4.3 – Influence du confinement latéral sur la vitesse axiale des jets.

La géométrie de notre écoulement, jets cisaillés de sens opposés, provoque un écoulement à contre-courant caractérisé par les valeurs négatives non-négligeables de vitesse mesurées sur le bord des jets. Les vitesses négatives correspondent à environ 30 % de la vitesse sur l'axe pour les configurations à haut Reynolds (FII et FIII) et 40 % pour la configuration faiblement turbulente (FI). Notons de plus que, pour les conditions turbu-

lentes pleinement développées (FII et FIII) ces valeurs sont indépendantes à la fois du taux de confinement et du nombre de Reynolds. Ce phénomène est illustré sur la figure 4.3(c) montrant les profils transversaux de vitesse moyenne normalisée $U\left(y_{norm}\right)/U_c$ en $x/D = 0.5$. Ici, U_c est la vitesse axiale moyenne sur l'axe du jet et y_{norm} la position radiale normalisée. La normalisation de ces coordonnées peut se faire suivant différentes façons.

- Une première consiste à adimensionner y telle que $y_{norm} = y/\left(x - x_0\right)$, avec x_0 la position de l'origine virtuelle des jets qui est estimée en déterminant la position pour laquelle la zone linéaire de U_0/U_c coupe l'axe des abscisses, figure 4.3(a). Cette méthode requiert une zone linéaire assez étendue permettant une extrapolation aisée et précise de la droite. Or, dans notre écoulement cette zone est très petite, en relation avec la faible longueur de développement des jets. L'estimation de l'origine virtuelle se révèle donc être assez aléatoire.
- Une seconde méthode consiste, pour un jet libre, à normaliser y telle que $y_{norm} = y/y_{1/2}$, où $y_{1/2}$ est la position pour laquelle $U(y) = U_c(y)/2$. Nous adaptons cette définition à notre écoulement, en replaçant la vitesse maximale sur l'axe du jet par la différence maximale de vitesse sur l'axe notée ΔU. La position $y_{1/2}$ est donc définie telle que $\Delta U/\Delta U_0 = 0.5$, avec $\Delta U = U(y) - U_{min}$, $\Delta U_0 = U_{max} - U_{min}$. U_{max} et U_{min} sont les vitesses moyennes la plus élevée et la plus faible à une position longitudinale donnée.

Notons d'une part que U_{min} est, dans notre écoulement, inférieure à zéro et d'autre part qu'il existe une relation reliant la normalisation des coordonnées par l'origine virtuelle du jet et celle via la position $y_{1/2}$. Elle est donnée par Pope [92] telle que $y_{1/2} = y/\left(x - x_0\right)$.

Pour un jet libre axisymétrique le taux de variation longitudinale de $y_{1/2}$ $\left(\frac{\partial y_{1/2}}{\partial x}\right)$ est prédit notamment par Pope [92] qui suggère une valeur de l'ordre de 0.1. L'évolution longitudinale de la position $y_{1/2}$ est représentée, pour notre écoulement, sur la figure 4.3(d). La pente de ces courbes vaut 1.3 et 0.48 pour les tubes de 10 et 6 mm respectivement. Ces valeurs traduisent le fait que nos jets ont une expansion latérale moins prononcée que pour un jet libre. Le ralentissement de cette expansion s'explique par l'action des jets à contre courant qui confinent le jet et rendent plus difficile la croissance radiale des couches de mélanges vis à vis d'un écoulement débouchant dans un milieu au repos. Notons de plus que ce ralentissement est amplifié pour la configuration d'injection avec les tubes de diamètre 10 mm, en relation directe avec l'augmentation du taux de confinement.

Afin de caractériser l'effet du contre-courant, nous introduisons le rapport $m = U_{min}/U_{max}$. U_{min} et U_{max} sont définis comme précédemment. L'évolution longitudinale de ce rapport est donnée sur la figure 4.4 en fonction de la distance de développement normalisée x/D pour les diamètres $D = 10$ mm et $D = 6$ mm. Pour les deux configurations, l'influence du contre-courant est d'autant plus forte que l'on s'éloigne de l'injection en relation avec l'influence grandissante des jets opposés. Ce phénomène est d'autant plus marqué pour la configuration $D = 10$ mm, notamment à partir de $x/D = 3$, (centre du réacteur). Toute-

fois, pour les distances $x/D < 3$, l'effet du contre-courant est sensiblement équivalent pour les deux configurations géométriques ($D = 6$ ou 10 mm). Notons, de plus, que le rapport m est, à taux de confinement constant et pour les configurations turbulentes pleinement développées (familles FII et FIII), indépendant du nombre de Reynolds.

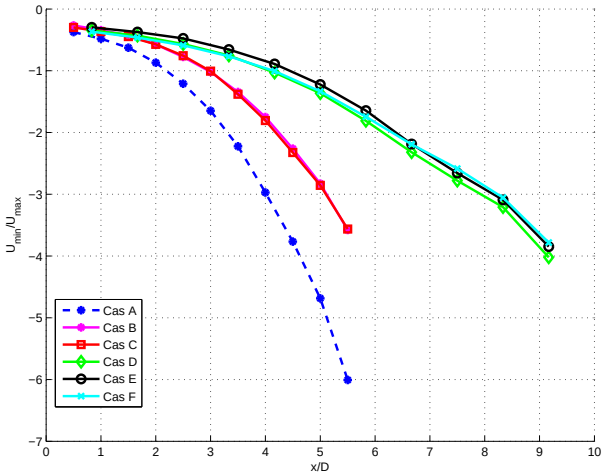


FIGURE 4.4 – Mise en évidence de l'influence du contre courant par U_{min}/U_{max} le long de l'axe d'un jet.

4.1.1 Classification de chaque zone de l'écoulement

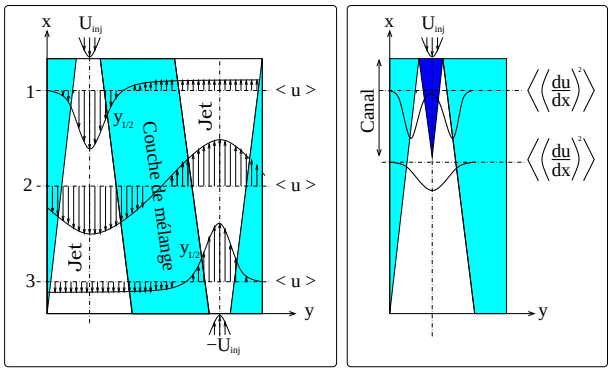


FIGURE 4.5 – Description schématique de l'écoulement.Gauche : Représentation globale des zones différentes dans le réacteur. Droite : "Zoom" sur la partie centrale d'un jet.

La complexité de notre écoulement nous conduit à tenter d'identifier chaque zone comme un écoulement classique. L'écoulement global est ainsi considéré comme un puzzle d'écoulements académiques. Par exemple, la zone se trouvant entre deux jets cisaillés,

colorée en cyan sur la figure 4.5, est une couche de mélange. La région colorée en blanc sur la figure de droite et délimitée par la position $y_{1/2}$ est, quant à elle, considérée comme un jet axisymétrique. Cette zone peut, elle même, être divisée en deux :

a) Une première région en très proche sortie de tube (champ proche) où les gradients de vitesse moyenne et fluctuante sont importants sur les bords du jet, représentés schématiquement par $\left\langle \left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)^2 \right\rangle$ sur la figure 4.5 (droite). Cette région qui est une zone de transition entre un écoulement canal et un jet développé, fera l'objet d'une partie indépendante (section 4.3).

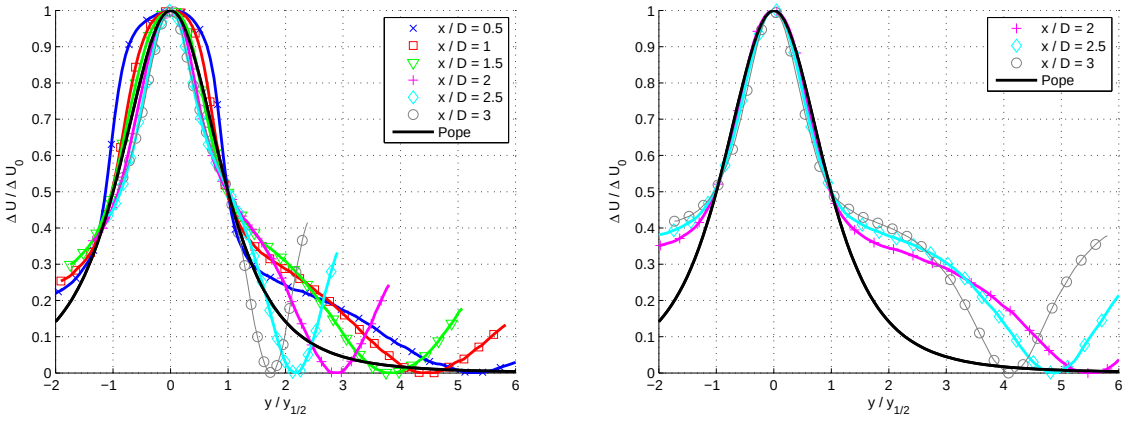
b) Une seconde zone appelée région de "jet en développement" : Les profils radiaux de vitesse moyenne normalisés $\Delta U/\Delta U_0 = f\left(y/y_{1/2}\right)$ sont reportés sur les figures 4.6 et 4.7 pour deux nombres de Reynolds (Re = 10700 et 16000) et pour différentes positions longitudinales. Pour la géométrie d'écoulement $D = 6$ mm, famille FIII, ces profils deviennent auto-similaires très rapidement, dès deux diamètres. Ceci se traduit par une très bonne superposition des profils expérimentaux sur le profil théorique prédit notamment par Pope [92] dans le cas d'un jet libre auto-similaire émergeant dans une ambiance au repos ($U_{min} = 0$) :

$$\frac{U}{U_{max}} = \frac{1}{\left(1 + \left(\sqrt{2} - 1\right)\left(\frac{y}{y_{1/2}}\right)^2\right)^2}. \tag{4.1}$$

L'accélération de l'auto-similitude des profils peut s'expliquer par une accélération des échanges entre les fluctuations longitudinales et transversales due à l'augmentation du cisaillement vis à vis d'une configuration de jet débouchant dans un milieu au repos. Cette auto-similitude des jets nous conforte dans l'idée d'assimiler cette région à un jet libre. D'autre part, on peut remarquer que pour la configuration $D = 10$ mm (familles FI et FII), les profils de vitesse se contractent plus fortement que dans le cas d'un jet libre. Ceci est en lien avec la forte influence du confinement latéral.

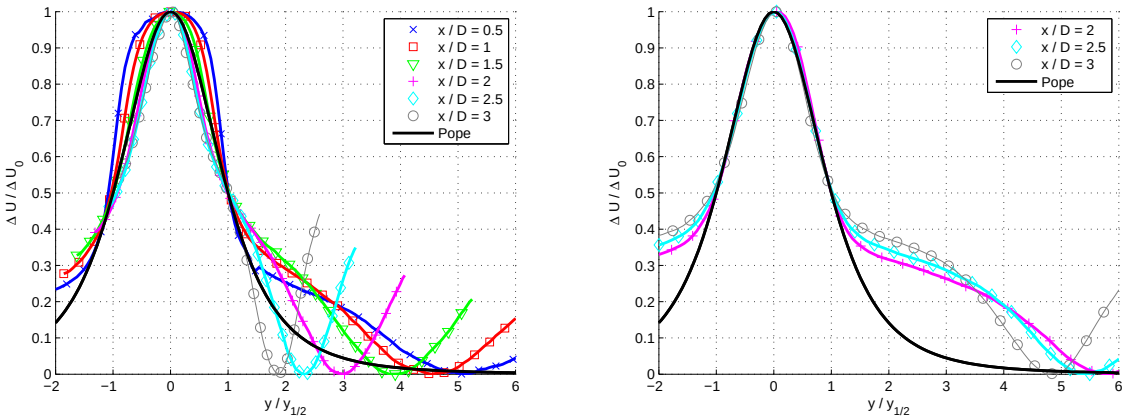
Pour conclure sur la région jet, dans la première moitié du réacteur, l'écoulement est dans une phase de transition entre un écoulement de canal et un jet libre. Le comportement du champ dynamique est fortement influencé par les conditions initiales de frottement à la paroi des tubes. Une étude préliminaire montrant l'influence des conditions initiales sur l'évolution du taux de dissipation de l'énergie cinétique dans la région de champ proche [13] a été préalablement réalisée dans le cadre d'un écoulement de jet libre axisymétrique. Dans la zone considérée, l'écoulement garde en mémoire les conditions initiales de frottement du fluide sur les parois du tube. Ceci affecte notablement la dynamique de l'écoulement lorsque celui-ci émerge dans le réacteur en créant

des gradients de vitesse moyenne et fluctuante importants à la périphérie du jet. Cette étude est présentée dans la section 4.3.
Dans la seconde moitié du réacteur et pour la famille FIII, l'écoulement est considéré comme un jet libre axisymétrique pleinement développé, auto–similaire et en décroissance libre. Pour les familles FI et FII, l'écoulement est assimilé à un jet axisymétrique en décroissance mais fortement influencé par le confinement latéral, réduisant ainsi son expansion latérale vis à vis d'un jet libre.



(a) Famille FII. (b) Famille FIII.

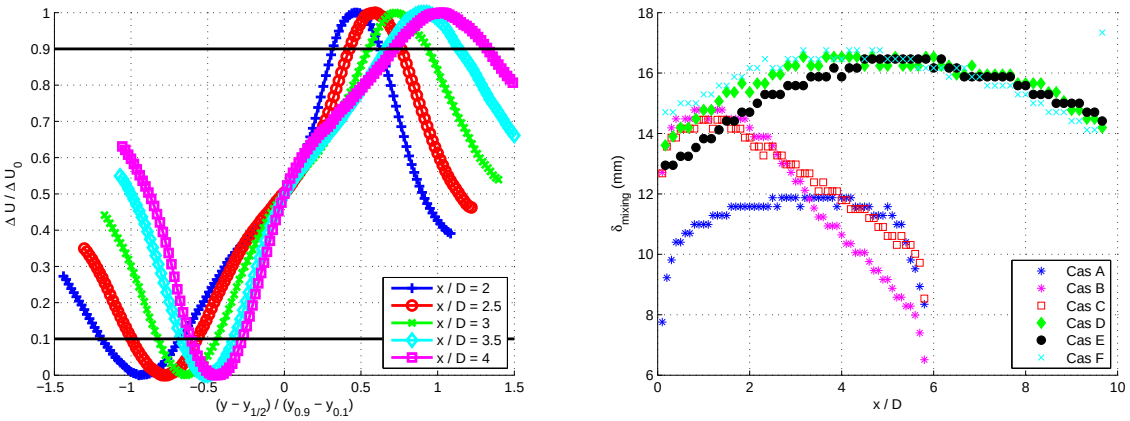
FIGURE 4.6 – Profils transversaux de vitesse axiale moyenne, $Re = 10700$.



(a) Famille FII. (b) Famille FIII.

FIGURE 4.7 – Profils transversaux de vitesse axiale moyenne, $Re = 16000$.

c) La zone se trouvant entre un jet ascendant et un jet descendant est, quant à elle, une couche de mélange.
Afin de caractériser cette région, représentée en cyan sur la figure 4.5, différents profils transversaux de vitesse axiale moyenne, normalisés tels que $\frac{\Delta U}{\Delta U_0} = f\left(\frac{y-y_{1/2}}{y_{0.9}-y_{0.1}}\right)$ sont reportés sur la figure 4.8(a). $y_{0.9}$ et $y_{0.1}$ sont les positions pour lesquelles $\frac{\Delta U}{\Delta U_0} = 0.9$ et $\frac{\Delta U}{\Delta U_0} = 0.1$ respectivement.



(a) Profils radiaux des couches de mélange pour différentes positions longitudinales, $e/D = 2.4$ ($Re = 16000$).

(b) Épaisseur de la couche de mélange définie telle que $\delta_{mixing} = y_{1/2\text{ Jet Ascendant}} - y_{1/2\text{ Jet Descendant}}$ en fonction de la position longitudinale.

FIGURE 4.8 – Profils de couche de mélange et de son épaisseur.

Le comportement de ces profils présente une similitude pour les trois familles d'écoulement, par conséquent la figure 4.8(a) est représentative des différents cas étudiés. Ces courbes montrent que la zone de couche de mélange n'a pas encore atteint un régime d'écoulement auto-similaire.
Afin de déterminer l'épaisseur de la couche de mélange, différents critères peuvent être utilisés. Généralement, cette épaisseur peut être définie par la distance $y_{0.9} - y_{0.1}$. Dans notre écoulement cette zone est composée de gradients de vitesse moyenne variant fortement avec la position radiale. Les positions $y_{0.9}$ et $y_{0.1}$ se situent à proximité des axes des jets (figure 4.8(a)), qui est une région bien trop étendue pour définir l'épaisseur de la couche de mélange. En effet, en utilisant ce critère, aucune distinction des gradients n'est faite, alors que leurs évolutions sont très différentes que l'on soit sur le bord d'un jet ou au milieu de la couche de mélange. L'épaisseur ne peut par conséquent être estimée avec cette formulation.
Nous avons donc choisi de délimiter la couche de mélange telle que $\delta_{mixing} = y_{1/2\text{Jet Ascendant}} - y_{1/2\text{Jet Descendant}}$, avec $y_{1/2\text{Jet Ascendant}}$ et $y_{1/2\text{Jet Descendant}}$ la position pour laquelle $\Delta U = 0.5\Delta U_0$ pour les jets ascendants et descendants respectivement. L'évolution des épais-

seurs de couche de mélange en fonction de la position longitudinale est présentée sur la figure 4.8(b). Dans la zone centrale du réacteur ($3 < x/D < 7$) cette épaisseur est constante pour les familles FIII et FI, alors que pour la classe d'écoulement FII, elle décroît continument à partir de la fin du cône potentiel. A cause des effets combinés du nombre de Reynolds et du confinement latéral, observables sur les champs présentés sur les figures 4.1(b) et 4.1(c), le jet descendant est attiré vers le cône potentiel du jet ascendant alors que l'extrémité du jet ascendant semble repoussée par le cône potentiel du jet descendant. Ainsi, on comprend bien que l'épaisseur de la couche de mélange décroît avec la position longitudinale. Une autre explication peut être ici formulée, vis à vis de la dissymétrie géométrique du réacteur (figure 3.20(b)) une instabilité grande échelle peut être créée entraînant avec elle un mouvement global des jets. Ce phénomène, décrit par Villermaux & Hopfinger [122], pourrait expliquer l'aspiration des jets les uns vers les autres. Cette explication semble, cependant, difficilement vérifiable.

En résumé, la zone centrale du champ étudié est une couche de mélange qui n'a pas encore atteint un régime d'écoulement auto-similaire. L'épaisseur de la couche de mélange est définie par la distance $y_{1/2\text{Jet Ascendant}} - y_{1/2\text{Jet Descendant}}$. Cette épaisseur croît, puis décroît avec la position longitudinale pour les familles FI et FIII. Pour FII, à cause des effets du confinement latéral et probablement de la dissymétrie géométrique du réacteur, elle décroît continument avec la longueur de développement des jet et ce, dès la fin du cône potentiel.

4.1.2 Taux de déformation moyen

Nous allons compléter la description de l'écoulement moyen en nous intéressant au tenseur des déformations représenté par la partie symétrique du tenseur des gradients de vitesse. Ce dernier s'écrit en coordonnées cylindriques (x, r, θ) :

$$\vec{\nabla}\vec{U} = \begin{pmatrix} \frac{\partial U}{\partial x} & \frac{\partial U}{\partial R} & \frac{1}{R}\frac{\partial U}{\partial \theta} \\ \frac{\partial V}{\partial x} & \frac{\partial V}{\partial R} & \frac{1}{R}\frac{\partial V}{\partial \theta} - \frac{U_\theta}{R} \\ \frac{\partial U_\theta}{\partial x} & \frac{\partial U_\theta}{\partial R} & \frac{1}{R}\frac{\partial U_\theta}{\partial \theta} + \frac{V}{R} \end{pmatrix}_{(\vec{e_x},\vec{e_R},\vec{e_\theta})} \tag{4.2}$$

R est la direction transversale, parallèle à y, θ la direction perpendiculaire à R, et x la direction longitudinale de l'écoulement. Notons tout d'abord que le calcul des gradients de vitesse moyenne ne pose pas de problème puisque nous dérivons des quantités grandes échelles qui sont parfaitement résolues par la technique de mesures de vitesse par PIV.
Le tenseur des gradients de vitesse moyenne peut se décomposer comme la somme d'un tenseur symétrique et anti-symétrique qui joue des rôles différents. La partie anti-symétrique est associée à la vorticité moyenne de l'écoulement qui, dans notre étude, est quasi inexistante et ne sera donc pas présentée. La partie symétrique décrit les déformations des

éléments fluides (compression, étirement, torsion, flexion...) dans la direction associée à la contrainte. La partie symétrique du tenseur des gradients de vitesse est appelée tenseur de déformation et noté par la suite Σ. Dans un repère cylindrique, ce tenseur peut s'écrire :

$$\Sigma = \begin{pmatrix} \frac{\partial U}{\partial x} & \frac{1}{2}\left[\frac{\partial U}{\partial R}+\frac{\partial V}{\partial x}\right] & \frac{1}{2}\left[\frac{1}{R}\frac{\partial U}{\partial \theta}+\frac{\partial U_\theta}{\partial x}\right] \\ \frac{1}{2}\left[\frac{\partial U}{\partial R}+\frac{\partial V}{\partial x}\right] & \frac{\partial V}{\partial R} & \frac{1}{2}\left[\frac{1}{R}\frac{\partial V}{\partial \theta}-\frac{U_\theta}{R}+\frac{\partial U_\theta}{\partial R}\right] \\ \frac{1}{2}\left[\frac{1}{R}\frac{\partial U}{\partial \theta}+\frac{\partial U_\theta}{\partial x}\right] & \frac{1}{2}\left[\frac{1}{R}\frac{\partial V}{\partial \theta}-\frac{U_\theta}{R}+\frac{\partial U_\theta}{\partial R}\right] & \frac{1}{R}\frac{\partial U_\theta}{\partial \theta}+\frac{V}{R} \end{pmatrix}_{(\vec{e_x},\vec{e_R},\vec{e_\theta})} \tag{4.3}$$

Notre dispositif de mesure nous permet de mesurer uniquement quatre composantes du tenseur des déformations de l'équation 4.3, qui sont : $\frac{\partial U}{\partial x}$, $\frac{\partial U}{\partial R}$, $\frac{\partial V}{\partial x}$, et $\frac{\partial U}{\partial R}$. Nous avons donc recours à une hypothèse de symétrie de révolution des vitesses moyennes permettant la détermination des gradients $\frac{\partial U_\theta}{\partial x}$ et $\frac{\partial U_\theta}{\partial R}$. En utilisant l'axisymétrie autour de l'axe d'un jet d'une part et que la vitesse U_θ est très faible et varie très peu d'autre part, le jet n'est pas "swirlé" $U_\theta \approx 0$, les dérivées par rapport à cette même direction sont négligeables $\left(\frac{\partial}{\partial \theta}=0\right)$, le tenseur s'écrit alors :

$$\Sigma = \begin{pmatrix} \frac{\partial U}{\partial x} & \frac{1}{2}\left[\frac{\partial U}{\partial R}+\frac{\partial V}{\partial x}\right] & 0 \\ \frac{1}{2}\left[\frac{\partial U}{\partial R}+\frac{\partial V}{\partial x}\right] & \frac{\partial V}{\partial R} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{V}{R} \end{pmatrix}_{(\vec{e_x},\vec{e_R},\vec{e_\theta})} \tag{4.4}$$

Sur la moitié gauche des champs bi-dimensionnels (i. e. zone délimitée par l'axe du jet descendant $\pm 0.5 \times e$), l'origine du repère est imposée sur l'axe du jet descendant, alors que pour la partie de droite (milieu de la couche de mélange jusqu'à la fin du champ mesuré), l'origine est imposée sur l'axe du jet ascendant. De cette manière l'hypothèse d'axisymétrie peut être considérée comme valide sur deux zones distinctes délimitées par l'axe de chaque jet plus ou moins une demi distance d'entre axe. Les distributions des déformations, calculées comme $\sqrt{|det\,(\Sigma)|}$, avec :

$$det\,(\Sigma) = \frac{V}{R}\left(\frac{\partial U}{\partial x}\times\frac{\partial V}{\partial R}-\frac{1}{4}\left[\frac{\partial U}{\partial R}+\frac{\partial V}{\partial x}\right]^2\right). \tag{4.5}$$

Cette équation fait apparaître un terme $\frac{V}{R}$ qui peut devenir prépondérant devant tous les autres. En effet, lorsque $r \to 0$, si $V \neq 0$ alors $\frac{V}{R}$ devient très grand et crée une discontinuité sur le champ des déformations. Afin de localiser les configurations pour lesquelles ce terme devient important, nous avons reporté sur la figure 4.9 les profils de vitesse moyenne radiale, le long de l'axe d'un jet.

Comme nous l'avons déjà reporté pour la famille FII, la direction initiale des jets est déviée. Les courbes $-\diamond$ magenta et $-\square$ rouge montrent que la composante de vitesse moyenne radiale V est différente de zéro, le terme $\frac{V}{R}\big|_{R=0}$ devient alors prépondérant devant tous les autres, ce qui crée une discontinuité en $R = 0$. La déviation du jet pour la famille FI est moins prononcée et par conséquent la composante de vitesse moyenne radiale est très proche de zéro (courbe $-*$ bleu). Nous vérifions que le terme $\frac{V}{R}\big|_{R=0}$ est du même ordre de grandeur que tous les autres termes intervenant dans le déterminant du tenseur de contraintes. La discontinuité est alors négligeable. Pour la configuration FIII, la direction initiale des jets est conservée, la composante radiale de vitesse moyenne est alors strictement nulle sur l'axe, tout comme le terme $\frac{V}{R}\big|_{R=0}$. Il n'y a donc aucune déformation sur l'axe des jets pour cette famille.

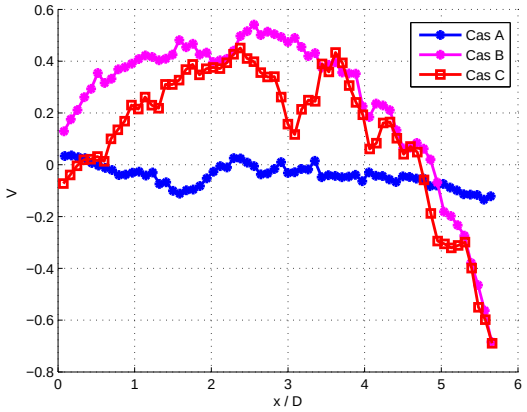
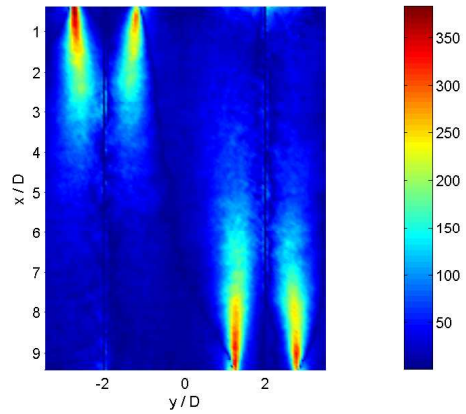


FIGURE 4.9 – Vitesse radiale moyenne le long de l'axe d'un jet ($m.s^{-1}$).

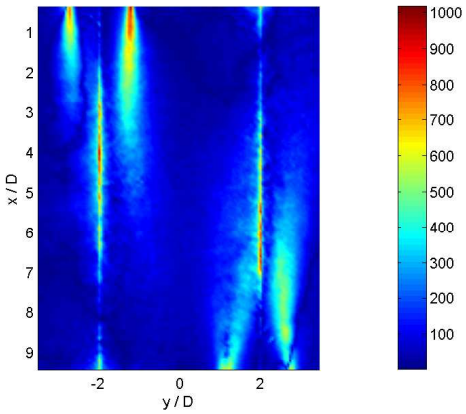
La figure 4.10 présente la distribution des contraintes, $\sqrt{|det\,(\Sigma)|}$. Contrairement aux familles FI et FIII, une discontinuité importante est bien visible pour la famille FII, figure 4.10(b).

D'autre part, on peut remarquer que, pour toutes les familles, les tensions les plus importantes sont localisées, dans la zone " very near field jet", sur la périphérie des jets. Cette zone correspond aux zones de gradients de vitesse maximum et donc de cisaillement maximum ce qui explique les fortes valeurs du tenseur des déformations. Au centre du réacteur, les déformations sont quasi nulles.

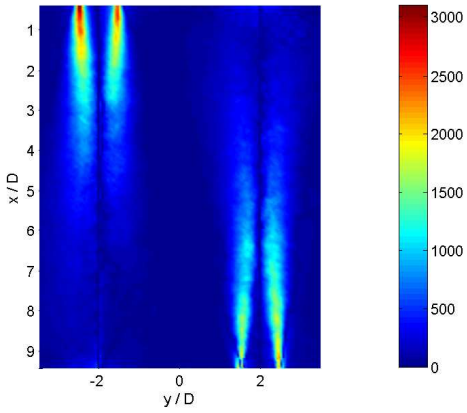
Une analyse plus approfondie du tenseur des contraintes Σ, par la détermination de ses valeurs propres ($det\,[\Sigma - \alpha Id] = 0$), permet de déterminer les zones d'étirement et de compression moyennes. La détermination des valeurs propres de Σ donne la forme canonique de ce tenseur dans sa base propre telle que :



(a) Famille FI.



(b) Famille FII.



(c) Famille FIII.

FIGURE 4.10 – Taux de déformation $\sqrt{|det\,(\Sigma)|}$ ($s^{-3/2}$).

$$\Sigma' = \begin{pmatrix} \alpha_1 & 0 & 0 \\ 0 & \alpha_2 & 0 \\ 0 & 0 & \alpha_3 \end{pmatrix}_{(\vec{e_1},\vec{e_2},\vec{e_3})} \tag{4.6}$$

Avec $(\vec{e_1}, \vec{e_2}, \vec{e_3})$ la base propre des valeurs propres α_1, α_2 et α_3, respectivement.

Par incompressibilité la trace de ce tenseur est nulle : $\alpha_1 + \alpha_2 + \alpha_3 = 0$. Une valeur propre positive indique que le fluide est principalement étiré dans la direction propre qui lui est associée alors qu'une valeur négative indique une compression dans cette même direction. Afin de comparer la contribution de chaque contrainte, celles-ci sont normalisées

telles que $\alpha_i = \alpha_i / max\,(\alpha_1; \alpha_2; \alpha_3)$.

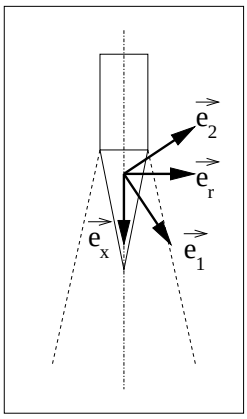


FIGURE 4.11 – Base propre dans le cône potentiel.

Nous décrivons par la suite ces contraintes zone par zone :

- Dans le cône potentiel des jets ($x/H = 0.083$ et $y/e = 0$) et pour la famille FII, les contraintes propres s'orientent selon la base $(\vec{e_1}, \vec{e_2}, \vec{e_3})$ définie sur la figure 4.11. L'angle entre $\vec{e_1}$ et $\vec{e_x}$ est de 30°. Cette orientation est à relier à la déviation des jets. Dans cette base, la contribution de chaque contrainte vaut $[-1\ 1\ 0]_{(\vec{e_1},\vec{e_2},\vec{e_3})}$.
  La direction des vecteurs propres pour les familles FI et FIII est la direction moyenne de l'écoulement, soit $\vec{e_x}$. Dans cette direction, les contraintes valent aussi $[-1\ 1\ 0]_{(\vec{e_x},\vec{e_r},\vec{e_\theta})}$.
  Pour les familles FI et FIII, l'écoulement est principalement comprimé dans la direction d'advection du jet, alors que pour FII ce phénomène concerne la direction $\vec{e_1}$. Le signe de cette contrainte s'explique par le fait que le fluide progresse vers un écoulement qui s'oppose à la direction moyenne du jet.
  Dans la direction transverse, le fluide est étiré ce qui est en relation directe avec son expansion. Par incompressibilité, la compression et l'étirement sont de même intensité.

- Sur l'axe du jet et au centre du réacteur ($x/H = 0.5$ et $y/e = 0$), le comportement des contraintes est différent selon la famille étudiée. Pour FI et FIII, le rapport des contraintes valent respectivement $[-1\ 0.5\ 0.5]_{(\vec{e_x},\vec{e_r},\vec{e_\theta})}$. Il existe toujours une compression dans la direction de l'écoulement mais le plus intéressant est l'étirement des parcelles fluides dans les directions $\vec{e_r}$ et $\vec{e_\theta}$ qui est de même amplitude, ceci est en relation avec l'expansion. Pour la famille FII il existe aussi un étirement selon ces deux directions mais dont la contribution suivant $\vec{e_\theta}$ est 40% moins importante que dans la direction $\vec{e_r}$. Notons que l'apparition d'une contrainte dans la direction $\vec{e_\theta}$, intervient généralement dans les écoulements "swirlés", mais peut, comme dans notre écoulement, être caractéristique d'un battement ou d'une oscillation des jets

autour de leur axe d'advection. Ceci est confirmé dans la partie s'intéressant aux fonctions de densité de probabilités des fluctuations de vitesse. Cette instabilité est présente quelle que soit la géométrie étudiée. Elle crée un brassage supplémentaire à grande échelle qui pourrait permettre une optimisation du mélange en accélérant le rapprochement des espèces à mélanger.

- En sortie de réacteur ($x/H = 0.83$ et $y/e = 0$), la répartition des contraintes est identique quel que soit le cas envisagé. Elles valent $[-1\ 0.5\ 0.5]_{(\vec{e_x},\vec{e_r},\vec{e_\theta})}$. L'étirement selon $\vec{e_r}$ et $\vec{e_\theta}$ sont du même ordre de grandeur et les effets des oscillations sont toujours perceptibles.

- Au milieu de la couche de mélange ($x/H = 0.5$ et $y/e = 0.5$), pour les trois familles étudiées, les valeurs propres des contraintes valent $[1\ -0.9\ -0.1]_{(\vec{e_x},\vec{e_r},\vec{e_\theta})}$. Le fluide est étiré selon la direction moyenne de l'écoulement, alors que suivant les directions $\vec{e_r}$ et $\vec{e_\theta}$ il est comprimé. La contribution selon la direction $\vec{e_\theta}$ est faible, voire négligeable devant celle de la direction $\vec{e_r}$. La compression des parcelles fluides dans ces directions peut s'expliquer par le fait que, dans cette zone, le cisaillement créé par les jets placés à contre courant est très important. Les parcelles fluides sont alors transportées vers le centre de la couche de mélange à la fois par le jet ascendant et par le jet descendant, créant une zone de compression importante dans la direction $\vec{e_r}$.

Sur l'axe du jet, l'action de l'étirement dans les directions $\vec{e_r}$ et $\vec{e_\theta}$ permettent le rapprochement vers le milieu de la couche de mélange des scalaires à mélanger. Ces scalaires sont transférés vers le centre du réacteur de manière identique par le jet ascendant et par le jet descendant. Ainsi l'effet combiné d'une paire de jet accélère le rapprochement des scalaires de concentrations différentes vers le milieu de la couche de mélange. A cette position, l'écoulement change de comportement. Les parcelles fluides sont désormais comprimées dans les directions transverses. Le rapprochement des parcelles fluides différentes est ainsi très efficace, et la diffusion moléculaire peut prendre place pour mélanger intimement les espèces. Il semblerait donc assez évident que dans cette région le mélange soit totalement réalisé.

4.1.3 Rôle de la pression moyenne sur la structure de l'écoulement

Afin de comprendre le rôle de la pression sur le champ de vitesse, nous calculons le bilan de quantité de mouvement en chaque point de l'écoulement. Ce bilan est obtenu à partir des équations de Navier-Stokes, équation 4.7 auxquelles nous appliquons une hypothèse d'incompressibilité (équation 4.8).

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{x_j}\left(\nu \frac{\partial u_i}{x_j}\right) \quad (4.7)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (4.8)$$

$$u_i = U_i + u_i' \text{ avec : } \langle u_i' \rangle = 0. \quad (4.9)$$

En remplaçant u_i dans l'équation 4.7 par son expression 4.9, on obtient l'équation du bilan de quantité de mouvement :

$$-\frac{1}{\rho}\frac{\partial P}{\partial x_i} = U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \langle u_i u_j \rangle}{\partial x_j} - \nu \frac{\partial^2 U_i}{\partial x_j \partial x_j}. \quad (4.10)$$

Une hypothèse sur la symétrie est aussi faite permettant d'assimiler la composante non mesurée w, perpendiculaire à $\vec{u}$ et $\vec{v}$, à la composante v. Ainsi, ce bilan projeté suivant la direction longitudinale de l'écoulement donne :

$$-\frac{1}{\rho}\frac{\partial P}{\partial x} = U\frac{\partial U}{\partial x} + 2V\frac{\partial U}{\partial y} + \frac{\partial \langle u^2 \rangle}{\partial x} + 2\frac{\partial \langle uv \rangle}{\partial y} - \nu\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} - 2\nu\frac{\partial^2 U}{\partial y^2}. \quad (4.11)$$

Le bilan de quantité de mouvement suivant la direction moyenne de l'écoulement, présenté sur la figures 4.12, est calculé sur l'axe d'un jet pour deux nombres de Reynolds, $Re = 10700$ et 16000 et pour la configuration géométrique $D = 10$ mm. Pour le calcul des différents termes, les quantités U_i et $\langle u_i u_j \rangle$ sont tout d'abord interpolées par un polynôme. Les gradients sont ensuite calculés à partir de ces interpolations.

Notons que le bilan, présenté ici, est auto-similaire avec le taux de confinement avec cependant une légère différence concernant le terme de transport par la vitesse moyenne radiale. Pour la configuration la plus aérée ($D = 6$ mm) ce terme est toujours négligeable alors que pour $D = 10$ mm, sa contribution, bien qu'assez faible, ne l'est pas pour la condition au nombre de Reynolds de 10700 en raison de la déviation des jets de leur axe, qui est d'autant plus marquée pour cette condition hydrodynamique. Le bilan concernant la configuration $D = 6$ mm est cependant tout à fait similaire au bilan de la condition $D = 10$ mm et $Re = 16000$ (figure 4.12(b)), dont le terme de transport par la vitesse moyenne radiale est négligeable, aux amplitudes près. Nous reportons donc uniquement le bilan pour la famille d'écoulement $D = 10$ mm et concernant la famille FIII, le lecteur pourra se référer aux commentaires de la figure 4.12(b).

Tout d'abord, le terme de diffusion par la pression est estimé par différence des contributions de chaque termes du membre de droite de l'équation 4.11.

D'autre part, quel que soit le nombre de Reynolds envisagé, le terme de diffusion moléculaire est négligeable devant tout les autres, notamment devant le terme de diffusion

turbulente. Notre écoulement est fortement turbulent, $R_\lambda \in [340\ 440]$ [1] sur l'axe d'un jet. Comme le suggère différentes études, dans ce type d'écoulement la diffusion moléculaire est très petite devant le terme de diffusion turbulente. Ceci est donc bien confirmé dans notre configuration et sera donc négligé par la suite. L'équilibre du bilan est finalement une compétition entre les termes restant, qui sont la diffusion turbulente, le transport selon les directions axiale et transversale de l'écoulement et le terme de diffusion par la pression.

Sur la première moitié du réacteur, zone délimitée par les position $x/H = 0$ et 0.5, seul le transport par la vitesse moyenne axiale et le terme de diffusion turbulente équilibrent ce bilan. Une légère différence concernant la contribution du terme de transport radial entre les deux cas hydrodynamiques peut ici être énoncé. Pour la condition de Reynolds de 10700, une légère distinction peut être faite. Pour ce cas, le terme de transport par la vitesse moyenne radiale et légèrement plus important. Ceci suggère que, comme nous l'observons sur les champs de vitesse moyenne (figures 4.1), la déviation moyenne des jets serait accentuée pour cette condition.

Dans la région ($x/H < 0.5$) pour les conditions à plus haut Reynolds, le transport radial est négligeable devant les deux termes présentés précédemment. Ceci semble tout à fait raisonnable puisque, dans cette zone, d'une part la déviation est moins importante et d'autre part nous sommes dans la région du cône potentiel. En effet, comme nous l'avons présenté précédemment, le cône potentiel des jets s'étend sur environ 25 % de l'espace disponible.

Dans le cône potentiel des jets, comme le montre le faible niveau de variance sur les figures 4.18(c), qui varie de 0 à 5 $m^2.s^{-2}$ comparé aux maximum qui sont compris entre 10 et 36 $m^2.s^{-2}$. Les termes intervenant dans la diffusion turbulente, qui sont : la variance de la fluctuation longitudinale et les flux transversaux de fluctuations de vitesses, sont petits. De plus, notons que l'équilibre du bilan est vérifié uniquement par les termes de transport et de diffusion turbulente, ce qui indique que la quantité de mouvement est transportée de l'écoulement moyen vers le champ turbulent, conduisant à une forte augmentation des composantes normales du tenseur de Reynolds.

A partir de la position $x/H = 0.35$ ces deux termes [2] commencent à décroître, et ce jusqu'à la sortie du fluide via les poreux. Cette décroissance est à relier à la fin du cône potentiel des jets qui commencent à diminuer à partir de cette même valeur.

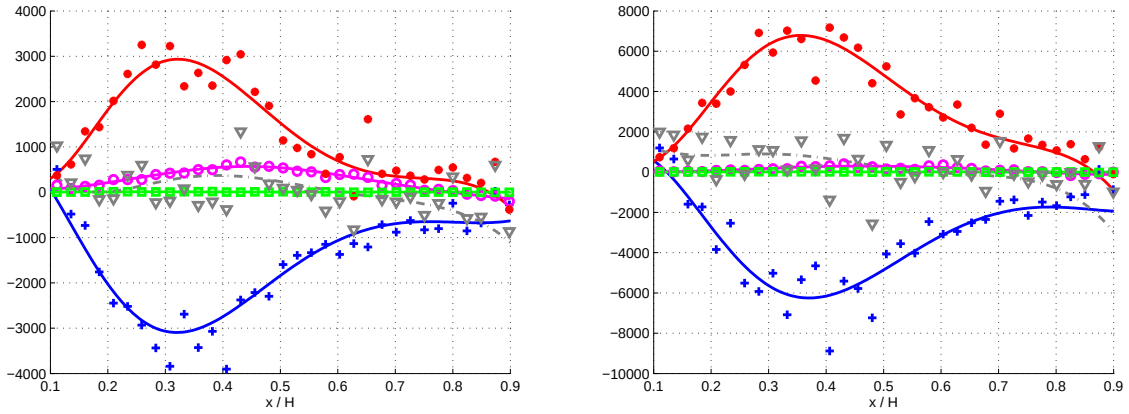
En proche sortie de réacteur ($x/H \in [0.8\ 0.9]$), on peut remarquer une légère augmentation du terme de diffusion par la pression, ce qui est en lien avec la particularité évoquée lors de la présentation des Pdfs de fluctuations de vitesse (section 4.2.1). Ainsi nous confirmons nos propos, et à présent nous pouvons affirmer avec un peu plus d'assurance le fait qu'en proche sortie de réacteur, une partie de la quantité de mouvement est directement évacuée par le poreux, mais une autre est redistribuée via ce terme de

1. La méthode de calcul du nombre de Reynolds basé sur la micro-échelle de Taylor R_λ, est exposée dans la section 4.4.

2. Le transport par l'écoulement moyen et la diffusion turbulente.

pression vers la composante radiale des fluctuations de vitesse. Ce phénomène est d'autant plus visible lorsque le nombre de Reynolds augmente, en lien avec la force d'impact du jet sur le poreux. Ainsi, à taux de confinement constant, l'augmentation du terme de pression varie comme le nombre de Reynolds. D'autre part, l'intensité de ce terme croît aussi avec l'augmentation du diamètre des jets en relation avec la diminution de la longueur de développement des jets dans le réacteur.

Finalement, mise à part une légère augmentation du terme de pression dans la zone de l'axe des jets, il reste faible, voire même négligeable, dans les autres régions de l'écoulement.



(a) $Re = 10700$.

(b) $Re = 16000$.

FIGURE 4.12 – Bilan de quantité de mouvement le long de l'axe d'un jet pour le taux de confinement $e/D = 2.4$, ($-+$ bleu) : $U\frac{\partial U}{\partial x}$ le transport par la vitesse moyenne axiale ; ($-$ o magenta) : $2V\frac{\partial U}{\partial y}$ le transport par la vitesse moyenne radiale ; ($-.$ rouge) : $\frac{\partial \langle u^2 \rangle}{\partial x} + 2\frac{\partial \langle uv \rangle}{\partial y}$ la diffusion turbulente ; ($-\square$ vert) : $-\nu\left(\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + 2\frac{\partial^2 U}{\partial y^2}\right)$ la diffusion moléculaire et ($\cdot - \triangledown$ gris) : $\frac{-1}{\rho}\frac{\partial P}{\partial x}$ le terme de diffusion par la pression déduit des autres termes par soustraction.

4.2 Champs fluctuants

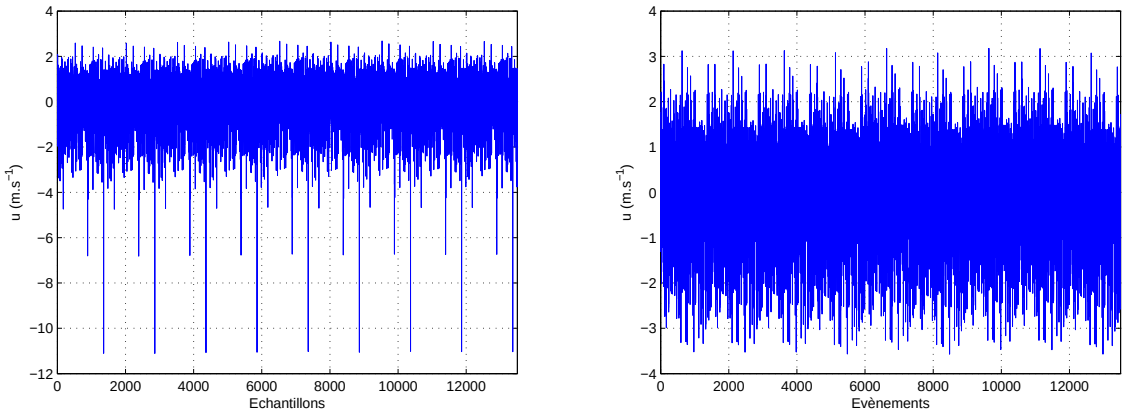
Après avoir caractérisé les grandes échelles de l'écoulement, l'analyse se poursuit par l'étude des propriétés du champ de vitesse fluctuant. Dans cette partie, les propriétés statistiques du champ turbulent par l'intermédiaire des fonctions de densités de probabilités des fluctuations de vitesse, notées par la suite Pdfs sont étudiées, et l'étude se prolonge en identifiant les zones riches en fluctuations. Le bilan d'énergie est présenté afin de déterminer la manière dont elle est injectée dans l'écoulement.

4.2.1 Les fonctions de densités de probabilité des fluctuations de vitesse (Pdfs)

Les Pdfs des fluctuations de vitesse notées u_i sont calculées localement dans la $i^{\text{ème}}$ direction et normalisées telle que :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \mathcal{P}\left(u_i\right) du_i \quad = \quad 1. \tag{4.12}$$

Afin d'augmenter le nombre de statistiques, nous avons choisi de calculer les Pdfs localement en prenant en compte les 8 mailles voisines, donnant un échantillon de 13500 évènements. Un exemple de signal relevé est présenté sur la figure 4.13. Ces figures représentent les fluctuations de vitesse longitudinale à l'entrée du fluide dans le réacteur (figure 4.13(a)) et au milieu de la couche de mélange (figure 4.13(b)). Dans la zone "very near field", des fluctuations rares et de grandes amplitudes sont clairement identifiables sur le signal, alors qu'au centre du réacteur le signal est visuellement plus homogène.



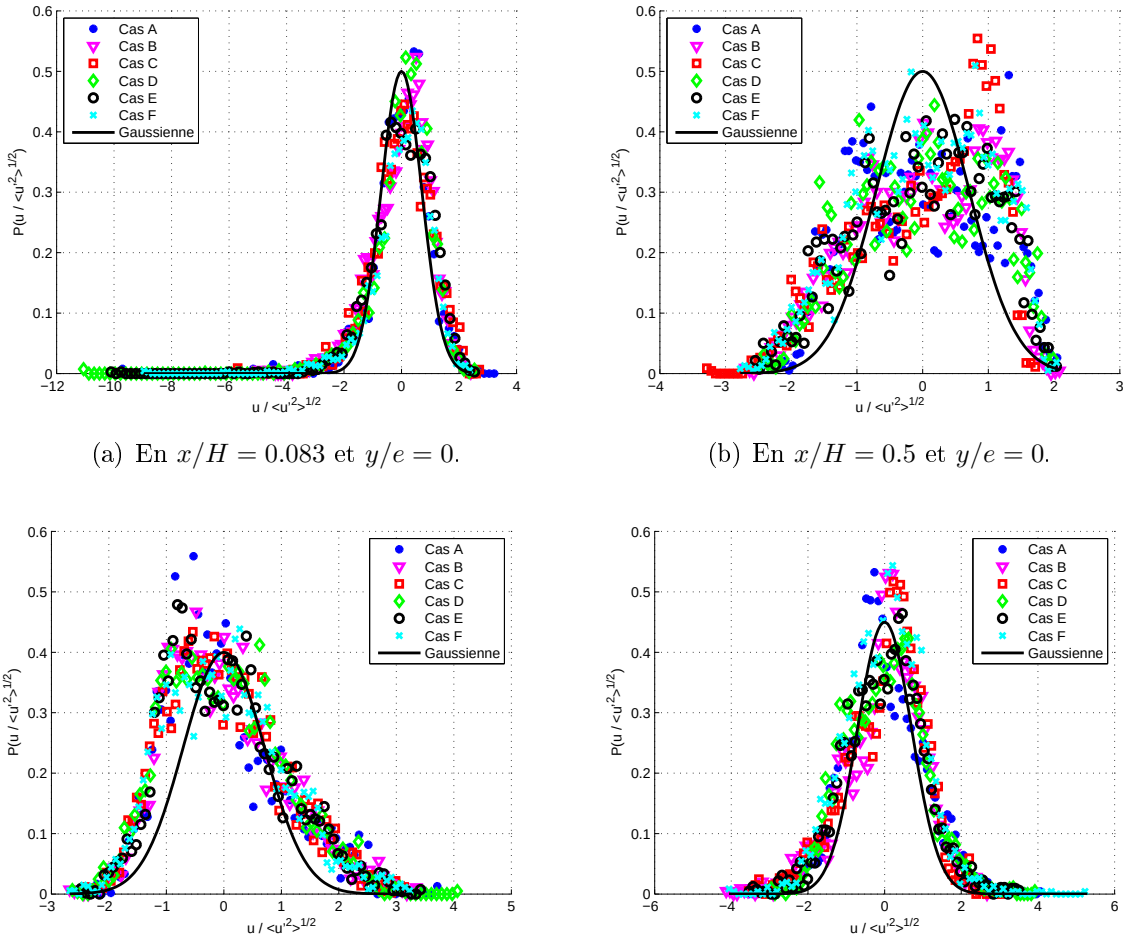
(a) En $x/H = 0.083$ et $y/e = 0$, famille FIII.

(b) En $x/H = 0.5$ et $y/e = 0.5$, famille FIII.

FIGURE 4.13 – Exemple de signaux typiques, utilisés pour le calcul des Pdfs.

Pour comparer les différentes quantités statistiques les coordonnées spatiales sont normalisées. La position longitudinale x est adimensionnée par la hauteur H du réacteur et la position radiale y par la distance entre deux axes de jets, e. Chaque Pdf est calculée en classifiant ces signaux en 75 classes. Nous avons, de plus, reporté sur les figures 4.14 une distribution gaussienne permettant de comparer nos Pdfs expérimentales à cette distribution. Les fonctions de densités de probabilités sont représentées en normalisant les courbes par l'écart type de la fluctuation de vitesse selon la direction considérée, l'aire

sous chaque courbe est donc de un. Ainsi, les Pdfs expérimentales peuvent être comparées à une unique distribution gaussienne de variance égale à un.



(a) En $x/H = 0.083$ et $y/e = 0$.

(b) En $x/H = 0.5$ et $y/e = 0$.

(c) En $x/H = 0.83$ et $y/e = 0$.

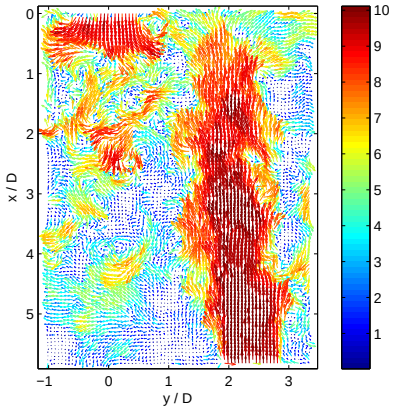
(d) En $x/H = 0.5$ et $y/e = 0.5$.

FIGURE 4.14 – Pdfs des fluctuations de vitesse longitudinale, $\mathcal{P}\left(u/\left\langle u'^2\right\rangle^{1/2}\right)$.

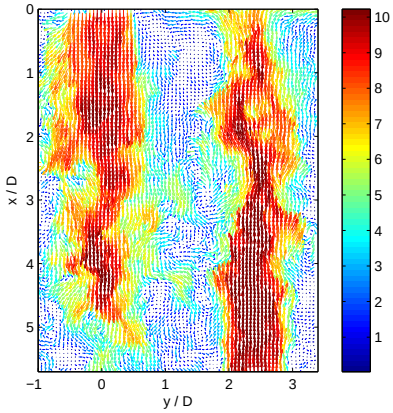
Dans la zone de champ proche ($x/H = 0.083$ et $y/e = 0$) la fonction de densité de probabilité présentée sur la figure 4.14(a) montre qu'il existe des fluctuations rares et de grandes amplitudes de vitesses négatives, ce qui était déjà pointé du doigt lors de la présentation du signal (figure 4.13(a)). Ces fluctuations négatives peuvent être associées à des parcelles de fluide provenant des jets voisins, à contre-courant, caractérisés par des vitesse négatives. De plus, l'existence de ces fluctuations peut également être une conséquence des oscillations du jet qui peut parfois battre de manière très importante et sortir complètement du plan de mesure. En présence de ce battement, la vitesse mesurée est

alors celle de l'écoulement à contre courant, de vitesse négative créant ainsi une fluctuation négative importante. Ces fluctuations rares ont une forte influence sur l'allure de la Pdf, la probabilité d'avoir des fluctuations de vitesse inférieure à zéro étant plus grande que pour des fluctuations positives, la distribution devient dissymétrique vers les valeurs négatives.

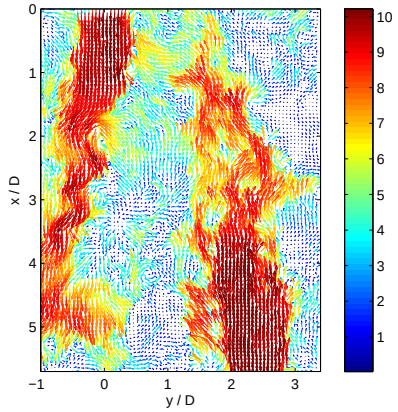
La visualisation des champs de vitesse instantanée représentés sur la figure 4.15, illustre l'existence de ce battement, d'une part dans une direction autre que celle du plan de mesure, visible sur le jet de la partie gauche du champ de la figure 4.15(a) et d'autre part dans le plan de mesure (figures 4.15(c) et (d)). Pour comparaison, nous avons reporté un champ pour lequel les jets conservent globalement leur direction de propagation (figure 4.15(b)).



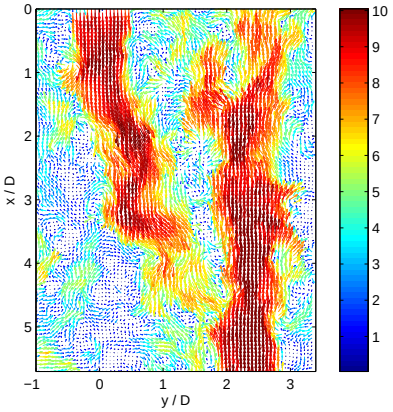
(a) Battement suivant un plan autre que le plan de mesure.



(b) Jet sans battement.



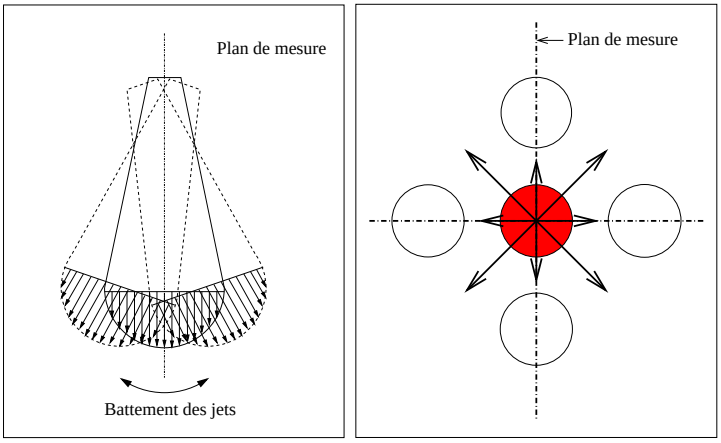
(c) Battement vers la gauche.



(d) Battement vers la droite.

FIGURE 4.15 – Illustration du battement d'un jet.

Comme nous l'avons modélisé sur les schémas de la figure 4.16, ce battement a lieu aussi bien dans le plan de mesure (figure 4.16(a)) que suivant toutes les autres directions (figure 4.16(b)). Cette fluctuation tri-dimensionnelle basse fréquence aurait tendance à créer une oscillation autour de l'axe d'un jet, ce qui est confirmé par le calcul des déformations présenté à la section 4.1.2.



(a) Battement du jet dans le plan de mesure.

(b) Battement tri-dimensionnel.

FIGURE 4.16 – Représentation schématique du battement d'un jet.

Ces observations peuvent être davantage illustrées par le calcul des statistiques d'ordre trois et quatre que sont les skewness et flatness. Le skewness permet de caractériser la dissymétrie des distributions alors que le flatness est caractéristique de l'aplatissement. Ils sont notés par la suite S_u et F_u respectivement et calculés tels que :

$$S_u = \int_{-\infty}^{+\infty} \mathcal{P}(u)\, u^3 du, \tag{4.13}$$

$$F_u = \int_{-\infty}^{+\infty} \mathcal{P}(u)\, u^4 du. \tag{4.14}$$

Si ces moments valent 0 et 3 respectivement, on peut alors conclure que la forme de la distribution est gaussienne. En calculant ces "skewness" et "flatness" longitudinaux, tableaux 4.1 et 4.2 on peut remarquer que la moyenne des coefficients, calculée à taux de confinement constant, est approximativement -1.2 et 9.2. La valeur négative de S_u confirme la dissymétrie de la Pdf vers les fluctuations négatives. Le coefficient d'aplatissement est, quant à lui, supérieur à 3 ce qui montre qu'il existe une intermittence importante qui peut être reliée aux oscillations du jet.

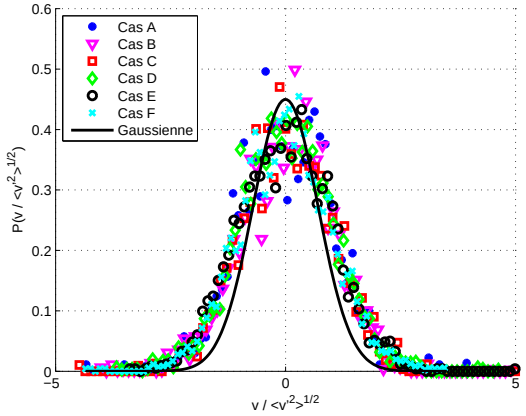
En progressant suivant la direction moyenne de l'écoulement, les distributions montrent une atténuation de la dissymétrie négative pour progressivement se renverser vers une dissymétrie positive dans la zone proche sortie.

La distribution des fluctuations sur l'axe du jet et au centre du réacteur ($x/H = 0.5$ et $y/e = 0$, figure 4.14(b)) présente un plateau pour $-1 < u/\langle u^2 \rangle^{1/2} < 1$, qui apporte une illustration supplémentaire du battement des jets. Si ce battement présente une fréquence d'oscillation constante, les fluctuations mesurées dans le plan laser passent par toutes les valeurs de vitesse décrivant le profil de vitesse à cette position, figure 4.16(a). On mesure alors autant de fluctuations positive que négative. D'où la création d'un plateau sur les probabilités de fluctuations de vitesse. Notons que cette "large" distribution correspond tout de même à de faibles valeurs de fluctuations.

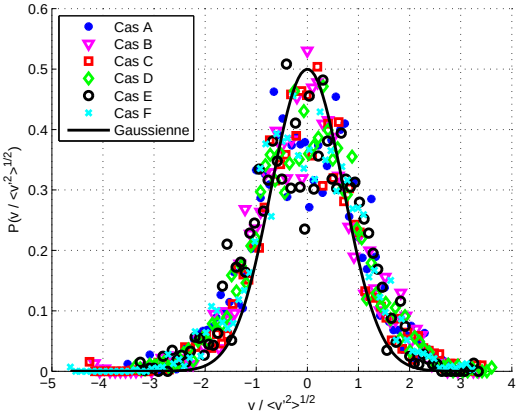
Le comportement de la Pdf à la sortie du réacteur ($x/H = 0.83$ et $y/e = 0$, figure 4.14(c)), est qualitativement identique à celui de la zone de champ proche, avec toutefois un signe opposé sur les fluctuations rares et donc sur S_u qui vaut, en moyenne 0.5 pour tous les cas étudiés. Notons, de plus, que cette dissymétrie positive est représentative d'une diminution de la fréquence d'apparition de parcelles de fluide très rapide selon la direction longitudinale. Ainsi, l'écoulement s'homogénéise progressivement avec le développement des jets. Cependant, la faible valeur du skewness montre que malgré quelques grandes fluctuations, les Pdfs sont proches d'une distribution symétrique. De plus, on peut remarquer que la distribution est plus évasée qu'en $x/H = 0.083$ et $y/e = 0$, ce qui peut laisser penser que le jet tend progressivement vers un écoulement turbulent pleinement développé.

Pour les Pdfs calculées au centre de la couche de mélange ($x/H = 0.5$ et $y/e = 0.5$, figure 4.14(d)), les skewness et flatness moyens pour la famille FI sont respectivement de 0.32 et 3.32, pour FII ils sont de -0.52 et 3.48 et pour FIII de 0.04 et 3.26. Ces valeurs sont très proches des caractéristiques d'une gaussienne. La configuration la moins confinée présente une très bonne analogie avec une distribution gaussienne, alors que pour la configuration $D = 10$ mm une légère dissymétrie est perceptible mais reste tout de même très faible. Dans cette région d'écoulement, la répartition des fluctuations est conditionnée à la fois par le jet ascendant que par le jet descendant avec une influence identique de chaque jet, il y a donc équiprobabilité sur les fluctuations positives et négatives. Dans cette région on peut dire que l'écoulement s'est globalement bien homogénéisé.

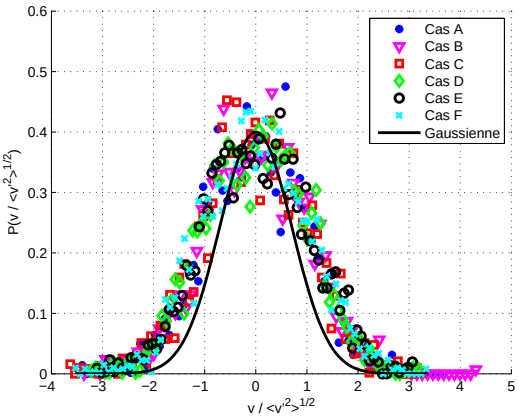
Les fonctions de densité de probabilités des fluctuations transverses sont représentées sur la figure 4.17. Quelle que soit la position dans le réacteur, les Pdfs sont toutes symétriques. En proche sortie de tube l'aplatissement est légèrement plus important qu'une gaussienne. Ceci est à relier avec le battement des jets. De temps à autres le jet "disparaît" complètement du champ mesuré. Ces évènements rares agissent sur l'élargissement de la Pdf et perdurent jusqu'à la position $x/H = 0.5$ et $y/e = 0$. En proche sortie de réacteur ($x/H = 0.83$ et $y/e = 0$) l'élargissement de la Pdf serait plutôt relié à une déviation du jet à cause de la présence du poreux. Dans cette zone, le jet vient percuter ce poreux, une partie de la quantité de mouvement est transférée vers l'échappement mais une autre est



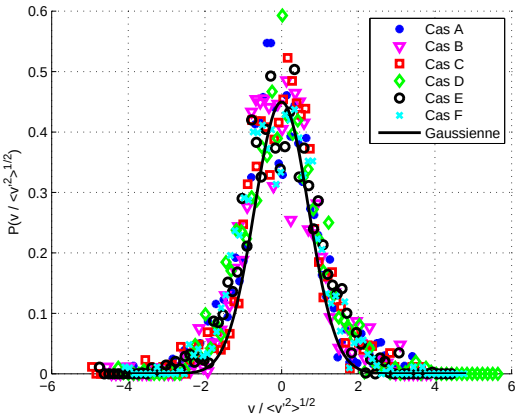
(a) En $x/H = 0.083$ et $y/e = 0$.



(b) En $x/H = 0.5$ et $y/e = 0$.



(c) En $x/H = 0.83$ et $y/e = 0$.



(d) En $x/H = 0.5$ et $y/e = 0.5$.

FIGURE 4.17 – Pdfs des fluctuations de vitesse transversale, $\mathcal{P}\left(v/\left\langle v'^2\right\rangle^{1/2}\right)$.

x/H ; y/e	Cas					
	A	B	C	D	E	F
0.083 ; 0	-1.5	-0.88	-0.51	-1.72	-1.1	-1.4
0.5 ; 0	0.05	-0.29	-0.51	-0.12	-0.25	-0.24
0.5 ; 0.5	0.32	-0.54	-0.5	0.12	-0.08	0.09
0.83 ; 0	0.74	0.55	0.46	0.37	0.5	0.4

TABLE 4.1 – Dissymetrie des pdfs de fluctuations de vitesse longitudinale, Su calculé à partir de l'équation 4.13.

x/H ; y/e	Cas					
	A	B	C	D	E	F
0.083 ; 0	11.5	4.34	3.9	15	10.3	10.34
0.5 ; 0	1.9	2.15	2.24	2.1	2.2	2
0.5 ; 0.5	3.32	3.59	3.38	2.96	3.32	3.5
0.83 ; 0	3.3	3	2.8	2.8	2.8	2.9

TABLE 4.2 – Aplatissement des pdfs de fluctuations de vitesse longitudinales, Fu calculé à partir de l'équation 4.13.

transférée vers le terme de pression moyenne qui redistribue cette quantité de mouvement excédentaire vers la composante radiale, créant une fluctuation de vitesse radiale.

Au centre de la couche de mélange la Pdf est gaussienne, le calcul des skewness et flatness donne des valeurs de l'ordre de 0 et 3 respectivement. Les fluctuations transverses sont équiprobables ce qui est en lien avec le fait qu'au milieu de la couche de mélange autant de fluctuations de vitesse proviennent du jet ascendant que du jet descendant. Les scalaires sont transportés de manière équivalente, et le mélange peut donc se réaliser dans les meilleures proportions. Ainsi, le milieu de la couche de mélange semble nettement favoriser un mélange efficace et total des différentes substances vis à vis des régions amont et aval de l'écoulement.

4.2.2 Les composantes normales du tenseur de Reynolds

Les figures 4.18 et 4.20 représentent les variances de la composante longitudinale, $\langle u^2 \rangle$ et transversales, $\langle v^2 \rangle$ pour les différents cas étudiés. Les champs reportés concernent

d'une part la configuration faiblement turbulente (figure 4.18(a))), et d'autre part, pour les familles FII et FIII, le nombre de Reynolds est de 10700 (figures 4.18(b) et (c)). Pour ces deux dernières conditions, la répartition des fluctuations, aussi bien axiales que radiales, présente une auto-similitude avec le nombre de Reynolds.

Pour la configuration géométrique $D = 10$ mm (familles FI et FII), les fluctuations les plus intenses se situent dans une région légèrement décentrée, et délimitée par les rectangles blancs. Cette zone de fortes fluctuations est en lien avec la déviation moyenne des jets alors que pour FIII (figure 4.18(c)), les fluctuations les plus importantes sont situées autour de l'axe des jets.

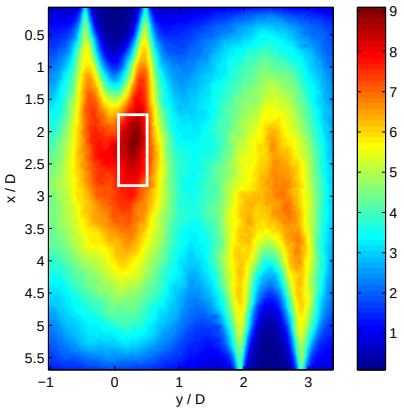
La figure 4.18(d) représente une coupe le long de l'axe d'un jet des écarts type des fluctuations de vitesse. A partir de $x/H = 0.4$ et $x/H = 0.5$ pour les géométries $D = 6$ et 10 mm respectivement, la figure 4.18(d) montre que le long de l'axe d'un jet la variance des fluctuations de vitesse longitudinale décroît avec la longueur de développement. A partir de ces positions, l'écoulement est turbulent en décroissance.

Le taux de turbulence est définie comme le rapport entre l'écart type des fluctuations longitudinales et la vitesse moyenne axiale. Au milieu de la couche de mélange, quelle que soit la famille d'écoulement considéré, il est supérieur à 100% et reste globalement constant sur la quasi totalité de l'épaisseur de la couche de mélange. En effet, dans cette région l'écoulement moyen est très faible, voire nul, alors que, à cause des effets plus ou moins importants du confinement, les fluctuations de vitesse sont, elles, importantes, d'où les valeurs supérieures à un de ce rapport.

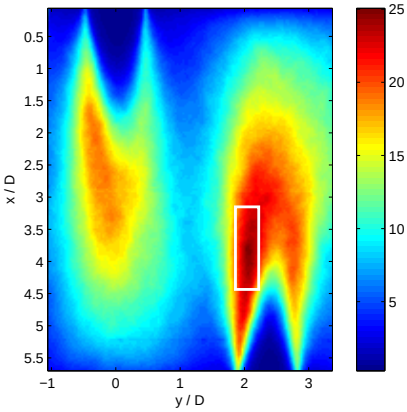
Le long de l'axe des jets et pour les trois familles étudiées, le taux de turbulence présenté sur la figure 4.19, croît continument avec la position. Notons de plus que son évolution est différente selon la famille envisagée. Pour la configuration la plus confinées (FI et FII), le taux de turbulence décroît avec le nombre de Reynolds, alors que pour la famille FIII, il reste constant.

Dans le cas où l'on s'intéresse à la configuration la plus confinée, l'augmentation de ce taux avec le Reynolds peut venir de l'amplification artificielle de l'écart-type des fluctuations causée par le battement des jets. En effet, ce battement basse fréquence créé une fluctuation de vitesse importante se répercutant sur les valeurs des écarts-type des fluctuations de vitesse. Alors que ce battement est, en fait, uniquement une fluctuation basse fréquence, intervenant donc uniquement sur le transport global du scalaire, ne contribue pas au mélange à petites échelles. L'action du battement des jets a donc un intérêt, qui est de brasser les espèces à grandes échelles, créant une surface d'échange plus importante que dans un cas laminaire.

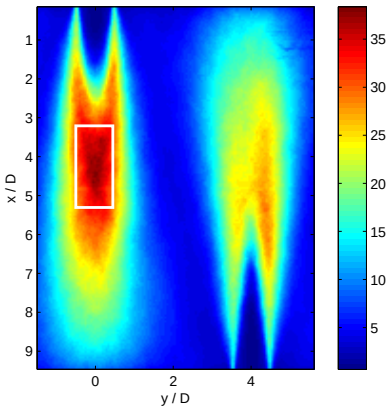
Afin d'identifier les fluctuations de vitesse responsables de la turbulence et donc du mélange aux petites échelles, il est donc nécessaire de repérer la fréquence de battement des jets. Pour ce faire, une décomposition du signal de vitesse analogue à la décomposition de Reynolds peut être utilisée, elle peut se mettre sous la forme : $u = \bar{U} + \widetilde{u} + u'$, où $\bar{U}$ est la composante moyenne, $\widetilde{u}$ est la vitesse de battement et u' la fluctuation turbulente. La



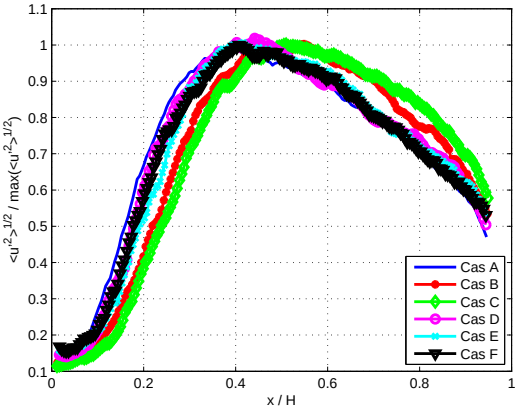
(a) Famille FI.



(b) Famille FII.



(c) Famille FIII.



(d) Écarts-type des fluctuations de vitesse longitudinale normalisé par la valeur maximale sur l'axe du jet, $\frac{\langle u'^2 \rangle^{1/2}}{max\left(\langle u'^2 \rangle^{1/2}\right)}$ le long de l'axe du jet. La position longitudinale est normalisée par la hauteur H du réacteur.

FIGURE 4.18 – Répartition des fluctuations de vitesse longitudinale $\langle u^2 \rangle$ ($m^2.s^{-2}$) et taux de turbulence, $\langle u^2 \rangle^{1/2} / U$ le long d'un axe de jet.

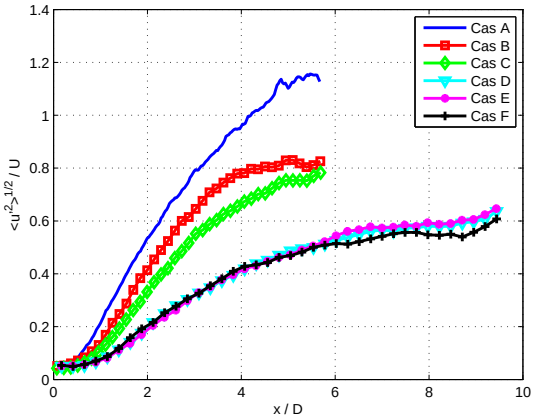


FIGURE 4.19 – Coupe du taux de turbulence suivant l'axe des jets.

difficulté est de repérer la vitesse $\widetilde{u}$. Cette décomposition triple fut proposée par Hussain & Reynolds [56]

Une première solution serait d'avoir une mesure résolue temporellement, qui pourrait faire l'objet d'un complément très intéressant à cette thèse.

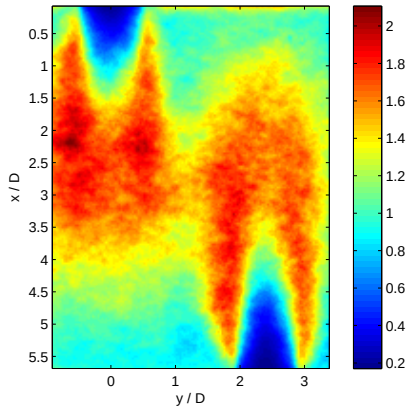
Une seconde est de déterminer cette fréquence via un post-traitement du signal de vitesse. Un outil proposé par Huang en 1998 [55] et nommé EMD (Empirical Mode Decomposition) est actuellement développé entre autres par Rilling & Flandrin[3] [98]. L'objectif de l'EMD est de décomposer tout signal oscillant en une partie "rapide" superposée à une partie "lente", cette dernière pouvant à son tour être décomposée de la même manière. L'originalité de la méthode, par rapport par exemple à une transformation en ondelettes, est de ne pas reposer sur un choix de filtres fréquentiels fixés *a priori*, mais d'être directement pilotée par les données. Cette méthode est à l'heure actuelle développée uniquement dans le cadre d'un signal mono-dimensionnel, et ne sera donc pas utilisée par la suite. Dans la suite de ce manuscrit les quantités, par exemple la vitesse, appelées fluctuations concernent donc la composante pour laquelle seule la valeur moyenne est soustraite.

Le pic d'intensité maximum de la variance des fluctuations longitudinales est, à nombre de Reynolds constant, légèrement plus faible pour la configuration la plus confinée. Il est de l'ordre de 36 $m^2.s^{-2}$ pour la configuration $D = 6$ mm et de 25 $m^2.s^{-2}$ pour $D = 10$ mm. Cependant la répartition spatiale de ces fluctuations varie globalement moins pour cette dernière condition. En effet, le niveau des fluctuations au milieu de la couche de mélange décroît, jusqu'à environ 9 $m^2.s^{-2}$ mais beaucoup moins fortement que pour la configuration $D = 6$ mm, pour laquelle la variance des fluctuations atteint des minima de l'ordre de 2.5 $m^2.s^{-2}$. La surface de mélange efficace est ainsi plus importante pour la géométrie la plus confinée. Notons de plus que, pour un même nombre de Reynolds,

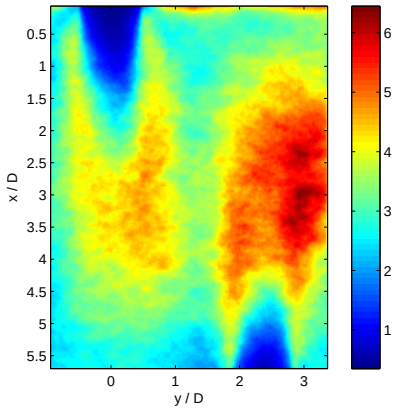
3. Présentation au GDR turbulence - Aussois - Décembre 2009.

le niveau global des fluctuations longitudinales augmente avec le taux de confinement, ce qui tend à dire que le taux de confinement important semble optimiser le mélange.

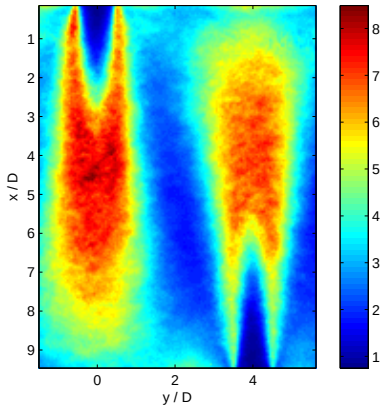
De ces deux remarques, on peut donc suggérer que la configuration $D = 10$ mm, reste *a priori* plus favorable pour un mélange efficace. Pour la configuration $D = 6$ mm, le pic d'intensité importante se situe majoritairement sur les couches de mélange des jets qui interagissent l'un sur l'autre que très peu. Le jet semble avoir un comportement assez indépendant du confinement, ce qui peut faire penser que pour cette configuration, l'efficacité du mélange est gouvernée par le comportement d'un jet libre.



(a) Famille FI.



(b) Famille FII.



(c) Famille FIII.

FIGURE 4.20 – Variance des fluctuations de vitesse transversale $\langle v^2 \rangle$ ($\mathrm{m}^2.\mathrm{s}^{-2}$).

Le comportement des fluctuations transverses est identique à celui des fluctuations axiales avec toutefois une conclusion différente vis à vis de l'effet du confinement sur l'intensité des fluctuations. En effet, contrairement aux fluctuations longitudinales et pour

les conditions à nombre de Reynolds élevés (Comparaison des cas B et D ou C et E) la variation du niveau global des fluctuations avec le taux de confinement semble être assez faible.

Pour conclure sur l'interprétation de la répartition des écarts type des fluctuations de vitesse, pour la configuration la plus confinée la région de fortes fluctuations s'étend sur une plus grande surface, ce qui semble être un gain sur la qualité du mélange. *A contrario*, pour la configuration $D = 6$ mm, les jets ne semblent pas se voir et leur comportement ressemble fortement à celui d'un jet libre. Dans ce cas, le mélange est donc relativement indépendant du taux de confinement. Au milieu de la couche de mélange les fluctuations aussi bien longitudinale que transverses sont quasi nulles.

Le calcul du flux des fluctuations confirme ce comportement, qui est représenté sur les figures 4.21.

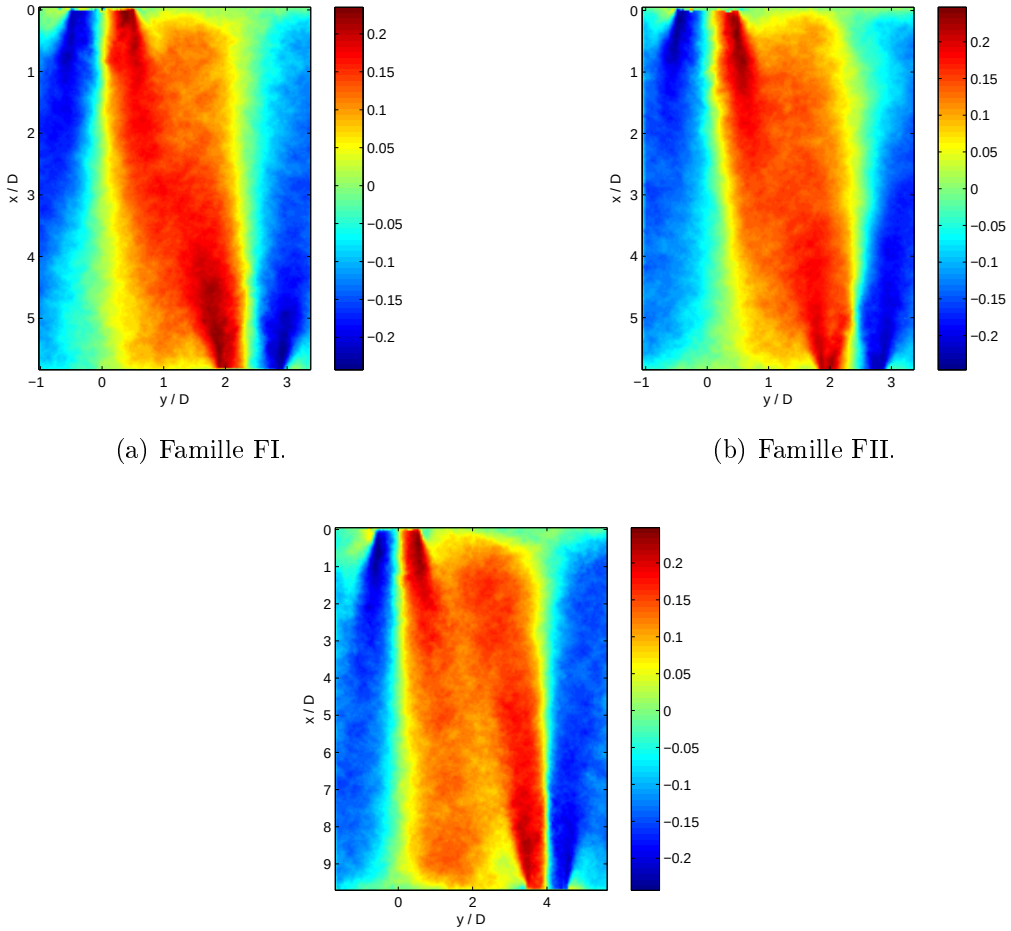
Ces figures confirment que, pour la géométrie $D = 6$ mm, les échanges entre les fluctuations axiales et radiales sont plus faibles au milieu de la couche de mélange que dans les couches de mélange internes aux jets.

En effet, au milieu de la couche de mélange les échanges entre les fluctuations longitudinales et transverses sont de l'ordre de $0.05 \times \langle q^2 \rangle$ alors que pour un même nombre de Reynolds, mais un taux de confinement plus élevé, ce flux est de l'ordre de $0.15 \times \langle q^2 \rangle$. Notons de plus que l'énergie cinétique contenue dans cette région est aussi plus importante pour la condition $D = 10$ mm. Les écarts entre les valeurs absolues des échanges sont donc encore plus importants que les valeurs reportées ci-dessus.

Pour la configuration la plus confinée, les figures 4.21(a) et (b) montrent clairement qu'il existe une production importante d'énergie cinétique dans la zone couche de mélange. De plus, la répartition de ce terme est quasi-homogène.

Ces champs de flux de fluctuations montrent de plus que, pour la configuration $D = 6$ mm (figure 4.21(c)), les échanges sont nuls sur l'axe géométrique des jets, ce qui est en lien avec les fait que la composante radiale de vitesse est nulle sur l'axe. Pour la configuration la plus confinée ce phénomène est visible mais se décale progressivement avec la position longitudinale en relation avec la déviation moyenne des jets.

L'analyse des propriétés des champs de vitesse fluctuant nous amène à nous interroger sur le degré d'isotropie de notre écoulement. Cette dernière peut être validée grâce à différents critères. De nombreux tests d'isotropie existent, que ce soit l'isotropie globale (concernant toute les échelles) ou locale (uniquement les plus petites). Le rapport des variances des fluctuations de vitesse, $\langle u^2 \rangle / \langle v^2 \rangle$ introduit en 1966 par Comte-Bellot & Corrsin [27] est un critère global que nous appliquons à notre configuration. Si ce rapport est de l'ordre de l'unité, la propriété d'isotropie est validée tout au moins jusqu'aux moments d'ordre deux. Ce rapport est représenté sur la figure 4.22. Notons tout d'abord que quelle que soit la configuration envisagée les tendances et les amplitudes sont relativement proches. Ce critère d'isotropie semble indépendant à la fois du taux de confinement



(a) Famille FI.

(b) Famille FII.

(c) Famille FIII.

FIGURE 4.21 – Échanges entre les fluctuations longitudinales et transverses $\langle uv \rangle / \langle q^2 \rangle$.

et du nombre de Reynolds. Par conséquent, nous ne présentons qu'une condition, qui est celle concernant le taux de confinement le plus important et pour un nombre de Reynolds de 10700. Cette figure montre que, dans la région des jets, les fluctuations axiales sont beaucoup plus grandes que les fluctuations radiales , le rapport tend alors vers des valeurs importantes (> 2). Le degré d'anisotropie est alors très élevé et l'hypothèse ne peut être validée. Cette remarque est valable pour toutes les autres régions caractéristiques de notre écoulement (couche de mélange, milieu du réacteur sur l'axe du jet et proche sortie de réacteur). En effet, au milieu de la zone couche de mélange, l'écart entre les valeurs fluctuations longitudinales et transversales se réduit, mais le rapport reste grand devant un.

Dans notre écoulement, l'isotropie n'est donc jamais vérifiée, et les traces de l'inho-

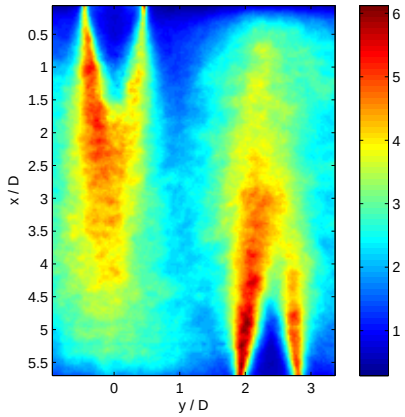


FIGURE 4.22 – Rapport des variances $\langle u^2 \rangle / \langle v^2 \rangle$.

mogénéité aux grandes échelles restent perceptibles sur les fluctuations turbulentes.

4.2.3 Bilan d'énergie cinétique

Dans cette partie, nous nous intéressons à localiser les zones où se concentre l'énergie cinétique, qui représentent les régions de fortes fluctuations de vitesse. Ces zones peuvent être repérées grâce au bilan d'énergie cinétique turbulente moyenne, qui fait intervenir un terme de la diffusion turbulente, et pour qui nous nous attendons à obtenir de grandes valeurs dans ces régions de fortes fluctuations. Ainsi, ces zones sont considérées comme étant le siège d'une accélération de la dissipation de l'énergie cinétique.

Le bilan d'énergie cinétique turbulente moyenne, présenté par l'équation 4.15, est écrit dans le cadre le plus général mais sans aucun terme source [4].

Cette équation de transport, pour laquelle la quantité $\langle q^2 \rangle = \langle u_i u_i \rangle$ est l'énergie cinétique moyenne totale, est obtenue à partir de l'équation de transport de la quantité de mouvement, auquel on multiplie chaque terme par u_i.

$$\underbrace{\frac{1}{2}\frac{\partial \langle q^2 \rangle}{\partial t}}_{Inst} + \underbrace{\frac{U_i}{2}.\frac{\partial \langle q^2 \rangle}{\partial x_i}}_{C} = - \underbrace{\frac{1}{2}\frac{\partial \langle u_i q^2 \rangle}{\partial x_i}}_{DT} - \underbrace{\frac{1}{\rho}\frac{\partial \langle u_i p' \rangle}{\partial x_i}}_{DP} - \underbrace{\langle u_i u_j \rangle \frac{\partial U_j}{\partial x_i}}_{Prod} - \underbrace{\langle \epsilon \rangle}_{Diss} \tag{4.15}$$

4. Pas de production d'énergie via, par exemple, une source chimique ou par expansion des gaz dans le cadre d'une combustion.

où, *Inst* est le terme instationnaire. Notre écoulement est établi et statistiquement stationnaire, les dérivées temporelles sont donc égales à zéro. C est le terme de transport par la vitesse moyenne, DT le terme de diffusion turbulente, DP la diffusion par la pression, $Prod$ le terme de production et $Diss$ la dissipation d'énergie cinétique. Comme nous l'avons évoqué à plusieurs reprises, dans un écoulement turbulent la diffusion moléculaire est très faible devant la diffusion turbulente, elle sera donc volontairement omise par la suite.

Dans un écoulement turbulent, la capacité à mélanger différentes espèces est nettement améliorée vis à vis d'un écoulement laminaire. Les fluctuations de vitesse qui s'y développent accélèrent les processus de brassage aux grandes mais aussi aux petites échelles, accélérant ainsi le lissage des gradients. Ce phénomène est décrit par plusieurs actions, dont l'équilibre est représenté par l'équation 4.16.

D'après le bilan de quantité de mouvement, le rôle de la pression semble assez réduit, par conséquent nous négligeons ce terme dans le bilan d'énergie cinétique. De plus, en raison du manque de mesures sur la troisième composante de vitesse, une hypothèse de symétrie de révolution est faite. L'énergie cinétique s'écrit alors sous la forme $\langle q^2 \rangle = \langle u^2 \rangle + 2 \langle v^2 \rangle$. En coordonnées cylindriques, le bilan d'énergie cinétique peut donc s'écrire :

$$\begin{aligned} \underbrace{\frac{1}{2}\left(U\frac{\partial \langle q^2\rangle}{\partial x} + V\frac{\partial \langle q^2\rangle}{\partial R}\right)}_{C} &= \\ \underbrace{-\langle u^2\rangle \frac{\partial U}{\partial x} - \langle v^2\rangle \left(\frac{\partial V}{\partial R} + \frac{V}{R}\right) - \langle uv\rangle \left(\frac{\partial V}{\partial x} + \frac{\partial U}{\partial R}\right)}_{Prod} &- \\ \underbrace{\frac{1}{2}\left(\frac{\partial \langle vq^2\rangle}{\partial r} + \frac{\langle vq^2\rangle}{R} + \frac{\partial \langle uq^2\rangle}{\partial x}\right)}_{DT} &- \underbrace{\langle \epsilon \rangle_{LS}}_{Diss}. \end{aligned} \tag{4.16}$$

Ainsi, l'équation de transport de l'énergie cinétique turbulente peut s'écrire de façon simplifiée :

$$C = Prod + DT - Diss. \tag{4.17}$$

Le terme de transport de l'énergie cinétique est équilibré par la somme des termes de production $Prod$ et de diffusion turbulente DT soustraits au terme de dissipation d'énergie cinétique $Diss$ (équation 4.17).

Dans ce qui suit, nous allons nous intéresser à ces différents termes, nous gardons à l'esprit que cette équation a été écrite en supposant d'une part que le terme de diffusion par la pression est négligeable, et d'autre part en ayant recours à une hypothèse d'axisymétrie.

La validité de cette équation reste donc limitée aux régions entourant l'axe de chaque jet ($y/e = 0 \pm 0.5$, pour le jet de gauche et $y/e = 1 \pm 0.5$). Une valeur positive d'un des différents termes du membre de droite du bilan, indique un gain local du transport de l'énergie alors qu'une valeur négative indique une perte. Notons finalement que ce bilan présente une auto-similitude avec le nombre de Reynolds, par conséquent nous le présentons uniquement pour une condition hydrodynamique qui est ici $Re = 16000$.

La détermination de la dissipation d'énergie cinétique, qui est une grandeur faisant intervenir les plus petites échelles, est difficilement accessible avec des mesures de vitesse par PIV. Cette quantité fera donc l'objet d'une section indépendante.

- Le terme de transport par la vitesse moyenne :
  Notons tout d'abord, que si, d'une part, ce terme est adimensionné par le maximum global du transport et d'autre part les positions longitudinale et transversale par la hauteur du réacteur et la distance entre deux axes de jet respectivement, alors toutes les familles [5] sont auto-similaires. Nous présentons donc ce terme uniquement pour une condition qui est $D = 10$ mm et $Re = 16000$. La figure 4.23 représente la contribution à la fois longitudinale et transversale du transport de l'énergie cinétique turbulente qui décrit le transport à grande échelle de l'énergie cinétique par l'écoulement moyen. La contribution la plus importante vient du terme $U\frac{\partial\langle q^2\rangle}{\partial x}$ qui est plus de mille fois plus grand que le terme de transport par la vitesse moyenne radiale, ainsi ce dernier est négligeable devant le transport par la vitesse moyenne longitudinale. Le transport est positif dans la région limitée par le regroupement, sur l'axe du jet, des couches de mélange ($x/H \lesssim 3$). Dans cette zone d'écoulement potentiel, et en progressant dans la direction moyenne de l'écoulement, la vitesse moyenne le long de l'axe est positive et d'autre part la contamination progressive des fluctuations de vitesse vers l'axe du jet crée une augmentation des variances et ainsi de l'énergie cinétique. Sa dérivée selon la direction de l'écoulement est donc aussi positive, d'où les valeurs positives du terme de transport.
  A partir de la fin du cône potentiel il devient négatif pour s'annuler à la sortie du réacteur. La région où les valeurs sont négatives est en lien avec la décroissance de la variance des fluctuations (figure 4.18(d)) qui s'accompagne d'une décroissance de l'énergie cinétique. La vitesse moyenne est quant à elle toujours positive (figure 4.3(b)), d'où les valeurs négatives du transport.
  En proche sortie de réacteur, le poreux crée une perte de charge importante, limitant la vitesse à de très petites valeurs, rendant le transport de l'énergie cinétique nul ou tout au moins négligeable.
  D'autre part, le champ présenté sur la figure 4.23 fait apparaître que quelle que soit la position longitudinale, le transport de l'énergie est nul au milieu de la zone séparant

5. FI, FII, FIII.

les deux jets [6]. En effet, dans cette région la vitesse moyenne de l'écoulement est nulle et, par conséquent, le terme de transport aussi. Ceci est valable pour toutes les conditions étudiées. Cette région de transport nul est d'autant plus grande que le taux de confinement décroît, en relation avec le fait que les jet interagissent de moins en moins et que l'épaisseur de la couche de mélange est d'autant plus étendue que le confinement est faible.

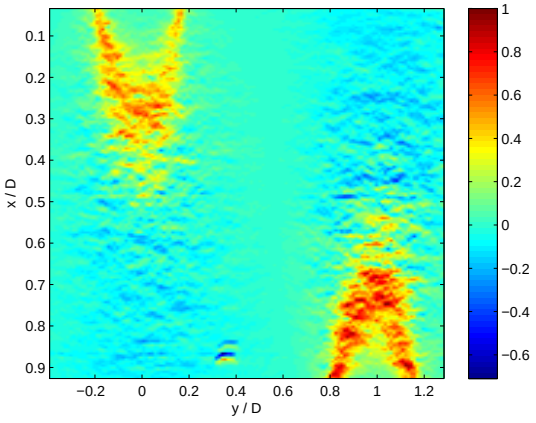


FIGURE 4.23 – Transport par l'écoulement moyen normalisé par le maximum de transport, $Re = 16000$.

– Le terme de production :
Dans le terme de production $Prod$ de l'équation 4.16, il apparaît un terme $\frac{\partial V}{\partial R} + \frac{V}{R}$ qui crée une discontinuité lorsque $R \to 0$. Cependant, ce terme peut être réécrit sous la forme $\frac{1}{R}\frac{\partial (R.V)}{\partial R}$. Or, l'équation de continuité des vitesses moyennes en coordonnées cylindriques s'écrit :

$$\frac{1}{R}\frac{\partial (R.V)}{\partial r} + \frac{1}{R}\frac{\partial V_\theta}{\partial \theta} + \frac{\partial U}{\partial x} = 0. \tag{4.18}$$

Comme V_θ ne varie pas avec θ, $\frac{\partial V_\theta}{\partial \theta} = 0$. On a donc :

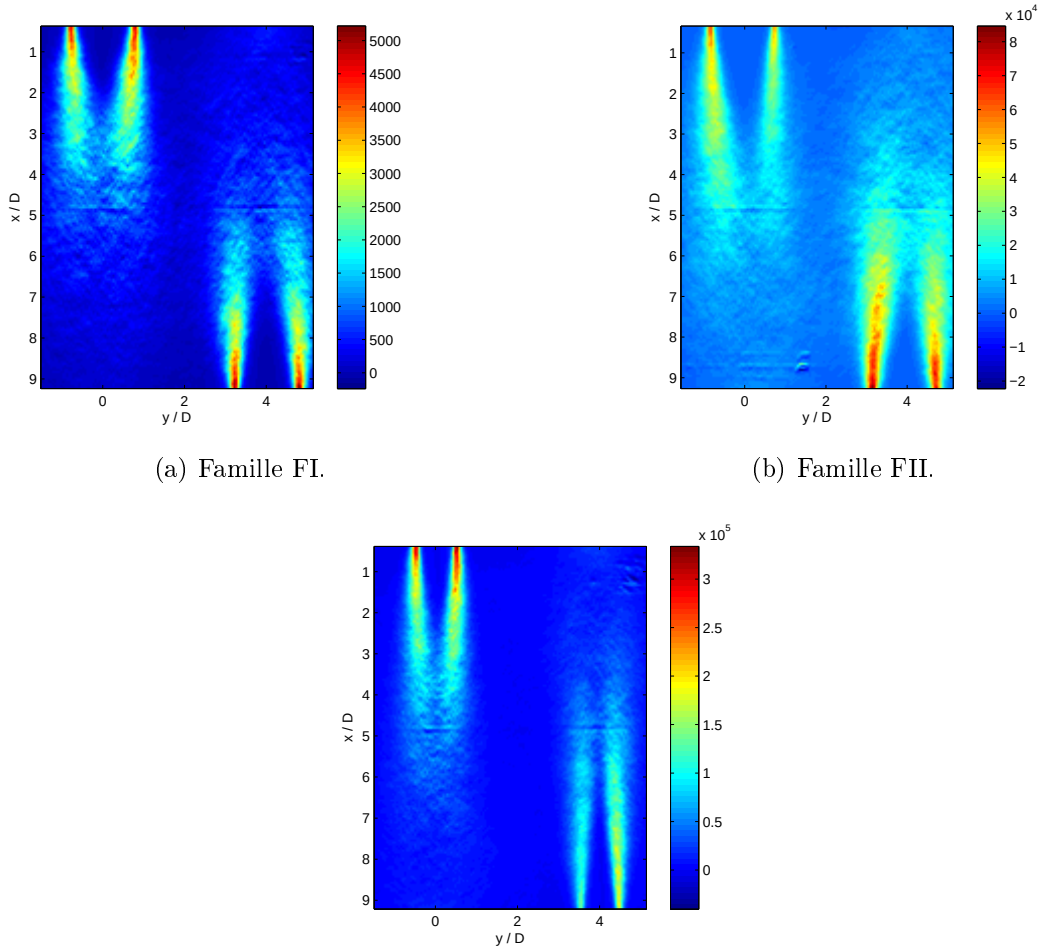
$$\frac{1}{R}\frac{\partial (R.V)}{\partial R} = -\frac{\partial U}{\partial x}. \tag{4.19}$$

Au final, le terme de production $Prod$ peut s'écrire comme la somme de deux contributions :

6. Au milieu de la couche de mélange délimitée par les positions $y_{1/2\ \text{Jet Ascendant}}$ et $y_{1/2\ \text{Jet Descendant}}$, respectivement

$$P = \left(\left\langle v^2 \right\rangle - \left\langle u^2 \right\rangle\right) \frac{\partial U}{\partial x} - \langle uv \rangle \left(\frac{\partial V}{\partial x} + \frac{\partial U}{\partial R} \right). \tag{4.20}$$

La distribution bidimensionnelle de ce terme est présentée sur les figures 4.24.



(a) Famille FI.

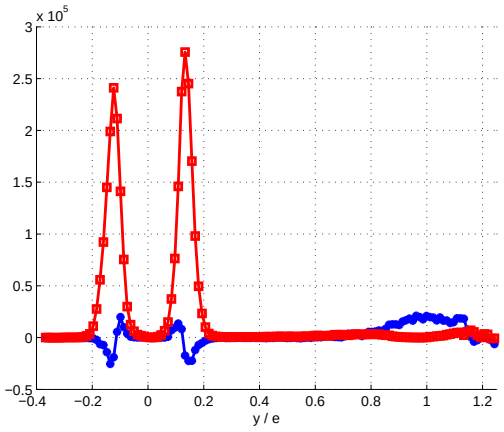
(b) Famille FII.

(c) famille FIII.

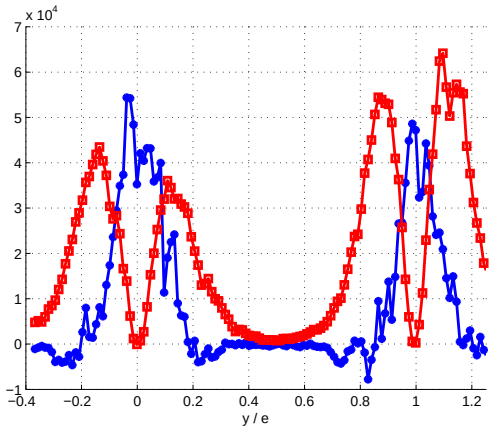
FIGURE 4.24 – Terme de production.

Notons tout d'abord que son comportement est assez analogue pour toutes les familles (figures 4.24(a), (b) et (c)), avec cependant des amplitudes différentes. Elles augmentent avec le nombre de Reynolds, en relation avec l'augmentation des fluctuations turbulentes. La production majeure d'énergie cinétique se situe principalement dans les couches de mélange des jets, avec un léger élargissement de la zone de production importante pour la condition $D = 10$ mm et à grand nombre de Reynolds (famille FII, figure 4.24(b)).

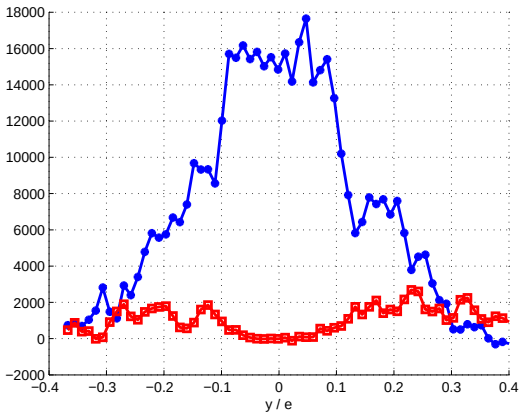
Pour les trois familles, la production est nulle dans la zone d'écoulement potentiel, car aucune instabilité ne s'est encore développée. Puis, lorsque les couches de mélange se rejoignent sur l'axe des jets, différentes zones peuvent être identifiées. Les figures 4.25, qui représentent des coupes transverses des contributions des deux termes intervenant dans la production, rendent compte de ces différentes zones. La première remarque qui peut être faite est que la contribution de chacun des termes est complémentaire. Lorsqu'un terme est important, l'autre ne l'est pas, et inversement.



(a) Coupe radiale en $x/H = 0.083$.



(b) Coupe radiale en $x/H = 0.5$.



(c) Coupe radiale en $x/H = 0.83$.

FIGURE 4.25 – Les différents termes intervenant dans la production d'énergie cinétique : $(-*$ bleu$)$: $(\langle v^2 \rangle - \langle u^2 \rangle) \frac{\partial U}{\partial x}$; $(-\square$ rouge$)$: $-\langle uv \rangle \left(\frac{\partial V}{\partial x} + \frac{\partial U}{\partial R} \right)$.

Ces figures confirment que **sur l'axe des jets**, le terme $\langle uv \rangle \left(\frac{\partial V}{\partial x} + \frac{\partial U}{\partial R} \right)$ est nul puisque $\langle uv \rangle$ l'est (figure 4.21) ou presque (familles FI et FII). Dans cette zone, il

n'y a pas (ou peu) d'échange entre les fluctuations longitudinales et transversales et ceci même pour les conditions où les jets dévient de leur axe ($D = 10$ mm). Le terme de production est alors conditionné par l'évolution du terme $(\langle v^2 \rangle - \langle u^2 \rangle) \frac{\partial U}{\partial x}$. Dans le cône potentiel des jets (figure 4.25(a)), ce dernier est aussi nul en lien avec le développement de la couche de mélange interne des jets. Dans cette région, les instabilités ne se sont pas encore développées et les variances des fluctuations sont quasi nulles. Par conséquent, il n'y a aucune production d'énergie cinétique dans cette région. *A contrario*, le long de la couche de mélange interne des jets (i. e. $x/e = \pm 0.12$), le terme de production pour lequel seul la partie faisant intervenir les échanges entre les fluctuations longitudinales et transversales est maximal, figure 4.25(a). Les transferts entre les fluctuations longitudinales et transversales le sont aussi.
Au fur et à mesure que l'on s'éloigne de l'injection, le terme $(\langle v^2 \rangle - \langle u^2 \rangle) \frac{\partial U}{\partial x}$ devient de plus en plus important pour devenir, au centre du réacteur (figure 4.25(b)), du même ordre de grandeur que le terme faisant intervenir les échanges longitudinaux et transversaux. La production est alors la contribution complémentaire des deux termes, où dans la région entourant l'axe, la production globale vient du terme $(\langle v^2 \rangle - \langle u^2 \rangle) \frac{\partial U}{\partial x}$ alors que le long des couches de mélanges internes des jets elle vient du terme $\langle uv \rangle \left(\frac{\partial V}{\partial x} + \frac{\partial U}{\partial R} \right)$. Ceci est en lien d'une part avec l'augmentation des échanges entre les fluctuations axiales et radiales, dans les couches de mélange et d'autre part avec l'augmentation des variances des fluctuations dans la demie hauteur supérieure du réacteur (figures 4.18 et 4.20).
En proche sortie de réacteur, le terme $(\langle v^2 \rangle - \langle u^2 \rangle) \frac{\partial U}{\partial x}$ domine l'évolution de la production d'énergie cinétique turbulente.
Et finalement, ces deux termes apportent une contribution complémentaire au terme de production. Le terme faisant intervenir les échanges entre les fluctuations longitudinales et transversales agit plutôt dans les régions de couche de mélange interne des jets, alors que le second terme agit plutôt dans la région se trouvant autour de l'axe de chacun des jets ($y/e = 0 \pm 0.2$ et $y/e = 1 \pm 0.2$).

– Le terme de diffusion turbulente :
Avant tout, notons que le terme $\frac{\partial \langle uq^2 \rangle}{\partial x}$ est négligeable, ainsi la diffusion turbulente est uniquement conditionnée par les flux transversaux notés $\frac{1}{2} \left(\frac{\partial \langle vq^2 \rangle}{\partial R} + \frac{\langle vq^2 \rangle}{R} \right)$. Dans ce qui reste du terme de diffusion turbulente DT un terme en $\frac{1}{r}$ apparaît. Autour de $R \to 0$ ce terme devient prépondérant et crée une discontinuité. Il est donc nécessaire d'en modifier son écriture. Pour s'en affranchir on peut écrire :

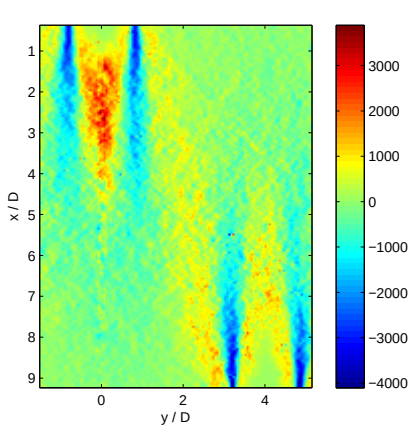
$$\begin{aligned} \frac{\partial \langle vq^2 \rangle}{\partial R} + \frac{\langle vq^2 \rangle}{R} &= \left(\frac{1}{R} + \frac{\partial}{\partial R} \right) \langle vq^2 \rangle \\ \left(\frac{1}{R} + \frac{\partial}{\partial R} \right) \langle vq^2 \rangle &= \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left(r \langle vq^2 \rangle \right). \end{aligned} \tag{4.21}$$

Lorsque $R \to 0$ un développement limité de $\langle vq^2 \rangle$ au premier ordre permet d'approximer le terme $\langle vq^2 \rangle$ à βR, l'équation 4.21 peut donc être réécrite autour de $R \approx 0$ telle que :

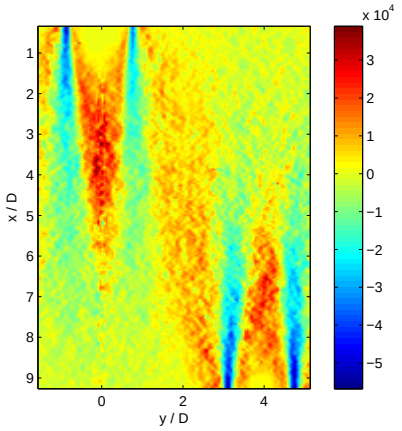
$$DT = \left. \frac{\partial \langle vq^2 \rangle}{\partial R} \right|_{R \to 0} + \left. \frac{\langle vq^2 \rangle}{R} \right|_{R \to 0} = 2\beta. \tag{4.22}$$

Le rôle de la diffusion turbulente consiste à redistribuer localement l'énergie cinétique suivant toutes les directions de l'espace. Le long de l'axe des jets, ce terme est nul dans les cônes potentiels. Lorsque les couches de mélange internes des jets se regroupent sur les axes respectifs du jet ascendant et descendant, il croît avec la longueur de développement des jets jusqu'au centre, en lien avec l'augmentation des fluctuations de vitesse radiale dans cette région, et finalement s'annule dans la seconde moitié du réacteur. Notons que ce comportement est qualitativement identique pour toutes les conditions expérimentales étudiées.
Dans les couches des cisaillement, ce terme est négatif et s'oppose au terme de production. Ainsi, l'action de la diffusion turbulente consiste en un lissage des gradients de fluctuations de vitesse.
D'autre part, afin de rendre compte du rôle du confinement sur les échanges transversaux d'énergie cinétique $\langle vq^2 \rangle$, nous reportons une coupe transversale au milieu du réacteur sur la figure 4.27.
Cette courbe montre qu'à nombre de Reynolds constant, les flux sont quantitativement plus importants lorsque la configuration est moins confiné. Ceci s'explique par la fait que, tout comme pour l'expansion du jet présenté dans la partie détaillant les champs moyens, le confinement ralentit l'expansion et aussi les échanges d'énergie cinétique. Cependant, l'étendue spatiale des échanges, repérée par les rectangle rouge et bleu pour les configuration $e/D = 4$ et 2.4 respectivement, est plus importante pour la géométrie d'écoulement la plus confinée. La question est donc : En vue d'une optimisation de la qualité du mélange, est-il préférable que les échanges soient importants mais qu'ils aient lieu sur une petite longueur, ou *a contrario* avoir un niveau global d'échanges moins important mais sur une plus grande distance ?

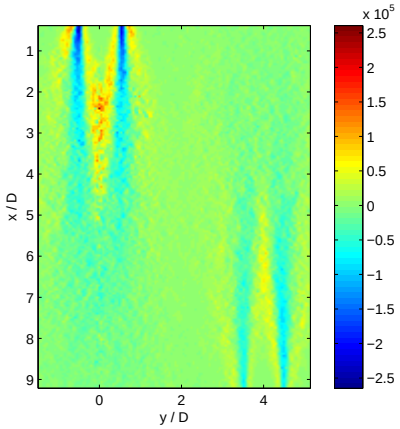
– Le terme de dissipation d'énergie cinétique turbulente :
Le taux moyen de dissipation de l'énergie cinétique de la turbulence $\langle \epsilon \rangle$ est une grandeur centrale dans la caractérisation d'un écoulement, et permet la détermination de différentes échelles caractéristiques, du temps caractéristique de la turbulence etc.



(a) Famille FI.



(b) Famille FII.



(c) Famille FIII.

FIGURE 4.26 – Terme de diffusion turbulente.

Cette grandeur rend compte des processus régissant la fin de la cascade l'énergie turbulente via l'action de la viscosité qui évacue l'énergie cinétique introduite dans le système sous forme de chaleur grâce à l'action des frottements. Cette quantité fait donc intervenir les plus petites échelles de l'écoulement. Par conséquent la détermination de cette quantité se révèle être assez difficile. Différentes méthodes existent et seront exposées plus loin. Ici nous en tentons une première approximation par soustraction des différents termes du bilan d'énergie. En effet, tout en gardant à l'esprit que le bilan de l'équation 4.17 est écrit en négligeant le terme de diffusion par la pression. Cette hypothèse est relativement bien vérifiée sur le bilan de quantité de mouvement présenté dans la partie 4.1.3. En conséquence, la dissipation d'énergie cinétique peut être obtenue par différence des termes C, $Prod$, et DT.

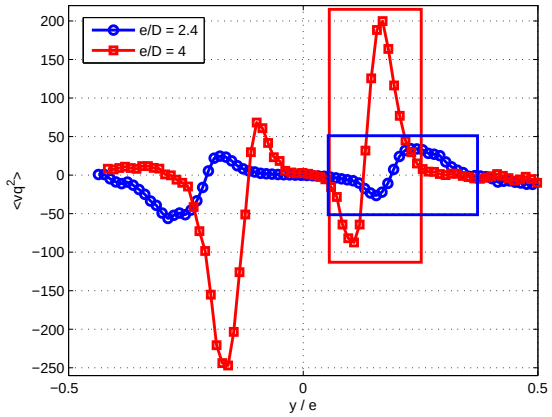


FIGURE 4.27 – Coupe transversale du terme $\langle vq^2 \rangle$ délimitée par les positions $y/e = -0.5$ et $y/e = +0.5$, pour $Re = 16000$ et pour les deux taux de confinement considérés.

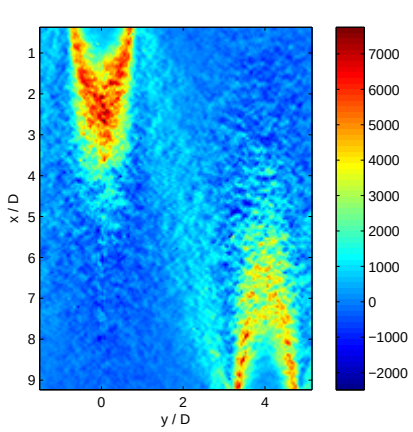
Cette différence est présentée sur les figures 4.28, et représente donc la distribution bi-dimensionnelle (tout au moins qualitative) de la dissipation d'énergie cinétique turbulente.

Pour toutes les configurations, ces champs font apparaître une zone de dissipation importante dans les couches de mélange internes des jets. Ceci est en lien avec l'influence des conditions initiales de tube, qui créent un frottement important à la paroi. A cause de l'anisotropie de l'écoulement, la trace de ces frottements reste visible en proche sortie de jet créant un gradient de vitesse important et par conséquent des valeurs élevées de la dissipation d'énergie cinétique. L'équation d'évolution de la dissipation, dans cette zone particulière de l'écoulement est exposée dans la partie suivante.

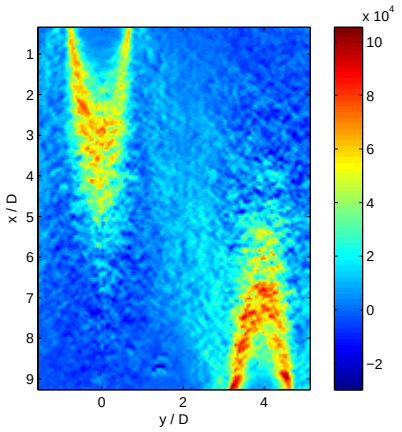
D'autre part, une différence importante entre les deux conditions de confinement considérées est visible sur ces champs bi-dimensionnels. Dans la couche de mélange séparant le jet ascendant du jet descendant, la dissipation est nulle ou presque pour la configuration de diamètre 6 mm. Ainsi, il n'y a pas (ou plus) de gradient de fluctuations de vitesse dans cette région, en relation avec le fait que les jets interagissent peu les uns sur les autres. Par conséquent, le lissage des gradients des fluctuations de vitesse est ralenti, ce qui s'accompagne d'un ralentissement du mélange. *A contrario* pour la configuration la plus confinée, l'ordre de grandeur de la dissipation dans cette même région est de l'ordre des valeurs de la dissipation à la fin des cônes potentiels.

En conclusion, dans la couche de mélange séparant les jets, pour une condition hydrodynamique donnée, la dissipation est plus importante pour la configuration la plus confinée favorisant le mélange aux petites échelles.

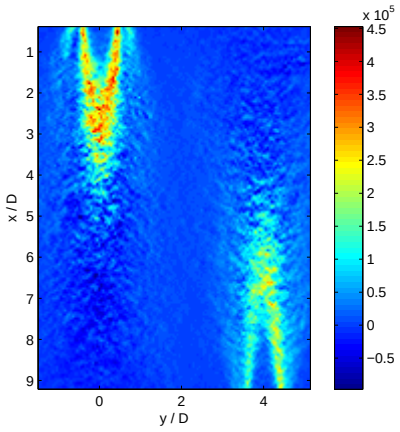
Une coupe le long de l'axe d'un jet du bilan d'énergie est présentée sur la figure 4.29,



(a) Famille FI.



(b) Famille FII.

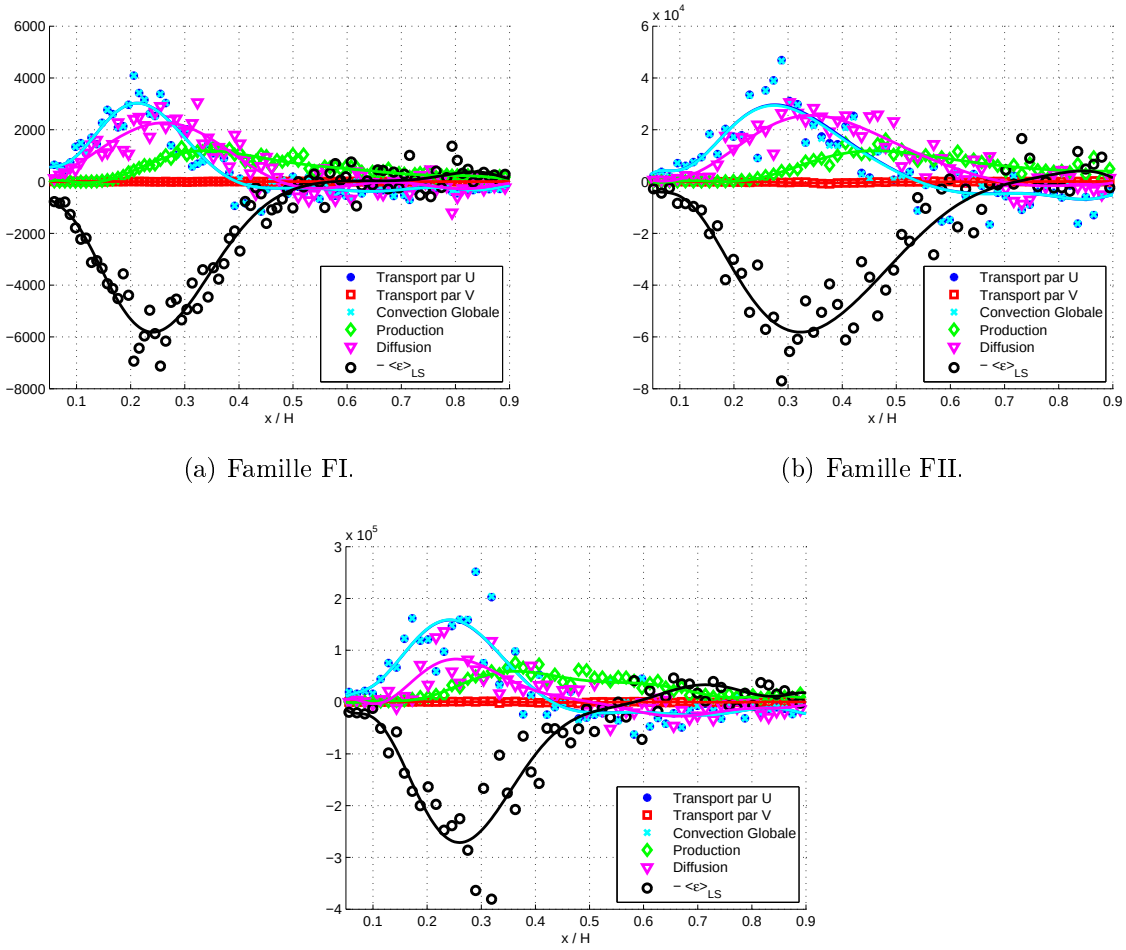


(c) Famille FIII.

FIGURE 4.28 – Le terme de dissipation d'énergie cinétique turbulente $\langle \epsilon \rangle_{LS}$.

avec cependant une légère modification du sens des termes. Ce bilan présente l'équilibre entre le terme de dissipation et la somme des termes de convection C, de production $Prod$, et de diffusion turbulente DT, $Diss = C + Prod + DT$.

Ces courbes montrent que les comportements des différents termes du bilan sont relativement similaires. En proche sortie de tube, ce sont les termes de transport et de diffusion qui équilibrent le bilan, alors qu'à partir de la fin des cônes potentiels, la production devient progressivement de plus en plus importante. Dans la zone centrale du réacteur, ce terme est globalement du même ordre de grandeur que la somme des termes de transport et de diffusion turbulente. En progressant selon la direction moyenne de l'écoulement, tous les termes de l'équation 4.17 baissent pour tendre vers zéro en proche sortie de réacteur. Ceci est en lien avec la diminution de la variance qui indique que l'écoulement



(a) Famille FI.

(b) Famille FII.

(c) Famille FIII.

FIGURE 4.29 – Coupe le long de l'axe d'un jet du bilan d'énergie cinétique turbulente.

est en décroissance. Finalement, notons d'une part, qu'à taux de confinement constant, la dissipation sur l'axe d'un jet augmente avec le nombre de Reynolds, en relation avec l'augmentation des fluctuations turbulentes, et d'autre part que lorsque le taux de confinement est moins important, la dissipation semble être plus grande pour une condition hydrodynamique donnée.

4.3 Dissipation de l'énergie cinétique

Le but de cette partie est de modéliser fiablement l'évolution de la dissipation d'énergie cinétique turbulente moyenne entre un écoulement de jet rond auto–similaire dans la zone de champ proche. Dans cette perspective, nous nous intéressons à l'équation d'évolution

de la forme homogène du taux moyen de dissipation de l'énergie cinétique $\langle\epsilon\rangle_{hom}$. Notons que l'évolution de la forme isotrope de $\langle\epsilon\rangle$, $\langle\epsilon\rangle_{iso} \equiv 15\nu\left\langle\left(\frac{\partial u_1}{\partial x_1}\right)^2\right\rangle$, ν étant la viscosité moléculaire, a déjà été étudiée analytiquement et expérimentalement par [6], [73], [132]. Nous présentons une approche théorique de l'évolution $\langle\epsilon\rangle_{hom}$, basée sur une approche développée dans [33]. Faute de données suffisamment résolues, nous ne présenterons pas la validation de cette équation, qui a toutefois fait l'objet d'une présentation, en 2007, lors du Congrès Français de Mécanique.

4.3.1 Développement analytique

Une forme très générale de l'équation de Kolmogorov est :

$$-\frac{1}{r^2}\int_0^r s^2\left[U\frac{\partial}{\partial x}+V\frac{\partial}{\partial r}\right]\langle(\delta q)^2\rangle ds$$
$$-\frac{1}{r^2}\int_0^r s^2\left[2\left(\frac{\partial U}{\partial r}+\frac{\partial V}{\partial x}\right)\langle\delta u\delta v\rangle+\frac{1}{r}\partial_r\left(r\langle(v+v^+)(\delta u_i)^2\rangle\right)+2\frac{\partial U}{\partial x}[\langle u^2\rangle-\langle v^2\rangle]\right]$$
$$-\langle\delta u(\delta q)^2\rangle+2\nu\frac{d}{dr}\langle(\delta q)^2\rangle=\frac{4}{3}\langle\epsilon\rangle_{hom}r, \quad (4.23)$$

où $(\delta q)^2=(\delta u_i)\cdot(\delta u_i)$ et $\delta u_i \equiv u_i(x_1+r)-u_i(x_1)$ représentent les incréments longitudinaux de différentes composantes de la vitesse, entre deux points de l'espace séparés par r. Nous suivons à présent une démarche similaire à celle présentée dans [4], en faisant un développement en série de Taylor de la fonction $\langle(\delta q)^2\rangle$, lorsque la séparation $r\to 0$: $\langle(\delta q)^2\rangle \simeq \left\langle\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_1}\right)\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_1}\right)\right\rangle\cdot r^2-\frac{1}{12}\left\langle\left(\frac{\partial^2 u_i}{\partial x_1^2}\right)\left(\frac{\partial^2 u_i}{\partial x_1^2}\right)\right\rangle\cdot r^4$. En remplaçant cette relation dans l'Eq. (4.23), en utilisant la définition de $\langle\epsilon\rangle_{hom}$ et en sélectionnant uniquement les termes en r^3, nous obtenons :

$$-\frac{1}{15\nu}\left[U\frac{\partial}{\partial x}+V\frac{\partial}{\partial r}\right]\langle\epsilon\rangle_{hom} \quad -$$
$$\frac{2}{5}\left[\frac{\partial U}{\partial r}+\frac{\partial V}{\partial x}\right]\left\langle\frac{\partial u_3}{\partial x}\frac{\partial u_1}{\partial x}\right\rangle-\frac{2}{15\nu}\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\langle vq^2\rangle\right)\frac{\langle\epsilon\rangle_{hom}}{\langle q^2\rangle} \quad -$$
$$\frac{2}{5}\frac{\partial U}{\partial x}\left[\left\langle\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)^2\right\rangle-\left\langle\left(\frac{\partial v}{\partial x}\right)^2\right\rangle\right] \quad =$$
$$\left\langle\frac{\partial u}{\partial x}\left(\frac{\partial u_i}{\partial x}\right)\left(\frac{\partial u_i}{\partial x}\right)\right\rangle+\frac{2}{3}\nu\left\langle\left(\frac{\partial^2 u_i}{\partial x^2}\right)\left(\frac{\partial^2 u_i}{\partial x^2}\right)\right\rangle. \quad (4.24)$$

L'équation (4.24), après normalisation et quelques calculs, s'écrit sous une forme simplifiée

$$D+S+TD+P=A+B, \quad (4.25)$$

qui dépend tout d'abord de deux paramètres :

$$S_q = \frac{\left\langle \frac{\partial u_1}{\partial x} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x} \frac{\partial u_i}{\partial x} \right) \right\rangle}{\left\langle \left(\frac{\partial u_1}{\partial x} \right)^2 \right\rangle^{\frac{1}{2}} \left\langle \left(\frac{\partial u_i}{\partial x} \frac{\partial u_i}{\partial x} \right) \right\rangle} \qquad \text{et} \qquad G_q = \frac{\langle u_i u_i \rangle \left\langle \left(\frac{\partial^2 u_i}{\partial x^2} \frac{\partial^2 u_i}{\partial x^2} \right) \right\rangle}{\left\langle \left(\frac{\partial u_i}{\partial x} \frac{\partial u_i}{\partial x} \right) \right\rangle^2}. \tag{4.26}$$

Le terme D est le terme d'advection ('decay') ; S est le terme de cisaillement ('shear') ; le terme TD est la diffusion turbulente ('turbulent diffusion') et P est le terme de production. Ce dernier est négligeable dans la zone d'écoulement que nous étudions ici, et nous allons l'omettre par la suite. Les termes A et B sont des termes classiques, qui dépendent respectivement de S_q et G_q. Le terme S_q est un terme de production de dissipation $\langle \epsilon \rangle_{hom}$ via l'étirement de la vorticité par le champ de cisaillement turbulent, alors que G_q est un terme de destruction de $\langle \epsilon \rangle_{hom}$ par la viscosité moléculaire. Les autres termes sont l'expression de l'évolution en x de ϵ, du cisaillement, et finalement de la diffusion turbulente. Nous allons montrer par la suite comment ces termes nouveaux interviennent dans le bilan total.

L'équation d'évolution 4.24 a été testée favorablement dans une configuration de jet axisymétrique turbulent entouré d'un co-flow laminaire. Cette première validation a montré que l'équilibre global entre les termes du membre de gauche de l'équation 4.25 et ceux du membre de droite est globalement bien vérifié, quelle que soit la position transversale. Cependant, une confirmation définitive via des données numériques obtenues dans une DNS est en cours avec la thèse de M. Cojocaru [26], qui réalise une DNS d'un jet axisymétrique réaliste en proche sortie de tube.

4.4 Les échelles caractéristiques de l'écoulement

Comme Léonard de Vinci, qui fut le premier à suggérer que la turbulence fait intervenir une multitude d'échelles dont une illustration est représentée sur la figure 4.30, nous allons tenter d'estimer les échelles caractéristiques les plus représentatives des écoulements turbulents.

Ainsi, différentes échelles peuvent être définies en turbulence. Tout d'abord, l'échelle intégrale notée L_t qui représente la dimension des plus grosses structures pouvant être rencontrées en un point (la plus grande structure de la figure 4.30). Une seconde échelle importante est l'échelle de Taylor qui représente la taille des structures se situant à la limite entre la zone inertielle et la zone dissipative du spectre d'énergie cinétique turbulente. Enfin, la plus petite échelle d'un écoulement turbulent est l'échelle de Kolmogorov notée η_K, pour laquelle l'écoulement est indépendant des conditions initiales, homogène et isotrope et donc *a priori* "universel". Cette échelle est telle que le nombre de Reynolds associé à la taille de cette structure est égal à un.

La détermination de l'échelle intégrale L_t passe par le calcul de l'auto-corrélation des fluctuations de vitesse notée par la suite $R_{uiui}(x)$ qui dépend de la position dans le

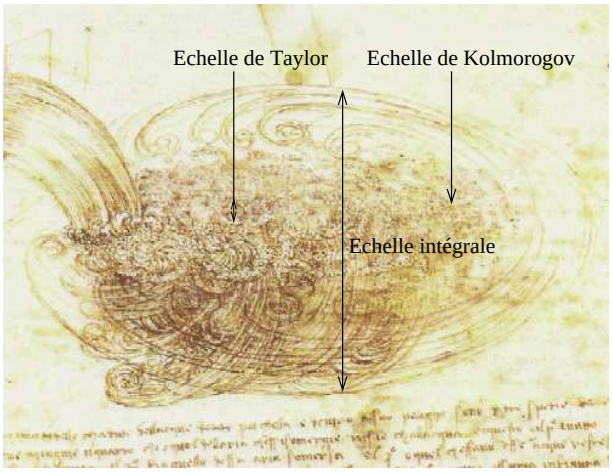


FIGURE 4.30 – Un tourbillon vu par Léonard de Vinci (1452 - 1519).

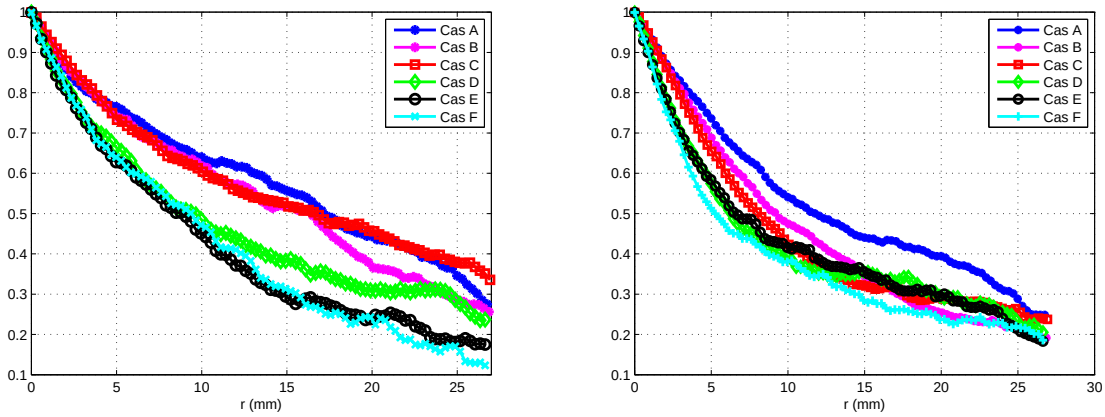
réacteur. $R_{uiui}(\vec{x})$ est définie telle que :

$$R_{uiui}(\vec{x},\vec{r}) = \frac{\langle \vec{u}(\vec{x}).\vec{u}(\vec{x}+\vec{r})\rangle}{\langle \vec{u}^2(\vec{x})\rangle^{1/2}.\langle \vec{u}^2(\vec{x}+\vec{r})\rangle^{1/2}}, \tag{4.27}$$

avec $\vec{r}$ un vecteur incrément. Par la suite, nous nous intéressons à l'auto-corrélation longitudinale notée $R_{uu}(\vec{x})$. La position $\vec{x}$ est remplacée par la composante longitudinale x et l'incrément $\vec{r}$ par la variation spatiale selon x notée r, avec $r \in [0\ \ (H-x)]$.
Une illustration de l'auto-corrélation calculée d'une part au milieu du réacteur et sur l'axe d'un jet et d'autre part au milieu de la couche de mélange est présentée sur les figures 4.31.

Deux comportements différents en fonction de la position dans le réacteur sont clairement identifiables. Lorsque l'auto–corrélation est calculée au milieu de la couche de mélange ($x/H = 0.5$ et $y/e = 0.5$, figure 4.31(a)) les courbes se regroupent en deux familles dépendant uniquement du taux de confinement. Les structures de l'écoulement sont plus longuement corrélées dans la configuration $D = 10$ mm, alors que pour le cas où elles sont calculées sur l'axe des jets (figure 4.31(b)), elles semblent indépendantes du taux de confinement, en relation avec le comportement de l'écoulement de type jet.

L'échelle intégrale L_t est définie comme étant l'aire sous la courbe $R_{uu}(x) = f(r)$, soit $L_t(x) = \int_0^\infty R_{uu}(x,r)\,dr$. Son estimation a été effectuée aux différents points caractéristiques de l'écoulement et est reportée sur le tableau 4.3. Par symétrie, la position $(x/H = 0.083\,;\, y/e = 1)$ est assimilable à $(x/H = 0.83\,;\, y/e = 0)$, soit la position se trouvant sur l'axe du jet descendant et en proche sortie du réacteur. L'auto–corrélation calculée en ce point est assimilée à celle calculée en proche sortie de réacteur $(x/H = 0.83\,;\, y/e = 0)$. Cette échelle caractéristique est relativement constante, quelle que soit la position dans



(a) Au milieu de la couche de mélange ($x/H = 0.5$ et $y/e = 0.5$).

(b) Au centre du réacteur et sur l'axe d'un jet ($x/H = 0.5$ et $y/e = 0$).

FIGURE 4.31 – Auto-corrélation longitudinale.

le réacteur. Elle correspond approximativement à l'ouverture des jets le long de l'axe et à l'épaisseur de la couche de mélange au milieu de cette dernière.

x/H ; y/e	Cas					
	A	B	C	D	E	F
0.083 ; 0	10.5	8.8	9.2	4.2	4.4	7.8
0.5 ; 0	14.2	12.2	12	11.3	11.3	10.3
0.5 ; 0.5	15.8	14.9	15.6	12.6	11.2	11.1
0.83 ; 0	14.8	15.2	16.1	10	11.7	9.9

TABLE 4.3 – Estimation de l'échelle intégrale en mm à partir de l'auto-corrélation.

Une seconde échelle caractéristique est l'échelle de Taylor, notée λ_T. Elle correspond à l'échelle statistique qui représente la jonction entre les zones inertielle et dissipative du spectre d'énergie cinétique de la turbulence. Cette échelle peut être estimée de différentes manières.

Tout d'abord, cette échelle peut être estimée à partir du calcul de l'auto-corrélation, équation 4.27. Le point d'intersection entre la parabole osculatrice de l'auto-corrélation et l'axe des abscisses représente la micro–échelle de Taylor. Cette parabole peut être déterminée en faisant un développement en série de Taylor de l'auto–corrélation au voisinage de $r = 0$:

$$R_{uu}(r) = R_{uu}(0) + \left.\frac{\partial R_{uu}}{\partial r}\right|_{r=0} r + \left.\frac{\partial^2 R_{uu}}{\partial r^2}\right|_{r=0} \frac{r^2}{2} + \mathcal{O}(2), \tag{4.28}$$

$$\text{avec : } R_{uu}(0) = 1 \text{ et : } \left.\frac{\partial R_{uu}}{\partial r}\right|_{r=0} = 0.$$

On peut donc en déduire l'équation analytique de la parabole osculatrice $\mathcal{P}ara(r)$ telle que :

$$\mathcal{P}ara(r) = 1 - \frac{r^2}{\lambda_T}. \tag{4.29}$$

La détermination de cette parabole requiert une très bonne résolution de l'auto–corrélation pour de très petits incréments. Or, le plus petit que nous mesurons est celui séparant deux mailles, soit 460 μm. Ainsi, cette limitation rend la détermination de la parabole osculatrice assez difficile et trop subjective. En effet, à partir de nos données expérimentales, on peut faire passer beaucoup de paraboles tangentes à l'auto–corrélation pour $r \to 0$. Par conséquent, la détermination de l'échelle de Taylor doit être effectuée suivant d'autres méthodes.

Par une analyse dimensionnelle, on peut montrer que la micro-échelle de Taylor est proportionnelle à une énergie cinétique et inversement proportionnelle à un taux de dissipation d'énergie. La définition la plus générale de cette échelle peut s'écrire comme suit :

$$\lambda_T = \sqrt{\frac{5\nu \langle q^2 \rangle}{\langle \epsilon \rangle}}, \tag{4.30}$$

$$\text{avec : } \langle \epsilon \rangle = \frac{\nu}{2} \left\langle \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)^2 \right\rangle, \tag{4.31}$$

$$\text{et : } \langle q^2 \rangle = \sum_i \langle u_i u_i \rangle, \tag{4.32}$$

$$\text{soit : } \lambda_T = \sqrt{\frac{10 \langle q^2 \rangle}{\left\langle \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)^2 \right\rangle}}. \tag{4.33}$$

L'équation 4.33 montre que, dans le cadre le plus général, l'échelle de Taylor est inversement proportionnelle à la moyenne du carré des gradients longitudinaux et transversaux de fluctuations de vitesse. Cette quantité est donc difficilement accessible, puisque toutes les échelles de la turbulence doivent être capturées et ceci pour toutes les composantes de vitesse. A l'heure actuelle, seule la DNS en est capable, avec toutefois une limitation

importante sur les dimensions des écoulements explorés. En pratique, si les hypothèses le permettent, on peut définir λ_T en utilisant l'expression de la dissipation d'énergie cinétique sous sa forme homogène ou isotrope. La définition de l'échelle de Taylor reste alors inchangée, mais les termes $\langle q^2 \rangle$ et $\langle \epsilon \rangle$ deviennent soit $3\langle u^2 \rangle$ et $\langle \epsilon \rangle_{iso}$ dans le cas d'une hypothèse d'isotropie, soit $\langle u^2 + 2v^2 \rangle$ et $\langle \epsilon \rangle_{hom}$ pour le cas homogène et axisymétrique, avec :

$$\langle \epsilon \rangle_{iso} = 15\nu \left\langle \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 \right\rangle, \tag{4.34}$$

$$\langle \epsilon \rangle_{hom} = 3\nu \left\langle \left(\frac{\partial u_i}{\partial x} \right)^2 \right\rangle. \tag{4.35}$$

L'échelle de Taylor est alors :

$$\lambda_{iso} = \sqrt{\frac{15\nu \langle u^2 \rangle}{\langle \epsilon \rangle_{iso}}}, \tag{4.36}$$

$$\lambda_{hom} = \sqrt{\frac{5\nu \langle u^2 + 2v^2 \rangle}{\langle \epsilon \rangle_{hom}}}. \tag{4.37}$$

L'estimation obtenue directement à partir du calcul des gradients de vitesse sur–estime les valeurs de ces échelles [7] puisque la limitation de notre système de mesure sous–estime les gradients de fluctuations de vitesse. Cette équation fait aussi intervenir les gradients des fluctuations de vitesse, tout comme pour la méthode utilisant la parabole osculatrice, cette méthode requiert une très bonne description des gradients et la résolution des plus petites échelles (ou hautes fréquences). Or, la limite de la résolution PIV ne permet pas un calcul fin de ces quantités.

Une troisième méthode, généralement appelée **méthode de la zone inertielle** permet l'estimation de l'échelle de Taylor à partir des quantités déterminées dans la zone inertielle du spectre d'énergie, zone qui est parfaitement décrite par les mesures de PIV. Cette méthode requiert le calcul des fonctions de structures d'ordre 2 définies par la relation $\left\langle (\delta u)^2 \right\rangle = \left\langle (u(x+r) - u(x))^2 \right\rangle$ et notées par la suite $S2_u$ ou d'ordre 3, $\left\langle (\delta u)^3 \right\rangle$, notées $S3_u$.

Dans le cadre de la théorie de Kolmogorov (K41, [65]), dans un écoulement homogène et isotrope (THI) si Re est suffisamment grand alors il est communément admis (Frisch [44]) que $S2_u(r) \approx C_k \langle \epsilon \rangle_{iso}^{2/3} r^{2/3}$ et $S3_u(r) \approx -\frac{4}{5} \langle \epsilon \rangle_{iso} r$, avec C_k la constante de Kolmogorov qui peut cependant dépendre de la macro-structure de l'écoulement. Cette constante fut pour la première fois déterminée par Monin et Yaglom [82] en 1975, qui l'estiment comprise

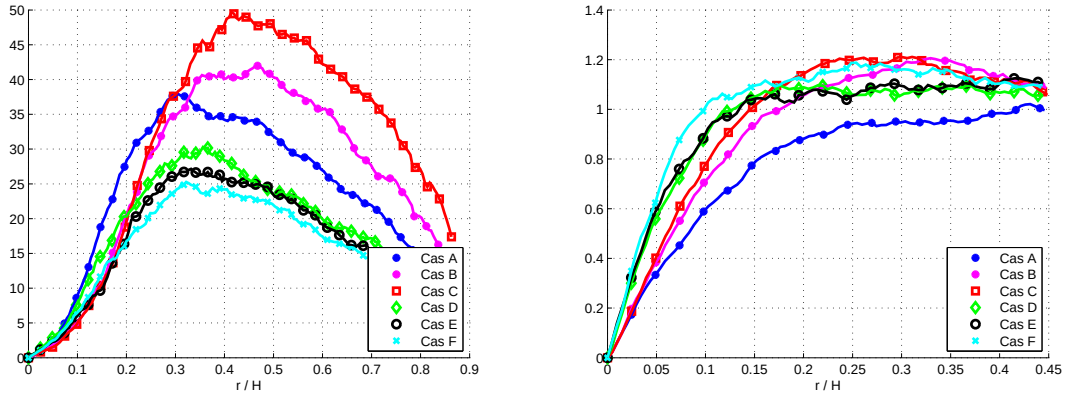
7. λ_{iso} et λ_{hom}.

entre 1.9 et 2. La valeur de 1.9 est utilisée par la suite. En utilisant la relation reliant les fonctions de structure d'ordre 2 et la dissipation d'énergie cinétique on peut écrire :

$$\langle \epsilon \rangle_{iso} = \left[\frac{\left\langle (\delta u)^2 \right\rangle}{C_k r^{2/3}} \right]^{3/2}, \tag{4.38}$$

$$\lambda_{iso} = \sqrt{15\nu \langle u^2 \rangle \left[\frac{C_k r^{2/3}}{\left\langle (\delta u)^2 \right\rangle} \right]^{3/2}}. \tag{4.39}$$

Grâce à cette méthode dite de la zone inertielle, et représentée par les équations 4.38 et 4.39, on montre qu'à partir des grandeurs bien mesurées [8] et dans le cadre d'une hypothèse d'isotropie, qui est cependant difficilement vérifiée, on peut avoir accès à l'échelle de Taylor mais aussi à la dissipation d'énergie cinétique turbulente moyenne. Les valeurs de cette dernière seront présentées plus loin.



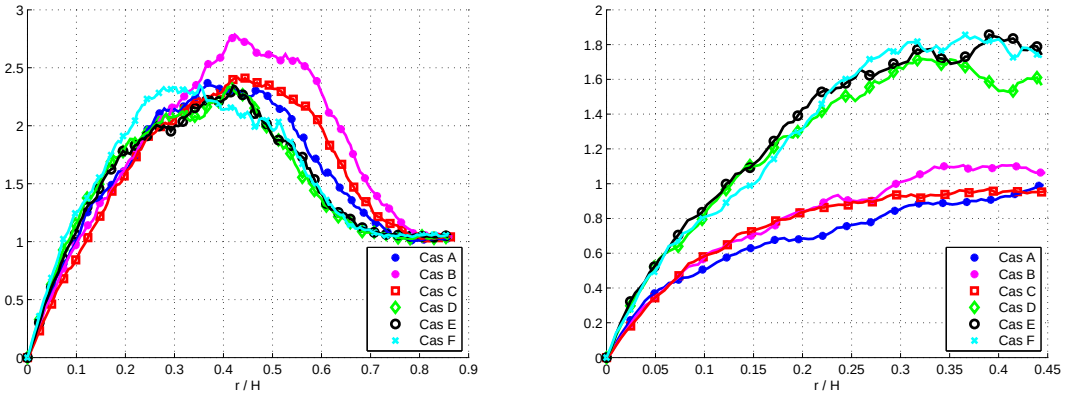
(a) En $x/H = 0.083$ et $y/e = 0$.

(b) En $x/H = 0.5$ et $y/e = 0$.

FIGURE 4.32 – Incréments de vitesse longitudinaux $\left\langle (\delta u)^2 \right\rangle / \langle u^2 (r = 0) \rangle$.

Les incréments de vitesse longitudinaux $\left\langle (\delta u)^2 \right\rangle / \langle u^2 (r = 0) \rangle$ sont représentés sur les figures 4.32 et 4.33, pour quatre positions représentatives de l'écoulement dans le réacteur. Alors que pour $r = 0$, toutes ces fonctions de structures sont proches de zéro (peu d'énergie associée aux petites échelles), lorsque r augmente on peut démontrer que $\frac{\left\langle (\delta u)^2 \right\rangle}{\langle u^2 (r=0) \rangle} = \frac{\left\langle u^2 \right\rangle (0) + \left\langle u^2 \right\rangle (r)}{\langle u^2 \rangle (0)} = 1 + \frac{\langle u^2 \rangle (r)}{\langle u^2 \rangle (0)}$. Ainsi, cette fonction de structure est toujours plus grande que un, et elle tend vers la valeur deux lorsque la zone est homogène (du point de vue de la fluctuation longitudinale.

8. Structures dont l'échelle est représentée dans la zone inertielle du spectre d'énergie cinétique.



(a) En $x/H = 0.83$ et $y/e = 0$.

(b) En $x/H = 0.5$ et $y/e = 0.5$.

FIGURE 4.33 – Incréments de vitesse longitudinaux $\left\langle (\delta u)^2 \right\rangle / \left\langle u^2 \left(r = 0 \right) \right\rangle$.

En $x/H = 0.083$ et $y/e = 0$, les maxima des incréments de vitesse longitudinaux vont jusqu'à 25, ou 50, ce qui est représentatif de l'augmentation de l'énergie $\langle u^2 \rangle$ vers le centre du réacteur ($r/H = 0.5$). Cette fonction décroît par la suite, lorsque l'énergie $\langle u^2 \rangle$ diminue vers la sortie du réacteur.

En $x/H = 0.5$ et $y/e = 0$, les maxima des incréments longitudinaux tendent vers un, car $\langle u^2 \rangle \to 0$ lorsque $r \to H/2$ (vers la sortie du réacteur).

En $x/H = 0.83$ et $y/e = 0$, les courbes augmentent jusqu'à $r/H \approx 0.5$ (lorsque une bonne homogénéité locale est atteinte, correspondant à la valeur 2 des courbes) et diminuent ensuite vers l'approche du cône potentiel du jet voisin.

Enfin, en $x/H = 0.5$ et $y/e = 0.5$, (au milieu de la couche de mélange), deux comportements distincts sont relevés :

a) pour un taux de confinement important (familles FI et FII), les courbes tendent vers un lorsque $r/H \to 0.5$, car vers la sortie du réacteur les fonctions de structures sont absentes ($\langle u^2 \rangle \to 0$).

b) pour le petit taux de confinement (famille FIII), les courbes se regroupent complètement et approchent la valeur de deux, correspondant à une bonne homogénéité de l'écoulement selon la direction longitudinale (déjà discutée auparavant).

En utilisant la relation 4.39, on trace la courbe $\lambda_{iso} = f(r)$ sur la figure 4.34. Une zone constante apparaît dans la zone inertielle (dont la largeur augmente avec le nombre de Reynolds) et dont l'amplitude correspond à l'échelle de Taylor sous sa forme isotrope. L'estimation de cette échelle via cette méthode est reportée pour chaque cas étudié sur la tableau 4.4. On peut noter que cette échelle décroît avec l'augmentation du nombre de Reynolds. Il est tout de même important de garder à l'esprit que cette échelle a été estimée en faisant une hypothèse d'isotropie.

Dans un cadre étendu de la théorie de Kolmogorov on peut écrire :

$$\begin{aligned} \left\langle (\delta q)^2 \right\rangle &\approx C_{k2} \left\langle \epsilon \right\rangle_{hom}^{2/3} r^{2/3}, && (4.40) \\ \text{mais aussi : } \left\langle \delta u \, (\delta q)^2 \right\rangle &\approx \frac{4}{3} \left\langle \epsilon \right\rangle_{hom} r, \text{(Antonia } \textit{et al.} \text{ [3])} && (4.41) \\ \text{avec : } \left\langle \delta u \, (\delta q)^2 \right\rangle &= \left\langle (\delta u)^2 + 2 \, (\delta v)^2 \right\rangle \\ &= \left\langle [u \, (x+r) - u \, (x)]^2 + 2 \, [v \, (x+r) - v \, (x)]^2 \right\rangle . \end{aligned}$$

On peut donc déterminer l'échelle de Taylor sous sa forme homogène en remplaçant, $\left\langle \epsilon \right\rangle_{hom}$ dans l'équation 4.37 par $\left[\frac{C_{k2} r^{2/3}}{\left\langle (\delta q)^2 \right\rangle} \right]^{3/2}$. Cependant, la détermination de cette échelle est rendue difficile par la présence de la constante C_{k2}. En effet, la valeur de cette constante reste aujourd'hui encore sujette à de nombreuses discussions. Nous n'irons donc pas plus loin dans cette direction.

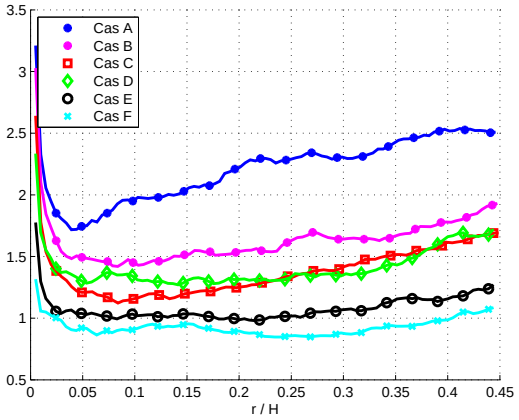


FIGURE 4.34 – Estimation de λ (en mm) avec la méthode dite "Zone Inertielle" : $f \, (r/H) = \left[\frac{\nu \langle u_i u_i \rangle}{2 \left[\frac{\langle (\delta u)^2 \rangle}{C_k r^{2/3}} \right]^{3/2}} \right]^{1/2}$ en $x/H = 0.5$ et $y/e = 0.5$.

Une quatrième méthode utilise toujours la zone inertielle, mais cette fois le lien avec la dissipation se fait par l'intermédiaire des fonctions de structures d'ordre 3. Par une démarche similaire à celle présentée précédemment, on peut écrire :

$$\left\langle (\delta u)^3 \right\rangle = \frac{4}{5} \left\langle \epsilon \right\rangle r - 6\nu \frac{\partial}{\partial r} \left\langle (\delta u)^3 \right\rangle . \quad (4.42)$$

x/H ; y/e	Cas					
	A	B	C	D	E	F
0.083 ; 0	0.27	0.23	0.19	0.21	0.17	0.16
0.5 ; 0	1.4	1	0.78	0.72	0.56	0.43
0.5 ; 0.5	1.13	0.9	0.73	0.73	0.6	0.5
0.83 ; 0	2.4	1.5	0.98	0.94	0.6	0.44

TABLE 4.4 – Estimation de l'échelle de Taylor en mm à partir de la méthode "Zone Inertielle moment d'ordre 2" et pour une hypothèse d'isotropie de l'écoulement.

Cependant, d'après Antonia & Burattini [2], dans la zone inertielle les termes visqueux peuvent être négligés, et l'équation 4.42 se réduit à :

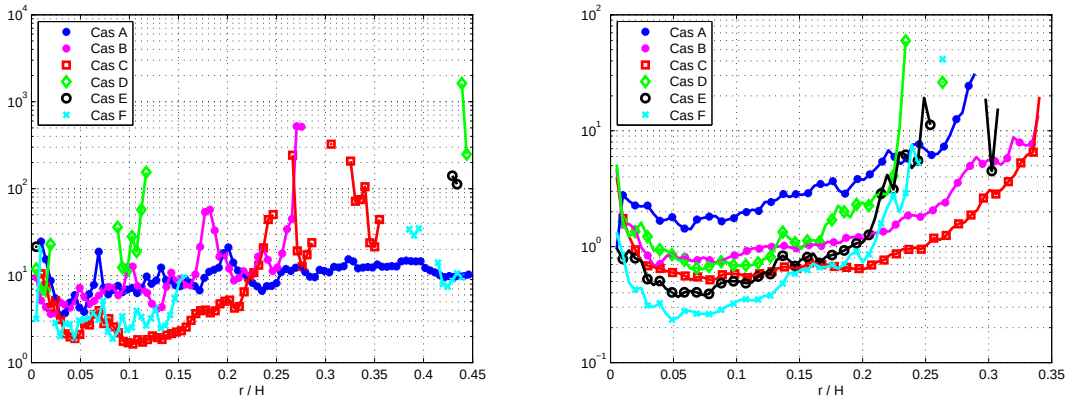
$$\left\langle (\delta u)^3 \right\rangle \approx \frac{4}{5} \langle \epsilon \rangle_{iso} r, \tag{4.43}$$

$$\text{d'où : } \lambda_{iso} = \sqrt{15\nu \langle u^2 \rangle \frac{5r}{4\left\langle (\delta u)^3 \right\rangle}}. \tag{4.44}$$

En utilisant la relation 4.44, de la même façon on trace la courbe $\lambda_{iso} = f(r)$ sur la figure 4.35(a). Le niveau de la zone constante correspond à l'échelle de Taylor sous sa forme isotrope. Cependant, il est à noter que les moments d'ordre 3 sont représentatifs des événements rares et que pour une bonne convergence des statistiques, l'échantillon doit être composé d'un nombre très important de points de mesure. Or, la quantité de données expérimentales étant déjà très importante pour une condition donnée, nous nous sommes limités à 1500 champs instantanés. Ce nombre de points se révèle être quelque peu limité pour le calcul de statistique telle que $S3u$ par exemple, ce qui se voit très nettement sur la courbe 4.35(a) qui présente beaucoup de fluctuations. Cependant, il est tout de même remarquable que lorsque le calcul est effectué dans une zone où il existe peu de fluctuations rares de vitesse, cône potentiel des jets, la convergence est réalisée de manière satisfaisante (figure 4.35(b)).

L'estimation de l'échelle de Taylor grâce à cette dernière méthode est reportée sur le tableau 4.5 pour toutes les conditions expérimentales étudiées.

En comparant les résultats obtenus par cette méthode d'une part et par la méthode "zone inertielle d'ordre 2" d'autre part, les valeurs de l'échelle de Taylor sont relativement comparables dans les zones où les fluctuations de vitesses sont peu dispersées (du cône potentiel jusqu'au milieu du réacteur le long de l'axe d'un jet). Dans la suite nous utiliserons les valeurs données par la méthode "zone inertielle d'ordre 2" car cette méthode est



(a) en $x/H = 0.5$ et $y/e = 0.5$.

(b) en $x/H = 0.83$ et $y/e = 0$.

FIGURE 4.35 – Estimation de λ (en mm) avec la méthode dite "Zone Inertielle" : $f\left(r/H\right) = \lambda_{iso}^2 = 15\nu \left\langle u^2 \right\rangle \frac{5r}{4\left\langle (\delta u)^3 \right\rangle}$.

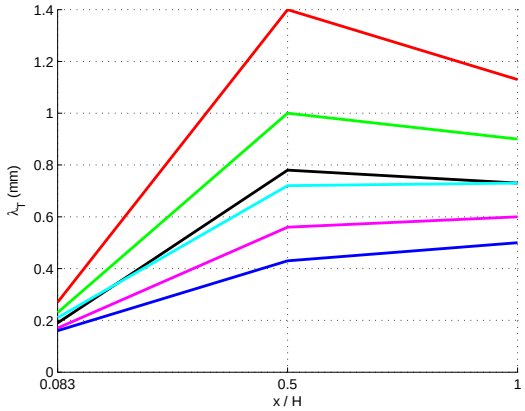
plus robuste quant aux variations de la constante C_k. D'autre part, il est intéressant de remarquer que les valeurs de cette échelle sont presque toutes inférieures à 1.4 mm, qui est la limite de résolution spatiale de notre dispositif. En calculant cette échelle via les deux premières méthodes, les valeurs correspondraient à l'échelle de coupure, d'où l'intérêt de la méthode "zone inertielle", qui permet la détermination de quantités dont la taille est plus petite que la résolution du système. Notons, finalement, que l'échelle de Taylor est globalement du même ordre de grandeur au milieu de la couche de mélange qu'au centre du réacteur et sur l'axe d'un jet.

Pour plus de clarté, l'évolution de cette échelle caractéristique le long de l'axe d'un jet est présentée sur la figure 4.36(a). Ces valeurs montrent que, pour une condition hydrodynamique donnée, l'échelle de Taylor croît avec le taux de confinement, et ceci quelle que soit la position dans le réacteur. De plus, à taux de confinement constant, elle décroît avec l'augmentation du nombre de Reynolds et ceci pour les deux conditions de confinement (figure 4.36(a)).

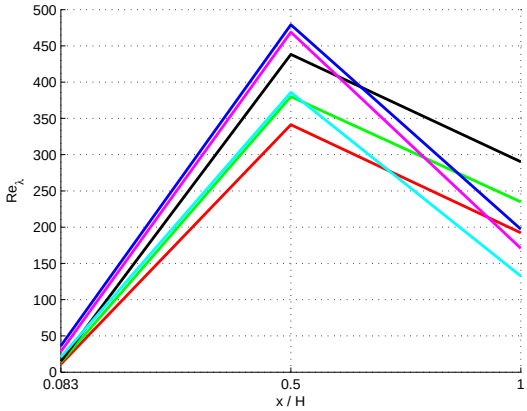
Ayant une estimation de cette échelle caractéristique nous pouvons envisager le calcul du nombre de Reynolds turbulent, noté R_λ, qui est défini tel que :

$$R_\lambda = \frac{\left\langle u'^2 \right\rangle^{1/2} \lambda_T}{\nu}. \tag{4.45}$$

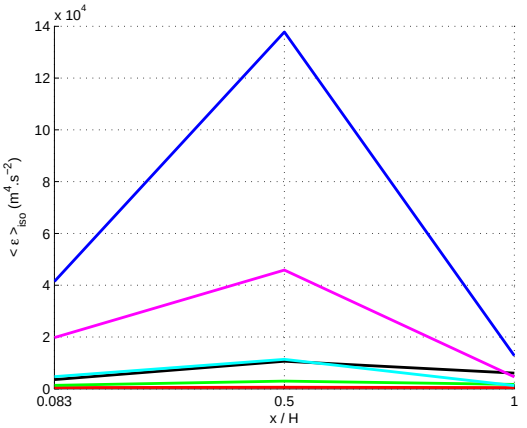
La figure 4.36(b) présente l'évolution longitudinale de ce nombre sur l'axe d'un jet et pour toutes les configurations.



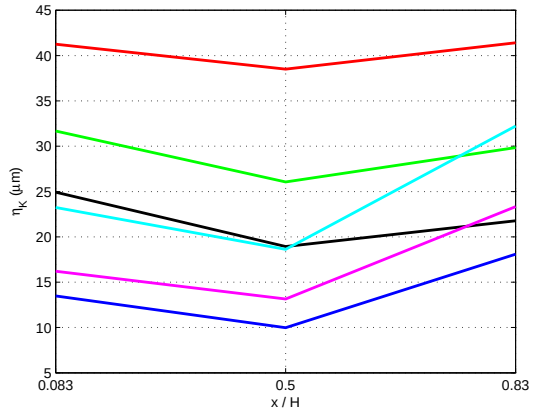
(a) Estimation de l'échelle de Taylor sur l'axe d'un jet en fonction de la position longitudinale.



(b) Estimation du nombre de Reynolds turbulent sur l'axe d'un jet en fonction de la position longitudinale.



(c) Estimation de la dissipation d'énergie cinétique turbulente moyenne.



(d) Estimation de l'échelle de Kolmogorov sur l'axe d'un jet en fonction de la position longitudinale.

FIGURE 4.36 – Évolutions longitudinales des différentes échelle de l'écoulement. Rouge : cas A ; vert : cas B ; noir : cas C ; cyan : cas D ; magenta : cas E ; bleu : cas F.

x/H ; y/e	Cas					
	A	B	C	D	E	F
0.083 ; 0	0.17	0.16	0.12	0.12	0.11	0.1
0.5 ; 0	1.79	1.23	1.04	0.8	0.71	0.47
0.5 ; 0.5	2.79	2.54	1.36	X	X	1.47
0.83 ; 0	1.34	0.87	0.75	0.84	0.62	0.51

TABLE 4.5 – Estimation de l'échelle de Taylor en mm à partir de la méthode "Zone Inertielle moments d'ordre 3" et pour une hypothèse d'isotropie de l'écoulement.

Du milieu à la sortie du réacteur, ce nombre de Reynolds turbulent est de l'ordre de ~ 200 à 450 sur l'axe des jets. A taux de confinement constant, il croît avec l'augmentation du nombre de Reynolds. Cependant, en proche sortie de jet ($x/H < 0.5$) et pour une condition sur le nombre de Reynolds donnée, il semble globalement indépendant du taux de confinement (comparaison des courbes en vert et cyan, ou noir et magenta). Notons, de plus, que contrairement à la région le long de l'axe et délimitée par la position $x/H = 0.5$, en proche sortie de réacteur et pour une condition hydrodynamique donnée, il augmente avec le taux de confinement.

Au milieu de la couche de mélange ce nombre de Reynolds turbulent est légèrement plus faible, mais reste tout de même de cet ordre de grandeur (tableau 4.6). De plus, on peut noter que tout comme en sortie de réacteur, au milieu de la couche de mélange il augmente avec le taux de confinement. Que ce soit en proche sortie de réacteur ou au milieu de la couche de mélange, pour une condition de vitesse débitante donnée, le comportement de ce nombre de Reynolds turbulent est en lien avec l'augmentation des fluctuations turbulentes et donc de la turbulence à proprement dit.

x/H ; y/e	Cas					
	A	B	C	D	E	F
0.5 ; 0.5	192	234	290	132	170	197

TABLE 4.6 – Estimation du nombre de Reynolds turbulent R_λ, au milieu de la couche de mélange.

Comme nous l'avons évoqué, le taux de dissipation moyenne de l'énergie turbulente est relié à l'échelle de Taylor via l'équation 4.36. A présent nous allons donc tenter une estimation de cette quantité qui permettra de calculer l'échelle de Kolmogorov dans notre

écoulement. La dissipation d'énergie cinétique moyenne, dans le cadre d'une hypothèse d'isotropie peut s'écrire telle que :

$$\langle \epsilon \rangle_{iso} = \frac{15\nu \langle u'^2 \rangle}{\lambda_{iso}^2} \tag{4.46}$$

Les valeurs de cette quantité sont reportées, sur l'axe d'un jet, sur la figure 4.36(c).

Dans la première moitié du réacteur ($x/H < 0.5$) et sur l'axe des jets, la dissipation croît avec la position longitudinale, ceci est en lien avec le développement du jet et de ses fluctuations de vitesse qui viennent le contaminer progressivement jusqu'à son axe de propagation. Dans la seconde moitié du réacteur, elle décroît comme la variance des fluctuations de vitesse. Notons de plus que la dissipation augmente avec le nombre de Reynolds, ce qui s'explique avec l'augmentation des fluctuations turbulentes.

Comme on pouvait déjà le remarquer sur le champ bi-dimensionnel de la dissipation d'énergie, obtenue à partir du bilan d'énergie (figure 4.28), au milieu de la couche de mélange, elle est légèrement plus faible que sur l'axe des jets. En $x/H = 0.5$, la **variation** du taux de dissipation entre sa valeur sur l'axe du jet et au milieu de la couche de mélange est d'autant plus importante que le confinement est faible, en relation avec le fait que les jets ne se "voient" pas (ou presque pas) pour la configuration $D = 6$ mm. Malgré un taux de dissipation globalement plus faible pour la configuration $D = 10$ mm, il reste globalement plus constant pour cette géométrie d'écoulement. La question posée précédemment, concernant la compétition entre la répartition de la dissipation et son intensité sur l'efficacité du mélange est aussi ici la question principale.

Pour la configuration $D = 6$ mm, l'efficacité du mélange semble réduite vis à vis de la configuration $D = 10$ mm, mais ceci est à confirmer lors de l'étude du scalaire. En effet, si au milieu de la couche de mélange la concentration des espèces est de l'ordre de 0.5, alors cette réduction de la dissipation peut laisser penser que le mélange est en fait déjà réalisé, par conséquent la dissipation est nulle ou quasi nulle. Les espèces sont alors uniquement transportées vers la sortie du réacteur.

On peut finalement remarquer que le taux de dissipation semble, au milieu de la couche de mélange (tableau 4.7), indépendant du taux de confinement.

x/H ; y/e	Cas					
	A	B	C	D	E	F
0.5 ; 0.5	0.46	1.72	6.08	1.227	4.61	0.12.77

TABLE 4.7 – Estimation de la dissipation d'énergie cinétique turbulente moyenne sous sa forme isotrope ($m^2.s^{-3} \times 1.10^3$).

Après avoir déterminé ce taux moyen de dissipation d'énergie cinétique turbulente, nous pouvons estimer l'échelle de Kolmogorov grâce à la relation 4.47, qui relie cette échelle au taux de dissipation :

$$\eta_K = \left(\frac{\nu^3}{\epsilon}\right)^{1/4}. \tag{4.47}$$

Ici le taux de dissipation ϵ utilisé, est le taux moyen de dissipation déterminé dans le cadre d'une hypothèse d'isotropie, soit $\langle\epsilon\rangle_{iso}$.

x/H ; y/e	Cas					
	A	B	C	D	E	F
0.5 ; 0.5	41	30	21.8	32.2	23.3	18

TABLE 4.8 – Estimation de l'échelle de Kolmogorov η_K en μm, au milieu de la couche de mélange.

L'estimation de cette échelle sur l'axe d'un jet est reportée sur la figure 4.36(d) et au milieu de la couche de mélange sur le tableau 4.8. Ces valeurs sont de l'ordre de 10 à 42 μm et croissent avec la diminution de nombre de Reynolds, ce qui est analogue à une réduction de la gamme d'échelles intervenants dans les écoulement turbulent lorsque le nombre de Reynolds turbulent R_λ diminue. Notons de plus que l'échelle de Kolmogorov croît avec le taux de confinement.

4.5 Conclusions

Les mesures de vitesse ont été réalisées dans une configuration de jets cisaillés par quatre jets placés à contre courant, et dans une enceinte fermée. Cet écoulement a pu être décomposé en un puzzle d'écoulements académiques : coeurs potentiels de jets ronds, champs proches des jets et couches de mélange. Toutefois, le confinement à la fois par les hublots du réacteur (confinement solide) et par les jets (confinement fluide) confère à cette écoulement quelques propriétés particulières. Deux comportements différents en fonction du taux de confinement sont clairement identifiables. Ainsi, nous avons regroupé les différentes conditions expérimentales explorées en trois familles d'écoulements :

- une première, pour un taux de confinement important mais dans une configuration faiblement turbulente (notée FI) ;
- une seconde pour laquelle le taux de confinement est identique à celui de la famille FI et pour deux conditions hydrodynamiques de turbulence pleinement développée et

– une troisième pour laquelle deux conditions sur le nombre de Reynolds sont identiques à celles de la famille FII et une troisième encore plus turbulente ($Re = 23150$), mais dont le confinement latéral est moins important.

Les champs de vitesse moyenne montrent clairement que la distance de développement des jets est relativement faible, 6 et 10 diamètres pour les jets de diamètre 10 et 6 mm, respectivement. De plus, ces champs révèlent que, d'une part, il existe une aspiration des jets pour la configuration la plus confinée, les déviant de leur axe initial et d'autre part que l'influence du confinement est beaucoup moins importante pour la seconde géométrie ($D =$ 6 mm). Pour ce dernier cas, les jets ont alors un comportement globalement comparable à celui d'un jet libre axisymétrique avec cependant une accélération de la tendance à l'auto–similitude.

Le confinement latéral ralentit l'expansion des jets vis à vis d'un écoulement de jet libre, et l'influence du contre courant est d'autant plus importante que l'on s'éloigne de l'injection du fluide dans le réacteur.

Pour une famille d'écoulement donnée, différentes régions peuvent être clairement identifiées.

– Une première en proche sortie de jet où l'influence des conditions initiales de frottement aux parois des tubes jouent un rôle important sur le comportement dynamique du jet.
– Une seconde, pour laquelle le jet se développe pour tendre vers un comportement auto–similaire. Dans cette région, l'accélération de l'auto–similitude est expliquée par l'accélération des échanges entre les fluctuations longitudinales et transversales en lien avec le confinement fluide des jets.
– Au milieu de la couche de mélange des jets, (région délimitée par les positions radiales $y_{1/2\ \text{Jet Ascendant}}$ et $y_{1/2\ \text{Jet Descendant}}$), les profils de vitesse moyenne montrent que le régime d'auto–similitude n'est jamais atteint.

Le calcul des contraintes propres de l'écoulement confirme la déviation des jets pour la configuration la plus confinée, par l'orientation d'un vecteur propre faisant un angle $\approx 30°$ avec la direction moyenne de l'écoulement. Cette déviation est d'autant plus importante que le nombre de Reynolds est grand. Nous mettons, de plus, en lumière un battement basse fréquence des jets pour cette même famille d'écoulement. Ce battement est confirmé par le calcul des diverses quantités, telles que les fonctions de densités de probabilités des fluctuations de vitesse, et leurs moments d'ordre 3 et 4. Ainsi, le taux de turbulence est artificiellement amplifié par ce battement basse fréquence qui créé une fluctuation de vitesse rare mais importante, d'où les valeurs proche de 100% le long de l'axe des jets.

L'étude des variances des fluctuations de vitesse axiale et radiale, montre que, dans notre écoulement, l'isotropie n'est jamais vérifiée. De plus, les échanges entre les fluctuations longitudinales et transversales sont plus importants pour la configuration $D = 6$ mm mais se localisent sur une région moins étendue que pour la géométrie $D = 10$ mm.

Le bilan de quantité de mouvement suggère que les effets de la pression sont relativement faibles devant le transport ou la diffusion turbulente. Cependant, nous avons noté une légère augmentation de ce terme en champs proches des jets, qui permet d'expliquer la création de fluctuations transverses via la redistribution, par le terme de pression, de la quantité de mouvement longitudinale vers la composante radiale.

L'estimation des différents termes du bilan d'énergie cinétique permet la localisation des fortes fluctuations qui optimisent le mélange grâce aux processus de diffusion turbulente. Ce bilan révèle que dans les couches de mélange internes des jets, la production d'énergie est la plus importante et qu'au milieu de la couche de mélange séparant un jet ascendant d'un jet descendant, la dissipation est très petite pour la géométrie la moins confinée. L'influence des conditions initiales de frottement des tubes est ici clairement responsable de la production importante d'énergie cinétique dans les couches de mélange internes des jets. De plus, contrairement à la géométrie $D = 6$ mm pour la configuration $D = 10$ mm, le terme de diffusion turbulente est globalement du même ordre de grandeur au milieu de la couche de mélange séparant les jets ascendant des jets descendant qu'à la fin des cônes potentiels. Ceci indique que les processus de mélange turbulents sont favorisés pour cette dernière configuration. Cependant, l'intensité globale du terme de diffusion turbulente est plus grande pour la configuration $D = 6$ mm, mais celle ci tend rapidement vers zéro lorsque l'on s'écarte des couches de mélange des jets. La diffusion turbulente est alors de l'ordre de zéro dans la couche de mélange séparant le jet ascendant du jet descendant.

Enfin, différentes échelles caractéristiques ont été estimées suivant différentes méthodes, dont la plus robuste, vis à vis de notre dispositif de mesure (la PIV), est l'utilisation des incréments. Cette méthode fait intervenir des quantités mesurées dans la zone inertielle du spectre d'énergie cinétique qui sont correctement mesurées par PIV.

L'échelle intégrale, est globalement constante en fonction de la position dans le réacteur, elle correspond approximativement à l'ouverture des jets le long de leur axe et à l'épaisseur de la couche de mélange au milieu de cette dernière.

L'échelle de Taylor est estimée à partir des incréments de vitesse et dans le cadre d'une hypothèse d'isotropie. D'une part, pour une condition hydrodynamique donnée, cette échelle croît avec le taux de confinement, et d'autre part à taux de confinement constant, elle décroît avec l'augmentation du nombre de Reynolds. Ayant estimé cette échelle, nous avons déterminé le nombre de Reynolds turbulent R_λ qui est de l'ordre de 200 à 440 sur l'axe d'un jet suivant la configuration géométrique envisagée. Au milieu de la couche de mélange ce nombre est légèrement plus faible et tout comme en sortie de réacteur, pour une condition sur le nombre de Reynolds donnée, il augmente avec le taux de confinement. *A contrario* dans la région entourant l'axe du jet et dans la première moitié du réacteur, ($x/H \in [0, 0.5]$), le comportement du nombre de Reynolds turbulent évolue peu avec le taux de confinement.

L'échelle de Kolmogorov estimée à partir de la relation $\left(\frac{\nu^3}{\epsilon}\right)^{1/4}$, est de l'ordre de 10 à 42 μm sur l'axe des jets et croît avec la diminution du nombre de Reynolds.

D'autre part, la dissipation sous sa forme isotrope est déterminée d'une part à partir de la relation qui la relie à l'échelle de Taylor et d'autre part grâce au bilan d'énergie cinétique. On montre que dans la première moitié du réacteur ($x/H < 0.5$) et sur l'axe d'un jet, elle croît avec la position, en relation avec la progression des couches de mélange internes des jets vers l'axe des jets en fonction de la position longitudinale. Nous avons observé, d'après le bilan d'énergie, que le niveau global de la dissipation est plus important pour la configuration la moins confinée, mais pour la géométrie $D = 10$ mm, sa répartition est globalement plus constante.

La question qui reste en suspense pour conclure sur la configuration qui mélangerait le mieux deux espèces est :

En vue d'un optimisation du mélange, est-il préférable d'avoir une intensité importante de la dissipation d'énergie cinétique turbulente mais sur une région peu étendue ou inversement ?

Chapitre 5

Mélange d'un scalaire passif à toutes les échelles, jusqu'à l'échelle du pixel

Le champ de concentration d'une substance passive transportée par un écoulement turbulent présente une évolution généralement complexe et chaotique et ceci sur une grande gamme d'échelles de temps et de longueurs. Lorsque le mélange est caractérisé par un nombre de Schmidt de l'ordre de l'unité, le comportement du scalaire est fortement corrélé avec la dynamique de la phase porteuse [106].

Dans diverses situations, le champ scalaire produit un effet sur le champ dynamique comme par exemple l'augmentation de température d'un fluide chauffé qui change les propriétés intrinsèques de l'écoulement et par conséquent, modifie les forces de flottaison et donc la vitesse. Pourtant, et dans une première approche, les propriétés statistiques du champ de concentration peuvent être découplées du champ dynamique lorsque les effets rétro-actifs du scalaire sur la vitesse sont négligeables. Nous nous concentrons ici sur l'étude du champ de concentration de ce type de substance, que nous appelons scalaire passif.

Comme nous l'avons évoqué au début du chapitre décrivant le champ dynamique de notre écoulement, les processus de brassage turbulent du scalaire par le champ turbulent accélèrent fortement le mélange vis à vis de la diffusion moléculaire seule. Cependant et au prix d'un mélange rapide, la fréquence d'apparition des fluctuations de concentration, en un point de l'espace, augmente fortement avec le nombre de Reynolds et peut être quantifiée à l'aide des fonctions de densités de probabilité.

L'objectif de cette partie est de caractériser le champ de concentration dans le réacteur. Avant tout, il semble bon de définir la notion de "mélange". Sa définition [1] courante est une "*Association de plusieurs corps sans réaction chimique. Opération consistant à augmenter*

1. Larousse.

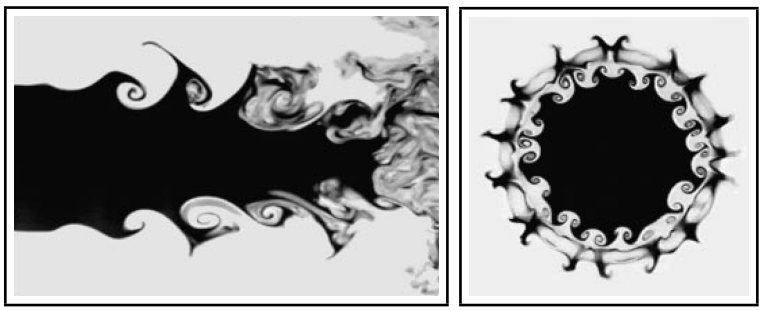
le degré d'homogénéité d'un ensemble de corps."

En se référant à cette définition, on cherche à caractériser l'association de deux espèces différentes, dans laquelle il n'y a aucune réaction chimique. L'objectif principal est de comprendre les mécanismes qui contrôlent le mélange dans nos conditions expérimentales. Et en particulier, **nous étudions l'effet du nombre de Reynolds et du confinement latéral sur la qualité du mélange.** Cette caractérisation passe par le calcul de diverses statistiques convergées. Pour cela, 1500 champs scalaires instantanés sont utilisés pour les calculs et pour chaque condition étudiée.

Ce chapitre est dédié uniquement au mélange de scalaire passif, aux échelles allant entre la taille de la fenêtre d'observation et celle du pixel (en anglais, cela s'appelle le "coarse-grained mixing"). En conséquence, uniquement les mesures de PIV et de PLIF sur acétone sont utilisées ici. La fraction de mélange sera appelée ξ, avec $\xi = 1$ dans les jets où le traceur (l'acétone) est injecté, et $\xi = 0$ dans les jets où il n'y a pas du tout de traceur d'acétone. Nous caractérisons le mélange en utilisant différents critères, grossiers ou fins : valeur moyenne de la fraction de mélange, variance, dissipation du scalaire, flux turbulent etc. Une attention particulière sera accordée à la description et modélisation des fonctions de densité de probabilité de scalaire, $pdf(\xi)$.

5.1 Le champ instantané

Pour que le mélange de deux fluides dans un écoulement puisse se faire efficacement, différents phénomènes doivent nécessairement être présents. Tout d'abord, un brassage à grande échelle permettant le rapprochement des parcelles fluides de concentration différentes, puis lorsque celles-ci sont suffisamment proches, la diffusion moléculaire et/ou turbulente, qui agit aux plus petites échelles, prend le relai et permet le mélange intime des deux espèces. Le brassage à grande échelle, premier processus dictant la qualité du mélange, est réalisé par les grosses structures créées par la déstabilisation de l'écoulement. Cette déstabilisation provient des instabilités de type Kelvin-Helmoltz, dont l'axe de rotation est perpendiculaire à la direction de l'écoulement (figure 5.1(a)) mais aussi des instabilités radiales dont un exemple est présenté sur la figure 5.1(b). Ces instabilités permettent le rapprochement des parcelles fluides de concentration différente par entrainement du fluide ambiant à l'intérieur des vortex. La qualité du mélange d'un scalaire est donc conditionnée par la dynamique de l'écoulement. En effet, plus le brassage à grande échelle sera efficace, dans le sens où l'on désire rapprocher le plus rapidement possible deux parcelles fluide de concentration différentes, plus le mélange le sera aussi. De plus, plus le nombre de Reynolds est élevé plus le brassage peut se faire sur une gamme d'échelles étendue et plus vite les effets de diffusion moléculaire peuvent prendre le relai pour lisser les gradients de concentration. Ce lissage est d'autant plus efficace que la diffusion et surtout les gradients de concentration sont importants.

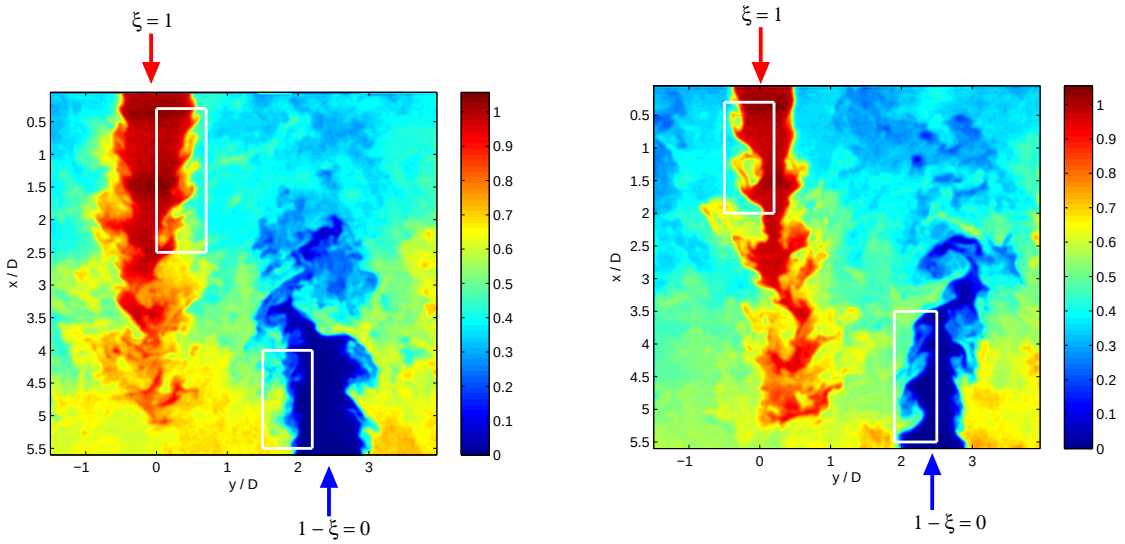


(a) (b)

FIGURE 5.1 – Déstabilisation d'un jet (Villermaux et Rehab [123]).

Les écoulements rencontrés dans la nature sont la plupart du temps turbulents, les effets de diffusion des gradients de concentration sont donc très souvent dominés par la diffusion turbulente, ce qui est aussi le cas dans notre configuration expérimentale. Dans les équations de transport, les termes de diffusion moléculaire sont donc négligés par la suite.

Les images présentées sur la figure 5.2 sont issues de la condition caractérisée par le nombre de Reynolds le plus faible. Sur la périphérie des jets (cadre blanc), des structures



(a) (b)

FIGURE 5.2 – Champs instantanés de fraction de mélange.

tourbillonnaires cohérentes sont visibles et correspondent à l'amplification des instabilités de type Kelvin-Helmoltz. Ces structures enroulent le fluide environnant à l'intérieur du vortex pour qu'ensuite celui-ci soit mélangé au fluide que compose le jet descendant. Notons que les poches de fluide entraînées dans les vortex sont de concentration variables selon la position dans le réacteur. Due à la configuration d'écoulement de jets à contre courant, le jet (gauche) entrant dans le réacteur (en champ proche), vient se mélanger à un jet ayant parcouru presque la totalité du réacteur. Ce fluide a donc eu un certain temps pour se mélanger au fur et à mesure de sa traversée. Sa composition est alors globalement la fraction de mélange moyenne $\langle\xi\rangle$. Concernant la région proche de l'entrée du fluide du jet ascendant, le comportement du mélange est identique à celui du jet descendant, mais cette fois le fluide entraîné dans les tourbillons est de l'acétone de fraction de mélange $\langle\xi\rangle$.

A ce stade, on peut donc se poser la question suivante : pour une vitesse débitante de chaque fluide équivalent, notée U_1 et U_2, une configuration d'écoulement à contre-courant favorise-t-elle l'efficacité du mélange vis à vis d'une géométrie à co-courant ?

Contrairement à une configuration de jet à co-courant, où deux fluides purs (ξ_A et ξ_B) se mélangeraient, notre écoulement mélange un fluide pur à un fluide déjà mélangé. Le maximum de la variance des fluctuations de concentration est :

– Pour une configuration où les deux fluides à mélanger sont purs :
$\xi_A = 1$ et $\xi_B = 0$, alors $\langle\xi\rangle = 0.5$,
et la variance maximale du scalaire, $\langle\xi'^2\rangle_{\max} = \left\langle(\xi - \langle\xi\rangle)^2\right\rangle = (0 - 0.5)^2 = 0.25$.

– Pour une configuration où un des deux fluides à mélanger est déjà un fluide mélangé :
$\xi_A = 1$ et $\xi_B = 0.5$, alors $\langle\xi\rangle = 0.75$,
et la variance maximale du scalaire, $\langle\xi'^2\rangle_{\max} = \left\langle(\xi - \langle\xi\rangle)^2\right\rangle = (0.5 - 0.25)^2 = 0.0625$.

Le mélange de deux fluides dont l'un est pur et l'autre est déjà partiellement mélangé serait, *a priori*, d'efficacité supérieure au mélange où les deux fluides sont purs. Ceci revient à dire que la configuration à contre-courant conduit *a priori* à un mélange plus rapide, de meilleure qualité. De plus, pour une vitesse débitante équivalente, le cisaillement des jets dans notre configuration est nettement amplifié. En effet, si le cisaillement est défini comme le gradient de vitesse, $\Delta U = U_1 - U_2$, U_2 est positif pour une configuration de jet à co-courant et négatif dans la notre. Il en résulte que $\Delta U_{\text{co-courant}} << \Delta U_{\text{contre-courant}}$.

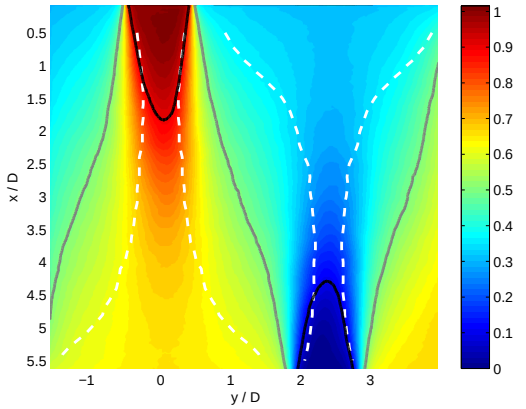
La qualité du mélange est donc un effet combiné entre un cisaillement important et la composition des fluides à mélanger.

5.2 Le champ scalaire moyen

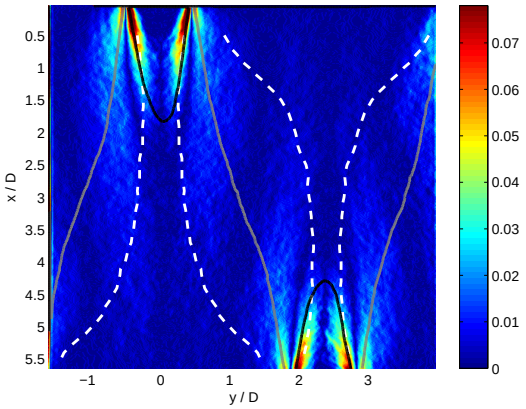
La figure 5.3 présente les champs de scalaire moyen pour les familles (FI / FII) et FIII. La toute première remarque qui peut être faite est que la déviation des jets pour les familles FI et FII est moins visible sur ces champs de concentration.

Tout comme pour le champ dynamique moyen, ces figures montrent bien que l'écoulement se développe sur des distances très faibles, correspondant à 6 et 10 diamètres de jets pour $D = 10$ et 6 mm, respectivement. La zone d'écoulement potentiel est délimitée par les iso-concentrations, $\langle\xi\rangle = 0.9$, et s'étend jusqu'à environ un diamètre de jet.

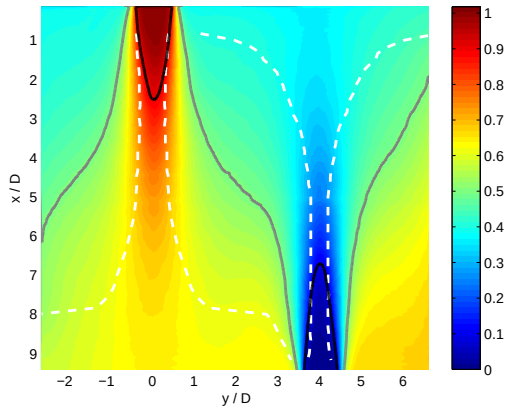
Les courbes (−− blanc) correspondent aux localisations de $y_{0.9}$, positions telles que la fraction de mélange moyenne locale correspond à 90% de la concentration sur l'axe d'un jet à une position longitudinale donnée. Quelles que soient les configurations d'écoulement, $D = 10$ ou 6 mm, dans les zones se trouvant autour de l'axe des jets et délimitées par les courbes tirées blanc (région proche des sorties haute et basse du réacteur), la variation de la concentration est inférieure à 10% par rapport à la concentration sur l'axe. Dans ces régions, les gradients transversaux de concentration sont très faibles et le fluide qui s'y trouve ne se mélange pas efficacement, et ce, même s'il est constitué d'un mélange de concentration différente de 0.5. Dans ces zones, la fraction de mélange des fluides vaut ≈ 0.6 et 0.4 pour les régions inférieures et supérieures du réacteur, respectivement. Ces valeurs révèlent que les fluides ne sont pas mélangés dans des proportions identique (e. g. stoechiométrique). Le champ de concentration globale, délimité d'une part par la plaque poreuse située à la sortie du réacteur et d'autre part par les courbes −− blanc, peut être considéré comme étant homogène. Et, comme nous l'avons évoqué précédemment,



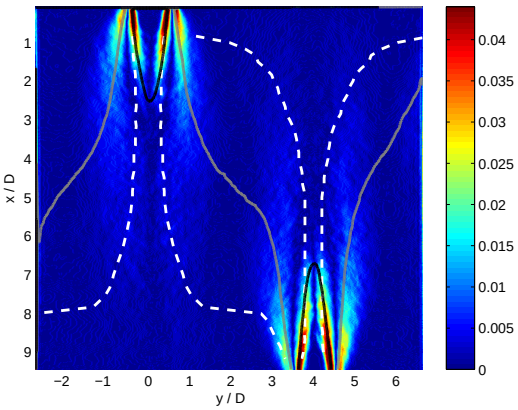
(a) Champ de scalaire moyen pour les familles FI et FII.



(b) Norme du gradient de concentration moyenne typique pour les familles FI et FII.



(c) Champ de scalaire moyen pour la famille FIII.



(d) Norme du gradient de concentration moyenne typique pour la famille FIII.

FIGURE 5.3 – (− noir) : iso-concentration moyenne $\langle \xi \rangle = 0.9$; (− gris) : iso-concentration moyenne $\langle \xi \rangle = 0.5$ et (−− blanc) : positions $y_{0.9}$ pour chacun des jets.

l'écoulement est alors assimilé soit à un mélange homogène soit riche soit pauvre. Pour la famille FIII, la transition transversale entre cette région de mélange homogène et celle pour laquelle la fraction de mélange varie, est délimitée par des gradients de concentration très importants. Ainsi, une discontinuité peut apparaître sur l'évolution de cette courbe limite (– blanc).

Dans la couche de mélange séparant les deux jets et délimitée par les courbes (−− blanc), le mélange se fait plus efficacement. En effet les variations de concentration sont importantes tout comme le cisaillement. Les processus de mélange y sont donc tous réunis pour une bonne efficacité du mélange.

La courbe continue grise correspond à la ligne d'iso-concentration 0.5. Le long de cette courbe les fluides sont (en moyenne) mélangés, tout au moins à l'échelle strictement supérieure de la dimension d'un pixel. Notons que même si la fraction de mélange $\langle\xi\rangle$ vaut 0.5, sa valeur instantanée n'est pas nécessairement égale à 0.5, et de plus, même si sa valeur instantanée vaut 0.5 (déterminée à partir de la fluorescence sur acétone seule), le mélange n'est pas nécessairement fait au niveau moléculaire.

Sur les figures 5.3(b) et 5.3(d) ont été superposées les iso-concentrations moyennes sur les champs de la norme du gradient de concentration. L'observation de ces images montre que, dans la région de champ proche, le cône potentiel des concentrations se superpose très bien au maximum des gradients de la couche de mélange interne des jets, alors que l'iso-concentration 0.5 s'aligne sur le maximum du gradient de la couche de mélange externe.

Sur la figure 5.4 sont reportés les profils de variations longitudinales des fractions de mélange normalisées, $\frac{\Delta\langle\xi\rangle}{\Delta\langle\xi_0\rangle} = \frac{\langle\xi\rangle-\langle\xi\rangle_{min}}{\langle\xi\rangle_{max}-\langle\xi\rangle_{min}}$, où $\langle\xi\rangle_{max}$ et $\langle\xi\rangle_{min}$ sont respectivement les fractions de mélange moyennes maximales et minimale à une position longitudinale donnée. Les profils de vitesse axiale moyenne normalisés, $\frac{\Delta U}{\Delta U_0}$ y sont aussi superposés pour les trois familles étudiées.

Nous observons sur ces profils que, d'une part le cône potentiel est plus court que celui de la vitesse et d'autre part que la décroissance du scalaire est plus "rapide" que celle de la vitesse. Ce résultat est aussi, et entre autre, reporté par Abramovich [1], dans le cadre de diverses écoulements libres et turbulents. Pour un jet axisymétrique débouchant dans un milieu au repos, il montre que l'évolution des profils longitudinaux de vitesse et de scalaire sont inversement proportionnels à la position axiale, $\frac{C}{x}$. Cependant, le préfacteur C n'est pas le même pour le scalaire que pour la vitesse. En observant, de plus que les profils transversaux de scalaire sont plus étendus que ceux de la vitesse, il arrive à expliquer le comportement du scalaire le long de l'axe du jet. Si l'expansion latérale est plus importante pour le scalaire que pour la vitesse alors par conservation du flux de scalaire et de quantité de mouvement, la concentration moyenne le long de l'axe doit décroître plus rapidement que la vitesse.

Cependant, cette explication est à prendre avec un certain recul puisque l'étendue latérale plus importante du scalaire est uniquement observée mais **pas expliquée**. Ainsi,

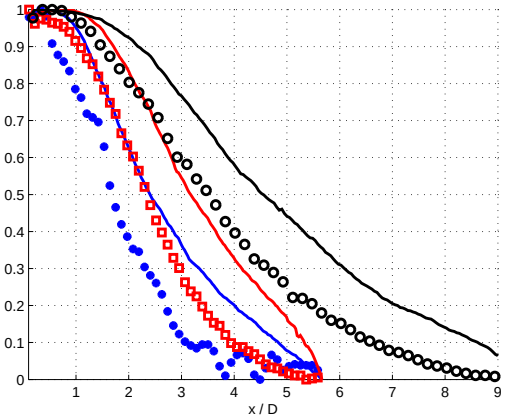


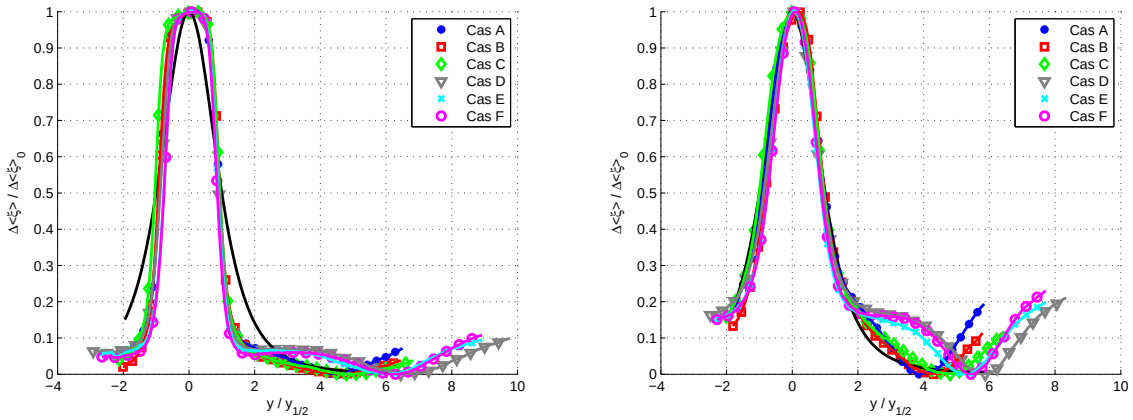
FIGURE 5.4 – Profils le long de l'axe d'un jet. FI (bleu), FII (rouge), FIII (noir). Les symboles font références à la fraction de mélange normalisée $\frac{\Delta\langle\xi\rangle}{\Delta\langle\xi_0\rangle}$ et lignes continues à la vitesse moyenne axiale normalisée $\frac{\Delta U}{\Delta U_0}$.

le problème a juste été transféré, et l'explication physique de ce comportement reste à l'heure actuelle sujette à de nombreuses études. Notons qu'une autre explication pourrait justifier ce comportement, si l'on considère que le nombre de Schmidt est inférieur à un, alors les effets de diffusion sont plus importants que les effets de viscosité, ainsi l'expansion latérale plus importante du jet serait expliquée via cet effet. Cependant, le nombre de Schmidt, dans notre écoulement est légèrement supérieur à un, cette explication ne peut donc pas être envisagée. De plus, la diffusion turbulente est bien plus grande que la diffusivité moléculaire, l'expansion du jet est donc dominée par les transferts entre les fluctuations longitudinales et transversales.

Finalement, mise à part la réduction de la longueur du cône potentiel, les évolutions longitudinales du scalaire et de la vitesse sont fortement corrélées. En effet, on peut remarquer que les taux de variations des profils sont rigoureusement identiques. Ceci est en lien avec le nombre de Schmidt qui compare les effets de diffusion de quantité de mouvement à la diffusion moléculaire. Pour les fluides utilisés dans cette étude, il est proche de l'unité. Les effets de diffusion moléculaire sont donc du même ordre de grandeur que ceux de la viscosité.

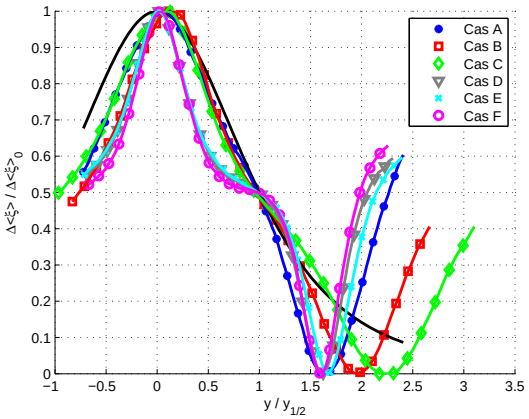
Les profils transversaux de concentration moyenne normalisée $\frac{\Delta\langle\xi\rangle}{\Delta\langle\xi_0\rangle}$ obtenus pour toutes les familles sont reportés sur la figure 5.5 en fonction de $y/y_{1/2}$.

Dans la région de champ proche (figure 5.5(a)), le profil de concentration est de type *bouchon* et se caractérise par une expansion latérale plus grande que le champ de vitesse. En revanche, en progressant dans le réacteur, le profil de concentration moyenne s'ajuste parfaitement sur le profil de vitesse moyenne en raison du taux de confinement qui réduit les effets de diffusion latérale, et ceci dès $1.5D$ pour les familles FI et FII et $2.5D$



(a) En $x/H = 0.083$.

(b) En $x/H = 0.25$.



(c) En $x/H = 0.5$.

FIGURE 5.5 – Fraction de mélange moyenne $\frac{\Delta\langle\xi\rangle}{\Delta\langle\xi_0\rangle}$ pour différentes positions longitudinales.

pour la famille FIII, (figure 5.5(b)). Pour ne pas alourdir la lecture, les profils pour les différentes positions longitudinales et pour les différentes familles ne sont pas reportés dans cette partie. Cependant, tout comme pour les profils de vitesse moyenne, les profils de fraction de mélange moyenne deviennent auto-similaires très rapidement, à partir de deux diamètres de jet pour toutes les familles d'écoulement. La zone de faible variation de concentration dans la "région de mélange homogène" est visible sur le profil tracé en $x/H = 0.083$ (courbe $\times-$ bleue). Cette zone commence à partir de la position radiale $y/y_{1/2} = 2$ et s'étend radialement jusqu'à la fin du champs mesuré. Comme l'atteste l'évolution de la fraction de mélange moyenne dans cette région, le gradient de concentration est très faible. Dans cette région, le mélange est donc bien un mélange homogène de deux fluides dans des conditions analogues à un mélange pauvre.

Au centre du réacteur, figure 5.5(c), la principale différence entre la configuration $D = 10$ mm et 6 mm, vient du rôle joué par les couches de mélange. Pour la configuration la plus confinée, lorsque que le jet est en expansion, les couches de mélanges s'étirent du coeur potentiel du jet descendant jusqu'au cône potentiel du jet ascendant. Ainsi, le profil radial devient quasi linéaire au centre du réacteur. *A contrario*, pour la configuration $D = 6$ mm le gradient de concentration moyenne varie fortement le long de la position radiale, ce qui confirme l'influence réduite des jets qui viennent se cisailler pour cette famille d'écoulement. De plus, dû au confinement important des familles FI et FII, qui limite la diffusion latérale, les profils s'ajustent parfaitement sur le profil théorique de vitesse moyenne [92].

L'étude de la fraction de mélange moyenne permet de plus de caractériser les couches de mélange qui se développent entre chaque jet. Dans la littérature, l'épaisseur de la couche de mélange est généralement définie comme la distance entre deux points dont leur concentration respective a diminuée de 1%, [90] ou 5% par rapport à la concentration initiale de chaque jet. Cependant, les erreurs expérimentales sur la mesure de concentration est de $\pm 3\%$ dans notre étude. En utilisant une de ces définitions, nous sommes donc dans les incertitudes de mesures. D'autres auteurs tel que Pope par exemple, [92] définissent cette épaisseur par la distance $y_{0.9} - y_{0.1}$. Nous utilisons donc cette définition pour caractériser l'épaisseur de la couche de mélange dans notre écoulement.

L'évolution de cette épaisseur, notée δ_{mixing} est présentée sur la figure 5.6.

Ces courbes montrent qu'à taux de confinement constant, l'épaisseur de la couche de mélange est indépendante du nombre de Reynolds si celui-ci est suffisamment élevé (comparaison des cas B et C d'une part et D, E et F d'autre part). L'épaisseur de la couche de mélange pour la condition la moins turbulente se révèle être moins étendue que pour le nombre de Reynolds plus élevé. En effet, à haut nombre de Reynolds, les structures turbulentes se développent vers l'axe des jets plus rapidement. L'interaction entre les fluides se fait donc sur des distances plus grandes, ce qui explique l'augmentation de cette épaisseur entre les conditions A et B ou C. Au fur et à mesure que l'on progresse dans le réacteur, l'épaisseur de la couche augmente en relation avec la croissance de la couche de mélange interne vers les axes de chacun des jets.

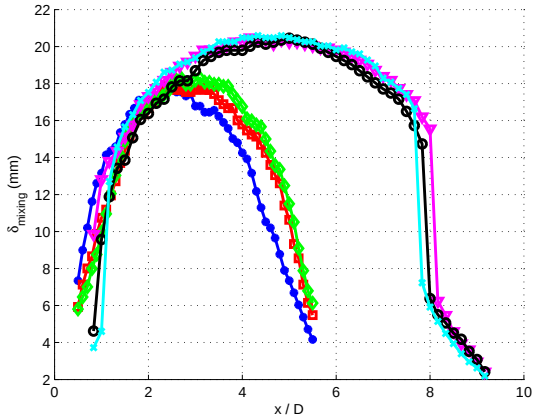


FIGURE 5.6 – Évolution longitudinale de l'épaisseur de la couche de mélange, δ_{mixing}. $*-$ bleu : Cas A ; $\square-$ rouge : cas B ; $\diamondsuit-$ vert : cas C ; $\triangledown-$ magenta : cas D ; $\circ-$ noir : cas E et $\times-$ cyan : cas F.

La discontinuité, nettement visible pour la famille d'écoulement FIII, est à interpréter en se rappelant que la zone où le fluide est un mélange homogène croît très violemment selon la direction radiale. Cette remarque est bien visible sur la figure 5.3(d), ($--$ blanc). Si l'on se place dans la partie inférieure du réacteur, la zone de mélange croît radialement de un à trois diamètres et ce, sur une distance longitudinale d'un demi diamètre. Sur une petite partie du réacteur, $\approx$ 1.5 à 2 diamètres, le jet ascendant qui pénètre dans le réacteur a donc très peu de place pour évoluer. Puis, comme l'étendue de la zone de mélange homogène décroît rapidement, les jets peuvent alors se mélanger sur des distances plus importantes. L'épaisseur de la couche de mélange est comprise entre $0.7e$ et $0.8e$ pour les tubes de diamètres 6 mm et vaut au maximum $0.75e$ pour les tubes de diamètre 10 mm. Notons de plus que l'épaisseur de la couche de mélange estimée à partir du champ de concentration moyenne est plus grande que celle déterminée à partir du champ de vitesse avec toutefois les mêmes conclusions concernant l'indépendance de l'épaisseur en fonction du nombre de Reynolds. En comparaison avec l'évolution de la couche de mélange définie à partir du champs dynamique, les zones de mélange effectif sont mieux captées avec la définition de cette épaisseur qu'en utilisant les propriétés du champ de scalaire moyen.

Notons finalement que de nombreux auteurs (Karasso et Mungal [59], Koochesfahani et Dimotakis [66] ou encore King *et al.* [61]) ont montré qu'avec l'utilisation de la technique de PLIF sur acétone pour la mesure de concentration, l'étendue de la zone parfaitement mélangée, au niveau moléculaire, est très souvent sur-estimée. Dans la section 3.4, où la technique de mesure de concentration par "Dual Tracer" est détaillée, nous montrons les différences possibles entre l'estimation des zones de mélange (moléculaire) par la technique de PLIF sur acétone seule, et celles déterminées à partir de la technique "Dual Tracer". En effet, par la simple utilisation de la fluorescence sur acétone, lorsque les échelles du mélange

sont inférieures à la dimension du pixel, aucune distinction ne peut être faite entre un fluide dans un état moléculairement mélangé et un fluide uniquement agité (juxtaposition de deux fluides sans être intimement mélangé).

Afin de déterminer quantitativement si les plus petites échelles du mélange peuvent être capturées par la fluorescence sur acétone, nous calculons l'échelle de diffusion massique λ_{Diff}, qui s'exprime grâce à la relation 5.1 [36]. Cette échelle est représentative des structures situées à la fin de la zone inertielle du spectre de la variance du scalaire, région pour laquelle les processus de diffusion moléculaire commencent à agir sur le mélange. Notons que si le nombre de Schmidt est de l'ordre de l'unité, les échelles pour lesquelles la viscosité commence à agir sur la décroissance du spectre d'énergie cinétique et l'échelle λ_{Diff} sont du même ordre de grandeur. Les effets visqueux agissent aux mêmes échelles que celles où agit la diffusion moléculaire. Une expression de cette échelle a été proposée par [18], dans une configuration de couche de mélange libre :

$$\frac{\lambda_D}{\delta_{mixing}} = C_b Re_\delta^{-3/4} Sc^{-1/2}, \tag{5.1}$$

où C_b est une constante estimée par Buch et Dahm [18] à 11. Sc est le nombre de Schmidt qui est calculé d'après les modèles présentés en annexe A.1 et vaut 0.8 dans notre étude. Re_δ est le nombre de Reynods basé sur l'épaisseur de la couche de mélange δ_{mixing}, qui peut être estimée par la relation : $Re_\delta = \Delta U \delta_{mixing}/\nu$, où ΔU est la différence de vitesse longitudinale moyenne entre les jets à une position longitudinale donnée. Le nombre de Reynolds Re_δ et l'échelle λ_{Diff} dépendent de l'épaisseur de la couche de mélange qui varie avec la position longitudinale.

Afin de déterminer l'échelle la plus contraignante en terme de résolution spatiale, nous avons choisi de tracer sur la figure 5.7 l'évolution de l'échelle de diffusion massique déterminée à la position pour laquelle le produit $Re_\delta^{-3/4} \times \delta_{mixing}$ est minimum. De plus on trace $L_{\text{cut Ac}}/\lambda_{Diff}$ en fonction du nombre de Reynolds basé sur l'épaisseur de la couche de mélange qui correspond au rapport de la résolution spatiale du dispositif de mesure de PLIF sur acétone $L_{\text{cut Ac}}$, sur l'échelle λ_{Diff}. La résolution spatiale de notre dispositif est estimée à 487 μm.

D'après ces courbes, la plus petite échelle physique du mélange varie entre ≈ 110 μm, pour la géométrie de tube de diamètre 6 mm et pour la condition la moins turbulente, et ≈ 24 μm, pour la condition la plus confinée et la plus turbulente. A taux de confinement constant, elle décroît avec l'augmentation du nombre de Reynolds et ceci jusqu'à 24 μm pour la configuration $D = 10$ mm. A nombre de Reynolds constant, cette échelle est plus petite dans le cas où le confinement est le moins important. En effet, la couche de mélange se développe sur une zone plus grande dans le cas le moins confiné, et comme l'échelle λ_D croît linéairement avec l'épaisseur de la couche de mélange, il semble assez évident que les plus petites échelles du mélange soient créées dans la configuration où le taux de confinement est le moins important. Le rapport $L_{\text{cut Ac}}/\lambda_{Diff}$ montre que la résolution de notre système de mesure se dégrade avec l'augmentation du nombre de Reynolds, car

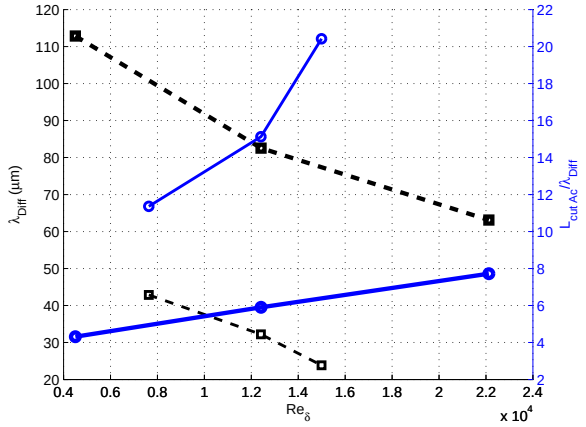


FIGURE 5.7 – Évolution de λ_{Diff} en fonction de Re_δ. Les courbes en gras concernent la géométrie de tubes de diamètre 10 mm, les autres correspondent aux tubes de diamétre 6 mm. ($--\square$ noir) : échelle de diffusion massique ; ($-\circ$ bleu) : rapport $L_{\text{cut Ac}}/\lambda_{Diff}$ en fonction du nombre de Reynolds basé sur l'épaisseur de la couche de mélange.

davantage de petites échelles sont créées. En particulier, le rapport $L_{\text{cut Ac}}/\lambda_{Diff}$ est ≈ 20 pour la configuration la plus turbulente, ce qui nous pousse à interpréter nos résultats avec précaution. Pour comparaison Pickett et Gandhi [90] obtiennent une résolution relative dans une couche de mélange de l'ordre de 1.2 à 3.2 pour des nombres de Reynolds Re_δ compris entre 3300 et 14400. Dans la littérature, il est communément admis que l'échelle dynamique où interviennent les gradients de fluctuations est l'échelle de Kolmogorov (η_K, équation 4.47).

L'analogie avec l'échelle du scalaire est l'échelle de Batchelor, η_B définie telle que :

$$\eta_B = \eta_K.Sc^{-1/2}. \tag{5.2}$$

Si le nombre de Schmidt Sc est de l'ordre de l'unité, l'échelle de Kolmogorov et de Batchelor sont du même ordre de grandeur, ce qui est généralement le cas dans les écoulements gazeux, tels que le nôtre.

5.2.1 Le transport de la moyenne du scalaire passif

L'équation de transport de la fraction de mélange moyenne est obtenue de la même manière que l'équation du bilan de quantité de mouvement. La décomposition de Reynolds est faite à la fois sur la vitesse et sur le scalaire, soit $\xi = \langle\xi\rangle + \xi'$ et $u_i = \langle u_i\rangle + u_i'$. A partir de l'équation de transport du scalaire instantané $\partial_t\xi + u_i\partial_i\xi = \kappa\Delta\xi$, on peut écrire l'équation de transport pour la fraction de mélange moyenne telle que :

$$U_j \frac{\partial \langle \xi \rangle}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\langle u_j \xi_j \rangle \right) + \kappa \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\partial \langle \xi \rangle}{\partial x_j} \right) = 0. \tag{5.3}$$

En appliquant une hypothèse d'axisymétrie sur les moyennes, on peut écrire l'équation 5.3 sous sa forme conservative, telle que :

$$\underbrace{\frac{\partial U \langle \xi \rangle}{\partial x} + 2\frac{\partial V \langle \xi \rangle}{\partial y}}_{Transport} + \underbrace{\frac{\partial \langle u\xi \rangle}{\partial x} + 2\frac{\partial \langle v\xi \rangle}{\partial y}}_{Diffusion\ Turbulente} + \underbrace{\kappa \left[\frac{\partial^2 \langle \xi \rangle}{\partial x^2} + 2\frac{\partial^2 \langle \xi \rangle}{\partial y^2} \right]}_{Diffusion\ Moléculaire} = 0. \tag{5.4}$$

La figure 5.8 dépeint une coupe le long de l'axe du bilan scalaire calculé à partir de l'équation 5.4. Notons tout d'abord qu'il existe une forte similitude pour les trois familles d'écoulement. Mise à part une différence sur les amplitudes de chacun des termes de l'équation, cette figure est représentative des différents cas étudiés. Cette figure montre que le terme de diffusion moléculaire est totalement négligeable devant les termes de transport et de diffusion turbulente. L'équilibre du bilan est assuré par une compétition entre le terme de transport du scalaire par la vitesse moyenne et le terme de diffusion turbulente.

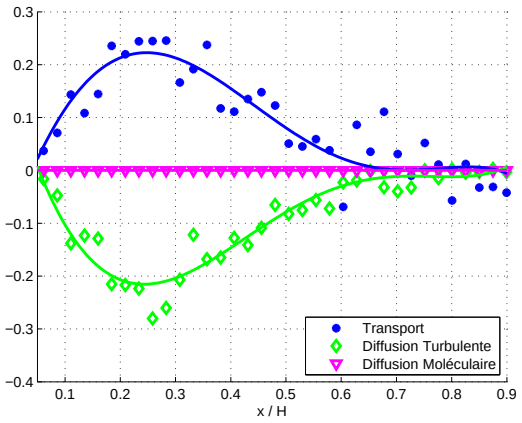
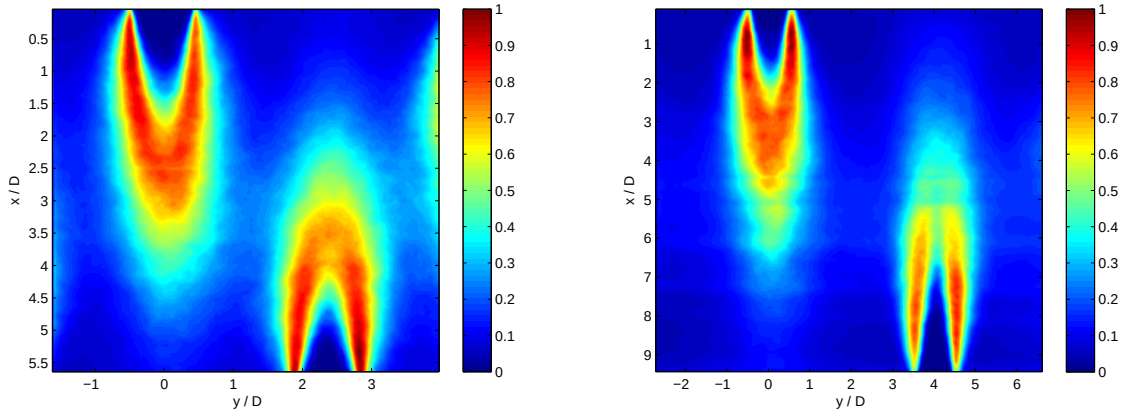


FIGURE 5.8 – Bilan de scalaire le long de l'axe d'un jet (cas A).

5.3 Le champ scalaire fluctuant

Sur la figure 5.9 sont présentés les champs de variance du scalaire normalisés par la variance maximale globale mesurée, $\langle \xi^2 \rangle / max\left(\langle \xi^2 \rangle\right)$ dans le but de caractériser la distribution spatiale d'énergie du scalaire.



(a) Familles FI / FII.

(b) Famille FIII.

FIGURE 5.9 – Champs de variance du scalaire normalisés, $\langle \xi^2 \rangle / max\left(\langle \xi^2 \rangle\right)$.

Ces figures illustrent les précédentes remarques concernant la qualité du mélange. En effet, dans les zones en proche sortie de réacteur le niveau de variance est très faible confirmant l'homogénéité des fluides introduits dans le réacteur. Pour les familles d'écoulement FI et FII la répartition des fluctuations au centre du réacteur s'étend sur presque la totalité de l'espace inter–jet, alors que pour la famille FIII au milieu de la couche de mélange, la variance devient du même ordre de grandeur que dans les zones proche sortie "échappement", soit quasi nulle. Dans cette région de couche de mélange, le lissage des gradients de concentration est réalisé dans sa quasi totalité alors que pour les tubes de diamètre 10 mm, de fortes fluctuations persistent.

Une première conclusion peut ici être formulée concernant la comparaison des différentes configurations géométriques sur la qualité du mélange. La configuration la moins confinée laisse *à priori* penser que le mélange est de qualité supérieure, comparé aux configurations FI et FII. En effet, si la variance est faible et que la concentration moyenne est de l'ordre de 0.5, on peut alors dire que le mélange est bien fait. Cependant, ce faible niveau de fluctuations laisse aussi penser que les jets ne se voient pas, et que par conséquent le mélange des fluides ascendant et descendant est totalement indépendant l'un de l'autre. Ainsi, la qualité du mélange serait donc supérieure pour la configuration $D = 10$ mm, puisque le cisaillement et la variance du scalaire sont plus importants dans cette zone. Pour cette géométrie, les scalaires sont brassés d'une région où le fluide est plutôt constitué de scalaire $\xi = 1$, à une région où ξ est majoritairement égal à zéro. L'interaction entre les deux jets est donc forte pour cette géométrie, et la qualité du mélange en est renforcée.

A l'injection du scalaire, la variance est nulle car aucune instabilité ne s'est encore développée pour rapprocher les parcelles fluides de concentration différentes.

C'est à la fin du cône potentiel que la variance devient maximale pour ensuite décroître. Ceci est plus facilement visible en traçant des coupes longitudinale de la variance, qui sont représentées sur la figure 5.10. Ces profils sont normalisés par le maximum local de variance sur l'axe du jet.

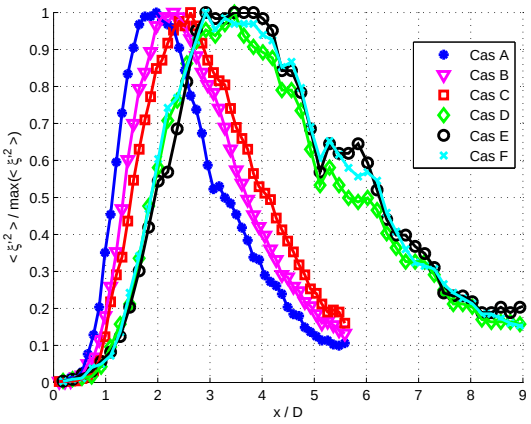


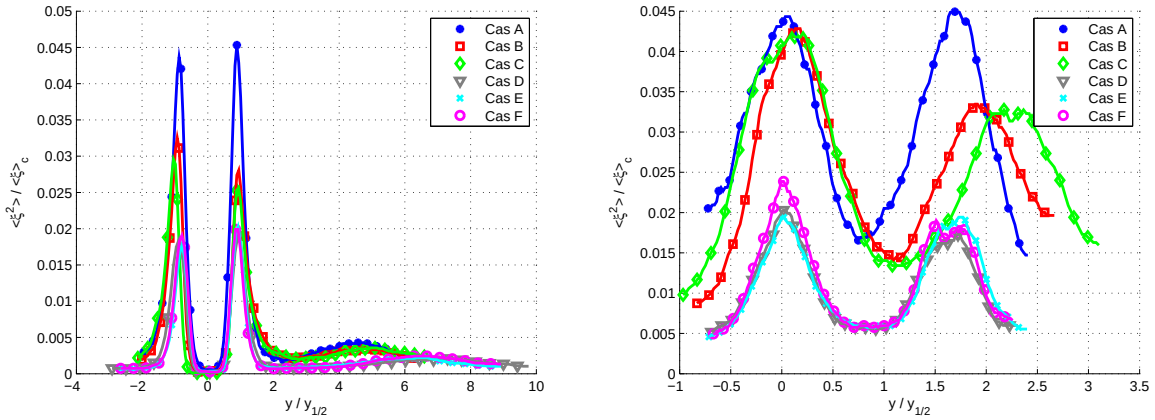
FIGURE 5.10 – Coupe longitudinale de la variance du scalaire normalisée, $\langle \xi^2 \rangle / max\left(\langle \xi^2 \rangle\right)$.

Pour les conditions à haut nombre de Reynolds (familles FII et FIII), les profils font clairement ressortir la zone de turbulence en décroissance qui commence à partir de $3.5D$ pour les jets de diamètres 6 mm, et $2.5D$ pour les jets de diamètre 10 mm. Pour la condition la moins turbulente (famille FI), la variance décroît légèrement plus tôt, à partir de deux diamètres.

Des coupes transversales de la variance du scalaire sont reportées sur la figure 5.11 pour les différentes familles et positions longitudinales.

Ces profils sont normalisés par la valeur de la fraction de mélange moyenne sur l'axe du jet notée $\langle \xi \rangle_c$. Ces courbes montrent que le régime d'auto-similitude n'est pas encore atteint. En effet, ces quantités sont des moments d'ordre deux et le régime d'auto-similarité est plus long à être atteint comparé aux moments d'ordre zéro (la moyenne). Cependant, dans la région se trouvant autour de l'axe du jet et proche du centre du réacteur l'auto-similarité commence à apparaître mais est rapidement évincée par l'action du jet ascendant qui commence à influer sur l'évolution du profil de concentration à partir de cette même position, $x/H \approx 0.5$. Quelle que soit la condition expérimentale, dans la zone de champ proche, la trace des conditions limites (écoulement canal à l'intérieur des tubes) est visible par la présence de deux pics importants sur la périphérie des jets. Quelle que soit la géométrie d'écoulement, ces pics sont situés aux mêmes positions radiales normalisées et s'atténuent au fur et à mesure que le jet se développe dans le réacteur, pour se lisser complètement et prendre une forme en "cloche" à partir de :

- $x/H \approx 0.317$ pour la famille FI,
- $x/H \approx 0.417$ pour la famille FII,



(a) En $x/H = 0.083$.

(b) En $x/H = 0.5$.

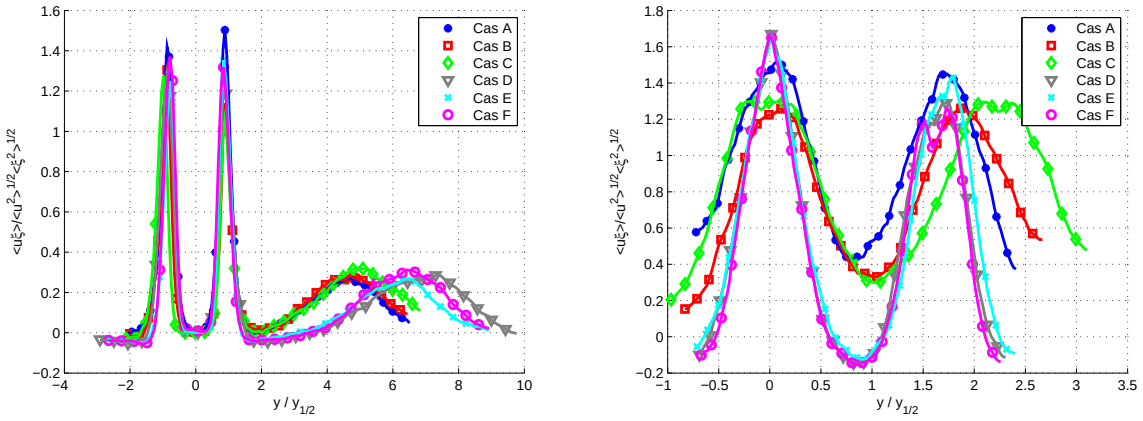
FIGURE 5.11 – Fraction de mélange moyenne $\frac{\langle \xi^2 \rangle}{\langle \xi \rangle_c}$ pour différentes positions longitudinales.

- $x/H \approx 0.333$ pour la famille FIII.

Pour ne pas alourdir la lecture, toutes ces coupes ne sont pas présentées ici.
Au centre du réacteur et pour $y/D > 1$, le comportement de la variance est très différent selon la géométrie étudiée. En effet, pour la famille d'écoulement FIII, la variance est fortement atténuée et quasi nulle, alors que pour la configuration la plus confinée les profils sont presque symétriques par rapport au milieu de la couche de mélange ($y/D \approx 1$), les jet ascendant et descendant apportent la même contribution au scalaire. L'intensité de la variance est plus importante pour cette géométrie de confinement important. Dans la zone centrale du réacteur ($x/H \in 0.5 \pm 0.1$ et $y/D \in 1 \pm 0.5$), pour la famille FIII, comme nous l'avons déjà évoqué, la variance devient très faible et la concentration moyenne $\langle \xi \rangle$ est de l'ordre de 0.5. Dans cette zone, les fluides sont donc bien mélangés, tout au moins dans la limite de la taille d'un pixel. *A contrario*, pour les familles FI et FII, elle varie de manière importante, ce qui s'explique par la juxtaposition de deux fluides de concentrations différentes. Le mélange n'est pas encore réalisé pour ces configurations.

Un autre critère permettant de rendre compte de la qualité du mélange est le flux de scalaire $\langle u\xi \rangle$ et $\langle v\xi \rangle$, dont des coupes transversales sont représentées sur les figures 5.12 et 5.13, respectivement. Ces profils sont normalisés par le produit de l'écart type des fluctuations de vitesse dans la direction considérée par l'écart type de la fluctuation de scalaire. La position radiale est toujours normalisée par $y_{1/2}$.

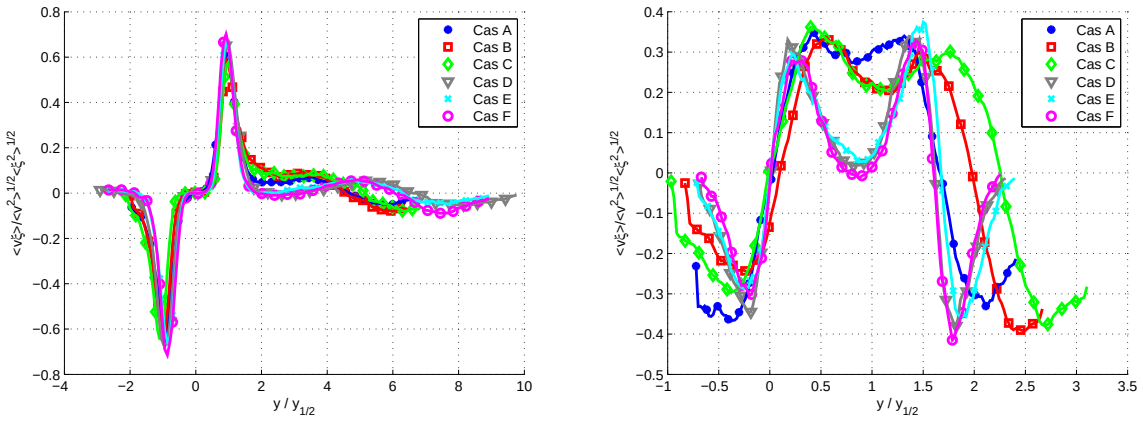
Dans la zone de champ proche, les flux longitudinaux de scalaire représentés sur la figure 5.12(a), sont quantitativement plus importants comparés aux flux transversaux (figure 5.13(a)). L'expansion des jets est faible dans cette région, les fluctuations de vitesse radiale sont donc très faibles, ce qui limite les transferts de scalaire selon cette direction. Ainsi, les flux de scalaire ne peuvent se faire que dans la direction moyenne de l'écou-



(a) En $x/H = 0.083$.

(b) En $x/H = 0.5$.

FIGURE 5.12 – Flux longitudinaux de scalaire normalisés, $\frac{\langle u\xi\rangle}{\langle u^2\rangle^{1/2}\langle\xi^2\rangle^{1/2}}$ en fonction de la position radiale normalisée par la position $y_{1/2}$.



(a) En $x/H = 0.083$.

(b) En $x/H = 0.5$.

FIGURE 5.13 – Flux transversaux de scalaire normalisés, $\frac{\langle v\xi\rangle}{\langle v^2\rangle^{1/2}\langle\xi^2\rangle^{1/2}}$ en fonction de la position radiale normalisée par la position $y_{1/2}$.

lement. Quelle que soit la configuration d'étude, les maxima de flux (longitudinaux et transversaux) sont localisés aux mêmes positions radiales normalisées, et s'étendent sur la même distance. Dans cette région d'écoulement et concernant optimisation du mélange, aucune géométrie d'écoulement n'est prépondérante devant l'autre. Au fur et à mesure que les jets se développent, les maxima se décalent progressivement vers des valeurs croissantes de la position radiale. Ce phénomène est d'autant plus marqué pour la configuration la plus confinée. Ainsi, les flux transversaux sont plus importants pour cette dernière configuration.

Dans la zone centrale du réacteur, les flux du scalaire provenant des jets ascendant et descendant sont du même ordre de grandeur, rendant les profils globalement symétriques par rapport à la droite $y/y_{1/2} \approx 1$ pour la famille FII et $y/y_{1/2} \approx 0.8$ pour les familles FI et FIII. Les échanges de scalaire provenant des jets qui se cisaillent, permettent d'accroître la qualité du mélange puisque les transferts de scalaire proviennent de deux sources de concentration différentes. Ceci permet de rapprocher les fluides plus rapidement que dans le cas d'un jet débouchant dans un milieu au repos ou pour deux jets placés en co–courant. Ainsi, la contribution complémentaire du jet ascendant et descendant optimise la qualité du mélange vis à vis d'une configuration de jets placés en co–courant. De plus, les amplitudes de ces flux montrent qu'ils sont plus importants et s'étendent sur une région plus grande pour la configuration la plus confinée, nous pouvons donc émettre l'idée que la configuration qui optimise le mélange serait celle-ci.

5.3.1 Bilan d'énergie du scalaire

Le bilan d'énergie du scalaire est obtenu de la même manière que le bilan d'énergie cinétique. Une décomposition de Reynolds est appliquée à l'équation de transport du scalaire (équation 5.6). L'équation obtenue est ensuite multipliée par la fluctuation de concentration ξ. Et finalement la moyenne statistique est appliquée à cette équation donnant le bilan d'énergie moyenne du scalaire $\langle \xi^2 \rangle$ qui s'exprime, sans terme source, de la façon la pus générale comme l'équation 5.5.

$$\frac{1}{2}\frac{\partial U_j \langle \xi^2 \rangle}{\partial x_j} + \langle u_j \xi \rangle \frac{\partial \langle \xi \rangle}{\partial x_j} + \frac{1}{2}\frac{\partial \langle u_j \xi^2 \rangle}{\partial x_j} + \langle \epsilon \rangle_\xi = 0 \tag{5.5}$$

Pour permettre la détermination de tous les termes de ce bilan , une hypothèse de symétrie de révolution est faite et permet d'approximer les termes $\frac{\partial W \langle \xi^2 \rangle}{\partial z}$, $\langle w\xi^2 \rangle \frac{\partial \langle \xi^2 \rangle}{\partial z}$ et $\frac{\partial \langle w\xi^2 \rangle}{\partial z}$ à $\frac{\partial V \langle \xi^2 \rangle}{\partial y}$, $\langle v\xi^2 \rangle \frac{\partial \langle \xi^2 \rangle}{\partial y}$ et $\frac{\partial \langle v\xi^2 \rangle}{\partial y}$, respectivement. On obtient donc l'équation du bilan d'énergie scalaire moyenne dans le cadre d'une hypothèse d'axisymétrie telle que :

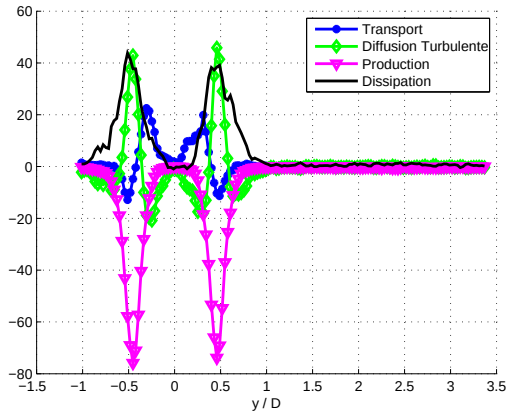
$$\underbrace{\frac{1}{2}\frac{\partial U\left\langle\xi^2\right\rangle}{\partial x}+\frac{\partial V\left\langle\xi^2\right\rangle}{\partial y}}_{Transport}+\underbrace{\left\langle u\xi^2\right\rangle\frac{\partial\left\langle\xi\right\rangle}{\partial x}+2\left\langle v\xi^2\right\rangle\frac{\partial\left\langle\xi\right\rangle}{\partial y}}_{Production}+$$
$$\underbrace{\frac{1}{2}\frac{\partial\left\langle u\xi^2\right\rangle}{\partial x}+\frac{\partial\left\langle v\xi^2\right\rangle}{\partial y}}_{Diffusion\ Turbulente}+\underbrace{\left\langle\epsilon\right\rangle_\xi}_{Dissipation\ Scalaire}=0 \tag{5.6}$$

$$\text{Avec : } \left\langle\epsilon\right\rangle_\xi=\kappa\left\langle\frac{\partial\xi}{\partial x_j}\frac{\partial\xi}{\partial x_j}\right\rangle. \tag{5.7}$$

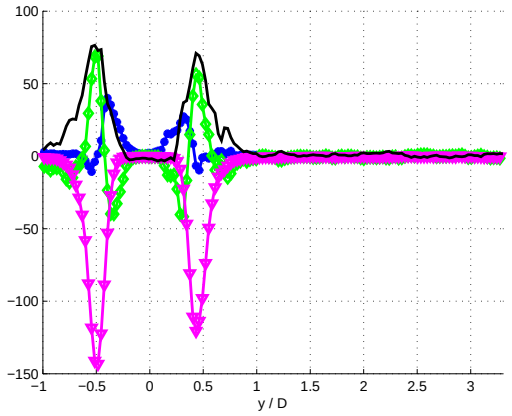
Les figures 5.14 et 5.15 représentent des coupes transversales en $x/H = 0.083$ et $x/H = 0.5$ et la figure 5.16 une coupe longitudinale le long de l'axe d'un jet. Avant tout, on peut noter que les différentes quantités font intervenir des gradients ce qui rend difficile l'évaluation quantitative des différentes contributions. Cependant, ces différentes coupes permettent d'avoir une vision qualitative des phénomènes prépondérants. La dissipation scalaire $\left\langle\epsilon\right\rangle_\xi$, est ici estimée par la différence des contributions de chaque terme du bilan. Dans la zone de champ proche et sur les bords du jet, les gradients sont très importants, ce qui impose une dissipation scalaire $\left\langle\epsilon\right\rangle_\xi$ très importante.

Les coupes longitudinales du bilan de variance du scalaire présentent une similitude pour les trois familles d'écoulements. En conséquence, nous présentons uniquement une coupe pour une géométrie quelconque. La dissipation du scalaire est nulle dans le cône potentiel en relation avec l'absence de fluctuations du scalaire et donc un gradient nul dans cette zone. Le transport par l'écoulement moyen du scalaire s'équilibre parfaitement avec la diffusion turbulente pour $0 < x/H < 0.2$. Le terme de production correspondant aux flux de scalaire dans les directions longitudinales et transversales de l'écoulement est nul. Ce sont uniquement les termes de transport et de diffusion turbulente qui dominent le bilan. Lorsque les jets se développent, la production devient de plus en plus importante jusqu'à approximativement le milieu du réacteur. Puis, cette production décroît jusqu'à la sortie du fluide, en lien avec le décroissance de la variance à la fois du scalaire et de la vitesse. Dans cette zone ($0.45 < x/H < 1$), l'écoulement est dans une situation d'écoulement en décroissance libre. L'homogénéisation du scalaire est visible avec la décroissance du terme de dissipation scalaire (courbe $\circ-$ noir).

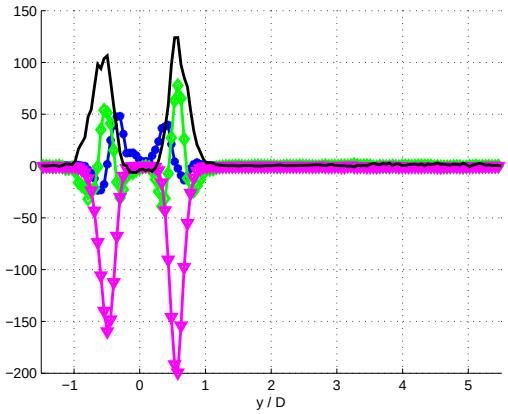
Pour tenter d'exploiter quantitativement ce bilan, nous pouvons tout de même reporter le fait que la dissipation scalaire est plus importante lorsque le taux de confinement diminue, mais ces pics sont très localisés, contrairement à la géométrie fortement confinée. Les pics de la géométrie $D = 6$ mm, se situent autour de l'axe de chaque jet et cette dissipation est nulle dans la couche de mélange les séparant. Ainsi, ce comportement confirme que les jets n'interagissent pas l'un avec l'autre. En opposition, la répartition



(a) Famille FI.



(b) Famille FII.



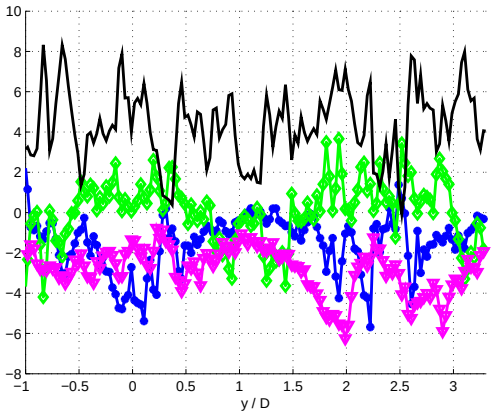
(c) Famille FIII.

FIGURE 5.14 – Coupe transversale du bilan d'énergie du scalaire, $x/H = 0.083$.

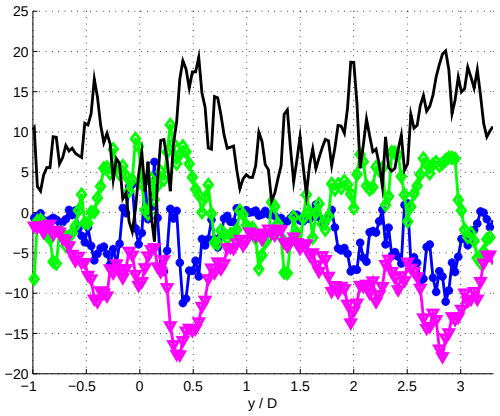
de la dissipation est plus homogène ce qui confirme aussi l'action d'un jet sur l'autre. Ainsi, ces différents comportements confirment que la géométrie la plus confinée optimise le mélange du scalaire.

5.3.2 Les Pdfs du scalaire

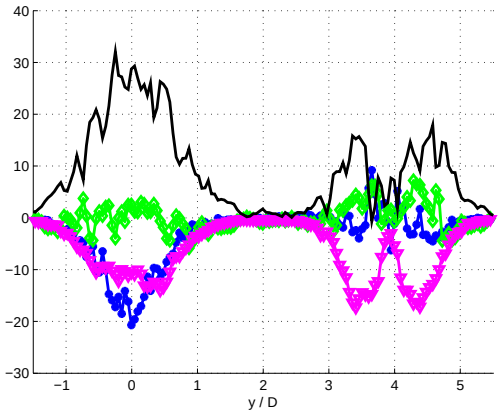
Un pas supplémentaire dans la caractérisation du mélange est la description des fonctions de densité de probabilité du scalaire notées par la suite Pdf. Différents niveaux de description peuvent être envisagés. Tout d'abord une description globale de la fraction de scalaire par l'étude des Pdfs déterminées à partir de l'histogramme des champs bi-dimensionnel et moyennés sur 150 images. Celui-ci est ensuite normalisé tel que l'aire



(a) Famille FI.



(b) Famille FII.



(c) Famille FIII.

FIGURE 5.15 – Coupe transversale du bilan d'énergie du scalaire, $x/H = 0.5$.

sous chaque courbe soit égale à un.

Ces Pdfs, figure 5.17, calculées directement sur les champs instantanés, caractérisent les grandes échelles du scalaire. Ce premier niveau de caractérisation du scalaire confirme la description faite de l'écoulement moyen. Tout d'abord, on peut noter qu'elles présentent une forme quadri-modale. Les pics aux extrémités sont représentatifs des cônes potentiels de chaque jet qui sont plus prononcés dans le cas des jets de diamètre 10 mm en relation avec une surface (volume) plus grande occupée par chaque fluide pur débouchant dans le réacteur.

D'autre part, on distingue clairement, sur la figure 5.17, les deux zones de mélange homogène représentées par les deux pics en $\xi \approx 0.4$ et 0.6 correspondants aux régions proches de l'échappement des jets.

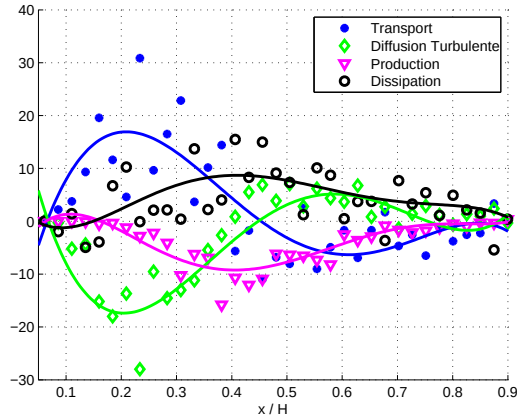


FIGURE 5.16 – Coupe le long de l'axe d'un jet du bilan d'énergie du scalaire. Similitude entre toutes les familles.

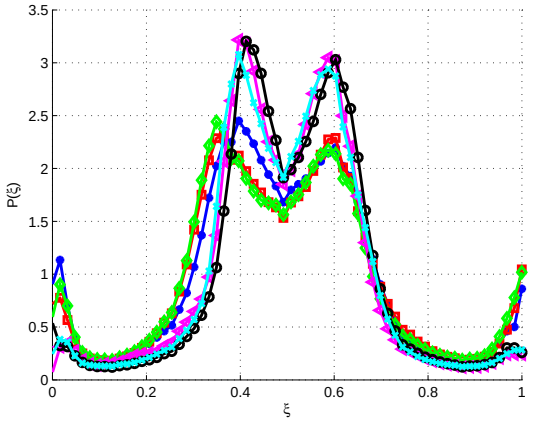


FIGURE 5.17 – Fonction de densité de probabilité du scalaire ξ global. $*-$ bleu : Cas A ; $\square-$ rouge : cas B ; $\diamondsuit-$ vert : cas C ; $\triangledown-$ magenta : cas D ; $\circ-$ noir : cas E et $\times-$ cyan : cas F.

Notons que la probabilité $\mathcal{P}(\xi_P)$, avec ξ_P une fraction de mélange particulière, peut être vue comme une surface dans laquelle la fraction de mélange vaut ξ_P. Dans ce cadre les zones de mélange homogène que l'on a appelé région riche ($\xi_P = 0.6$) et pauvre ($\xi_P = 0.4$) sont plus étendues dans le cas où le confinement est le plus faible, alors que la surface de la zone où le mélange est parfaitement réalisé est globalement constante quelle que soit la famille d'écoulement considérée. Cette région de l'écoulement correspond à la zone de cisaillement des jets. Le rapport $\frac{\mathcal{P}(\xi=0.4)+\mathcal{P}(\xi=0.6)}{\mathcal{P}(\xi=0.5)}$ permet de rendre compte de l'étendue de la surface mélangée par rapport à la surface globale des régions riche et pauvre. Ce rapport vaut en moyenne 2.9 pour les familles FI et FII, alors que pour la famille FIII, il est de 3.31. La proportion des surfaces "pauvre plus riche" sur la surface où le fluide est mélangé dans des proportions identique est ainsi augmentée de 14% pour la famille FIII. Cette première analyse nous pousse à détailler plus finement les différentes zones de l'écoulement.

Au prix d'un mélange rapide du scalaire par le champ de vitesse, à une position donnée, de grandes fluctuations de la concentration apparaissent. Celles-ci peuvent être décrites via les Pdfs de fluctuations de scalaire locales. Ces Pdfs notées $\mathcal{P}(\xi)$ sont normalisées de la façon suivante :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \mathcal{P}\left(\frac{\xi}{\langle\xi^2\rangle^{1/2}}\right) d\left(\frac{\xi}{\langle\xi^2\rangle^{1/2}}\right) = 1. \tag{5.8}$$

Cette normalisation est telle que la variance des fluctuations de scalaire est égale à un, ainsi il est possible de superposer aux fonctions de densités de probabilités expérimentales normalisées une gaussienne unique de variance un définie telle que :

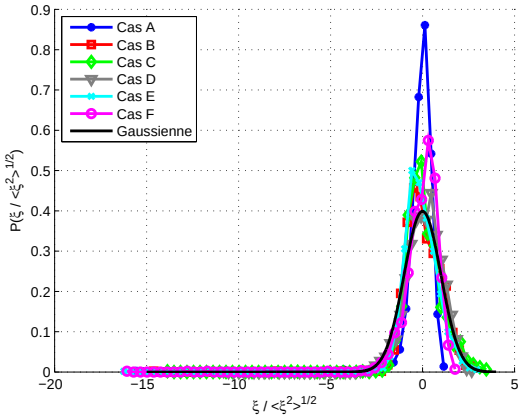
$$G(\xi) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} exp\left(-\frac{(\xi)^2}{2}\right). \tag{5.9}$$

Tout comme pour les champs de vitesse, les Pdfs du scalaire sont calculées en utilisant les 8 pixels entourant la position considérée. L'échantillon est donc composé de 13500 évènements. Chaque Pdf est calculée en discrétisant les signaux en 50 classes distinctes allant de la fluctuation la plus faible à la plus élevée. La distribution gaussienne, $G(\xi)$, est reportée sur chaque figure permettant ainsi de comparer nos Pdfs expérimentales à cette distribution. Afin de comparer plus finement nos Pdfs à la gaussienne, les moments d'ordre 3 et 4 sont calculés d'après les équations 5.10 et 5.11.

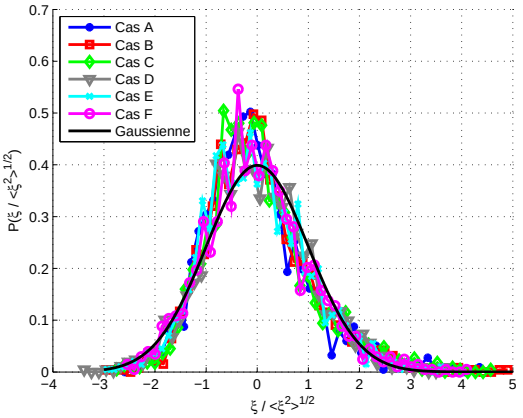
$$S_\xi = \int_{-\infty}^{+\infty} \mathcal{P}(\xi)\,\xi^3 d\xi, \tag{5.10}$$

$$F_\xi = \int_{-\infty}^{+\infty} \mathcal{P}(\xi)\,\xi^4 d\xi. \tag{5.11}$$

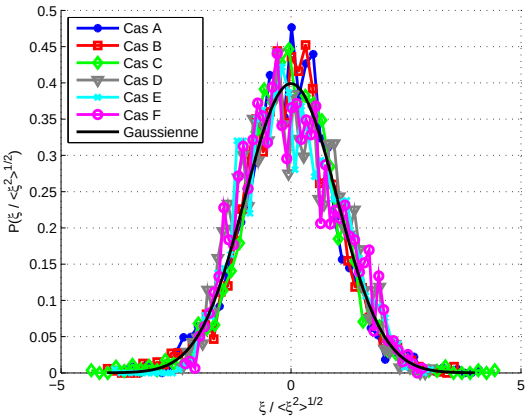
Tout comme pour la vitesse, si le skewness est égal à zéro et le flatness à trois, la distribution est alors gaussienne. Si le skewness est supérieur à 0, la distribution présente alors une dissymétrie positive et s'il est négatif elle est négative. Un flatness supérieur à la valeur 3 indique une intermittence interne importante alors que s'il est inférieur à cette même valeur, le signal est non turbulent et présente uniquement des bouffées turbulentes.



(a) En $x/H = 0.083$ et $y/e = 0$, correspondant au cône potentiel des jets.



(b) En $x/H = 0.83$ et $y/e = 0$, zone de mélange homogène riche ou pauvre.



(c) En $x/H = 0.5$ et $y/e = 0.5$, zone de mélange dans des proportions identiques.

FIGURE 5.18 – Fonctions de densité de probabilités, $\mathcal{P}\left(\xi/\left\langle\xi'^2\right\rangle^{1/2}\right)$.

A l'entrée du réacteur (figure 5.18(a)) la distribution des fluctuations de scalaire est très resserrée sur la moyenne confirmant ainsi le faible niveau de fluctuations dans le cône potentiel des jets. Cependant, de rares fluctuations mais très intenses sont visibles par la présence d'une queue de Pdf très étendue pour les configurations à haut nombre de

Reynolds (familles FII et FIII). Pour la famille FI cet étirement n'est pas visible. On peut donc penser que le battement des jets décrit que la sous-section 4.2.1 ne se produit qu'à haut nombre de Reynolds.

Avec le développement des jets, la largeur des Pdfs croît en lien avec l'augmentation de la gamme des fluctuations. Pour les familles FI et FII, une légère dissymétrie positive est présente le long de l'axe des jets et sur toute la hauteur du réacteur. Ceci se confirme par les valeurs différentes de zéro du skewness, calculé le long de l'axe. Ce comportement non gaussien des Pdfs tout au long de la traversée du réacteur confirme que le mélange n'est pas homogène, alors que pour la configuration la moins confinée, les Pdfs deviennent gaussienne plus rapidement (à partir du centre du réacteur) et conserve cette propriété jusqu'à la sortie du fluide. Pour cette géométrie le mélange est donc mieux réalisé.

Au milieu de la couche de mélange ($x/H = 0.5$ et $y/e = 0.5$), la distribution des Pdfs de fluctuations de scalaire est gaussienne et ceci pour toutes les familles étudiées. En effet, le calcul de la dissymétrie et de l'aplatissement révèlent des valeurs très proches de zéro pour le skewness et relativement proches de 3 pour le flatness ($F_\xi = 3 \pm 0.6$) quelle que soit la configuration. Dans cette zone, tout comme pour le champ dynamique, autant de fluctuations de scalaire proviennent du jet ascendant que du jet descendant. La contribution de chacun des jets est donc équivalente et se reflète sur les distributions par leur forme gaussienne.

Les schémas présentés sur la figure 5.19 résument le comportement du scalaire dans les différentes zones du réacteur.

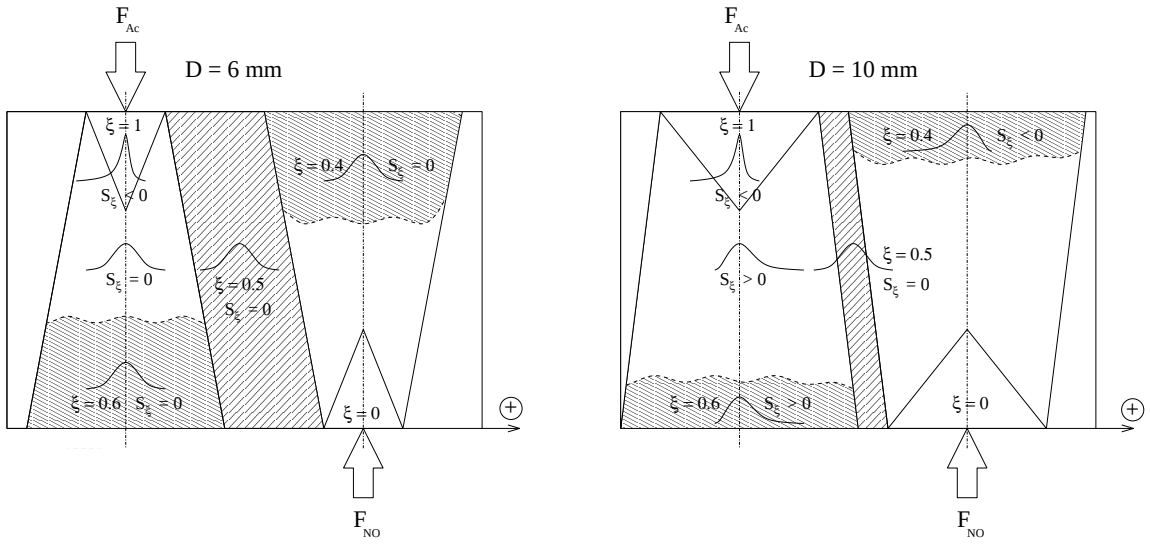


FIGURE 5.19 – Schéma résumant les distributions du scalaire dans le réacteur.

Le comportement des Pdfs des fluctuations de scalaire et de vitesse semble très lié. Dans cette perspective, il semble intéressant de déterminer quelles fluctuations de vitesse impliquent une certaine fluctuation de scalaire. Il est notamment intéressant de quantifier les fluctuations de vitesses correspondant à la fraction de mélange 0.5. Ceci permet de caractériser le lien entre la zone de mélange "parfait" et la dynamique de l'écoulement. Les fonctions de densités de probabilités conditionnées par la valeur de la fraction de mélange 0.5 peuvent être utilisées pour quantifier les corrélations vitesse / scalaire.

Dans la prochaine sous-section nous présentons tout d'abord les fonctions de densités de probabilités jointes qui ne sont qu'une généralisation de la probabilité conditionnée. Nous nous intéressons ensuite aux fonctions de densités de probabilités conditionnées par la fraction de mélange $\xi = 0.5$.

5.3.3 Fonctions de Densités de Probabilités jointes, et conditionnées

La fonctions de densités de probabilités jointes révèlent une information plus importante que les Pdfs conditionnées. En effet, la Pdf conditionnée est un cas particulier des Pdfs jointes, car pour cette dernière la fraction de mélange varie de sa plus petite fluctuation à sa plus grande alors que la Pdfs conditionnée fixe une valeur de fluctuations de scalaire. Les Pdfs jointes sont notées $\mathcal{P}(\xi \mid u_i')$ et calculées à la fois sur l'axe d'un jet et au milieu de la couche de mélange. Elles sont normalisées telles que :

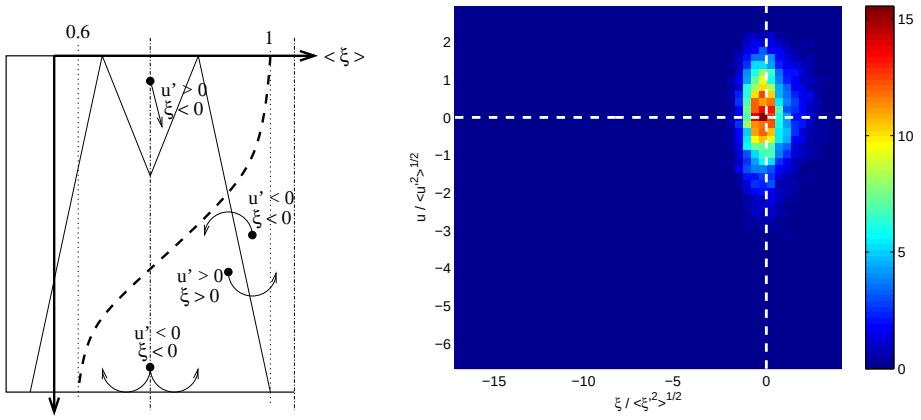
$$\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \mathcal{P}(\xi \mid u_i')\, du_i'\; d\xi = 1, \tag{5.12}$$

où u_i' est soit la fluctuation de vitesse longitudinale, notée u' soit la fluctuation transversale, v'.

La détermination des Pdfs jointes est faite à partir des champs instantanés de fluctuations vitesse et de scalaire. Les images de scalaire sont enregistrées sur un maillage de 512×512 pixels alors que le maillage des champs de vitesse est de 200×150 mailles. Les valeurs de concentration se trouvent donc sur un maillage à la fois plus fin mais surtout décalé vis à vis du maillage du champ de vitesse. Une interpolation linéaire des données du scalaire est donc réalisée permettant ainsi d'avoir une correspondance spatiale des données de vitesse et de scalaire. La résolution spatiale sur la mesure de concentration est donc diminuée pour les calculs des fonctions de densités de probabilités jointes. Ces Pdfs sont présentées sur le figures 5.20(b), 5.21, 5.22 et 5.23. Les abscisses et ordonnées de chaque figure sont normalisées par les fluctuations typiques de scalaire et de vitesse respectivement.

Afin de visualiser les processus mis en jeu lors du mélange, nous avons reporté un schéma représentant l'évolution de la concentration le long de l'axe d'un jet et la fluc-

tuation de vitesse en certains points particuliers. Ce schéma est présenté sur la figure 5.20(a).

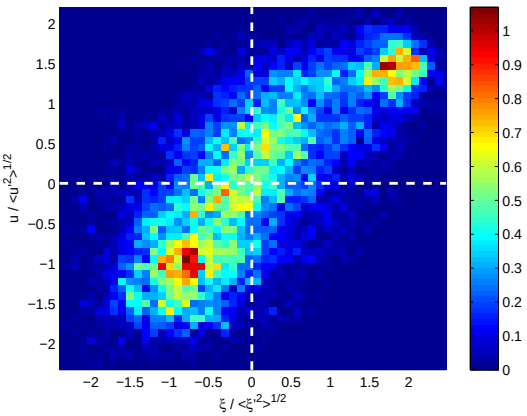


(a) (b)

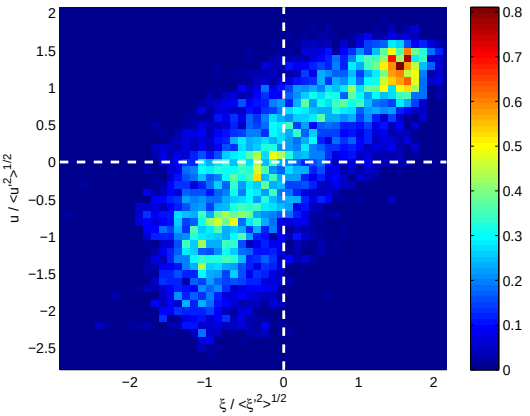
FIGURE 5.20 – (a) Schéma explicatif des corrélations vitesse / concentration. (b) $\mathcal{P}(\xi \mid u')$ typique pour toutes les familles d'écoulement, en $x/H = 0.083$ et $y/e = 0$.

Dans la région de champ proche (figure 5.20(b)), les fonctions de densités de probabilités jointes présentent une forme similaire pour toutes les configurations étudiées. Nous avons donc reporté ces Pdfs uniquement pour une seule géométrie d'écoulement. Cette Pdf présente un forme très resserrée, le niveau de fluctuations de scalaire est très faible alors que les fluctuations de vitesse sont légèrement plus importantes. Les probabilités montrent que les fluctuations sont situées dans les quadrants où $\xi < 0$. En effet dans le coeur potentiel, le fluide est uniquement composé de $\xi = 1$ pur. La concentration ne peut par conséquent que diminuer, d'où les fluctuations de concentrations négatives. Si une fluctuation positive existe elle ne peut venir que des incertitudes de mesure. Notons tout de même que même si certaines fluctuations de scalaire sont positives les valeurs sont très faibles, de l'ordre du pourcent.

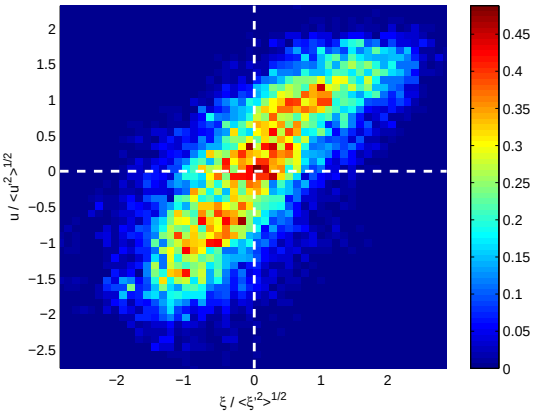
Avec le développement des jets dans le réacteur (figure 5.21), les Pdfs s'étirent et ont des comportements différents selon la géométrie et le nombre de Reynolds considéré. Pour la famille FIII, elles s'étirent fortement et s'alignent le long d'une droite de pente positive. Cet alignement correspond à une forte corrélation entre une fluctuation de vitesse (positive ou négative) engendrant une fluctuation de concentration de même signe. L'évolution de cette enveloppe peut être interprétée telle qu'une fluctuation de vitesse positive, correspondant à un apport de quantité de mouvement du jet descendant contenant $\xi = 1$ dans des proportions supérieures à la valeur moyenne de la fraction de mélange, engendre une fluctuation positive de concentration. A un apport de quantité de mouvement on a donc un apport de scalaire de concentration supérieure à la valeur moyenne. Le même



(a) Famille FI.



(b) Famille FII.



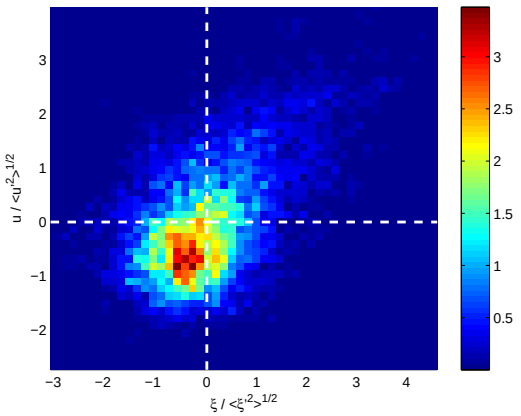
(c) Famille FIII.

FIGURE 5.21 – En $x/H = 0.5$ et $y/e = 0$.

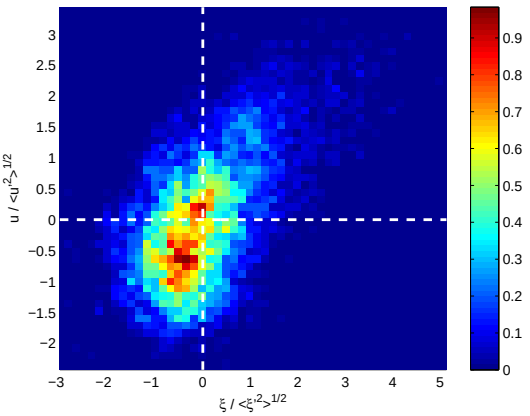
raisonnement peut être fait avec le jet ascendant qui contient un scalaire $1-\xi$ de concentration inférieure à la valeur moyenne, une fluctuation de vitesse négative engendre une fluctuations de concentration négative.

D'autre part, les corrélations vitesse / scalaire présentent deux comportements différents pour les familles FI et FII. On remarque une bi-modalité importante pour la famille FI tandis que pour FII on peut remarquer qu'il y a uniquement un étirement de la Pdf en relation avec l'augmentation des fluctuations due à l'expansion du jet et au fort confinement latéral. La trace très piquée de la Pdf initiale reste présente sur l'axe jusqu'au centre du réacteur. La pente des enveloppes de chaque famille est aussi positive. L'étirement de la Pdfs est plus tardif dans cette configuration de confinement important.

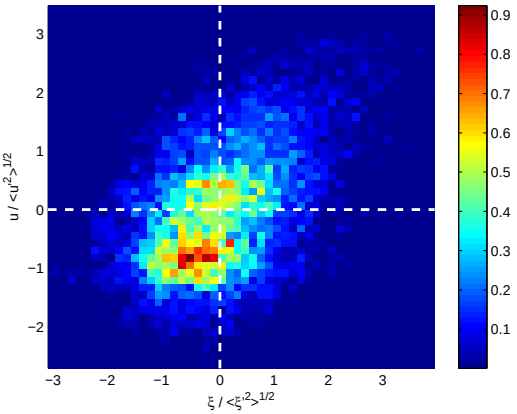
En très proche sortie de réacteur ($x/H = 0.83$ et $y/e = 0$, figure 5.22), le fluide



(a) Famille FI.



(b) Famille FII.

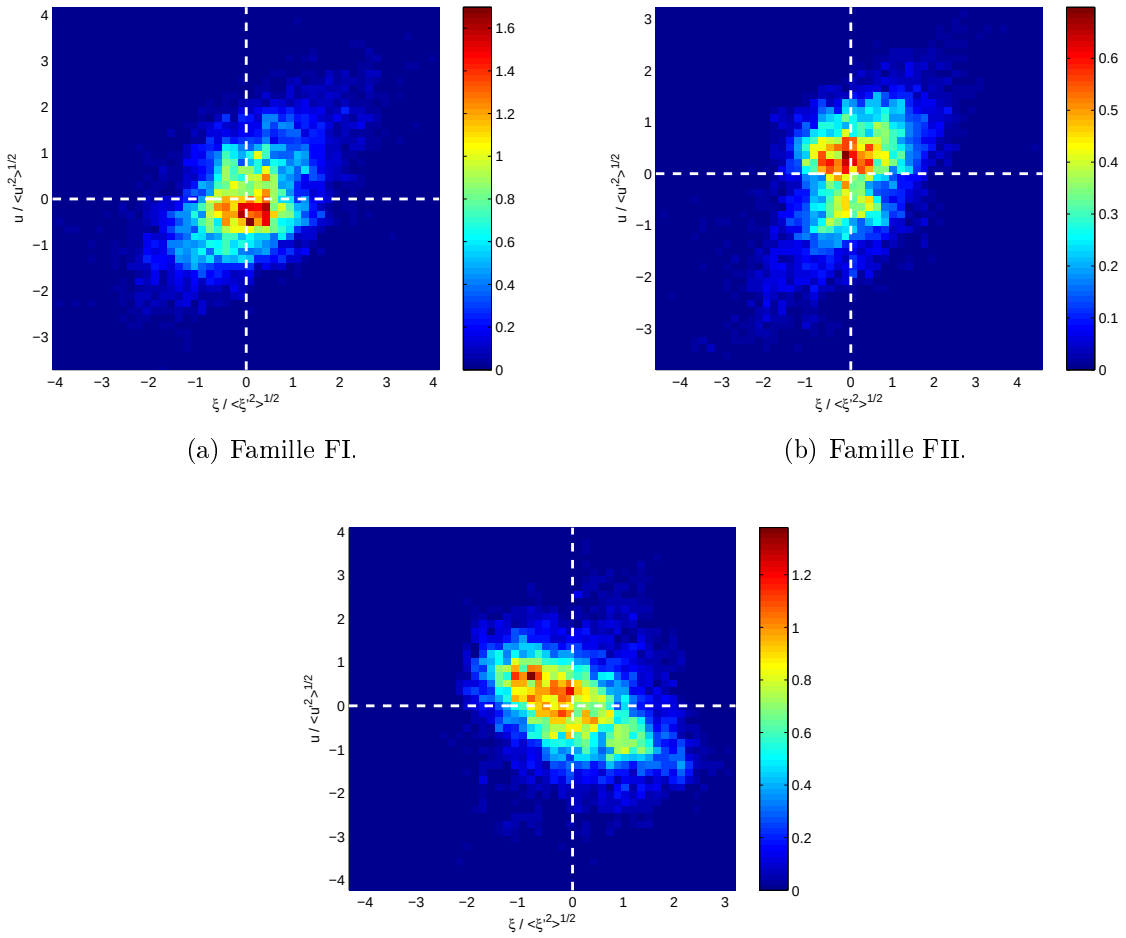


(c) Famille FIII.

FIGURE 5.22 – En $x/H = 0.83$ et $y/e = 0$.

vient percuter le poreux, une partie du fluide s'échappe directement par ces poreux mais une autre peut provoquer un écoulement de retour qui en moyenne est négligeable mais apparaît sur les corrélations fluctuations de vitesse / fluctuations de scalaire. Cet écoulement de retour crée une fluctuation de vitesse négative et porte avec elle une fraction de mélange plus faible que la fraction moyenne. En effet, proche de la sortie du réacteur, le mélange se fait de plus en plus, la fraction de mélange diminue donc avec la position longitudinale du jet descendant. Si une partie du scalaire est entraînée vers le haut du réacteur, sa concentration ne peut donc qu'être plus faible que la concentration moyenne. D'où l'évolution de la Pdf jointe dans cette région, qui montre une corrélation forte entre les fluctuations de vitesse celles du scalaire ayant un signe négatif.

Au milieu de la couche de mélange (figure 5.23) et pour les familles FI et FII, les Pdfs



(a) Famille FI.

(b) Famille FII.

(c) Famille FIII.

FIGURE 5.23 – En $x/H = 0.5$ et $y/e = 0.5$.

jointes prennent une forme relativement circulaire autour de leur valeur moyenne. Ceci correspond à un brassage globalement homogène et isotrope, où aucune fluctuation n'est privilégiée (dans le sens fluctuation positive ou négative). Notons que la forme circulaire est toute relative, et la forme de la Pdf est fortement influencée par la précision de la localisation de la position où l'on considère le milieu de la couche de mélange. En effet un léger décalage sur la position et la Pdf est très rapidement influencée soit par le jet ascendant si la localisation est légèrement décalée vers la partie droite du réacteur soit par le jet ascendant. Si ce décalage se situe vers le jet descendant, le pic le plus important de la Pdf est alors décalé vers les fluctuations de vitesse et scalaire négatives, et inversement si elle est décalée vers le jet ascendant. C'est pourquoi, de petites variations sur la localisation du milieu de la couche de mélange entraînent des différences sur le comportement des Pdfs.

Après avoir décrit globalement les Pdfs jointes pour différentes positions dans le réacteur, nous nous intéressons au couplage entre les fluctuations de vitesse et la fraction de mélange $\xi = 0.5$ via les fonctions de densités de probabilités conditionnées, notées par la suite $\mathcal{P}(u_i' \,|\, \xi = 0.5)$.

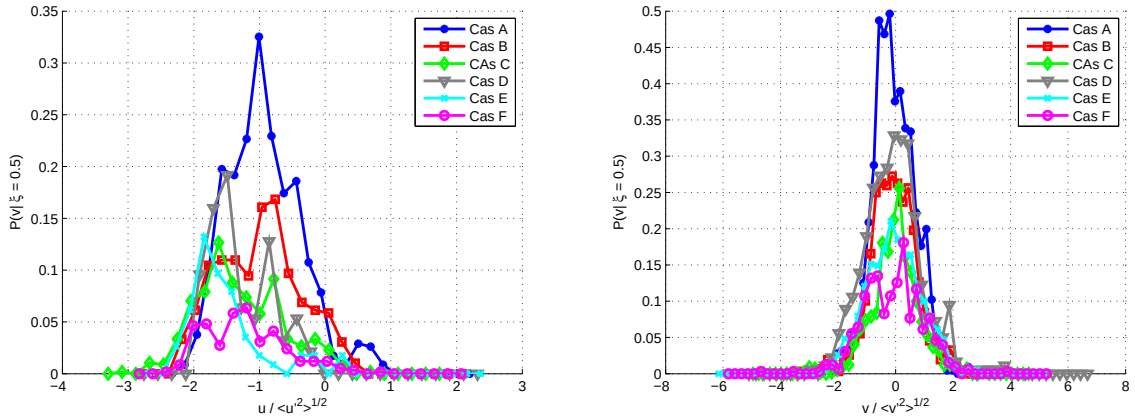
Le mélange étant majoritairement fait dans les couches de mélange, nous présentons les Pdfs conditionnées uniquement pour deux points particuliers : au milieu de la couche de mélange, et sur l'axe d'un jet au milieu du réacteur.

Sur l'axe du jet, ce sont les fluctuations longitudinales qui transportent le scalaire. La figure 5.24(a) présente donc la Pdf des fluctuations de vitesse axiale conditionnée par $\xi = 0.5$. Au milieu de la couche de mélange, la vitesse axiale moyenne est nulle. Dans cette région les fluctuations responsables des transferts de fraction de mélange sont donc les fluctuations de vitesse transversales. La figure 5.24(b) présente donc la Pdf de fluctuation de vitesse radiale conditionnée par $\xi = 0.5$.

Les figures présentées sont des coupes pour $\xi = 0.5$ des Pdf jointes, qui sont renormalisées telles que $\int_{-\infty}^{+\infty} \mathcal{P}(u_i' \,|\, \xi = 0.5)\ du_i' = 1$.

Sur l'axe et au milieu du réacteur ces courbes fluctuent de manière importante. En effet, dans cette zone peu d'évènements répondent aux critères que l'on impose, (i. e. $\xi = 0.5$). Nous avons donc choisi de diminuer le nombre de classes pour calculer la Pdf à cette position, il est de 25. On remarque tout de même une forte dissymétrie négative des Pdfs quelle que soit la famille d'écoulement considérée. En effet dans cette zone, le transport global du scalaire vient du jet descendant, dont la fraction de mélange est proche de l'unité. Pour tendre vers une fraction de mélange de l'ordre de 0.5, les fluctuations de scalaire doivent nécessairement provenir de l'écoulement de retour, donc d'une fluctuations de vitesse négative. Notons que cette dissymétrie est plus importante pour la famille FIII. Les moments d'ordre 3 ont été estimés à -3.6 pour cette dernière et à -2.5 pour la géométrie de confinement important. Les moments d'ordre 4 valent quant à eux 6.27 et 4.33 respectivement.

Au milieu de la couche de mélange, la vitesse moyenne axiale est nulle. Dans cette région, les flux de scalaire sont donc dominés par les fluctuations de vitesse radiales. Nous nous intéressons donc aux corrélations vitesse transversale / scalaire. La fonction de densité de probabilité de vitesse transversale conditionnée par la fraction de mélange $\xi = 0.5$ est présentées sur la figure 5.24(b). Cette distribution est symétrique ce qui est confirmé par la valeur du coefficient de dissymétrie qui est proche de zéro pour tous les cas envisagés. Cependant, le coefficient d'aplatissement est inférieur à 3 pour les familles FI et FII ($\langle F_\xi \rangle = 1.54$) alors qu'il est très proche de la valeur 3 pour FIII ($\langle F_\xi \rangle = 2.28$). Au milieu de la couche de mélange, on peut donc dire que le mélange est quasi homogène pour cette dernière famille et qu'il tend vers ce même état pour la géométrie de confinement important.



(a) $\mathcal{P}(u' \,|\, \xi = 0.5)$, en $x/H = 0.5$ et $y/e = 0$.

(b) $\mathcal{P}(v' \,|\, \xi = 0.5)$, en $x/H = 0.5$ et $y/e = 0.5$.

FIGURE 5.24 – Densités de probabilités conditionnées.

5.4 Prédiction du mélange via un modèle phénoménologique

Après avoir caractérisé les fonctions de densité de probabilités du scalaire et des corrélations vitesse / scalaire, il paraît intéressant d'envisager la prédiction de l'évolution de ces Pdfs via un modèle de mélange. Nous nous proposons donc de tester un modèle dans le but de prédire de la forme des densités de probabilités s'étant déplacées d'une certaine distance.

Plusieurs approches sont possibles. Tout d'abord, une approche rigoureuse qui consiste à résoudre les équations de transport des Pdfs. Cette approche qui envisagent que le mélange turbulent est associé à des propriétés statistiques "universelles", a fait l'objet de nombreuses contributions théoriques. Initiée par Dopazo et O'Brien [40], ces approches sont repris et étendues par Kraichnan [67], Sinai & Yakot [107], Pope et Ching [93] ou encore Valino *et al.* [114]. L'idée de cette approche est que l'évolution des Pdfs de scalaire ne dépend pas de la structure de l'écoulement, mais est plutôt associés à des propriétés statistiques "universelles" basées sur la théorie K41. Ces auteurs valident leur modélisation des termes non fermés de l'équation de transport de la Pdf du scalaire dans le cadre d'un écoulement quasi statistiquement stationnaire. Une autre voie, initiée par Villermaux et Devillon [124], est celle de la prédiction des Pdfs par un modèle phénoménologique où la forme de la Pdf modèle est présumé connue. C'est dans cette direction que cette partie va s'orienter.

5.4.1 Modèle phénoménologique

Cette partie s'intéresse donc à tester un modèle phénoménologique pour le transport de la fonction de densité de probabilité du scalaire.

Tout d'abord les modèles présentés entrent tous dans un cadre où les hypothèses communes citées ci-dessous sont impérativement vérifiées :

a) conservation de la norme et de la moyenne,

b) conservation des bornes inférieures et supérieures des valeurs de concentrations du champ microscopique.

Certains modèles imposent des hypothèses supplémentaires qui sont indiquées lors de la description du modèle concerné.

L'équation de transport du scalaire en l'absence de toute source et dans le cadre d'un écoulement incompressible s'écrit d'après l'équation 5.13. Dans le cadre le plus simple, qui considère l'écoulement comme étant spatialement homogène ($\frac{\partial\langle\rangle}{\partial xi} \approx 0$), l'équation d'évolution de la Pdf du scalaire est obtenue à partir de l'équation de transport du scalaire 5.13 et s'écrit comme l'équation 5.14.

$$\frac{\partial \xi}{\partial t} + u_j \frac{\partial \xi}{\partial x_j} = \kappa \Delta \xi, \text{ le symbole } \Delta \text{ représente le laplacien.} \quad (5.13)$$

$$\frac{\partial \mathcal{P}(\xi,t)}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial \xi}\left\langle \frac{d\xi}{dt}\middle| \xi \right\rangle \mathcal{P}(\xi,t) = -\frac{\partial}{\partial \xi}\left[\kappa \langle \Delta\, \xi | \, \xi\rangle\right] \mathcal{P}(\xi,t). \quad (5.14)$$

L'équation de transport du scalaire 5.13, peut être réécrite en faisant apparaître un temps caractéristique du mélange τ_ξ tel que :

$$\frac{\partial \xi}{\partial t} + u_j \frac{\partial \xi}{\partial x_j} = -\frac{1}{\tau_\xi}\left(\xi - \langle \xi \rangle\right). \quad (5.15)$$

Ce temps caractéristique est le point de départ du modèle IEM (Interaction by Exchange with the Mean).

Dans l'équation 5.14, le terme $\langle \Delta\, \xi | \, \xi \rangle$ est une moyenne conditionnée par la fraction de mélange ξ. Le temps caractéristique τ_ξ, intervient aussi dans l'équation de transport de la Pdf, au niveau du terme de diffusion scalaire conditionnée :

$$\langle \Delta\, \xi | \, \xi \rangle = -\frac{1}{\tau_\xi}\left(\xi - \langle \xi \rangle\right). \quad (5.16)$$

Le problème majeur dans l'équation de transport de la densité de probabilité $\mathcal{P}$ est la fermeture de ce terme. Il existe différentes fermetures, certaines sont basées sur la description du mélange turbulent vue comme l'interaction entre deux scalaires dans un système

binaire. Dans ce cadre il existe différents points de vue.

- Le mélange peut être décrit par une "interaction avec la moyenne" (IEM), initié par Villermaux *et al.* [125] qui modélisent le temps caractéristique de mélange τ_ξ comme étant proportionnel à une seule échelle de temps turbulent (équation 5.17).

$$\tau_\xi = -\frac{1}{C_\xi} \langle \omega \rangle^{-1}, \tag{5.17}$$

où, $\langle \omega \rangle = \frac{\langle \epsilon \rangle}{q^2}$ est la fréquence de mélange moyenne, C_ξ est un coefficient ajusté à partir de données DNS ou expérimentales servant à prédire l'historique des effets de la variance du scalaire $\langle \xi'^2 \rangle = \left\langle (\xi - \langle \xi \rangle)^2 \right\rangle$, $\langle \epsilon \rangle$ est la dissipation d'énergie cinétique moyenne et q l'énergie cinétique turbulente moyenne.
L'équation de transport de la densité de probabilité (équation 5.14) est ainsi fermée et peut s'écrire telle que :

$$\frac{\partial \mathcal{P}(\xi, t)}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial \xi} \left[C_\xi \langle \omega \rangle (\xi - \langle \xi \rangle) \right] \mathcal{P}(\xi, t). \tag{5.18}$$

Ce modèle présente un fort intérêt car peu coûteux en temps de calcul. Ainsi, il est très largement utilisé lors de simulations numériques dans un cadre industriel. Cependant, la principale limitation de ce modèle est qu'il ne considère aucunement la cascade turbulente, la Pdf initiale est déformée par une seule échelle caractéristique de la turbulence.
De nombreux auteurs ([91], [39] et [43]) pointent du doigt cette forte limitation, et proposent différentes voies pour corriger cette défaillance :

a) modèles multi-scale pour la modélisation de l'échelle caractéristique temporelle du mélange,
b) modèle de probabilités jointe vitesse / scalaire pour lesquels la fraction de mélange moyenne $\langle \xi \rangle$ dans l'équation 5.15 est remplacée par la moyenne conditionnée $\langle \xi | v \rangle$.

- Le modèle Extented IEM (EIEM), développé par Sabel'nikov et Gorokhovski [100] est une extension de ce modèle. Leur contribution consiste à prendre en compte les effets multi-échelles en remplaçant le terme $\langle \omega \rangle$, qui est une constante dans le modèle IEM, par $\omega(t)$, qui est un taux de relaxation instantané défini par $\omega(t) = \frac{\epsilon(t)}{k}$.
La validité des ces deux modèles semble assez contraignante, puisqu'ils sont validés pour des cas asymptotiques, à long temps de mélange. De plus, ils ne convergent pas vers une gaussienne.

Une alternative à ces modèles sont les modèles type **coalescence-dispersion** qui furent initiés par Curl [30].

– Plus récemment, en 2003, une autre vision des processus de mélange est proposée par Villermaux *et al.* [120] [121], qui considèrent que **le mélange** peut être vu comme **un processus d'agrégation**. En se basant sur le fait qu'une solution de l'équation de la chaleur (ou diffusion) s'exprime comme l'équation 5.19 :

$$\xi(x,t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{(x-x')^2/(4\kappa t)}}{4\sqrt{\pi\kappa t}} \xi(x',0)\, dx'. \tag{5.19}$$

Ils considèrent que le mélange turbulent est la **somme** des profils de concentrations élémentaires. Ceci est en accord avec des expériences démonstratives qui suggèrent qu'un mélange scalaire agité se relaxe vers l'uniformité à travers un processus d'agrégation. Les feuillets élémentaires sont étirés et se diluent dans le milieu en même temps qu'il s'agrègent.
Ils utilisent donc cette propriété d'addition des concentrations élémentaires pondérées par leur poids initial $\xi(x',0)\,dx'$ pour construire la fonction de densité de probabilité $\mathcal{P}$ de la fraction de mélange ξ. Ainsi, cette Pdf peut être construite telle que :

$$\mathcal{P}(\xi) = \int_0^{\xi} \mathcal{P}(\xi_1)\,\mathcal{P}(\xi_2)\, d\xi_1, \text{ avec } \xi = \xi_1 + \xi_2. \tag{5.20}$$

La probabilité $\mathcal{P}(\xi)$, de l'équation 5.20, est définie comme une **convolution** entre les distributions $\mathcal{P}(\xi_1)$ et $\mathcal{P}(\xi_2)$.
Le modèle de mélange proposé par Villermaux *et al.* est un modèle d'agrégation basé sur un processus d'auto-convolution, dans lequel deux mécanismes sont pris en compte :

a) une interaction diffusive entre deux feuillets d'épaisseur limitée par l'échelle de Batchelor η_B,

b) une diminution de la concentration d'une poche de fluide isolée par un équilibre entre la contraction de ce feuillet via le champ dynamique et la diffusion moléculaire κ.

A partir de ces deux remarques, une équation d'évolution des Pdfs peut être écrite dans l'espace de Laplace telle que :

$$\frac{\partial \hat{\mathcal{P}}(k,t)}{\partial t} = s(t)\left[\underbrace{f(t)\left(\hat{\mathcal{P}}^{1+1/f}(k,t) - \hat{\mathcal{P}}(k,t)\right)}_{a)} - \underbrace{k\frac{\partial \hat{\mathcal{P}}(k,t)}{\partial k}}_{b)}\right], \tag{5.21}$$

avec $f(k,t)^{m-1} = \frac{\langle \xi^m(t_0) \rangle}{\langle \xi^m(t) \rangle}$, qui peut être vue comme le rapport des variances de concentration et $s(t)$ le taux de déformation considéré comme constant quel que soit le feuillet considéré.

Une solution asymptotique de cette équation d'évolution de la forme *gamma* Pdf faisant intervenir un seul paramètre n à ajuster expérimentalement peut être déterminée :

$$\mathcal{P}(X = \xi / \langle \xi \rangle, t \to \infty) = \frac{n^n}{\Gamma(n)} X^{n-1} e^{-nX}. \tag{5.22}$$

Les hypothèses de ce modèle sont assez restrictives en terme de gamme d'écoulement. En effet, l'hypothèse majeure de ce modèle est que le taux de cisaillement est considéré constant, quel que soit le feuillet considéré. Or dans les écoulement turbulents il varie de manière importantes à cause de l'intermittence interne du champ de vitesse et de fluctuations de vitesse importantes. Dans un écoulement faiblement turbulent et dont le nombre de Schmidt est de l'ordre du millier (écoulement dans de l'eau par exemple), ce taux de déformation peut facilement être considéré constant puisque entre l'échelle de Kolmogorov et celle de Batchelor où les fluctuations de vitesses sont figées, le cisaillement n'influence donc plus les structures de scalaire dont la taille est inférieure à l'échelle de Kolmogorov. Or, dans notre écoulement le nombre de Reynolds turbulent R_λ, et le nombre de Schmidt, sur l'axe d'un jet, sont de l'ordre de 200 à 300 et ~ 1 respectivement. Les plus petites échelles du scalaire et de la turbulence sont donc du même ordre de grandeur, les fluctuations de vitesse sont alors pleinement ressenties par le scalaire entre ces deux échelles. Ainsi, la déformation des Pdfs du scalaire est fortement corrélée à l'action du champ de vitesse par l'intermédiaire du cisaillement.
D'autre part, nous avons précisé que la solution (équation 5.22) de l'équation 5.21 est une solution asymptotique, la validité du modèle est donc implicitement vérifiée pour un temps de mélange qui tend vers l'infini. Or le temps de séjour du fluide dans notre écoulement est bien trop court pour pouvoir satisfaire pleinement cette hypothèse.

- Venaille et Sommeria [118], [119] ont proposé un modèle dynamique de prédiction de l'évolution de Pdfs de scalaire par les effets de cascade turbulente. Leur modèle est toujours basé sur un processus de convolution type coalescence / dispersion et a pour but de trouver une équation d'évolution **dynamique** de la Pdf de scalaire filtrée à une échelle l. Cette échelle correspond à la résolution de l'observateur (pixel, taille du capteur...). Tout comme pour le modèle de Villermaux *et al.*, les effets de diffusion moléculaire sont négligés. De plus, des hypothèses supplémentaires aux hypothèses communes de tous les modèles sont formulées :
  - Le taux de contraction est constant quel que soit le feuillet considéré ayant une

longueur caractéristique l.
- L'écoulement associe de manière aléatoire deux feuillets provenant d'une région séparés initialement par une distance supérieure à l'échelle intégrale, ce qui permet de supposer l'indépendance entre deux feuillets séparés d'une distance l.

Soit $\delta(t)$ l'épaisseur d'un feuillet dans la direction contractée et $s(t)$ le taux de contraction.

$$\frac{d\delta}{dt} = -s(t)\,\delta \Leftrightarrow \delta(t) = \frac{\delta_0}{f(t)} \text{ avec } f(t) = exp\left(\int_0^t s(t')\,dt'\right). \quad (5.23)$$

Contrairement à l'idée de Villermaux *et al.* qui suggèrent que le mélange est la *somme* des profils de concentration élémentaires, Venaille et Sommeria le considère comme la **moyenne** des poches initiales de scalaire. Les détails de ce modèle sont aussi présentés dans la thèse de Venaille [117]. La Pdf résultante peut donc s'écrire comme l'équation 5.24 :

$$\mathcal{P}(\xi, t+dt) = 2\int_0^{\xi} \mathcal{P}_l(\xi_1, t)\,\mathcal{P}_l(2\xi - \xi_1)\,d\xi_1, \text{ avec } \xi = \frac{\xi_1+\xi_2}{2}. \quad (5.24)$$

La schématisation de ce modèle est présentée sur la figure 5.25.

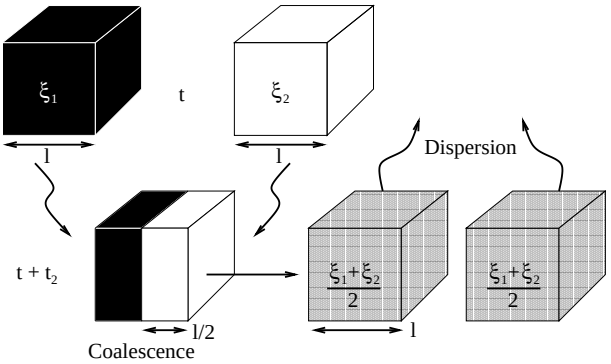


FIGURE 5.25 – Représentation schématique du modèle de mélange de Venaille et Sommeria.

Deux parcelles fluides de taille l, portant les concentrations ξ_1 et ξ_2, se rapprochent et s'agglomèrent en se contractant, formant une nouvelle poche de fluide de taille $l/2$. Ici $l/2$ correspond à une contraction de deux fois la taille du blob initial. Cette contraction est réalisée au bout d'un certain temps noté t_2. Les poches initiales se mélangent pour donner une parcelle de fluide mélangée de concentration $\frac{\xi_1+\xi_2}{2}$. Une fois cette structure mélangée, elle se disperse pour former deux poches de taille l mélangées. La Pdf de cette poche est définie par l'équation 5.24. Ce produit de

convolution s'exprime comme le produit des transformées de Laplace (équation 5.25) en changeant ξ par $\xi - min(\xi)$.

$$\hat{\mathcal{P}}_l(k, t+t_2) = \left[\hat{\mathcal{P}}_l(k/2, t)\right]^2 \text{ avec } \hat{\mathcal{P}}_l(k) = \int_0^{+\infty} \mathcal{P}_l e^{-k\xi} d\xi. \quad (5.25)$$

Un raisonnement similaire peut être fait pour des temps t_n correspondant à une contraction du feuillet par un facteur n, on (Venaille [117]) trouve :

$$\hat{\mathcal{P}}_l(k, t+t_n) = \left[\hat{\mathcal{P}}_l(k/n, t)\right]^n. \quad (5.26)$$

Afin de trouver un processus continu associé à cette évolution discrète, les auteurs de ce modèle considèrent que $n = 1+\epsilon$ avec $\epsilon = s(t)\,dt$. Ils trouvent alors une équation d'évolution dynamique de la fonction de densité de probabilité $\mathcal{P}_l$ telle que :

$$\frac{\partial \hat{\mathcal{P}}_l}{\partial t} = s(t)\left[\hat{\mathcal{P}}_l \ln \hat{\mathcal{P}}_l - k\frac{\partial \hat{\mathcal{P}}_l}{\partial k}\right]. \quad (5.27)$$

Tout comme pour les différents modèles présentés précédemment, cette équation conserve la norme et la moyenne et la solution de cette équation est donnée par :

$$\hat{\mathcal{P}}_l(k, t) = \left[\hat{\mathcal{P}}_l\left(\frac{k}{f(t)}, 0\right)\right]^{f(t)}. \quad (5.28)$$

La fonction $f(t)$ peut être déterminée grâce au rapport des variances de concentrations aux instants t et $t+dt$ respectivement (équation 5.29). Notons que ce modèle est valide dans le cadre d'une décroissance des variances, autrement dit pour un écoulement turbulent en décroissance.

$$\forall m \geq 1 \; f(t)^{m-1} = \frac{\langle \xi(t)^m \rangle}{\langle \xi(t+dt)^m \rangle}. \quad (5.29)$$

En pratique plusieurs tests de validité du modèle ont été réalisés, notamment un concernant le produit des transformées de Laplace. Venaille et Sommeria proposent de remplacer cette opération par une transformée de Fourier dont la transformée inverse est beaucoup plus facile à déterminer. Ce test est détaillé dans la suite et les résultats présentés sur la figure 5.26.

Soit une fonction $g(t) = e^{-\xi}$ avec $\xi \in [0\,;\,20]$, la valeur 20 est prise arbitrairement. La transformée de Laplace $\hat{g}(k)$ de cette fonction est donnée analytiquement par l'équation :

$$\hat{g}(k) = \frac{1}{1+k}. \tag{5.30}$$

Si on applique le modèle à cette fonction, considérée être la distribution initiale de concentration, on obtient la fonction définie par l'équation :

$$\hat{g}(k,t_n) = [\hat{g}(k,t)]^{f(t)} = \frac{1}{(1+k)^{f(t)}}. \tag{5.31}$$

La transformée inverse de Laplace de cette fonction est aussi donnée analytiquement par l'équation :

$$g(\xi,t_n) = \frac{\xi^{f(t)-1}}{(f(t)-1)!}e^{-\xi}. \tag{5.32}$$

Le test consiste juste à remplacer la transformée de Laplace en une transformée de Fourier pour passer d'un espace à l'autre. Le modèle est appliqué à la transformée de Fourier de la fonction $g(\xi)$ permettant d'obtenir une solution dans l'espace de Fourier. La transformée de Fourier inverse est ensuite appliquée à cette solution (figure 5.26 courbes en symbole) pour ensuite la comparée à la solution obtenue à partir de la transformée de Laplace (courbes continues) dans l'espace réel. On remarque que jusqu'à un taux de contraction de 12, la transformée de Fourier est tout a fait équivalente à une transformée de Laplace. Dans notre écoulement la zone de décroissance de la variance du scalaire commence à partir de $x/D = 2$ pour FI, $x/D = 2.5$ pour FII et $x/D = 3.5$ pour FIII (figure 5.10). Dans cette zone le maximum du rapport des variances est de 3.5, toutes familles confondues, ce qui restent largement dans le domaine de validité de la transformée de Fourier. Nous utilisons donc cet outil lors des calculs des Pdfs modèles dans notre configuration.

Après avoir présenté les modèles phénoménologique de prédiction de l'évolution des Pdfs de mélange, nous tentons une comparaison avec nos Pdfs issues de données expérimentales. Les résultats obtenus avec le modèle proposé par Venaille et Sommeria, noté VS, sont présentés sur la figure 5.27($-*$ noir). Pour comparaison nous reportons sur la même figure le modèle proposé par Villermaux et Duplat ($-\circ$ vert), noté VD. Il est à noter que ces modèles sont destinés à prédire l'évolution de la concentration et non des fluctuations de concentrations. Ici ξ représente donc la concentration instantanée du scalaire. Ces Pdfs sont normalisées grâce à l'équation 5.8, mais pour l'affichage des figures un changement de variable de la forme $\xi - min(\xi)$ est effectué afin de se mettre dans les conditions imposées par le modèle (e. g. $\xi \geqslant 0$). De plus les Pdfs sont calculées sur des tranches délimitées par l'axe d'un jet d'une part et le milieu de la couche de mélange

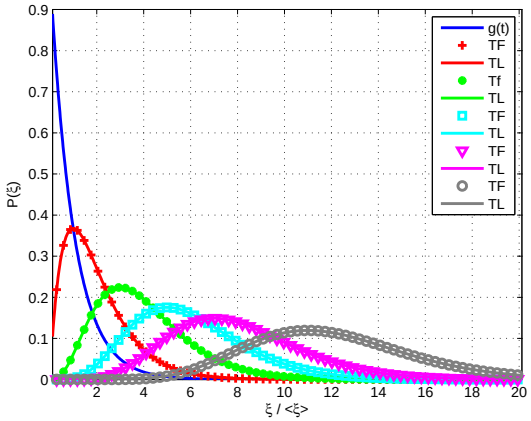
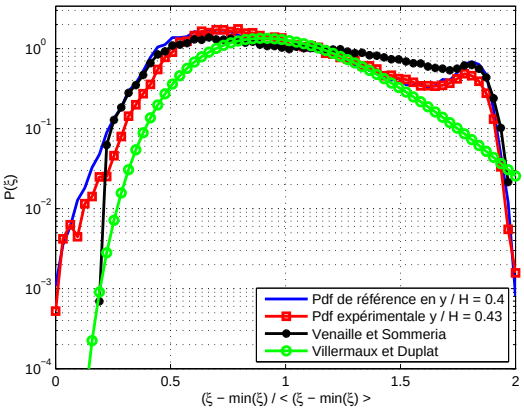


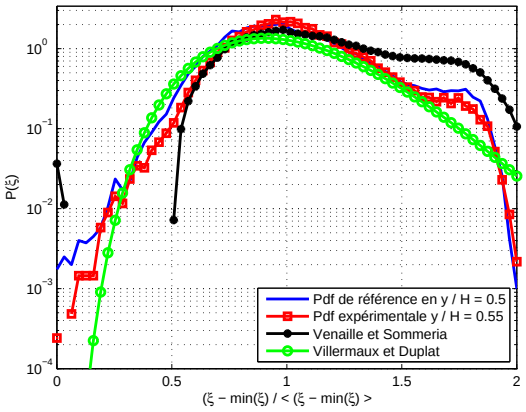
FIGURE 5.26 – Test permettant d'assimiler la transformée de Laplace à une transformée de Fourier.– bleu : distribution initiale supposée être une fonction e^{-t} ; rouge : $f(t) = 2$; vert : $f(t) = 4$; cyan : $f(t) = 6$; magenta : $f(t) = 8$; gris : $f(t) = 12$.

d'autre part, permettant à la fois la prise en compte de la variation des conditions aux limites et d'augmenter l'échantillon pour les calculs.

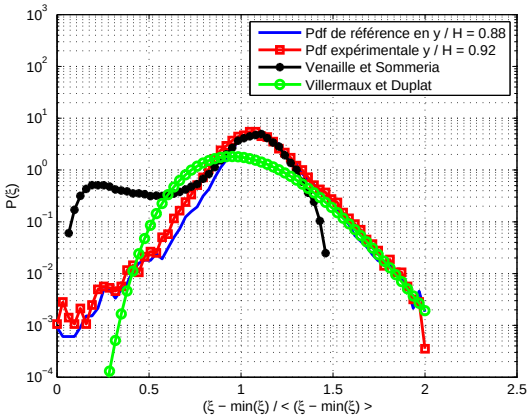
Ces modèles sont en relativement bon accord avec les Pdfs expérimentales. Cependant le modèle VD ne représente pas la trace de la bi-modalité des Pdfs expérimentales, ce qui s'explique par le fait que ce modèle est un modèle destiné à un temps de mélange infiniment long. Le mélange dans notre écoulement étant très rapide, l'approximation de temps long est rapidement atteinte, ainsi légèrement après le milieu du réacteur le modèle décrit de mieux en mieux l'évolution des Pdfs expérimentales. Cependant, la trace de la bi-modalité reste présente quelle que soit la position. Cette particularité n'est jamais décrite par ce modèle. Notons que le paramètre n est de l'ordre de 10.5 dans la région centrale du réacteur et qu'il vaut ≈ 30 dans la région proche sortie de réacteur. En très proche sortie du réacteur, le modèle VD semble mieux décrire l'évolution de la Pdf que dans les régions plus en amont. En effet, dans cette zone d'écoulement le mélange est quasiment fait dans sa totalité, la bi-modalité des Pdfs n'est plus perceptible. Ceci permet une légère amélioration de la prédiction du modèle car l'hypothèse de temps de mélange infini est de plus en plus valide lorsque l'on s'approche de la sortie du réacteur. Cependant, la prédiction des maxima de concentration n'est pas située à la bonne valeur de concentration alors que pour le modèle VS, le maximum est toujours correctement localisé. On peut donc dire que le modèle VD semble prédire correctement une partie de la Pdf expérimentale (région de fluctuations rares et positives) alors que le modèle VS prédit correctement la localisation du maximum de concentration. Notons, cependant que ces modèles sont validés sur des distances très courtes. La prédiction de l'évolution des pdfs, avec ces deux modèles, fonctionne uniquement sur ces distances très petites. Cependant, ils ont aussi été testé dans une configuration légèrement différente, qui était



(a) En $x/H = 0.45$.



(b) En $x/H = 0.55$.



(c) En $x/H = 0.55$.

FIGURE 5.27 – Comparaison des modèles de mélange : $-*$ noir : Venaille & Sommeria (2007), VS, $-\circ$ vert : Villermaux & Duplat (2003), VD).

une succession de jets cisaillés suivant des lignes (Boutin *et al.* [14]), et dans laquelle ces modèles fonctionnent sur des distances plus importantes.

Pour le développement du modèle adapté à notre configuration, ces deux remarques sont intéressantes, puisqu'elles suggèrent d'utiliser les avantages de chaque modèle pour tenter de prédire au mieux l'évolution des Pdfs dans notre configuration d'étude. De plus, l'intermittence visible par l'élargissement des ailes de la Pdf expérimentale n'est captée ni par le modèle VD, ni par VS. En effet, ces deux modèles relaxent vers une gaussienne, il est donc évident qu'ils ne peuvent prédire l'intermittence interne de notre écoulement.

Finalement, le modèle VS est en meilleur accord avec nos données expérimentales , il représente correctement la trace de la bi-modalité. Les maximas sont qualitativement bien représentés, tout au moins bien localisé vis à vis de la valeur de la concentration recherchée. Cependant, on peut noter que ce modèle a une forte sensibilité vis à vis de la Pdf de référence, et la prédiction reste uniquement sur des distances relativement faibles. Comme nous l'avons déjà évoqué, ces modèles considèrent que le taux de cisaillement est constant quel que soit le feuillet considéré. De plus, la validité de ces modèles entre dans le cadre d'un écoulement faiblement turbulent et à grand nombre de Schmidt. Or, dans notre écoulement l'intermittence interne du champ de vitesse joue un rôle important sur la déformation des Pdfs. Comme on peut le voir sur la figure 5.28, l'intermittence interne est importante dans notre écoulement. Cette figure représente la fonction de densité de probabilité à chaque échelle du scalaire (e g. des incréments de scalaire). On peut assez facilement remarquer que les ailes des Pdfs dont l'échelle est inférieure à l'échelle intégrale (courbes $-*$ bleue et $-\square$ rouge) sont décollées par rapport à la gaussienne (courbe $-$ noire). Ceci est vérifié quelle que soit la condition sur le nombre de Reynolds et le diamètre des tubes.

Nous nous proposons d'aller un peu plus loin dans la modélisation des Pdfs en prenant en compte l'influence du taux de déformation. A présent, l'idée est de modéliser l'évolution des Pdfs de scalaire jointes par le taux de cisaillement. Celles-ci sont notées par la suite $\mathcal{P}(\xi \mid s)$. Avec s le taux de déformation défini à partir de l'équation 4.5, qui est le déterminant de la matrice des taux de déformation, en remplaçant les grandeurs moyennes par les grandeurs instantanées. Pour la prise en compte des fluctuations du taux de déformation, nous ne le considérons plus constant quel que soit le feuillet considéré mais, à présent, à une distribution de concentration correspond un taux de déformations. Pour exemple sont représenté les Pdfs jointes en $x/H = 0.083$, $x/H = 0.5$ et $x/H = 0.83$, pour la condition faiblement turbulente sur la figure 5.29. Ces Pdfs sont normalisée telles que ;

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \mathcal{P}(\xi \mid s')\, ds'\, d\xi = 1, \tag{5.33}$$

En vue d'une modélisation de l'évolution de ces Pdfs jointes, elles sont calculées sur des tranches délimitées par l'axe d'un jet d'une part et le milieu de la couche de mélange

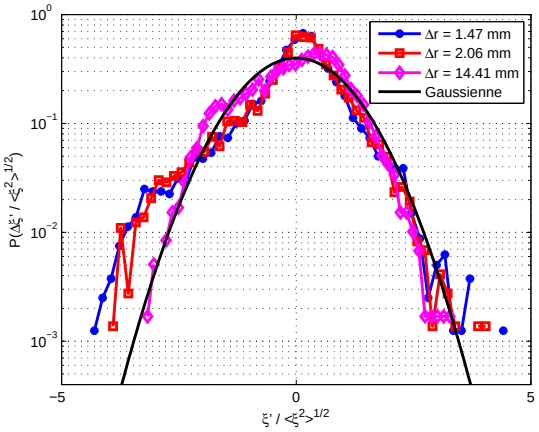


FIGURE 5.28 – Pdfs des incréments de scalaire pour FI au milieu du réacteur et sur l'axe d'un jet. $-*$ bleu : $\mathcal{P}(\xi/\langle\xi^2\rangle)$ pour le plus petit incrément mesuré, $-\square$ rouge : $\mathcal{P}(\xi/\langle\xi^2\rangle)$ pour un incrément intermédiaire et $-\Diamond$ magenta : $\mathcal{P}(\xi/\langle\xi^2\rangle)$ pour un incrément de l'ordre de l'échelle intégrale.

d'autre part. La bi-modalité de la distribution jointe de concentration est bien visible sur les Pdfs jointes calculées à la sortie et au centre du réacteur. Dans la région de champ proche, les deux modes correspondent d'une part à la zone d'écoulement potentiel, avec une concentration de scalaire égale à un, et d'autre part à la zone proche sortie du jet opposé contenant une mixture homogène de scalaire de concentration de l'ordre de 0.4. Cette valeur a aussi été mise en évidence lors de la description des champs de scalaire moyen. En proche sortie, la distribution est plus homogène où comme nous l'avons déjà montré la concentration varie entre 0.4 et 0.6.

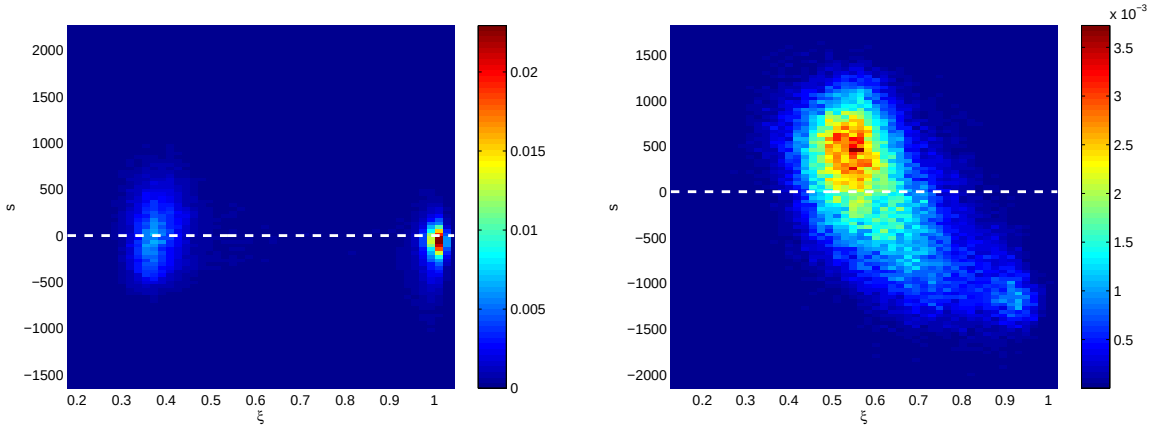
Pour la modélisation des ces distributions de probabilités jointes, nous considérons qu'à chaque Pdf de concentration correspond une valeur de taux de déformation. La prise en compte des fluctuations du taux de déformation est faite implicitement dans le calcul de la fonction $f(t)$ qui est toujours définie comme le rapport des variances de concentration. A chaque Pdf de concentration correspondant à un taux de déformation est associé une variance de scalaire définie par l'équation 5.34. Cette variance varie donc avec le taux de déformation et par conséquent la fonction $f(t)$ aussi. La prise en compte des fluctuations du strain est donc faite implicitement dans le calcul de cette fonction $f(t)$.

$$\langle\xi^2\rangle = \int_0^\infty \mathcal{P}\ (\xi \mid s = s_i)\,\xi^2 d\xi, \qquad (5.34)$$

$$\text{où :} \int_0^\infty \mathcal{P}\ (\xi \mid s = s_i)\,d\xi = 1.$$

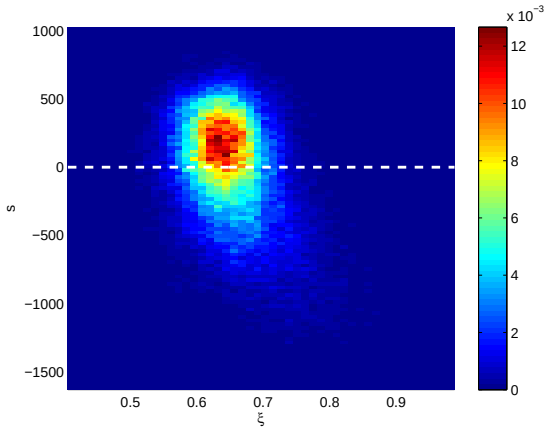
Et s_i est le taux de déformation associé à la Pdf conditionnée notée $\mathcal{P}\,(\xi \mid s = s_i)$.

Le même modèle que celui proposé par Venaille & Sommeria est utilisé pour prédire l'évolution de chaque Pdf conditionnée. Ces Pdfs modèles sont ensuite réorganisées suivant chaque taux de déformation donnant la Pdf jointe modèle, qui est elle même normalisée avec l'équation 5.33.



(a) En $x/H = 0.083$.

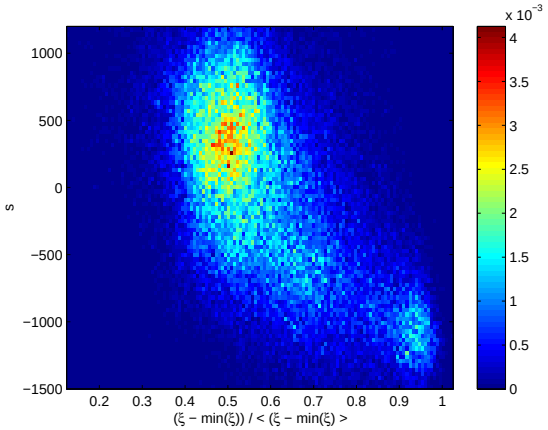
(b) En $x/H = 0.5$.



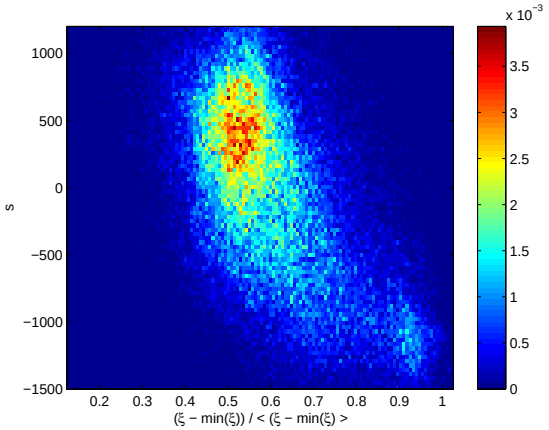
(c) En $x/H = 0.83$.

FIGURE 5.29 – $\mathcal{P}(\xi \mid s)$ sur l'axe d'un jet et pour la condition faiblement turbulente (FI).

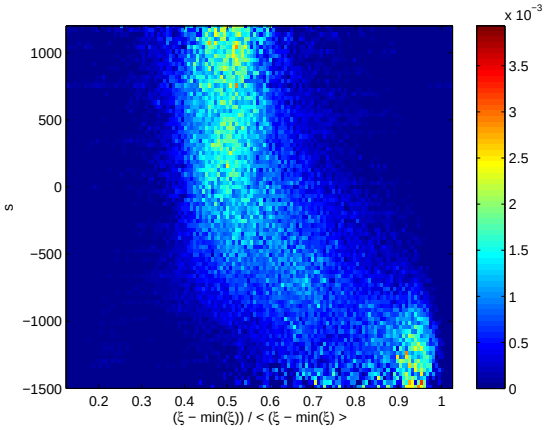
Ces résultats sont préliminaires mais encourageants, l'allure générale de la Pdf expérimentale semble relativement bien représentée, avec un alignement suivant les taux de cisaillement qualitativement ressemblant à la Pdf jointe expérimentale. Notons toutefois que les amplitudes sont sous-estimées. Du bruit consistant à attribuer en certains points des valeurs de probabilité assez importantes. Ces probabilités correspondent généralement à des valeurs de taux de déformation élevées, ce qui ne semble pas physique. Ces valeurs influent de manière importante sur l'ensemble de la Pdf jointe par l'intermédiaire de la



(a) Pdf jointe de référence en $x/H = 0.45$.



(b) Pdf jointe expérimentale en $x/H = 0.5$.



(c) Modélisation de la Pdf jointe expérimentale 5.30(b) à partir de la Pdf de référence 5.30(a).

FIGURE 5.30 – Comparaison du modèle de Pdf jointe aux Pdfs expérimentales.

normalisation de l'équation 5.33. Ceci permet, dans un première approche, d'expliquer la sous-estimation sur l'amplitude des probabilités.

5.5 Conclusions

Les mesures de mélange ont été effectuées par fluorescence induite par plan laser (PLIF) sur la molécule d'acétone. Un jet sur deux est ensemencé en acétone dans des proportions de 3% en volume dans l'air. Ainsi le nombre de Schmidt Sc, est petit et est estimé à 1.42 dans notre configuration d'étude. De ce fait, il existe un couplage important entre le champ dynamique et le scalaire. Le champ scalaire est tout d'abord étudié indépendamment du champ dynamique, puis nous avons envisagé le couplage des deux.

Dans un premier temps, l'influence du nombre de Reynolds sur la qualité du mélange est étudiée. Puis, nous avons aussi envisagé la description et la compréhension du scalaire lorsque le taux de confinement varie. Deux taux de confinement sont étudiés. Le premier pour lequel le rapport entre la distance entre deux axes de jets successifs et le diamètre des jets vaut 2.4 et un second cas pour lequel ce taux est de 4.

Les conditions de mélange varient avec la position dans le réacteur. En effet, dû à la configuration géométrique de l'écoulement qui est un jet cisaillé par un autre placé à contre courant, lorsque l'on se place dans le champ proche de l'un des deux jets, le jet se trouvant en face a parcouru presque la totalité du réacteur et ainsi s'est progressivement mélangé. Les conditions aux limites sont donc variables avec la position longitudinale dans le réacteur.

Il est aussi à noter que le battement, à la fois parallèle et perpendiculaire au plan de mesure, des jets pour les familles FI et FII crée une intermittence à grande échelle. Ce battement amplifie la brassage des espèces et par conséquent, ugmente l'efficacité du mélange en relation avec l'augmentation des gradients de concentration.

Notons qu'une concentration globale moyenne inférieure à 0.5 met en évidence une région de fluide contenant majoritairement de l'acétone alors qu'une zone où la fraction de fluide globale ξ est inférieure à 0.5 contient plutôt du fluide $\xi = 0$.

Dans ce réacteur on distingue deux zones différentes :

- La région supérieure du réacteur ($0 < x/H < 0.5$), la fraction de mélange moyenne $\langle\xi\rangle$ est inférieure à 0.5, ainsi dans cette région la composition du fluide est globalement pauvre.
- Dans la partie inférieure ($x/H > 0.5$), le fluide $\xi = 0$ pur vient se mélanger au fluide $\xi = 1$ globalement mélangé. La concentration globale moyenne est donc supérieure à 0.5 et le fluide peut être considéré comme un mélange riche.

L'étude des champs de concentration moyenne a montré que ces deux régions sont globalement homogènes et que les gradients de concentrations y sont faibles. Ainsi, le mélange des espèces ne se fait plus et la composition du fluide reste constante jusqu'à sa sortie du réacteur. Le mélange est donc bien fait dans ces régions d'écoulement. Dans ces

deux régions, la concentration moyenne du fluide est de 0.6 et 0.4 pour les zones inférieure et supérieure, respectivement. Ces valeurs révèlent que le fluide n'est pas bien mélangé, et n'évolue plus avec la position longitudinale.

D'autre part, la région de cisaillement se trouvant entre le jet ascendant et le jet descendant est, quant à elle, propice à une bonne qualité du mélange. En effet dans cette région de l'écoulement, toutes les conditions pour qu'un mélange soit bien fait y sont réunies. Les gradients aussi bien de concentration que de vitesse y sont importants.

L'observation des profils de concentration moyenne sur l'axe des jets montre d'une part que la longueur du cône potentiel pour la concentration est plus court que celui de la vitesse, et d'autre part que la décroissance de la concentration moyenne est accélérée vis à vis de la vitesse moyenne longitudinale. Ceci est en relation avec l'expansion latérale plus importante, en champ proche, pour le scalaire que pour la vitesse. En progressant avec la position longitudinale, l'expansion du scalaire est ralentie vis à vis de celle d'un écoulement libre, en relation avec l'effet du confinement latéral qui "bloque" les transferts transversaux. Ce ralentissement est d'autant plus important que le taux de confinement l'est. De plus, ce ralentissement est aussi en lien avec l'accélération de l'auto-similitude des profils de concentration moyenne des jets, qui commence à environ deux diamètres de jets. Pour la géométrie la plus confinée, l'action du confinement latéral ajuste parfaitement les profils de concentration moyenne sur les profils de vitesse longitudinale moyenne.

Les profils transversaux de concentration moyenne montrent aussi pour cette géométrie d'écoulement, que les couches de mélange s'étirent de l'axe d'un jet ascendant jusqu'à l'axe du jet descendant rendant l'évolution de la concentration radiale quasi linéaire dans la région centrale du réacteur. *A contrario*, pour la configuration la moins confinée, la variation transversale des gradients de concentration est importante, ceci confirme l'influence réduite du confinement latéral. Ainsi, les jets ne se voient quasiment pas pour cette configuration, et le comportement des jets est globalement celui d'un jet axisymétrique libre.

L'étude de l'épaisseur des couches de mélange définie telle que $\delta_{mixing} = y_{0.9} - y_{0.1}$ montre, à taux de confinement constant et pour des conditions de nombre de Reynolds importants (cas B et C, ou D, E, et F), une similarité avec le nombre de Reynolds. Pour la condition faiblement turbulente, l'épaisseur de cette couche de mélange semble décroître légèrement vis a vis des configurations plus turbulentes. Elle est de l'ordre de 20 et 18 mm au milieu de la couche de mélange et pour les configurations $D = 6$ et 10 mm, respectivement.

Le calcul de l'échelle de diffusion massique λ_D montre que la plus petite échelle est de l'ordre de 110 μm, pour la condition géométrique la moins confinée et la moins turbulente ($D = 6$ mm et $e/D = 4$) et de 24 μm pour la configuration la plus confinée et la plus turbulente. Cette échelle correspond à la dimension des structures pour lesquelles le scalaire reste contracté sous forme de nappe. On montre, de plus, que d'une part, à taux de confinement constant, cette échelle décroît linéairement lorsque le nombre de Reynolds croît et que, d'autre part, à condition hydrodynamique constante, elle est plus

petite lorsque le taux de confinement est important.

L'équation de transport de la moyenne du scalaire montre que, le long de l'axe d'un jet, il existe uniquement deux termes prédominants, qui sont le terme de diffusion turbulente et le terme de transport par l'écoulement moyen. La diffusion moléculaire est quant à elle totalement négligeable devant ces deux termes.

Les champs de variance du scalaire montrent que, d'une part dans le champ proche et quelle que soit la configuration géométrique, la variance est quasi nulle dans le cône potentiel, puis croît le long de l'axe d'un jet en lien avec la progression de la couche de mélange interne vers l'axe des jets. À partir de $3.5D$ et $2.5D$ pour les géométries de diamètre $D = 6$ et 10 mm, respectivement, elle commence à décroître jusqu'à la sortie du réacteur. Dans cette zone, l'écoulement est du type turbulence en décroissance libre. Au centre du réacteur, pour la géométrie la plus confinée, les valeurs importantes de la variance du scalaire s'étendent sur presque la totalité de l'espace inter-jet alors que pour la configuration $D = 6$ mm elle est quasi nulle, ce qui confirme que les jets ne se "parlent" quasiment pas, et ont un comportement indépendant l'un de l'autre. *A contrario*, la géométrie $D = 10$ mm montre une forte interaction entre le jet ascendant et le jet descendant, et ainsi une meilleure qualité du mélange pour cette configuration.

Les flux longitudinaux et transversaux de scalaire montrent que la qualité du mélange est, quelle que soit la géométrie d'écoulement, optimisée vis à vis d'une configuration géométrique de jets en co–courant. De plus, l'intensité et la répartition de ces flux montrent que la configuration la plus confinée semble mieux mélanger le scalaire que la géométrie $D = 6$ mm. Cette tendance est confirmée par le bilan de variance du scalaire, qui montre que malgré un pic de dissipation du scalaire plus faible, sa répartition est globalement plus étendue pour la configuration la plus confinée.

L'étude des fonctions de densités de probabilités globales montre que la surface de scalaire bien mélangé est légèrement plus importante dans le cas où le confinement est réduit. Cette région correspond à la zone de cisaillement inter–jet. D'autre part, les régions de mélange homogène sont aussi plus grandes pour cette géométrie. De ce point de vue, on pourrait dire que cette configuration de faible confinement mélange mieux.

Lorsque l'on calcule les Pdfs locales, on montre que, le long de l'axe d'un jet, il existe une dissymétrie tout au long de la traversée du fluide dans le réacteur, pour la géométrie $D = 10$, mm alors que pour la configuration la moins confinée, les Pdfs tendent rapidement vers une gaussienne. Ainsi, et de ce point de vue, le mélange semble être mieux réalisé pour cette dernière configuration.

L'interaction du champ dynamique sur le champ scalaire est étudiée via les fonctions de densités de probabilités jointes et conditionnelles. Ces probabilités relient le champ dynamique au champ scalaire par l'intermédiaire du taux de déformation et de la fraction globale de scalaire. Le calcul de la Pdf jointe en champ proche montre qu'une corrélation importante entre la vitesse et la concentration est bien présente. En effet, une faible fluctuations scalaire est analogue à une petite fluctuation de vitesse et le signe des fluctuations est aussi identique pour ces deux quantités. Au fur et à mesure que l'on progresse

dans la direction moyenne de l'écoulement, les Pdfs se déforment de différentes façons en fonction de la géométrie d'écoulement. Pour la configuration la moins confinée, au milieu du réacteur la Pdf jointe semble être globalement homogène, à une fluctuation positive de scalaire correspond une fluctuation positive de vitesse et inversement. *A contrario*, pour la configuration la plus confinée, la trace du pic important en champ proche semble être toujours marquée.

En proche sortie de réacteur, on montre que les fluctuations de scalaire sont fortement corrélées aux fluctuations de vitesse pour les fluctuations négatives. En effet, un écoulement de retour est créé par l'impact du jet sur les plaques poreuse qui crée une fluctuation négative de vitesse. Cette fluctuation porte avec elle une concentration de scalaire plus faible que la concentration moyenne, ainsi à une fluctuation négative de vitesse correspond une fluctuation négative de concentration.

Pour finir, nous avons tenté une modélisation de l'évolution de ces Pdfs jointes, en considérant que le mélange, à une échelle l est le résultat de l'auto–convolution d'une poche de fluide contenant une certaine quantité de scalaire. Nous proposons les grandes lignes d'un possible développement de modèle phénoménologique de la Pdf de scalaire. Ce modèle, initialement proposé par Venaille & Sommeria [118], est adapté dans une perspective de prise en compte des fluctuations du taux de déformation, dont l'action sur la déformation des Pdfs de scalaire est importante lorsque le nombre de Schmidt est petit et que le nombre de Reynolds turbulent est grand, ce qui est le cas dans notre écoulement.

Chapitre 6

Vers la quantification du micro-mélange à l'échelle sub-pixel

Cette partie s'intéresse au mélange moléculaire à une échelle plus petite que la résolution spatiale de la technique de fluorescence sur acétone seule, et a fait l'objet d'une communication pour le Symposium des techniques lasers appliquées à la mécanique de fluides [1]. Nous détaillons tout d'abord la technique de mesure, puis présentons les résultats pour deux configurations géométriques différentes : une première pour un taux de confinement important ($e/D = 2.4$) et une seconde pour un taux de confinement plus faible ($e/D = 4$). Un second paramètre est aussi étudié, qui est l'influence des conditions hydrodynamiques sur l'efficacité du micro-mélange.

Abstract

Dual-tracer planar laser-induced fluorescence (PLIF) and Particle image Velocimetry (PIV) techniques are used to quantify instantaneous distributions of macro and micro-mixing. The investigated flow is a Partially Stirred Reactor (PaSR) composed of 16 pairs of sheared jets. The typical pattern consists in a jet surrounded by 4 jets in counter flow, arranged on a cartesian grid.

The first scalar concentration measurement is performed by PLIF of nitric oxide (NO) seeded in a nitrogen jet, to mark the unmixed jet fluid fraction. PLIF on acetone, seeded in the counter-flowing air jets, marks the total fluid fraction. By combining data from these two simultaneous images, quantitative measurements of micro-mixing between counter-flowing jet fluids can be made on a pixel-by-pixel basis. Simultaneously, two velocity

1. 15th International Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluids Mechanics - 5 to 8 July 2010

components measurements (by PIV) are used to get information about the velocity field which mixes. The first objective of this experimental work is to provide a reliable database for different flow geometries and Reynolds numbers. This database is further used to study the influence of such parameters on the micro-mixing properties and in particular on its efficiency. It is shown that micromixing is favored by either increasing injection Reynolds numbers, or injection by small diameters jets in comparison with the flow dimensions (small-scale injection).

Keywords : *micromixing, dual tracer, NO PLIF, acetone PLIF.*

6.1 Introduction

Quantitative characterization and prediction of micromixing are of significant interest in numerous applications, such as chemical processing, combustion, aerospace propulsion, etc. 'Micro-mixing' is generally used when the mixture of two substances A and B occurs at small scales, or at molecular scales. In this case, the contact surface between the two substances is maximal, and the chemical reaction can occur on a maximum surface to volume ratio. This is why chemical reactions are very good candidates to characterize micro-mixing [36]. PLIF has been used extensively to image the scalar field in both reacting and non-reacting flows, and a variety of laser based techniques have been implemented. In high Reynolds number flows, however, the ratio between the largest and the smallest scales is important and the challenge is therefore to visualize both large and small scales.

To overcome these difficulties, various strategies have been proposed. In reactive configurations, mixing statistics can be obtained by using a 'flip' experiment ([36], [58]). The obvious limitation of this technique is that it cannot be used to obtain instantaneous images of molecular mixing. As an alternative to methods based on fast chemistry, several studies have utilized quenching of fluorescence of tracer species as the product marker, also known as 'cold chemistry' [25]. Hu and Koochesfahani ([54]) used the quenching of acetone phosphorescence as a marker of mixed fluid, as a variant of cold chemistry technique. The first technique for measuring both instantaneous molecularly mixed fluid quantities and the large-scale structures in high turbulent flow was implemented by [62] in a shear layer. This technique uses acetone PLIF as a passive-scalar measurement of the fluid fractions from each fluid stream of a shear layer, and uses NO PLIF simultaneously to obtain the molecularly unmixed fluid fraction. Thus, the instantaneous molecularly mixed fluid fraction, mixing efficiency, and relevant statistics can be obtained in post-processing. Several studies in (high-speed) turbulent jets, planar shear layers etc. have been performed using this approach (e.g. [61], [80]).

However, the existing studies are mainly devoted to free shear flows that entrain and mix freestream (unmixed) fluids. This work is aimed at a quantitative understanding and the development of models for molecular mixing in turbulence. Mixing in a Partially

Stirred Reactor (PaSR) is examined over a range of flow conditions. The proposed PaSR geometry has well-characterized boundary conditions facilitating comparisons with modeling, numerical simulations. The turbulent flow is composed of multiple shear jets [69], with a typical pattern consisting in a jet surrounded by 4 jets in counter flows, arranged on a cartesian grid.

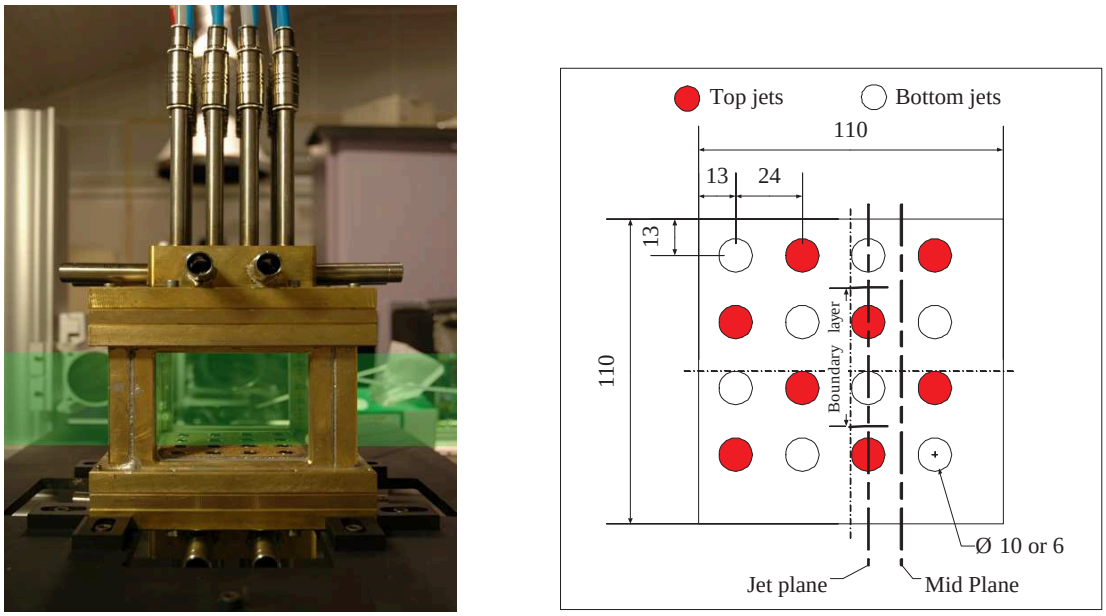
First, we provide a reliable experimental data set, for variable flow geometries and Reynolds numbers. Measurements rely on laser diagnostics that simultaneously measure the following :
- The scalar concentration field in cold reacting flow, in which NO is used as a tracer (PLIF on NO). Its fluorescence is strongly quenched by oxygen from the counter-flow jets. This concentration will mark the unmixed scalar.
- The concentration field of a non-reacting scalar (e.g., acetone) transported as is NO (PLIF on Acetone). This latter quantity marks the mixture fraction.
- Two components of the velocity field using PIV.

6.2 Experimental set-up and diagnostics

6.2.1 The reactor

The reactor is presented in figure 6.1(a). The basic design allows for a modular and flexible experiment, generating flows in which velocity and scalar fields can be simultaneously investigated. The reactor interior is a rectangular parallelepiped ($110 \times 110 \times 60$ mm^3) equipped with quartz Suprasil windows (100×80 mm^2). The top/bottom porous boundary plates are backed by plena connected to an exhaust piping network through 8 exhaust ports on each cap (Krawczynski, 2007 [68]). Each plenum provides 8 tubes that supply the top/bottom jets individually. Two types of tubes are employed. These are 200 mm long, with an inner diameter of either $D = 10$ mm or $D = 6$ mm, respectively, arranged on a 24 mm spacing cartesian mesh, Fig. 6.1(b). The horizontal distance between two neighboring jet axes is $2e = 24$ mm. Hence, the geometry of the confined flow is fixed through the scales : $e = 12$ mm, $H = 60$ mm and the injection jets diameter D. To document internal conditions, one wall is equipped with a 1 mm diameter pressure tap, connected to a digital manometer and a platinum probe for temperature measurement. All the experiments are performed at $P = 1.6$ bar and at room temperature. In this work, the Reynolds number $Re = U_{deb}D/\nu$ based on U_{deb}, the fluid injection velocity, varies between 6400 up to 16000. We focus on the influence of the lateral confinement and of the Reynolds number on statistics, thanks to the fluid injection by either 10 or 6 mm tubes diameter.

Since the injection jets diameter takes two values while the lateral distance among each two consecutive opposed jets is fixed, the flow configuration is double : CSJ close sheared jets ($D = 10$ mm) and FSJ far sheared jets ($D = 6$ mm).



(a) Experimental set-up

(b) Scalars injection

FIGURE 6.1 – The reactor.

6.2.2 Experimental measurements

The ensemble-averaged displacement of Di-Ethyl-Hexyl-Sebacat (DEHS, $C_{26}H_{50}O_4$) particles ($\rho_p = 918$ kg.m^3) between pairs of images is estimated using a PIV cross-correlation technique, 2D-2C velocity field. The particles diameter (calibrated with a Malvern difractometer) is between 1 and 1.15 μm. Due to the periodic pattern of the fluid injection, we have restricted the investigated fields to a couple of counter-flowing jet, (see Fig. 6.1(b)).

The light source is a Nd-Yag laser (Big Sky laser, 120 mJ/pulse) with a second-harmonic-generating crystal that produces a Q-switched laser output in the green ($\Lambda_{PIV} = 532$ nm). Light scattered from the particles is collected on a CCD camera (R&D Vision, 12 bits, 1600 $\times$ 1200 pix^2) with a 50 mm f/1.2 Nikkor lens, yielding a magnification of 21.76 pix.mm^{-1}. The initial size of the PIV interrogation window is 64 pix^2. Six iterations are used to obtain a final interrogation window size of 16 pix^2, with a 50% overlap. The spatial resolution of the measurements is determined according to the PIV transfer function (Foucaut et al. 2004 [42]). This analysis yields a cut-off spatial frequency for the PIV system of $f_c = 2.8.10^{-2}$ pix^{-1} corresponding to a scale of ≈ 1.12 mm. These spatial resolutions are fixed in a given experimental configuration and do not depend on the flow. The size of velocity field is 55.2×73.5 mm^2.

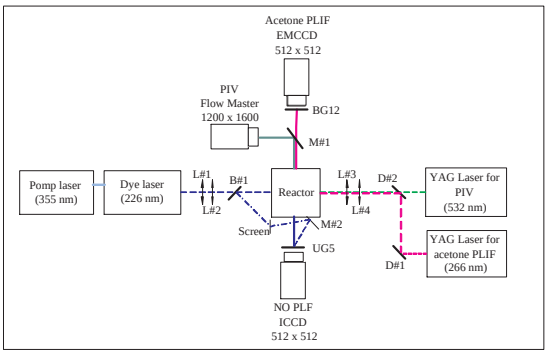


FIGURE 6.2 – Experimental set-up.

The passive scalar (air + acetone (3%)) is injected by the lower side jets (illustrated by white jets in Fig. 6.1(b), while the reactive scalar ($N_2 + NO$ (300 ppm)) by upper jets (red jets in Fig. 6.1(b)). Passive scalar measurement is investigated by Planar Laser Induced-Fluorescence (PLIF) on acetone molecule. A laser sheet is created by the same optical system as PIV measurement. The light source is a Nd :YAG laser (Spectra Physics) with a fourth-harmonic generating crystal that produces a Q-switched laser ouput in the UV ($\Lambda_{Ac} = 266$ nm, 170 mJ). Fluorescence signal is collected on a "Princeton Instrument PhotonMax EMCCD" camera, 16 bits, 512×512 pixels coupled to a visible Nikkor 50 mm focal length, f/1.2 lens. The exposure time on is 2 ms, that is why parasites lights have to be rejected by color glass, by using a dichroic mirror and a BG12 filter.

Spatial resolution is estimated to 490 μm thanks to the FTM of the optical acquisition system. Camera's FTM is determined by taking an image of "infinite" gradient simulated by a razor blade placed on the target is acquired. FFT is applied on the image gradient. The cut frequency is got when the contrast is less than 10%.

Despite a small part of fluorescence signal available, because of high energy laser, the signal to noise ratio is more than 10. Fluorescence signal is normalized by the mean sheet and the maximum grey level is adjusted by a zone in which mixing fraction of passive scalar is one (jet potential core).

The reactive scalar is simulated by the oxygen and acetone quenching on NO molecule (Paul et al., 1993 [85] ; Clemens et al. 1995 [25]), call "Cold chemistry Method". The laser was tuned to $Q_1(1) \rightarrow Q_1(4)$ line of the $A^2\Sigma^+ \leftarrow X^2\Pi(0,0)$ NO electronic transition ($\Lambda_{NO} = 226.18$ nm), using a frequency doubled BBO cristal of a dye laser pomp by Nd :YAG laser at 355 nm. The global energy laser output is 3 mJ during 10 ns. PLIF images were acquired using an ICCD camera (Princeton Instrument, 16 bits, 512×512 pixels) coupled to a UV Nikkor 48 mm focal length, f/1.2 lens. A UG 5 glass filter 3 mm thickness is used to remove Mie diffusion scattering at 226 nm. The peak signal to noise ratio is about 40. The scalar field is 55×55 mm^2 as acetone PLIF field. A huge attention

has been devoted to the calibration of the shot-to-shot energy fluctuations in order to correct the spatio-temporal inhomogeneities energy laser distribution. A small part of laser sheet is split using a beamspliter (see Fig. 6.2, B#1) and projected on the image edge. The aim of this procedure is to provide accurate quantitative evaluation of the reactive scalar concentration. The normalized fluorescence signal Sf_{norm} can be written as :

$$Sf_{\mathrm{norm}}(x,y,t) = \frac{Sf_{raw}(x,y,t) - \langle Noise(x,y)\rangle}{\langle Sheet(x,y)\rangle - \langle Noise(x,y)\rangle}\ R(x,t)$$

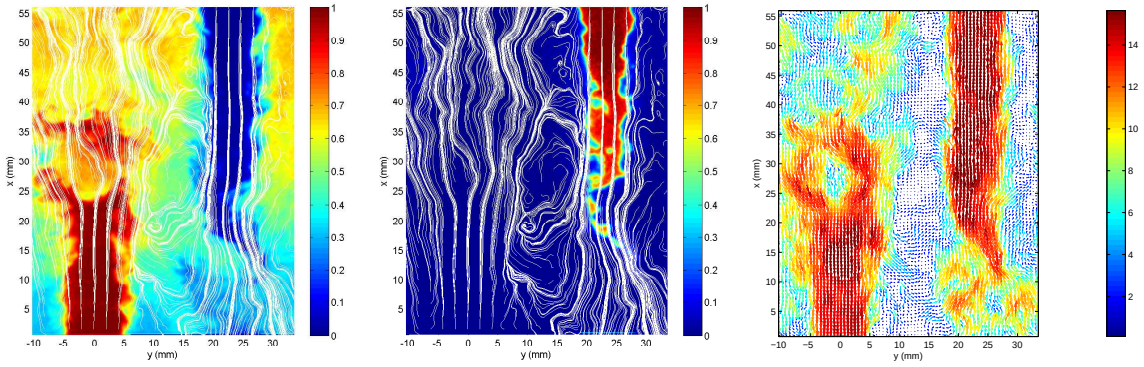
with $R(x,t) = \frac{\langle U_{\nu_{sheet}}(x)\rangle}{U_{\nu}(x,t)}$ and $\langle U_{\nu_{sheet}}(x)\rangle$ is the mean split energy profile acquired with homogeneous flow fields and $U_{\nu}(x,t)$ is the instantaneous energy profile acquired on the image edge of the reactive scalar.

The spatial resolution of nitric oxide diagnostic is equal to 640 μm.

All scalar fields are filtered using a Wiener filter type (Krawczynski et al., 2006 [70]), which removes high frequency fluctuations. After normalization and filtering processes, residuals fluctuations of passive scalar measurement are $\approx \pm 1\%$ and for reactive scalar measurement $\approx \pm 5\%$.

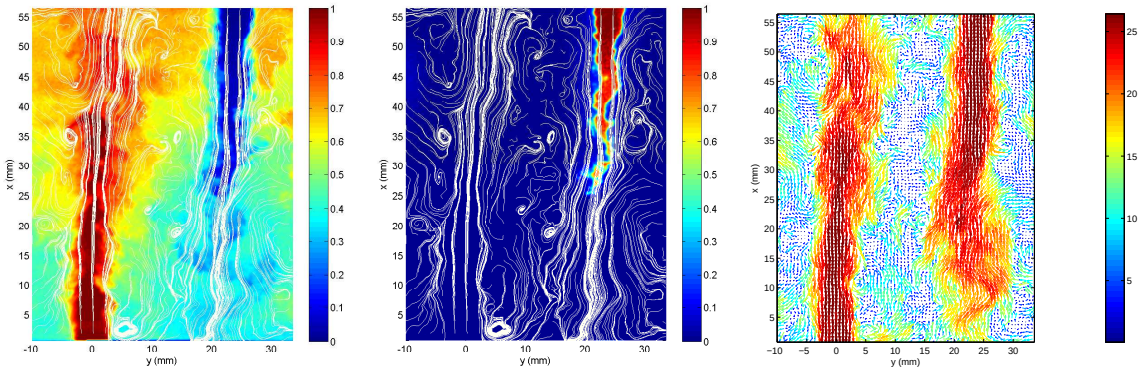
A post processing is applied to scalar fields to get the same spatial physical mesh for the three measured quantities : the 'reactive' scalar NO, the conserved scalar and the velocity field. A linear data interpolation is applied to the scalars at the level of the velocity field mesh, the latter being the least accurate field.

The post processing yields an experimental data set containing at one mesh point : the conserved scalar mixing fraction Z, the reactive scalar mixing fraction $Z_{reactive}$, and two velocity components (u and v) presented on Figs. 6.3 and 6.4.



(a) Conserved scalar (b) Cold chemistry (c) Instantaneous velocity field

FIGURE 6.3 – Simultaneous measurements data sets for $D = 10$ mm. Distributions of the conserved scalar ξ (left), the pure fluid mixing fraction $Z_{reactive}$ (middle) and instantaneous velocity field (right). Close shear jets, $Re = 10700$.



(a) Conserved scalar (b) Cold chemistry (c) Instantaneous velocity field

FIGURE 6.4 – Simultaneous measurements data sets for $D = 10$ mm. Distributions of the conserved scalar ξ (left), the pure fluid mixing fraction $Z_{reactive}$ (middle) and instantaneous velocity field (right). Far shear jets, $Re = 10700$.

6.3 Results

While the axisymmetric jet mixing layer has been investigated using many fluid diagnostic techniques, quantitative measurements of the extent of molecular mixing have been elusive. Chemical reaction in fluid flows is not initiated until the fuel and oxidant streams are mixed at the molecular level, a state distinct from that of macroscopically stirred, but unmixed, reactants.

As far as the reactive scalar is concerned, measurements provided simultaneously (a) The scalar concentration field for NO, using NO PLIF, that reacts with O_2. This scalar is called $Z_{reactive}$. (b) The concentration field of a nonreacting scalar (e.g., acetone) transported as is NO. This latter quantity marks the mixture fraction, Z, and can be considered as inert. The acetone mole fraction field is measured by PLIF on acetone. Therefore, a double species map is produced. A first map, with NO, which will indicate places where NO is pure and unmixed. A second map, simultaneous to the first, with acetone, indicating places where NO would have been present, if it had not been reacted. By subtracting [61], one will then obtain an instantaneous image of molecular mixing ξ_{mix}, and the reacting zone.

In the following, the focus is on the molecular mixing via the scalar ξ_{mix} and the influence of the geometry and of the Reynolds number on instantaneous distribution and of statistics of the molecularly mixed fluid fraction ξ_{mix}. We choose to represent only the field corresponding to one jet, with the vertical x axis and the horizontal r axis normalized with respect to the jet diameter D.

6.3.1 Instantaneous and statistical aspect of molecularly mixed fluid fraction for the close sheared jets geometry

We first extensively pay attention to the CSJ geometry. For CSG flow, Fig. 6.5 represents instantaneous images of the passive scalar ξ (left) and of the molecularly mixed fluid fraction ξ_{mix} (right). At the jet injection, a potential core is clearly visible on both figures, where fluid is pure ($\xi = 1$) and therefore there is no molecular mixing $\xi_{mix} = 0$. For regions where $\xi < 1$, it is not a priori obvious to state which quantity of this fluid concentration is pure and which one is molecularly mixed with the other scalar. In this case, the complementary measurements of pure fluid are necessary. The result is the ξ_{mix} map (right) in which mixing region are represented. It is to be noted the (approximati-

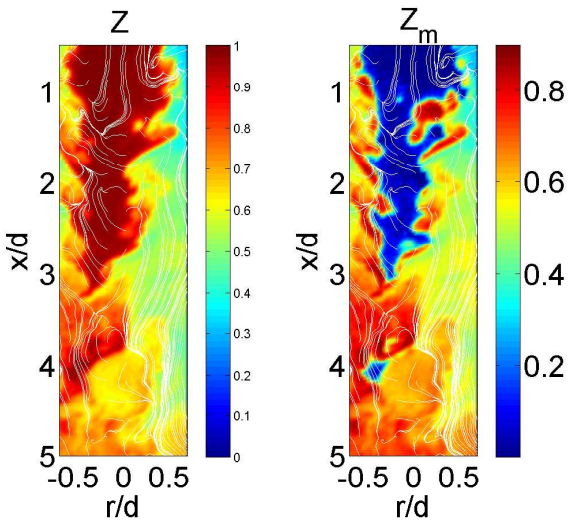
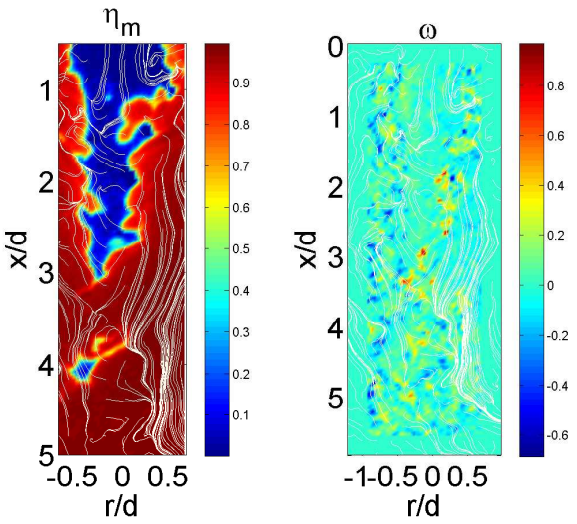


FIGURE 6.5 – Instantaneous image of passive tracer (left) and of fluid mixed at molecular level (right). Close sheared jets ($Re = 6400$).

vely) "V" shapes of the mixing regions. The boundaries of this mixing region are marked by the mixing vortical structures (streamlines obtained from PIV are also represented), which are much more pronounced than those (Kelvin-Helmholtz like) present in a free axisymmetric jet (see Fig. 5 of [61]). Here, both the lateral confinement and the short distance over which jets develop, do influence the micromixing region.

It is of interest to represent instantaneous values of micromixing efficiency $\eta_{mix} = \frac{\xi_{mix}}{\xi}$, Fig. 6.6 (left) which is equal to zero in regions where molecular mixing is completely absent, and rapidly grows to high values close to 1 on the boundaries of the potential core. In most of the flow volume, $\eta_{mix} = 1$, which signifies that all the scalar present at that point is completely molecularly mixed. Regions where the mixing efficiency rapidly

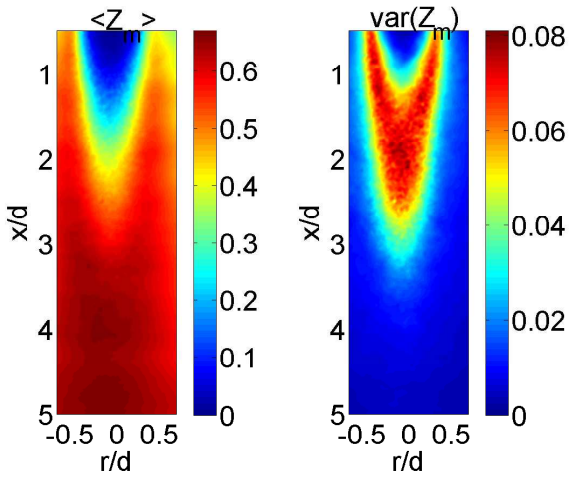


(a) (b)

FIGURE 6.6 – Instantaneous image of micromixing efficiency (left) and PIV-resolved circulation (right). Close sheared jets ($Re = 6400$).

grows are strongly correlated with azimuthal vorticity (large-scale circulation, as solved by PIV) represented on Fig. 6.6 right.

Quantitative characterization of molecular mixing is readily done by using statistics, among which the simplest are mean values and variance of ξ_{mix} fluctuations (Fig. 6.7). On the jet axis ($r/D = 0$), $\langle \xi_{mix} \rangle$ monotonically grows from 0 at $x/D = 0$ till values close to 0.8 (80% of molecular mixing) near the exit of the reactor. Between $x/D = 3$ and $x/D = 6$, i.e. over approximately half of the reactor height, molecular mixing is quite good from a statistical viewpoint. Most of the fluctuations (i.e. time fluctuations between unmixed and molecularly mixed fluid) occur on the top half of the reactor, near the injection, as it is illustrated by the ξ_{mix} variance distribution. Near the injection, fluctuations are strong over radial distances going up to $r/D = 0.5$.



(a) (b)

FIGURE 6.7 – Average of fluid molecularly mixed (left) and variance of its fluctuations (right). Close sheared jets ($Re = 6400$).

A more detailed insight in micromixing fluctuations is possible by investigating the probability density functions (Pdfs) of the molecularly mixed fluid fraction, at different axial and radial positions. Figure 6.8 represents these Pdfs for axial positions varying between $x/D = 1$ (in the potential core) till the bottom part of the reactor, $x/D = 4$. Pdfs are calculated :
-on the jet axis (red), for which very important values of $Pdf(\xi_{mix})$ are noted for $\xi_{mix} = 0$ (unmixed fluid) at $x/D = 1$ (top left figure). For further downstream positions, molecular mixing progressively improves and the Pdfs peak more and more towards values of $\xi_{mix} = 1$ (nice aspect of micromixing).
-at a further radial position (violet), for which the shape of the Pdf is approximately the same whatever the axial position, and
-out of the potential core (blue) which reflects an improved mixing, better and better towards high values of x/D. Finally, while near the injection the Pdfs at different radial positions are strongly different as a sign of strong radial inhomogeneity, at $x/D = 4$ the three Pdfs are much more similar, thus reflecting the good homogeneisation of the molecular mixing.

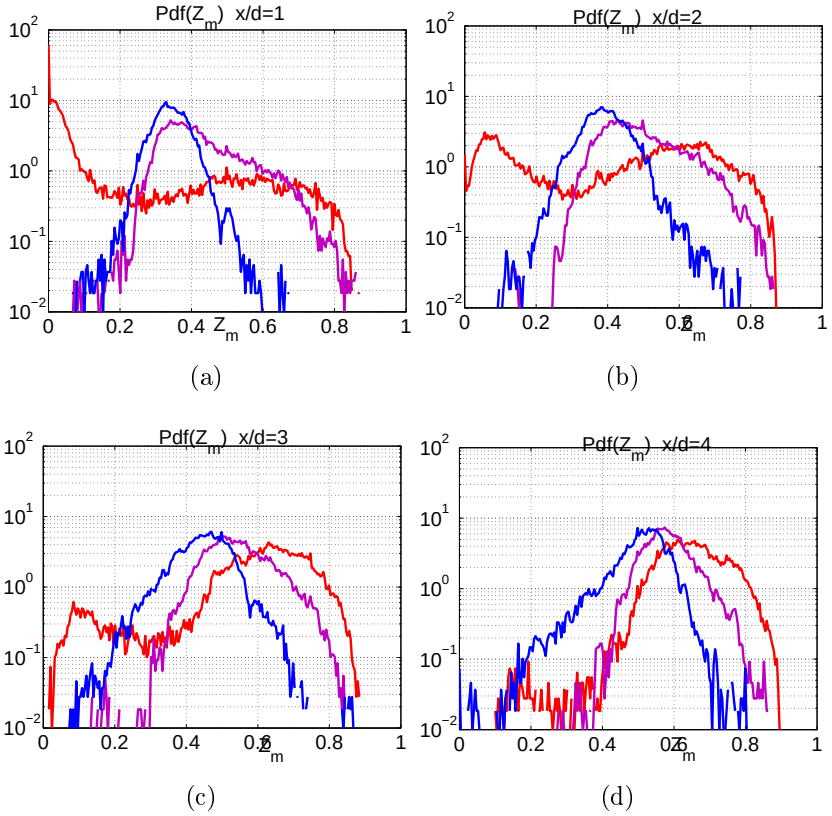


FIGURE 6.8 – $Pdf(\xi_{mix})$ for $x/D = 1$ (top left), $x/D = 2$ (top right), $x/D = 3$ (bottom left) and $x/D = 4$ (bottom right). Lines represent $Pdf(\xi_{mix})$ at $r/D = 0$ (red), $r/D = 0.25$ (violet) and $r/D = 0.5$ (blue). Close sheared jets ($Re = 6400$).

6.3.2 The influence of Reynolds number and of the geometry on the molecularly mixed fluid fraction

One question addressed here is the effect of increasing Reynolds number, up to to $Re = 16000$, on the micromixing. Figure 6.9 represents three instantaneous images of molecularly mixed fluid fraction ξ_{mix} for the lowest Reynolds number $Re = 6400$ (three top figures) and for the highest Reynolds number $Re = 16000$ (three bottom figures). Both of them concern the same geometry, that of close shear jets ($D = 10$ mmm). Two features are to be noted : first, at higher Reynolds number, the potential core (where the jet fluid is pure and micromixing is therefore completely absent) is longer, incursions of pure fluid are present till distances as large as $x/D = 4$. Second, micromixing on edges of potential core is more efficient and takes place at earlier values of x/D. This suggest that the volume of micromixed fluid increases for higher and higher Reynolds numbers (not shown here).

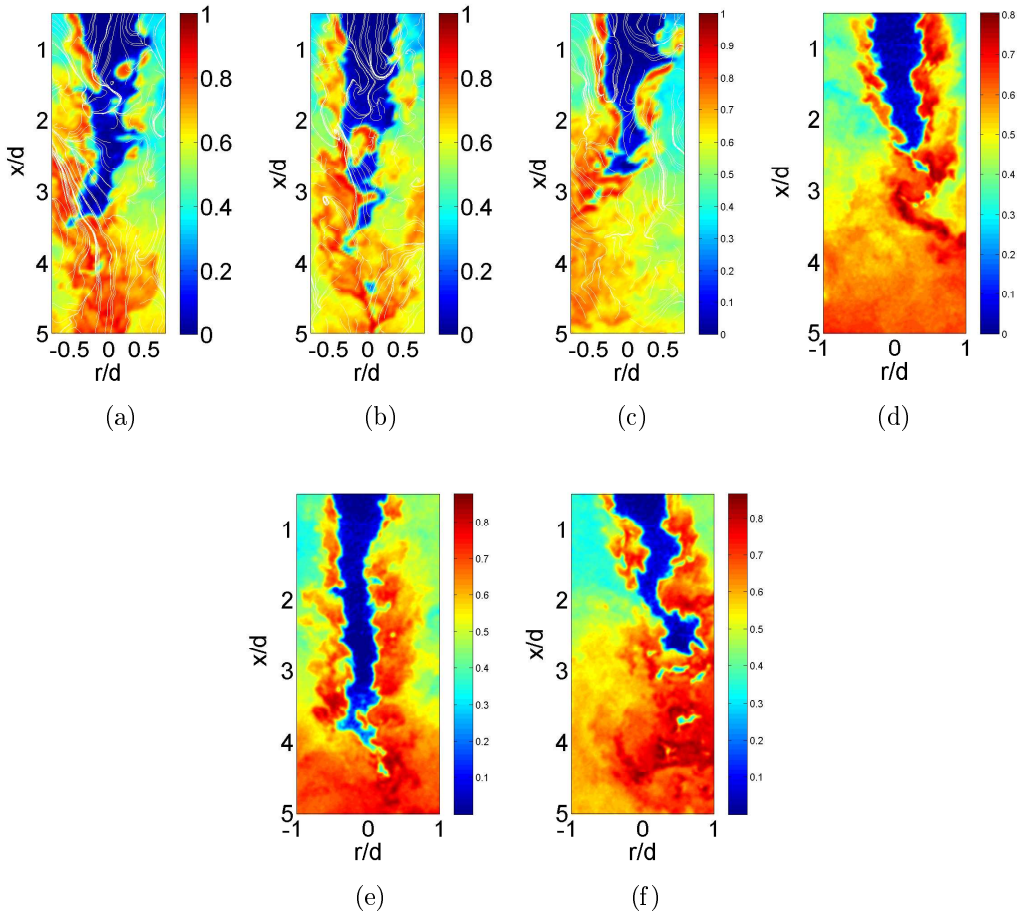
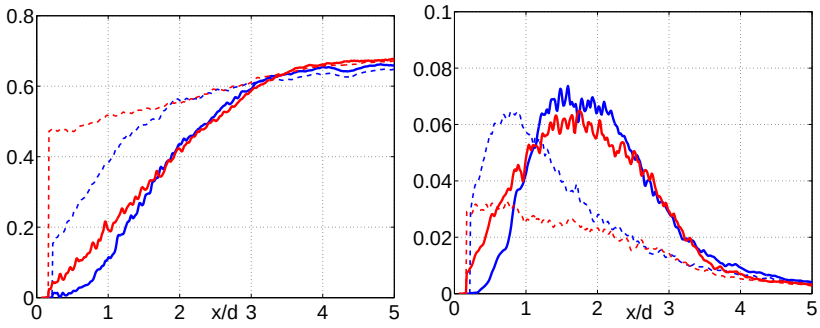


FIGURE 6.9 – Instantaneous images of ξ_{mix} for close sheared jets for $Re = 6400$ (three top) and $Re = 16000$ (three bottom).

Better micromixing for larger Reynolds is emphasized by mean values of molecularly mixed fluid fraction $\langle \xi_{mix} \rangle$, which are illustrated on Fig. 6.10 left, on the jet axis (solid lines) and at $r/D = 0.25$ (dashed lines). The latter radial position corresponds to points within the shear layers, the intensity of the shear ($\frac{\partial U}{\partial r}$) being much stronger for increasing Reynolds numbers. On the jets axis, increasing the Reynolds number corresponds to higher values of $\langle \xi_{mix} \rangle$, which are reached earlier. As an example, at $x/D = 1$, $\langle \xi_{mix} \rangle = 0.15$ for $Re = 6400$, while $\langle \xi_{mix} \rangle = 0.2$ for $Re_D = 16000$. Moreover, in the shear layers situated on both edges of the potential core at $r/D = 0.25$, for a downstream position $x/D = 0.5$ values of $\langle \xi_{mix} \rangle$ are equal to 0.25 for the lower Reynolds and as high as 0.5 for the largest Reynolds. Qualitatively, the Pdfs of ξ_{mix} are similar to that earlier discussed for $Re = 6400$, with the clear distinction that higher values of ξ_{mix} are clearly privileged, and this is true for downstream positions as small as $x/D = 0.5$, for radial positions placed in



(a) (b)

FIGURE 6.10 – Evolution of $\langle \xi_{mix} \rangle$ (left) and of $var(\xi_{mix})$ (right) as functions of the downstream position x/d on the jet axis (solid lines) and at $r/D = 0.25$ (dashed lines). $Re = 6400$ (blue) and $Re = 16000$ (red).

the lateral shear layers. The connection between these properties and the local structure of the velocity field is certainly a subject to be presented in a near future. Note that an improved micromixing with increasing Reynolds, in the shear layers of a single round jet, was also emphasized by [61], over a wider range of Reynolds numbers.

Last, we test the influence of a slightly variable geometry on the micromixing efficiency. We choose to compare, at the same injection Reynolds number $Re = 10700$, values and characteristics of ξ_{mix}, for $D = 10$ mm (close shear jets, illustrated on the top three instantaneous images on Fig. 6.11) and for $D = 6$ mm (far shear jets, see the last three instantaneous images on Fig. 6.11). For far shear jets, the dimensions of the potential core are reduced, leaving more space to the molecularly mixed fluid. Therefore, micromixing is improved when the pure scalar is injected at smaller scales.

6.4 Conclusions

We investigated flow and micromixing in a Partially Stirred Reactor (PaSR) composed of 16 pairs of sheared jets. The typical pattern consists in a jet with counterflow. Dual-tracer planar laser-induced fluorescence (PLIF) and Particle image Velocimetry (PIV) techniques are used to quantify instantaneous distributions of macro and micro-mixing. The total fluid fraction ξ was quantified by PLIF on acetone, whereas the pure fluid fraction was detected by PLIF on NO, quenched by oxygen ('cold chemistry'). Instantaneous images of ξ, ξ_{mix} and two-velocity field u and v were used to investigate mixing and in particular micromixing.

It was shown that micromixing is favored by either increasing injection Reynolds numbers, or injection by small diameters jets in comparison with the flow dimensions (small-scale injection).

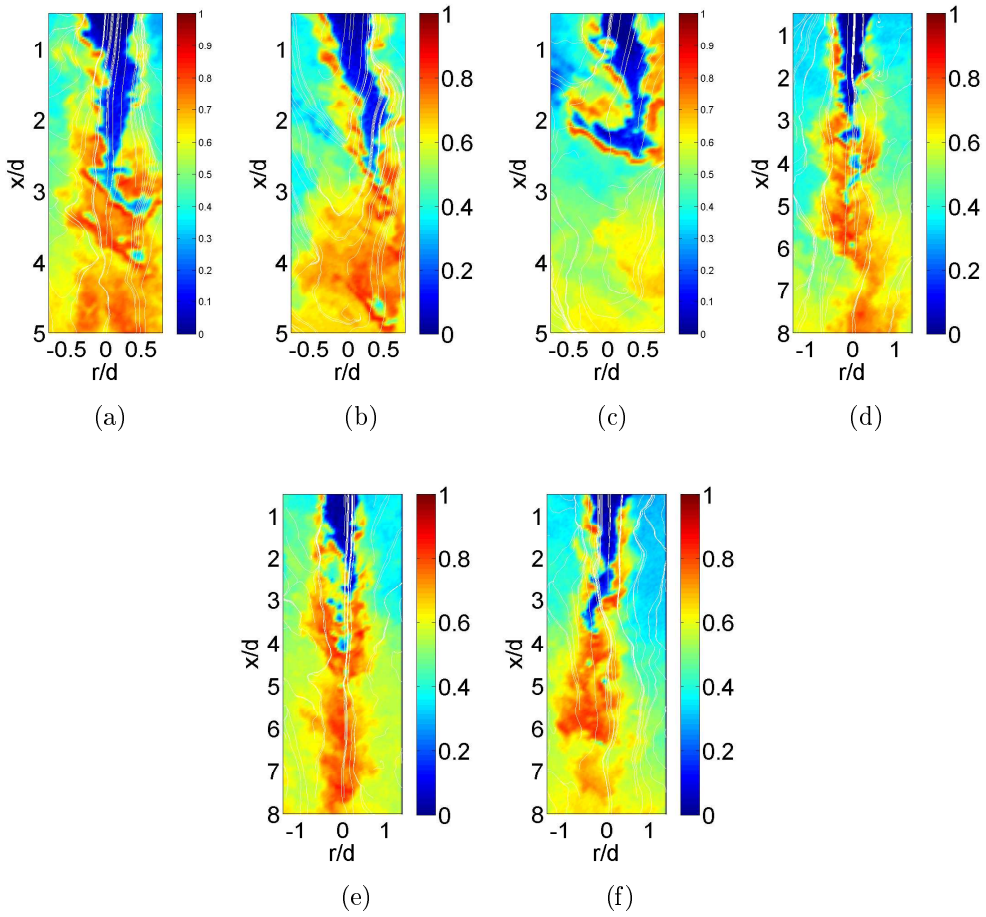


FIGURE 6.11 – Instantaneous images of ξ_{mix} for far sheared jets, and $Re = 10700$. Injecting jet diameter $D = 10$ mm (top three images) and $D = 6$ mm (three bottom images).

Acknowledgements : We are grateful for the support of ANR 'Agence Nationale de Recherche' under the activity 'Micromélange' and 'ANISO'. Professor P.E. Dimotakis is warmly thanked for his contribution in the initial phase of this research.

Chapitre 7

Conclusion Générale

Apport du présent travail

Ce travail s'est intéressé à l'étude du mélange et du micro-mélange simultanément dans un écoulement dont le motif de base est un jet entouré d'un contre-courant. Ces jets sont disposés sur un maillage cartésien permettant de réduire les mesures à une paire de jets cisaillés. L'influence du taux de confinement et des conditions hydrodynamiques sur le comportement, la qualité, et l'efficacité du mélange a été étudiée dans le but de déterminer quels sont les paramètres optimaux pour une meilleure qualité et efficacité du mélange. Pour ce faire, des mesures simultanées de PLIF sur acétone, PLIF sur NO et PIV ont été réalisées donnant une base de données pour laquelle, à chaque instant, le champ de concentration d'un scalaire passif, le champ de fluide moléculairement mélangé et la vitesse instantanée en chaque point des mesures de concentration sont déterminés expérimentalement. Deux questions générales ont été posées :

- Entre une géométrie d'écoulement de jets impactant et une configuration de jet cisaillé, créée par des jets placés à contre courant, quelle géométrie mélange le plus efficacement ?
- Pour une configuration de jet cisaillés, quelle est l'influence de la géométrie et des conditions hydrodynamiques sur l'efficacité du mélange ?

Avant de tenter de répondre à ces questions, nous rappelons le type d'écoulement étudié et les principaux résultats obtenus.

La partie centrale du réacteur est un cube parallélépipédique de $110 \times 110 \times 60$ mm^3 équipé de hublots Suprasil ($110 \times 80 \times 16$ mm^3). L'échappement se fait via deux plaques poreuses placées sur les faces supérieure et inférieure du réacteur, imposant une perte de charge identique au niveau de ces deux faces. La pression moyenne est fixée à 1.6 bar. Un capteur de température est placé dans la chambre du réacteur afin de relever la tem-

pérature dans l'enceinte permettant d'estimer le plus précisément possible les propriétés thermodynamiques des fluides. L'injection du fluide se fait par l'intermédiaire de 8 paires de tubes de diamètre $D = 10$ ou 6 mm. La distance entre deux axes de jets e, est de 24 mm et est maintenue constante pour toutes les conditions expérimentales. Ainsi, les effets du confinement latéral, défini par le rapport e/D, sont étudiés grâce à la variation de l'espace disponible entre deux jets. De plus, différentes conditions hydrodynamiques sont étudiées : une première, pour laquelle l'écoulement est faiblement turbulent, $Re = 6400$, deux autres pour lesquelles la turbulence est pleinement développée ($Re = 10700$ et 16000), et une dernière pour laquelle l'écoulement est fortement turbulent avec un faible taux de confinement ($Re = 23150$ et $D = 6$ mm).

L'étude du **champ dynamique** a montré que :

- pour la configuration $D = 10$ mm, les fluctuations de vitesse longitudinales et transversales sont globalement reparties sur des régions plus étendues que pour la géométrie d'écoulement la moins confinée. Ainsi, le taux de dissipation de l'énergie cinétique, qui caractérise la capacité d'un écoulement à lisser rapidement les fluctuations de vitesse, présente un pic d'intensité moins important mais se repartit sur une zone plus grande pour la géométrie de fort confinement. Les jets sont alors en fortes interactions, et le cisaillement est amplifié. Cette interaction a pour conséquence de créer un battement basse fréquence des jets, qui augmente artificiellement le taux de turbulence. Cependant, ce battement permet aussi d'optimiser le brassage du scalaire à grande échelle, et par conséquent d'optimiser les processus de rapprochement des espèces à mélanger.
- Pour la géométrie la moins confinée, le comportement global de l'écoulement est fortement analogue à celui d'un jet libre axisymétrique. Les jets ne se voient pratiquement pas, et les processus de mélange sont similaires à ceux intervenant dans un jet libre.
- Notons aussi, que nous avons quantifié les différentes échelles caractéristiques de l'écoulement, tout en gardant à l'esprit que ces estimations ont été réalisées en faisant différentes hypothèses, telles que, par exemple, l'axisymétrie de l'écoulement ou encore l'isotropie. Cependant, cette dernière est difficilement vérifiée dans notre configuration, ces échelles sont donc à interpréter avec précaution.

Ces mesures de vitesse, réalisées simultanément aux mesures de concentration, ont permis le calcul de Pdfs jointes. Une brève description de celles-ci a montré qu'il existe une forte corrélation entre la dynamique de l'écoulement et le comportement du scalaire.

Le mélange a été caractérisé pour différentes échelles : La PLIF sur acétone seule a permis de caractériser le mélange des plus grandes structures, dans la limite de la taille de l'image, jusqu'à l'échelle de coupure du dispositif de mesure.

En dessous de cette échelle, il existe différents états de mélange possible : les fluides peuvent être uniquement agités mais pas mélangés moléculairement, ou au contraire mélangé, dans des proportions stoechiométriques ou non, au niveau des échelles moléculaires.

Afin de quantifier, les proportions des fluides intimement mélangés nous avons eu recours à une technique de mesure du micro-mélange par "dual tracer". Le principe repose sur la comparaison du signal de fluorescence de deux traceurs : le premier caractérise la fraction globale de fluide et le second celle d'un fluide pur. Cette technique nécessite donc l'utilisation simultanée de deux diagnostics de fluorescence : la PLIF sur acétone qui représente la fraction de fluide globale, et la PLIF sur NO, qui permet de localiser les régions de fluide purs. Par comparaison de ces deux signaux, nous avons pu estimer les zones de fluide micro-mélangé qui interviennent à une échelle plus petite que la dimension du pixel.

Cette technique a déjà été utilisée pour l'étude du micro-mélange, e. g. par exemple dans des jets libres [62]. En revanche, à notre connaissance, le "dual tracer" n'avait jamais été adapté à la mesure du micro-mélange couplé à la mesure de vitesse en milieu fortement confiné.

Les difficultés pour réaliser de telles mesures en milieu confiné sont, notamment, reliées aux multiples ensemencements, (huile de DEHS, acétone gazeux et NO dans de très faibles proportions) mais aussi au temps de mesure limité par l'encrassement des hublots. Notons aussi que, l'étude quantitative du micro-mélange a exigé la prise en compte des fluctuations d'énergie tir à tir du laser.

L'étude du mélange via la **fluorescence sur acétone seule** a montré que, pour la géométrie de faible confinement, les régions de fluide globalement homogènes sont plus grandes. Les critères utilisés pour mettre en évidence ce comportement sont la concentration moyenne, la variance du scalaire passif etc... Il en ressort que la variance associée à ces régions homogènes est beaucoup plus faible que pour la configuration de fort confinement. De plus, deux régions, différentes ont été distinguées :

a) Une première, pour laquelle la valeur de la concentration moyenne est globalement constante mais différentes de 0.5 et la variance est très faible. Par exemple, la zone $x/H > 0.5$ pour le jet descendant est considérée comme une région de fluide quasi-homogène. Celle-ci est alors assimilée à une région riche.

b) Une seconde, au niveau de la couche de mélange qui sépare le jet ascendant du jet descendant, qui correspond à une fraction de fluide globale proche de 0.5. Dans cette zone le fluide est globalement bien mélangé et dans des proportions que l'on pourrait qualifier de stoechiométriques.

Notons que l'étendue de ces zones homogènes est optimisée pour la géométrie $D = 6$ mm, en relation avec l'augmentation de la surface disponible pour l'expansion des jets.

L'étude des quantités plus fines, telles que les fonctions de densité de probabilité, a confirmé cette meilleure homogénéisation pour la configuration de faible taux de confinement.

De plus, l'utilisation de **la technique "dual tracer"**, a permis de confirmer cette tendance. En effet, nous avons pu observer que l'efficacité du mélange, qui est définie comme le rapport de fluide moléculairement mélangé sur la fraction globale de fluide, a

mis en évidence que la surface de fluide moléculairement mélangé est supérieure pour la configuration de faible confinement. Le cône potentiel du jet est réduit et l'augmentation de la surface disponible pour le mélange des fluides permet une meilleure homogénéisation de l'écoulement. Le volume dans lequel le fluide est micro-mélangé est donc supérieur pour cette géométrie.

L'influence de conditions hydrodynamiques a aussi fait l'objet d'une étude approfondie. Elle a montré que l'augmentation du nombre de Reynolds optimise le mélange, en relation avec l'augmentation des fluctuations turbulentes. Celles-ci permettent à la fois un meilleur brassage aux grandes échelles mais aussi, une accélération de la dissipation des gradients. Grâce à la technique "dual tracer", nous avons mis en évidence que le micro-mélange commence plus tôt avec l'augmentation du nombre de Reynolds. Cette tendance est confirmée par le calcul de l'efficacité moyenne et de sa variance. On montre que la surface de mélange efficace est plus importante lorsque le nombre de Reynolds augmente. L'étude de l'influence de ce paramètre a donc montré que l'optimisation du mélange passe par l'augmentation du nombre de Reynolds.

Toutes ces remarques, suggèrent que, à taux de confinement constant, l'efficacité du mélange est optimisée lorsque les conditions hydrodynamiques augmentent.

Pour conclure sur la configuration qui mélange le plus efficacement, et si l'on considère la première définition, alors la configuration géométrique de faible confinement mélange plus efficacement. En effet, les champs de concentration moyenne ont révélé une surface homogène plus importante, et, malgré des maxima de variance plus importants dans les couches de mélange des jets, la répartition spatiale de ces grandes fluctuations est globalement moins étendue. Ainsi, dans les zones de mélange homogène la variance du scalaire est très faible vis à vis de la configuration la plus confinée.

Par contre, si l'on souhaite avoir une dissipation importante, alors la qualité et l'efficacité sont optimisées pour la configuration de fort confinement. En effet, la distribution des fluctuations est plus grande pour cette géométrie et permet d'augmenter de manière notable la dissipation d'énergie cinétique turbulente.

Perspectives

La base de données obtenue pendant cette thèse, pour laquelle les champs de concentration, de micro-mélange et de vitesse déterminés simultanément, permet d'envisager différentes perspectives :

a) bien que la technique de mesure par "dual tracer" apporte une information plus fine sur la quantification du micro-mélange, ses limites restent mal connues, il mériterait donc une quantification précise de la résolution d'une telle technique.

b) Ces mesures couplées permettent l'étude des corrélations vitesse/concentration, qui n'ont été que brièvement abordées dans ce travail. Ainsi, nous pouvons envisager d'ap-

profondir l'étude de ce couplage. Une première direction, pourrait être le calcul des quantités $\langle \delta u \delta \xi \rangle$, ainsi que les moments supérieurs. Ces quantités permettent aussi de focaliser notre attention à une échelle donnée, et ainsi caractériser le couplage pour chaque échelle.

c) Les premiers tests de modèles de prédiction du mélange ayant été réalisés, nous pouvons tenter de les améliorer en prenant en compte les fluctuations du taux de déformations. Il serait aussi intéressant de tester d'autres modèles adaptés au micro-mélange comme par exemple, le modèle BBM (Broadwell-Breidenthal-Mungal) proposé par Broadwell *et al.* [16] [17].

d) Cette thèse s'est focalisée sur l'étude de l'influence de deux paramètres sur la qualité et l'efficacité du mélange, qui sont : le nombre de Reynolds et le taux de confinement. Cependant, il serait très intéressant d'étudier l'influence du taux de confinement à quantité de scalaire injectée ou quantité de mouvement constante. En effet, en diminuant le taux de confinement par la réduction du diamètre des jets, la vitesse débitante a dû être augmentée pour conserver un nombre de Reynolds constant, ainsi la quantité de scalaire initialement injectée est d'autant plus importante. Ce paramètre semble jouer un rôle important quant à la répartition des mélanges riches, pauvres ou stoechiométriques, dans le réacteur.

e) Des mesures dans le plan interstitiel ont été réalisées mais, à l'heure actuelle, ne sont pas exploitées. Le dépouillement de ces données pourrait faire l'objet d'une étude visant à vérifier que le battement des jets est bien présent dans toutes les directions possibles. Il serait également possible de tester le modèle de mélange présenté dans cette thèse pour des conditions de temps de mélange plus long. Dans ce plan de mesure, nous nous attendons à ce que les hypothèses d'homogénéité et d'isotropie soient mieux vérifiées.

f) Une autre perspective serait de comparer les résultats obtenus dans cet écoulement à la configuration de jets impactant. Il serait certainement possible d'y trouver des analogies vis à vis du comportement de l'écoulement, notamment la présence du battement basse fréquence qui amplifie le brassage aux grandes échelles. De plus, des mesures de vitesse par PIV résolue en temps permettraient de définitivement confirmer la présence de ce battement à grande échelle.

g) Ce travail, ayant nécessité de lourdes mesures expérimentales, montre aujourd'hui que différentes configurations géométriques seraient intéressantes à explorer. Ces configurations auraient pour but d'affiner les comparaisons des résultats obtenus dans cette thèse avec ceux d'un écoulement plus académiques. Par exemple, le réacteur pourrait, d'une part, être constitué d'un seul jet débouchant dans une atmosphère au repos et dont le confinement via les poreux serait totalement libre. Une seconde, qui compliquerait légèrement l'écoulement, pourrait être un jet confiné uniquement par les parois du réacteur. Ces deux configurations, auraient pour but d'obtenir une *base de données de référence* dans ces configurations académiques.

Annexe A

Annexe 1

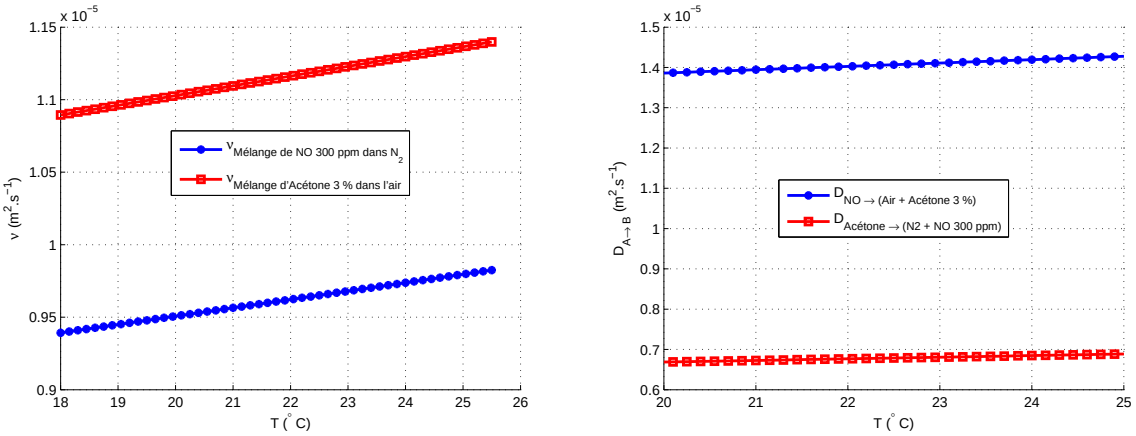
A.1 Caractéristiques thermodynamiques de l'écoulement

Les propriétés thermodynamiques de ces fluides sont représentées sur les figures A.1(a) et A.1(b). Elles varient avec la pression et la température. On peut noter que ces variations sont faibles dans la gamme de température où les mesures ont été réalisées, et par conséquent le nombre de Schmidt défini comme le rapport de la viscosité cinématique sur la diffusivité moléculaire, $Sc_{A\to B} = \frac{\nu_B}{D_{A\to B}}$ reste constant quelle que soit la température. Le Schmidt de l'acétone dans le mélange homogène de 300 ppm de NO dans N_2 est estimé à 1.42 et celui du NO dans le mélange air + 3% d'acétone vaut 0.8 et seront considérés comme indépendants de la température. Le nombre de Reynolds dépend de la viscosité et donc de la température. Celui-ci est déterminé en prenant en compte les variations de viscosité et est représenté sur la figure A.2. Dans la gamme de température où les mesures expérimentales ont été réalisées, de 20 à 25 °C, l'erreur sur l'estimation du Reynolds est de 3% par rapport au Reynolds calculé pour une viscosité déterminée à 20 °C, figure A.2. Dans la suite, on ne prendra pas en compte les variations de viscosité en fonction de la température tant que l'on reste dans la gamme de température des expériences.

Le modèle de Fuller *et al.* est utilisé pour le calcul de la diffusion moléculaire :

$$D_{M\to i} = \frac{0.00143 T^{1.75}}{P \mathcal{M}_{Mi}^{1/2} \left[(\Sigma_\nu)_M^{1/3} + (\Sigma_\nu)_i^{1/3} \right]^2}, \tag{A.1}$$

dans laquelle $(\Sigma_\nu)_j$ sont des valeurs tabulées [96] qui représentent le volume atomique de diffusion d'une espèce et $\mathcal{M}_{Mi}$ est la masse moléculaire du couple Mi défini par la relation A.2 :



(a) Viscosité cinématique déterminée à partir des modèles de Chung *et al.* [23], [22], et de Wilke [128] pour le calcul de la viscosité d'un mélange multi-espèces gazeux à basse pression, ici $P = 1.6$ bar.

(b) Diffusivité moléculaire déterminée à partir du modèle de Fuller *et al.* [46], [47], [45] pour pression de 1.6 bar.

FIGURE A.1 – Propriétés thermodynamiques des fluides.

$$\mathcal{M}_{Mi} = 2\left(\frac{1}{\mathcal{M}_M} + \frac{1}{\mathcal{M}_i}\right)^{-1}. \tag{A.2}$$

De plus, comme nous ne sommes pas dans un cas de mélange de deux espèces pures, mais dans un mélange multi-espèces, il faut prendre en compte des règles de mélanges définies par la relation A.3, [11] et [76], appelée loi de Blanc :

$$D_{M\to mix} = \left(\sum_{j\neq i}^{n} \frac{\chi_j}{D_{i\to j}}\right)^{-1}. \tag{A.3}$$

Pour le calcul de la viscosité cinématique ν les modèles de Chung *et al.* et de Wilke *et al.* sont utilisés et représentés par les relations A.4 et A.5 respectivement :

$$\nu_i(\mu P) = 40.785 \frac{F_c\left(\mathcal{M}_i T\right)^{1/2}}{V_c^{2/3}\Omega_\nu} \tag{A.4}$$

$$\nu_{mix} = \frac{\nu_j}{\nu_i}\frac{\mathcal{M}_i}{\mathcal{M}_j}\phi_{ij} \tag{A.5}$$

Avec :

V_c le volume critique,
Ω_ν le volume intégral de collision déterminé par la relation A.6,
$F_c = 1 - 0.2756\omega + 0.059035\mu_r^4 + \kappa$,
ν_{mix} la viscosité cinématique d'un mélange dans un système binaire,
ω le facteur acentrique dont la valeur dépend de l'espèce considérée,
κ est une constante tabulée, [96]
T_c la température critique,
μ_r moment dipolaire normalisé,
μ le moment dipolaire qui est lui aussi tabulé, [96]
ϕ_{ij} est la loi de mélange.

$$\Omega_\nu = AT^{\star -B} + Cexp\left(-DT^\star\right) + Eexp\left(-FT^\star\right), \tag{A.6}$$

$$T^\star = 1.2593\frac{T}{T_c}, \tag{A.7}$$

$$\phi_{ij} = \frac{\left[1 + \left(\nu_i/\nu_j\right)^{1/2}\left(\mathcal{M}_j/\mathcal{M}_i\right)^{1/4}\right]^2}{\left[8\left(1 + \mathcal{M}_i/\mathcal{M}_j\right)\right]^{1/2}}, \tag{A.8}$$

$$\mu_r = 131.3\frac{\mu}{V_c T_c^{1/2}}, \tag{A.9}$$

avec $A = 1.16145$, $B = 0.14874$, $C = 0.52487$, $D = 0.7732$, $E = 2.16178$ et $F = 2.43787$.

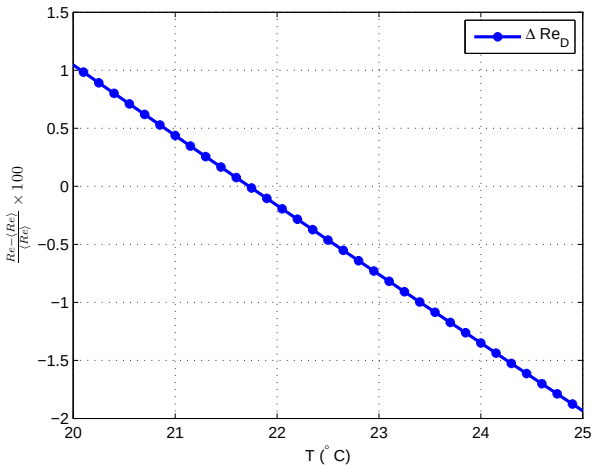


FIGURE A.2 – Variation du nombre de Reynolds basé sur le diamètre du tube en fonction de la température.

Bibliographie

[1] G. Abramovich. *"The theory of turbulent jets". MIT press*, 1963.

[2] R. A. Antonia and P. Burattini. "Approach to the 4/5 law in homogeneous istropic turbulence". *J. Fluid Mech.*, **550** :175–184, 2006.

[3] R. A. Antonia, M. Ould-Rouis, F. Anselmet, and Y. Zhu. "Analogy between predictions of Kolmogorov and Yaglom". *J. Fluid Mech.*, **332** :395–409, 1997.

[4] R. A. Antonia, T. Zhou, L. Danaila, and F. Anselmet. "Streamwise inhomogeneity of decaying grid turbulence". *Phys. of Fluids*, **12** :3086–3089, 2000.

[5] M. Barchilon and R. Curtet. "Some details of the structure of an axisymmetric confined jet with baackflow". *J. Basic Eng.*, **86** :777, 1964.

[6] G. K. Batchelor and A. A. Townsend. "Decay of vorticity in isotropic turbulence". *Proc. Roy Soc. A*, **190** :534–550, 1947.

[7] S. Bernero and H. E. Fiedler. "Application of particle image velocimetry and proper orthogonal decomposition to the study of a jet in a counterflow". *Exp. Fluids*, **[Suppl]** :274–281, 2000.

[8] R. Betchov. "On the mechanism of turbulent transition". *Phys. of Fluids*, **3**(6) :1026–1027, 1960.

[9] R. Betchov. "Stability of a shear layer between parallel streams". *Phys. of Fluids*, **6**(10) :1391–1396, 1963.

[10] M. Birouk, B. Sahr, and I. Gθkalp. "An attempt to realize experimental isotropic turbulence at low Reynolds numbers". *Flow. Turb. Comb.*, **70** :325, 2003.

[11] A. Blanc. "Recherches sur les mobilités des ions dans les gaz". *J. Phys.*, **7** :825–839, 1908.

[12] N. Bonnard, M.-T. Brondeau, T. Chavel, D. Jargot, M. Falcy, and O. Schneider. "Fiche Toxicologique : Monoxyde d'azote / Peroxyde d'azote". *Inst. Nat. Rech. Sécurité*, **édition 2006**, 1996.

[13] G. Boutin, L. Danaila, and B. Renou. Sur l'évolution du taux moyen de dissipation de l'énergie cinétique dans la zone d'établissement d'un jet rond turbulent. In *18ème Congrès Français de Mécanique*. Grenoble - France, 2007.

[14] G. Boutin, N. Mazellier, B. Renou andL. Danaila, and B. Renou. Mélange dans un écoulement cisaillé entouré d'un contre-courant. In *19ème Congrès Français de Mécanique*. Marseille - France, 2009.

[15] G. M. Breuer and E. K. C. Lee. "Fluorescence decay times of cyclic ketones, acetone, and butanal in the gas phase". *J. Phys. Chem.*, **75**(7) :989–990, 1971.

[16] J. E. Broadwell and R. E. Breidenthal. "A simple model of mixing and chemical reaction in a turbulent shear layer". *J. Fluid Mech.*, **125** :397, 1982.

[17] J. E. Broadwell and M. G. Mungal. Molecular mixing and chemical reactions in turbulent shear layers. In *22nd Symposium (International) on Combustion*, page 579. The Combustion Institute, Pittsburgh, PA, 1988.

[18] K. A. Buch and W. J. A. Dahm. "Experimental study of the fine-scale structure of conserved scalar mixing turbulents shear flows". *J. Fluid Mech.*, **364** :1–29, 1998.

[19] A. Cessou. Diagnostics lasers en combustion. In *Ecole de combustion du GFC*. Mont Saint Odile - Alsace - France, 2000.

[20] M.-S. Chou, M. Dean, and D. Stern. "Laser induced fluorescence and absorption measurements of NO in NH_3/O_2 and CH_4/air flames". *J. Chem. Physics*, **78** :5962–5970, 1983.

[21] K. T. Christensen. "The influence of peak-locking errors on turbulence statistics computed from PIV ensembles". *Exp. Fluids*, **36** :484–497, 2004.

[22] T. H. Chung, M. Ajlan, L. L. Lee, and K. E. Starling. "Generalized multiparameter correlation for nonpolar and polar fluid transport properties". *Ind. Eng. Chem. Res.*, **27** :671–679, 1988.

[23] T. H. Chung, L. L. Lee, and K. E. Starling. "Applications of Kinetic Gas Theories and Multiparameter Correlation for Prediction of Dilute Gas Viscosity and Thermal Conductivity". *Ind. Eng. Chem. Fundam.*, **23** :8–13, 1984.

[24] N. T. Clemens. *Encyclopedia of Imaging Science and Technology, Flow Imaging.* Rochester Institute of Technology, 2002.

[25] N. T. Clemens and P. H. Paul. "Scalar measurements in compressible axisymmetric mixing layers". *Phys. Fluids*, **7**(5) :1071–1081, 1995.

[26] M.-G. Cojocaru. *Étude de la similitude des écoulements à jets multiples (opposés et/ou voisins) en milieu confiné.* Thèse de doctorat débutée en 2009, Université de Rouen - France.

[27] G. Comte-Bellot and S. Corrsin. "The use of a contraction to improve the isotropy of grid-generated turbulence". *J. Fluid Mech.*, **25** :657–682, 1966.

[28] C. S. Cooper and N. M. Laurendeau. "Quantitative measurements of nitric oxide in high-pressure (2-5 atm), swirl-stabilized spray flames via laser-induced fluorescence". *Comb. and Flame*, **123**(1-2) :175–188, 2000.

[29] A. Craya and R. Curtet. "On the spreading of a confined jet". *Acad. Sci., Paris, C. R.*, **241** :621, 1955.

[30] R. L. Curl. "Disperse phase mixing : 1. theory and effects in simple reactors". *AIChE*, **9** :175, 1963.

[31] L. Danaila, F. Anselmet, and T. Zhou. "Turbulent energy scale-budget equations for nearly homogeneous sheared turbulence". *Flow. Turb. Comb.*, **72** :287–310, 2004.

[32] L. Danaila, F. Anselmet, T. Zhou, and R. A. Antonia. "A generalization of Yaglom's equation which accounts for the large-scale forcing in heated decaying turbulence". *J. Fluid Mech.*, **391** :359–372, 1999.

[33] L. Danaila, F. Anselmet, T. Zhou, and R. A. Antonia. "Sur l'évolution du taux moyen de dissipation de l'énergie cinétique de la turbulence dans une turbulence homogène et isotrope". *Méca. et Ind.*, **4** :415–420, 2003.

[34] J. de Jong, L. Cao, S. H. Woodward, J. P. L. C. Salazar, L. R. Collins, and H. Meng. "Dissipation rate estimation from PIV in zero-mean isotropic turbulence". *Exp. Fluids*, **46** :499–515, 2008.

[35] G. Cohen de Lara and M. Riviere. "Experimental studies on the effect of dynamic and geometric parameters on the recirculation phenomenon in a furnace model of circular section". *4ème journée d'études sur les flammes*, Paris-April 1961.

[36] P. E. Dimotakis. "Turbulent mixing". *Ann. Rev. Fl. Mech.*, **37** :329356, 2005.

[37] L. G. Dodge, J. Dusek, and M. F. Zabielski. "Line broadening and oscillator strength measurements for the nitric oxide $\gamma\,(0,0)$ band". *J. Quant. Spect. Radiat. Transfer*, **24** :237–249, 1980.

[38] C. R. Doering and J. L. Thiffeault. "Multiscale mixing effiencies for steady sources". *Phys. Rev. Lett. E*, **74** :025301–1–4, 2006.

[39] C. Dopazo. Recent developments in pdf method. In (London : Academic Press), editor, *: P. A. Libby and F. A. Williams (Eds)*, pages 375–474, 1994.

[40] C. Dopazo and E. O'Brien. "An approach to the autoignition of a turbulent mixture". *Acta Astronautica*, **1**(9-10) :1239–1266, 1974.

[41] A. C. Eckbreth. *Laser diagnostics for combustion temperature and species - First Edition*. Energy and Engineering Science, 1988.

[42] J. M. Foucaut, J. Carlier, and M. Stanislas. "PIV optimization for the study of turbulent flow using spectral analysis". *Meas. Sci. Tech*, **8** :1427–1440, 2004.

[43] R. O. Fox. "Computational methods for turbulent reactive flows in the chemical process industry". *Revue de l'Institut Français du Pétrole*, **51** :215–243, 1996.

[44] U. Frisch. *"Turbulence : The Legacy of A. N. Kolmogorov". Cambridge University Press MA*, 1995.

[45] E. N. Fuller, K. Ensley, and J. C. Giddings. "Diffusion of Haloenated Hydrocarbons in Heluim. The effect of Structure on Collision Cross Section". *Ind. Eng. Chem.*, **73**(11) :3679–3685, 1969.

[46] E. N. Fuller and J. C. Giddings. "A comparison of methods for predicting gaseous diffusion coefficients". *J. Gas Chrom.*, **3** :222, 1965.

[47] E. N. Fuller, P. D. Schettler, and J. C. Giddings. "New method for prediction of binary gas-phase diffusion coefficients". *Ind. Eng. Chem.*, **58**(5) :18–27, 1966.

[48] C. Goepfert, J.-L. Marié, D. Chareyron, and M. Lance. "Characterization of a system generating a homogeneous isotropic turbulence field by free synthetic jets". *Exp. Fluids*, **48** :809–822, 2010.

[49] F. Grossmann, P. B. Monkhouse, V. Sick, and J. Wolfrum. "Temperature and pressure dependences of the laser-induced fluorescence of gas-phase acetone and 3-pentanone". *Appl. Phys. B*, **62** :249–253, 1996.

[50] A. Halpern and W. R. Ware. "Excited Singlet State Radiative and Nonradiative Transition Probabilities for Acetone, Acetone-d_6, and Hexafluoroacetone in Gas Phase, in Solution, and in the Neat Liquid". *J. Chem. Phys.*, **54**(3) :1271–1276, 1971.

[51] D. A. Hansen and E. K. C. Lee. "Radiative and nonradiative transitions in the first excited singlet state of symmetrical methyl-substituted acetones". *J. Chem. Phys.*, **62**(1) :183–189, 1975.

[52] J.. Heicklen. "The fluorescence and phosphorescence of biacetyl vapor and acetone vapor". *J. Am. Chem. Soc*, **81** :3863–3866, 1959.

[53] J. Heicklen and W. A. Noyes. "The photolysis and fluorescence of acetone and acetone-biacetyl mixtures". *J. Am. Chem. Soc*, **81** :3858–3863, 1959.

[54] H. Hu and M.M. Koochesfahani. "A novel method for instantaneous, quantitative measurement of molecular mixing in gaseous flows". *Exp. Fluids*, **33** :202–209, 2002.

[55] N. E. Huang, Z. Shen, S. R. Long, M. C. Wu, H. Shih, Q. Zheng, N-C Yen, C. C. Tung, and H. H. Liu. The empirical mode decomposition and the hilbert spectrum for nonlinear and non-stationary time series analysis. In *Proceedings : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, volume **454**, pages 903–995, 1998.

[56] A. K. M. F. Hussain and W. C. Reynolds. "". *Phys. Rev. Lett.*, **41**(241), 1970a.

[57] W. Hwang and J. K. Eaton. "Creating homogeneous and isotropic turbulence without a mean flow". *Exp. Fluids.*, **36** :444, 2004.

[58] T. C. Island, W. D. Urban, and M. G. Mungal. "Quantitative scalar measurements in compressible mixing layers". *34-th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, AIAA Paper*, **96** :0685, 1996.

[59] P. S. Karasso and M. G. Mungal. "Scalar mixing and reaction in plane liquid shear layers". *J. Fluid Mech.*, **323** :23–63, 1996.

[60] W. E. Kaskan and A. B. F. Duncan. "Mean Lifetime of the Fluorescence of Acetone and Biacetyl Vapors". *J. Chem. Phys.*, **18**(4) :427–431, 1950.

[61] G. F. King, J. C. Dutton, and R. P. Lucht. "Instantaneous quantitative measurements of molecular mixing in the axisymmetric jet near field". *Phys. Fluids*, **11**(2) :403–416, 1999.

[62] G. F. King, R. P. Lucht, and J. C. Dutton. "Quantitative dual-tracer planar laser-induced fluorescence measurements of molecular mixing". *Opt. Letters*, **22**(9) :633–635, 1997.

[63] J. D. Koch, J. Gronki, and R. K. Hanson. "Measurements of near-UV. absorption spectra of acetone and 3-pentanone at high temperatures". *J. Quant. Spectro. Rad. Transfer*, **109** :2037–2044, 2008.

[64] G. H. Kohlmaier and B. S. Rabinovitch. "Collisional Transition probabilities for Vibrational Deactivation of Chemically Actived *sec*-Butyl Radicals. The Rare Gases". *J. Chem. Phys.*, **38** :1692, 1963.

[65] A. N. Kolmogorov. "Local structure of turbulence in an incompressible fluid at very high Reynolds numbers". *Dokl. Akad. Nauk. SSSR*, **30** :301, 1941.

[66] M. M. Koochesfahani and P. E. Dimotakis. "Mixing and chemical reactions in turbulent combustion in opposed streams. Part I-nonreacting flow field". *J. Fluid Mech.*, **170** :83–112, 1986.

[67] R. H. Kraichnan. "Passive scalar : Scaling exponents and realizability". *Phys. Rev. Lett.*, **78**(26) :4922–4925, 1997.

[68] J. F. Krawczynski. *La structure du champ de vitesse dans un réacteur à jets opposés. Caractérisation du mélange turbulent.* Thèse de doctorat, Université de Rouen - France, 2007.

[69] J. F. Krawczynski, B. Renou, and L. Danaila. "The structure of the velocity field in a confined flow driven by an array of opposed jets". *Phys. of Fluids*, **22** :045104, 2010.

[70] J. F. Krawczynski, B. Renou, L. Danaila, and F. X. Demoulin. "Small-scale measurements in a Partially Stirred Reactor (PaSR)". *Exp. Fluids*, **40** :667–682, 2006.

[71] M. Lee, B. K. McMillin, and K. Hanson. "Temperature measurements in gases by use of planar laser-induced fluorescence imaging of NO". *Appl. Opt.*, **32**(27) :5379–5396, 1993.

[72] L. Legrix. *Fluorescence induite par laser du monoxyde d'azote dans un moteur à allumage commandé en vue de l'étude de l'influence du mélange gaz frais-gaz résiduels sur la dispersion cyclique.* Thèse de doctorat, Université de Rouen - France, 2004.

[73] M. Lesieur. *"Turbulence in fluids". Kluwer : Dordrecht*, third revised and enlarged edition, 1997.

[74] O. Levenspiel and W. K. Smith. "Notes on the diffusion-type model for the longitudinal mixing of fluids in flow". *Chem. Eng. Sci.*, **6** :227–233, 1957.

[75] A. Lozano, B. Yip, and R. K. Hanson. "Acetone : a tracer for concentration measurements in gaseous flows by planar-induced fluorescence". *Exp. Fluids*, **13** :369–376, 1992.

[76] T. R. Marrero and E. A. Mason. "Gaseous diffusion coefficients". *J. Phys. Chem.*, **Ref. Data 1** :3–118, 1972.

[77] R. D. Martinez, A. A. Buttrago, N. W. Howell, C. H. Hearn, and J. A. Joens. "Near U.V. absorption spectra of several aliphatic aldehydes and ketones at 300 K". *Atmospheric Environment*, **26A**(5) :785–792, 1992.

[78] R. M. Measures. "Selective Excitation Spectroscopy and Some Possible Applications". *J. Appl. Phys.*, **39**(11) :5232–5245, 1968.

[79] T. R. Meyer. *Turbulent molecular mixing in gaseous free shear flows.* Phd thesis, University of Illinois - Urbana-Champaign, 2001.

[80] T. R. Meyer, J. C. Dutton, and R. P. Lucht. "Experimental study of the mixing transition in a gaseous axisymmetric jet". *Phys. of Fluids*, **13**(11) :3411–3424, 2001.

[81] T. R. Meyer, G. F. King, G. C. Martin, R. P. Lucht, and J. C. Dutton. "Accuracy and resolution issues in NO/aceonte PLIF measurements of gas-phase molecular mixing". *Exp. Fluids*, **32** :603–611, 2002.

[82] A. S. Monin and A. M. Yaglom. *Statistical Fluid Mechanics.* Cambridge MA, 1975.

[83] A. W. Nienov. "On impeller circulation and mixing effectiveness in the turbulent flow regime". *Chem. Eng. Sci.*, **52**(52) :2557–2565, 1996.

[84] W. P. Partridge. *Experimental Assessment and Enhancement of planar Laser-Induced Fluorescence Measurements of Nitric Oxide in an inverse Diffusion Flame.* Thèse de doctorat, Purdue University - USA, 1995.

[85] P. H. Paul and N. T. Clemens. "Subresolution measurements of unmixed fluid using electronic quenching of NO $A^2\Sigma^+$". *Opt. Letters*, **18**(2) :161–163, 1993.

[86] P. H. Paul, J. A. Gray, J. L. Durant Jr, and J. W. Thoman Jr. "Collisional quenching corrections for laser-induced fluorescence measurements of NO $A^2\Sigma^+$". *AIAA Journal*, **32**(8) :1670–1675, 1994.

[87] P. H. Paul, J. A. Gray, J. L. Durant Jr, and J. W. Thoman Jr. "Collisional electronic quenching rates for NO $A^2\Sigma^+$ ($v\prime = 0$)". *Chem. Physics Letters*, **259** :508–514, 1996.

[88] P. H. Paul, M. P. Lee, and R. K. Hanson. "Molecular velocity imaging of supersonic flows using pulsed planar laser-induced fluorescence of NO". *Opt. Letters*, **14** :417–419, 1989.

[89] P. Petersson, M. Larson, and L. Jønsson. "Development of a turbulent jet generated by a mixer in weak co-flow and counter-flow". *Heat and FL. Flow*, **21** :1–10, 2000.

[90] L. M. Pickett and J. B. Ghandhi. "Passive scalar mixing in a planar shear layer with laminar and turbulent inlet conditions". *Phys. of Fluids*, **14**(3) :985–998, 2002.

[91] S. B. Pope. "PDF methods for turbulent reactive flow". *Progress in Energy and Combustion Science*, **11** :119–192, 1985.

[92] S. B. Pope. *"Turbulent flows". Cambridge University Press*, 2000.

[93] S. B. Pope and E. S. C. Ching. "Stationary probability density functions : an exact result". *Phys. Fluids A*, **5**(7) :1529–1531, 1993.

[94] G. B. Porter and B. T. Connelly. "Kinetics of Excited Molecule. II. Dissociation Processes". *J. Chem. Phys.*, **33** :81, 1960.

[95] H. Rehab, E. Villermaux, and E. J. Hopfinger. "Flows regimes of large-velocity-ratio coaxial jets". *J. Fluid Mech.*, **357** :357–381, 1999.

[96] R. C. Reid, J. M. Prausnitz, and B. E. Polling. *"The properties of gases and liquids.* McGraw Hill Book Co.,New York, NY, fourth edition, 1987.

[97] J R. Reisel, C D. Carter, and N M. Laurendeau. "Einstein coefficients for rotational lines of the (0, 0) band of the NO $A^2\Sigma^+ - X^2\pi$ system". *J. Quant. Spect. Radiat. Transfer*, **47** :43–54, 1992.

[98] G. Rilling and P. Flandrin. "One or Two Frequencies ? The Empirical Mode Decomposition Answers". *Fellow, IEEE*, 2006.

[99] F. Risso and J. Fabre. "Diffusive turbulence in a confined jet experiment". *J. Fluid Mech*, **337** :233, 1997.

[100] V. Sabel'nikov and M. Gorokhovski. Extended lmse and langevin models of the scalar mixing in the turbulent flow. In *TSFP-2, V.III*, pages 257–262. Stockholm, 2001.

[101] F. Scarano and M. L. Reithmuller. "Iteratrive multigrid approach in PIV image processing with discrete windows offset". *Exp. Fluids*, **26** :513–523, 1999.

[102] F. Scarano and M. L. Reithmuller. "Advances in iterative multigrid PIV image processing". *Exp. Fluids*, **[Suppl]** :51–60, 2000.

[103] C. Schulz and V. Sick. "Tracer-LIF Diagnostics : Quantitative Measurement of fuel concentration, temperature and air/fuel ratio in pratical combustion situations". *Progress in Energy and Combustion Science*, **31**(1) :75–121, 2005.

[104] J. H. Seinfeld and S. N. Pandis. *"Atmospheric Chemistry and Physics ; From Air Pollution to Climate Change". A Wiley - Interscience publication*, second edition, 1998.

[105] T. A. Shaw and T. G. Shepherd. Bounds on multiscale mixing efficiencies. In *Proceeding of the WHOI Geophysical Fluids Dynamics Program*, pages 118–143, 2007.

[106] B. I. Shraiman and E. D. Siggia. "Scalar turbulence". *Nature*, **405** :639–646, 2000.

[107] Y. G. Sinai and V. Yakot. "Limiting probability distributions of a passive scalar in a random velocity field". *Phys. Rev. Lett.*, **63**(18) :1962–1964, 1989.

[108] P. J. Strykowski and D. L. Niccum. "The stability of countercurrent mixing layers in circular jets". *J. Fluid Mech.*, **227** :309–343, 1991.

[109] P. J. Strykowski and R. K. Wilcoxon. "Mixing enhancement due to global oscillations in jets with annular counterflow". *AIAA Journal*, **31**(3) :564, 1993.

[110] L. K. Su and N. T. Clemens. "Planar measurements of the full three-dimensional scalar dissipation rate in gas-phase turbulent flows". *Exp. Fluids*, **27** :507–521, 1999.

[111] M. C. Thurber, F. Grisch, B. J. Kirby, M. Votsmeier, and R. K. Hanson. "Measurements and modelling of acetone laser-induced fluorescence with implications for temperature-imaging diagnostics". *Appl. Opt.*, **37**(21) :4963–4978, 1998.

[112] M. C. Thurber and R. K. Hanson. "Pressure and composition dependences of acetone laser-induced fluorescence with excitation at 248, 266, and 308 nm". *Appl. Opt. B.*, **69** :229–240, 1999.

[113] J. Troe. "Specific rate constants $k(E, J)$ for unimolecular bond fissions". *J. Chem. Phys.*, **79** :6017–6029, 1983.

[114] L. Valino, C. Dopazo, and J. Ros. "Quasistationary probability denisty function in the turbulent mixing of scalar field". *Phys. Rev. Lett.*, **72**(22) :3518–3521, 1994.

[115] E. A. Variano and E. A. Cohen. "A random-jet-stirred turbulence tank". *J. Fluid Mech.*, **604** :1, 2008.

[116] S. Veeravalli and Z. Warhaft. "The shearless turbulence mixing layer". *J. Fluid Mech.*, **207** :191–229, 1989.

[117] A. Venaille. *Mélange et circulation océanique : une approche par la physique statistique*. Thèse de doctorat, Université de Grenoble 1 - J. Fourier - France, 2008.

[118] A. Venaille and J. Sommeria. "A dynamical equation for the distribution of a scalar advected by turbulence". *Phys. of Fluids*, **19** :028101–1–4, 2007.

[119] A. Venaille and J. Sommeria. "Is turbulent Mixing a Self-Convolution Process ?". *Phys. Rev. Lett.*, **100** :234506–1–4, 2008.

[120] E. Villermaux and J. Duplat. "Mixing as an aggregation process". *C. R. Meca.*, **331**(18) :515–523, 2003.

[121] E. Villermaux and J. Duplat. "Mixing as an aggregation process". *Phys. Rev. Lett.*, **91**(18) :184501–1–4, 2003.

[122] E. Villermaux and E. J. Hopfinger. "Periodically arranged co-flowing jets". *J. Fluid Mech.*, **263** :63–92, 1994.

[123] E. Villermaux and H. Rehab. "Mixing in coaxial jets". *J. Fluid Mech.*, **425** :161–185, 2000.

[124] J. Villermaux and J. C. Devillon. Représentation de la coalescence et de la redispersion des domaines de segregation dans un fluide par un modèle d'interaction phénoménologique. In *2nd International Symposia on Chemical Engineering*, page B1. ISCRE, Netherlands, 1972.

[125] J. Villermaux and J. C. Devillon. Représentation de la coalescence et de la redispersion des domaines de ségrégation dans un fluide par un modèle d'interaction phénoménologique. In *Second International Symposium on Chemical Reaction Engineering Elsevier*, pages 1–13. New York, 1972.

[126] J. Westerweel. "Fondamentals of digital particle image velocimetry". *Meas. Sci. Tech*, **8** :1379–1392, 1997.

[127] Occupational health guideline for nitric oxide-occupational health guideline for nitrogen dioxide. In *NIOSH/OSHA occupational health guideline for chemical hazards*, pages 4–5. Washington DC, 1978.

[128] C. R. Wilke. "A viscosity for gas mixtures". *Ind. Eng. Chem. Fundam.*, **18**(4) :517–519, 1984.

[129] C. E. Willert and M. Gharib. "Digital particle image velocimetry". *Exp. Fluids*, **10** :181–193, 1991.

[130] D.J. Wilson, B. Noble, and B. Lee. "Pressure dependence of fluorescence spectra". *J. Chem. Phys.*, **34** :1392–1396, 1961.

[131] M. Yoda and H. E. Fiedler. "The round jet in uniform counterflow : flow visualization and mean concentration measurements". *Exp. Fluids*, **21** :427–436, 1996.

[132] T. Zhou, R. A. Antonia, L. Danaila, and F. Anselmet. "Transport equations for the mean energy and temperature dissipation rates in grid turbulence". *Exp. Fluids*, **28** :143–151, 2000.

Résumé

Ce travail vise la description fine du micro-mélange. Pour décrire cette quantité, les réactions chimiques se sont révélées être l'outil le plus ingénieux (Dimotakis, 2005). Pourtant, très peu d'études expérimentales y ont été consacrées. Dans cette étude, nous nous intéressons au cas d'un écoulement dont le motif de base est un jet cisaillé entouré de 4 jets à contre courant pour deux géométries distinctes : une à fort taux de confinement et une seconde pour laquelle le taux de confinement reste faible. Ces deux configurations sont étudiées en faisant varier le nombre de Reynolds des jets. La mesure de concentration est faite grâce à une méthode de Fluorescence Induite par Plan Laser, et la vitesse de l'écoulement est estimée par Vélocimétrie par Image de Particules.

La difficulté principale est la mesure du micro-mélange, quantifiée expérimentalement par une méthode de mesure dite "Dual Tracer", qui compare le signal de fluorescence d'une molécule traçant les zones de fluides pur à celui du fluide dans sa globalité. L'objectif est d'utiliser cette base de données afin d'étudier l'influence du nombre de Reynolds et du taux de confinement sur la qualité du mélange et l'efficacité du micro-mélange en terme de statistiques. Il est montré que l'efficacité du micro-mélange augmente lorsque le nombre de Reynolds augmente, et lorsque le taux de confinement diminue.

Mots clés

Turbulence, écoulement confiné, micro-mélange, PLIF NO, PLIF acétone, dual traceur, probabilité

Abstract

The main aim of this work is to provide an accurate description of the micro-mixing in turbulent flows. Chemical reactions have been exploited to produce the most reliable molecular mixing measurements to date (Dimotakis, 2005). However, the studies already existing are mainly devoted to free shear flows. Here, we characterize mixing at the smallest scales in a turbulent flow in which the basic pattern is one jet, sheared by 4 opposed jets. We focus on two different geometries : A closed shear jet and a far shear jet configuration. Different parameters are investigated : Reynolds number and jets confining rate. The scalar concentration measurement is provided by Planar Laser Induced Fluorescence and the velocity field is obtained by Particle Image Velocimetry. Micro-mixing is experimentally quantified by dual tracer measurement technique, which compares the fluorescence signal of pure fluid to the fluorescence signal of the global mixture. The aim of this research is to use this experimental dataset to highlight the influence of the Reynolds number and the confining rate on the mixing quality and on the micro-mixing efficiency in terms of statistics. It has been proven that the efficiency grows with the Reynolds number and when the confining rate is reduced.

Keywords

Turbulence, confining flows, micro-mixing, NO PLIF, acetone PLIF, dual tracer, probability