

N° d'ordre : 3575

THÈSE

présentée à

L'UNIVERSITÉ DE BORDEAUX I

ÉCOLE DOCTORALE DES SCIENCES PHYSIQUES ET DE L'INGÉNIEUR

Par **Nicolas Rivière**

POUR OBTENIR LE GRADE DE

DOCTEUR

SPÉCIALITE : MÉCANIQUE

ÉTUDE EXPERIMENTALE D'UNE INJECTION TURBULENTE :

APPLICATION AU JET IMPACTANT UNE SURFACE LIBRE

Soutenue publiquement le : 2 avril 2008

Après avis de :

MM. L.E. Brizzi, Professeur, LEA, Poitiers
A. Mojtabi, Professeur, IMFT, Toulouse

Rapporteur
Rapporteur

Devant la commission d'examen formée de :

MM. J.L. Battaglia, Professeur, TREFLE, Bordeaux
L.E. Brizzi, Professeur, LEA, Poitiers
A. Mojtabi, Professeur, IMFT, Toulouse
J.P. Caltagirone, Professeur, TREFLE, Bordeaux
J.P. Fauré, Docteur-Ingénieur, CEA, Le Barp
D. Reungoat, Maître de Conférences, TREFLE, Bordeaux

Président
Rapporteur
Rapporteur
Examineur
Examineur
Examineur

REMERCIEMENTS

Le travail présenté dans ce mémoire a été réalisé au sein du laboratoire de recherche correspondant entre l'UMR TREFLE de l'Université de Bordeaux I (Unité Mixte de Recherche sur les Transferts, Ecoulements, Fluides & Energétique) et le CEA-Cesta (Commissariat à l'Energie Atomique - Centre d'études scientifiques et techniques d'Aquitaine). De fait, les travaux ont été menés sur deux sites différents. D'une part sur le site du CEA Cesta, au sein du Laboratoire Métrologie et Etalonnage (LME) de Sandrine **Tranquille**, rattaché au Service Dimensionnement et Essais Thermomécaniques (SDET) de Bernard **Capbern**, que je remercie tous deux pour leur accueil. D'autre part au TREFLE sur le site de l'ENSCP (Ecole Nationale Supérieure de Chimie et de Physique de Bordeaux), dont je remercie les directeurs respectifs, Eric **Arquis** et François **Cansell**.

Je tiens à remercier particulièrement mon directeur de thèse, Jean-Paul **Caltagirone**, Professeur à l'Université de Bordeaux I, pour la confiance et l'autonomie qu'il m'a accordée tout au long de mes trois années de thèse.

Cette thèse a été co-encadrée par David **Reungoat** du laboratoire TREFLE et Jean-Pierre **Fauré** du CEA. Toujours disponibles, ils ont su, par leurs compétences scientifiques et techniques, me donner les bonnes pistes à suivre et m'ont ainsi permis de gagner un temps précieux. Leur enthousiasme pour mes travaux m'a motivé et stimulé pendant ces trois ans. Pour cela, et pour le reste, je leur exprime ma profonde reconnaissance et toute mon amitié.

Je remercie sincèrement les membres du jury : Jean-Luc **Battaglia**, Professeur à l'Université de Bordeaux I, qui m'a fait l'honneur de présider ma soutenance, MM. Laurent-Emmanuel **Brizzi**, Professeur au LEA (Laboratoire d'Etudes Aérodynamiques) de Poitiers et Abdel-Kader **Mojtabi**, Professeur à L'IMFT (Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse) qui ont accepté de prendre du temps et de mobiliser leurs compétences pour être rapporteurs de mon manuscrit.

Je tiens à remercier particulièrement Marc **Técheney**, technicien au CEA, pour toute l'aide précieuse qu'il m'a apportée au cours de l'ensemble du projet. Mes pensées vont également à

l'ensemble des équipes du LME et du SDET, ainsi que toutes les autres personnes, d'autres services, qui sont intervenues et se sont investies de près ou de loin dans cette aventure.

Pour toutes les discussions et réflexions sur les aspects numériques et physiques, merci à Jérôme **Larocque**, doctorant CEA/TREFLE. Je ne saurais oublier tous mes collègues du TREFLE, doctorants et permanents, qui ont su maintenir une bonne humeur et une ambiance de travail plus qu'agréable et détendue. Les parties endiablées de mots croisés resteront à jamais gravées dans ma mémoire, de même que les repas de midi animés et les autres bons moments. Je les remercie tous pour leur accueil et leur fait part de ma profonde amitié.

Pour finir, je remercie et dédie ce travail à toute ma famille pour m'avoir toujours soutenu et entouré, et avoir supporté mes sautes d'humeurs pendant ces trois années de labeur.

Merci enfin à ma douce **Muriel**, mon inspiration de chaque instant...

Merci à tous.

- Nicolas -

TABLE DES MATIERES

NOMENCLATURE : NOTATIONS & DEFINITIONS	11
INTRODUCTION	13
1. ÉTUDE BIBLIOGRAPHIQUE	17
1.1. LES ECOULEMENTS TURBULENTS	17
<i>1.1.1. Caractéristiques physiques de la turbulence</i>	17
1.1.1.1. Notion de turbulence.....	17
1.1.1.2. Nombre de Reynolds	17
1.1.1.3. Echelles de la turbulence	18
<i>1.1.2. Equations de l'écoulement</i>	20
1.1.2.1. Bilans fondamentaux locaux.....	20
1.1.2.2. Schémas de comportement	21
1.1.2.3. Équations du mouvement en incompressible.....	21
1.1.2.4. Décomposition statistique binaire de Reynolds	22
<i>1.1.3. Méthodes prédictives - Simulation numérique</i>	23
1.1.3.1. Simulation Numérique Directe (DNS).....	23
1.1.3.2. Méthodes RANS (Reynolds Average Navier-Stokes)	24
1.1.3.3. Modèles multi-échelles (LES)	25
1.2. JET LIBRE TURBULENT.....	26
<i>1.2.1. Structure du jet libre</i>	26
<i>1.2.2. Évolution des vitesses dans le jet turbulent</i>	28
1.2.2.1. Les zones du jet libre	28
1.2.2.2. Distribution de vitesses dans la zone autosimilaire.....	30
<i>1.2.3. Fluctuations de vitesse dans le jet</i>	33
<i>1.2.4. Mélange turbulent</i>	35
1.2.4.1. Caractéristiques du mélange turbulent.....	36
1.2.4.2. Autosimilarité en concentration	37
1.2.4.3. Flux turbulents	38
1.3. JET IMPACTANT UNE SURFACE RIGIDE	40
<i>1.3.1. Structure du jet impactant une paroi plane</i>	40
1.3.1.1. Région de jet « libre ».....	41
1.3.1.2. Région d'impact.....	41
1.3.1.3. Région de jet de paroi	41
<i>1.3.2. Types de jet impactant</i>	41
1.3.2.1. Impacts de jets de cœur potentiel ou de jet transitionnel.....	42
1.3.2.2. Impacts de jets développés.....	43

1.4.	JET IMPACTANT UNE SURFACE LIBRE.....	44
1.4.1.	<i>Régimes de surface libre</i>	44
1.4.2.	<i>Oscillations de la surface libre</i>	47
1.5.	BILAN & CADRE DE L'ETUDE	49
2.	DISPOSITIFS EXPERIMENTAUX ET TECHNIQUES DE MESURE.....	51
2.1.	TECHNIQUES DE MESURES.....	51
2.1.1.	<i>Mesures de vitesse dans les fluides par PIV.....</i>	<i>52</i>
2.1.1.1.	Principe général	52
2.1.1.2.	Ensemencement du fluide.....	53
2.1.1.3.	Système d'illumination – source laser	56
2.1.1.4.	Acquisition et traitement des images PIV	57
2.1.1.5.	Interpolation sub-pixel.....	59
2.1.1.6.	Algorithme itératif avec décalage et déformation des fenêtres d'analyse	60
2.1.2.	<i>Mesures de concentration par Fluorescence Induite par Laser</i>	<i>61</i>
2.1.2.1.	Principe de la LIF	61
2.1.2.2.	Les phénomènes de désexcitation	62
2.1.2.3.	Relation entre concentration et fluorescence	64
2.1.2.4.	Courbe d'étalonnage.....	65
2.1.2.5.	Traitement des images : Conversion des images en concentration	66
2.1.3.	<i>Techniques de mesures de déplacement de surface libres</i>	<i>67</i>
2.1.3.1.	Mesures de fréquences.....	67
2.1.3.2.	Mesures bidimensionnelles.....	67
2.1.3.3.	Mesures et reconstructions tridimensionnelles	68
2.2.	DISPOSITIF EXPERIMENTAL	71
2.2.1.	<i>Contraintes du dispositif</i>	<i>71</i>
2.2.2.	<i>Description du dispositif</i>	<i>72</i>
2.2.2.1.	Banc hydraulique	72
2.2.2.2.	Tube d'injection.....	73
2.2.2.3.	Cavité de mesure.....	73
2.2.2.4.	Cellule de confinement	75
2.2.2.5.	Configurations étudiées	75
2.2.3.	<i>Essais préliminaires et Phénoménologie</i>	<i>76</i>
2.3.	MESURES DE VITESSE PAR VELOCIMETRIE PAR IMAGES DE PARTICULES	81
2.3.1.	<i>Ensemencement</i>	<i>81</i>
2.3.2.	<i>Banc optique.....</i>	<i>83</i>
2.3.2.1.	Caractéristiques temporelles des impulsions.....	83
2.3.2.2.	Géométrie de la nappe laser	83
2.3.3.	<i>Acquisition des images PIV.....</i>	<i>84</i>

2.3.3.1.	Matériel d'acquisition	84
2.3.3.2.	Zones d'intérêt et calibration spatiale	85
2.3.3.3.	Positionnement et mise au point de la caméra	87
2.3.3.4.	Temps caractéristiques & Conditions de mesure	87
2.3.4.	<i>Traitement des images PIV</i>	88
2.3.4.1.	Procédure de traitement des images.....	88
2.3.4.2.	« Validation » des vecteurs.....	89
2.3.5.	<i>Précision de la technique – Estimation des erreurs – Incertitudes de mesure</i>	90
2.3.5.1.	Incertitudes sur le dispositif et le positionnement.....	90
2.3.5.2.	Incertitudes PIV sur l'estimation du déplacement	90
2.3.5.3.	Biais statistique des mesures PIV	92
2.3.5.4.	Essais de convergence statistique	93
2.4.	MESURES DE CONCENTRATION PAR FLUORESCENCE INDUITE PAR LASER.....	95
2.4.1.	<i>Conditions de mesure</i>	95
2.4.1.1.	Choix du fluorochrome.....	95
2.4.1.2.	Éclairage laser et Enregistrement numérique.....	96
2.4.1.3.	Choix de la concentration de travail	98
2.4.2.	<i>Traitement des images (LIF inverse)</i>	98
2.4.2.1.	Procédure de LIF inverse.....	98
2.4.2.2.	Inhomogénéité de sensibilité du capteur CCD.....	99
2.4.2.3.	Existence d'une excitation hors plan	100
2.4.2.4.	Traitement des images LIF inverse	103
2.4.2.5.	Validation du traitement	104
2.4.3.	<i>Incertitudes LIF</i>	105
2.4.4.	<i>Grandeurs déduites des mesures PIV et LIF</i>	107
2.4.4.1.	Grandeurs statistiques.....	107
2.4.4.2.	Grandeurs dérivées	108
2.5.	MESURES A L'INTERFACE.....	110
2.5.1.	<i>Visualisation de l'interface par fluorescence</i>	110
2.5.2.	<i>Acquisition d'images de l'interface par ombroscopie 2-axes</i>	110
2.5.3.	<i>Traitement des images interface</i>	111
2.5.4.	<i>Incertitudes sur la mesure à l'interface</i>	112
2.6.	VALIDATION DES CONDITIONS D'INJECTION.....	113
2.6.1.	<i>Symétrie de l'injection initiale</i>	113
2.6.2.	<i>Évaluation du confinement – milieu semi infini</i>	113
2.6.3.	<i>Conditions aux limites d'entrée</i>	114
2.6.3.1.	Conditions de mesure.....	114
2.6.3.2.	Vitesses moyennes.....	116
2.6.3.3.	Intensités de turbulence	117

2.7.	SYNTHESE DE LA PARTIE DISPOSITIFS DE MESURES	120
3.	RESULTATS & INTERPRETATION PHYSIQUE.....	123
3.1.	ETUDE DU JET IMPACTANT UNE PAROI RIGIDE (PRD).....	124
3.1.1.	<i>Structure de l'écoulement.....</i>	<i>124</i>
3.1.1.1.	Vitesses moyennes.....	124
3.1.1.2.	Concentration moyenne	132
3.1.2.	<i>Transport turbulent</i>	<i>136</i>
3.1.2.1.	Intensités de turbulence	136
3.1.2.2.	Tensions de Reynolds et Energie cinétique turbulente.....	140
3.1.2.3.	Fluctuations de concentration	141
3.1.2.4.	Flux turbulents.....	143
3.1.3.	<i>Champs instantanés dans le jet</i>	<i>146</i>
3.1.4.	<i>Résumé sur l'injection et l'impact sur paroi rigide</i>	<i>148</i>
3.2.	INFLUENCE DE LA SURFACE LIBRE (COMPARAISON PRD/SLD).....	149
3.2.1.	<i>Topologie des champs globaux moyens</i>	<i>149</i>
3.2.2.	<i>Région de jet.....</i>	<i>151</i>
3.2.2.1.	Vitesses moyennes.....	151
3.2.2.2.	Intensités de turbulence & Tensions de Reynolds.....	154
3.2.2.3.	Concentration.....	158
3.2.2.4.	Flux turbulents.....	160
3.2.2.5.	Résumé sur la comparaison en zone de jet libre	162
3.2.3.	<i>Régions d'impact et de jet radial</i>	<i>163</i>
3.2.3.1.	Vitesses moyennes.....	163
3.2.3.2.	Intensités de turbulence	165
3.2.3.3.	Tensions de Reynolds et Energie cinétique turbulente.....	168
3.2.3.4.	Concentration moyenne & Fluctuations de concentration	170
3.2.4.	<i>Mesures à l'interface.....</i>	<i>173</i>
3.2.4.1.	Phénoménologie	173
3.2.4.2.	Statistiques générales.....	175
3.2.4.3.	Distributions spatiales.....	177
3.2.4.4.	Evolution temporelle (mouvements).....	180
3.2.4.5.	Analyse fréquentielle	184
3.2.5.	<i>Champs instantanés en zone d'impact</i>	<i>185</i>
3.2.6.	<i>Résumé du jet impactant une surface libre</i>	<i>186</i>
3.3.	CAS CONFINE D'IMPACT SUR SURFACE LIBRE (SLC)	187
3.3.1.	<i>Influence du confinement (comparaison SLD/SLC).....</i>	<i>187</i>
3.3.1.1.	Morphologie des champs moyens.....	187
3.3.1.2.	Vitesses et vorticité moyennes.....	188
3.3.1.3.	Intensités de turbulence	192

3.3.1.4.	Évolution temporelle de la concentration	194
3.3.2.	<i>Comparaison LES/SLC</i>	196
3.3.2.1.	Simulation Numérique.....	196
3.3.2.2.	Comparaisons des champs topologiques.....	200
3.3.2.3.	Structure du jet turbulent et évolutions sur l'axe	202
3.3.2.4.	Evolutions transversales	204
3.3.3.	<i>Morphologie de l'interface (Comparaison LES/SLC/SLD)</i>	208
3.3.3.1.	Interface moyenne	208
3.3.3.2.	Statistiques générales.....	208
3.3.3.3.	Distribution spatiale.....	209
3.3.3.4.	Evolution temporelle.....	210
3.4.	SYNTHESE DE LA PARTIE RESULTATS	213
3.4.1.	<i>PRD</i>	213
3.4.2.	<i>SLD</i>	213
3.4.3.	<i>SLC</i>	216
CONCLUSION.....		217
TABLE DES FIGURES ET DES TABLEAUX		229
REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES		235

NOMENCLATURE : NOTATIONS & DEFINITIONS

Acronymes

CCD	Charge Coupled Device (Dispositif de couplage de charge)
LDV	Laser Doppler Velocimetry (Vélocimétrie Laser Doppler)
LIF	Laser Induced Fluorescence (Fluorescence Induite par Laser)
Nd :YAG	Yttrium Aluminium Garnet dopé au Néodyme
PDF	Probability Density Function (Fonction Densité de Probabilité)
PIV	Particle Image Velocimetry (Vélocimétrie par Image de Particules)
POD	Proper Orthogonal Decomposition (Décomposition Orthogonale en Modes Propres)
RMS	Root-Mean-Square (Standard Deviation) = Ecart-type
TTL	Transistor-Transistor Logic (signal logique)

Lettres Grecques

α	Composante de fluorescence hors plan normalisée	-
β	Coefficient de proportionnalité Intensité lumineuse/Concentration	-
δt	Durée d'un pulse laser (5ns)	s
δx	Déplacement d'une particule pendant la durée d'illumination	m ou pix
Δt	Intervalle entre 2 images PIV successives (intervalle des impulsions laser)	s
Δx	Déplacement entre deux images PIV successives	m ou pix
ε	Énergie massique de dissipation turbulente	W/kg
κ	Nombre d'onde	m^{-1}
γ	Matrice d'homogénéisation des images LIF	-
ξ	Critère de continuité des filaments	m
η	Coordonnée radiale adimensionnée	-
η_K	Échelle de Kolmogorov	m
η_u	Taux d'expansion radial (ou taux de propagation) de la vitesse	-
η_c	Taux d'expansion radial (ou taux de propagation) de la concentration	-
μ	Viscosité dynamique	Pa.s
μ'	viscosité de volume du fluide	Pa.s
ν	Viscosité cinématique	m^2/s
ν_T	Viscosité turbulente	m^2/s
ρ_P	Masse volumique des particules PIV	kg/m^3
τ_0	Echelle de temps des grandes structures tourbillonnaires	s
τ_P	Temps de réponse des particules	s
τ_f	Durée de vie des filaments	s
τ_K	Temps de Kolmogorov	s
χ	Fonction couleur	-
θ	Coordonnée cylindrique azimutale	rad

Lettres latines

B_u	Coefficient de décroissance axiale de la vitesse	-
C	Concentration R6G mesurée	$\mu g/L$
C^*	Concentration normalisée : $C^*(\text{sortie de tube})=0$ et $C^*(\text{ambient})=0$	-
C_0	Concentration initiale en colorant = $40 \mu g/L$	$\mu g/L$
C_{min}, C_{max}	Concentration minimale, - maximale	$\mu g/L$
C_p	Concentration en particules PIV	g/L
d	Diamètre du tube d'injection	m
d_p	Diamètre des particules PIV	m
e_z	Épaisseur de la nappe laser	m
e	Épaisseur du tube	m
E_k	Énergie cinétique	J
E_{kr}	Énergie cinétique réduite	J
f_{acq}	Fréquence d'acquisition du système PIV/LIF	Hz
g	Accélération de la pesanteur : $g = 9,81 m/s^2$	m/s^2

h	Distance d'impact (distance entre la sortie du tube et la cible)	m
I _u , I _v	Intensité de turbulence radiale, - axiale	-
I _i	Intensité au pixel i	NvG
I _{minREF}	Intensité de l'image de référence en l'absence de colorant	NvG
I _{maxREF}	Intensité de l'image de référence à concentration maximale C ₀ =40µg/L	NvG
K _u	Constante exponentielle d'autosimilarité en vitesse	-
l ₀	Echelle de longueur des grandes structures tourbillonnaires	m
L	Dimension latérale de la cavité confinée	m
L _p	Distance moyenne entre particules	m
l _{pm}	Libre parcours moyen	m
N	Nombre de champs pour une série donnée	-
N _p	Concentration volumique en particules	m ⁻³
N _{pix} ²	Taille d'une fenêtre d'interrogation	pix ²
NvG	Niveaux de Gris	-
O	Origine du repère = sortie du tube d'injection, sur l'axe	-
O'	Origine du repère secondaire = niveau de la surface libre au repos, sur l'axe	-
Q _{2D}	Approximation bidimensionnelle du second gradient du tenseur gradient de vitesse	-
r	Coordonnée cylindrique radiale	m
R _{ij}	Tenseur de Reynolds	m ² .s ⁻²
S _{ij}	Tenseur des taux de déformation	s ⁻¹
u	Vitesse instantanée	m/s
<U>	Moyenne d'ensemble, moyenne spatiale de la vitesse	m/s
\overline{U}	Moyenne temporelle de la vitesse	m/s
u _i '	Fluctuation instantanée de vitesse	m/s
u ₀	Echelle de vitesse des grandes structures tourbillonnaires	m
U	Composante radiale de la vitesse (selon x)	m/s
V	Composante axiale de la vitesse (selon la direction principale de l'écoulement y)	m/s
W	Composante de la vitesse (selon la direction perpendiculaire au plan de visualisation z)	m/s
V ₀ ou Vc(0)	Vitesse à l'injection sur l'axe central du tube	m/s
Vc	Vitesse sur l'axe central	m/s
V _{inj} ou V _{deb}	Vitesse d'injection débitante	m/s
V _{moy}	Vitesse moyenne	m/s
V _{rms}	Fluctuations de vitesse = écart type (std déviation)	m/s
X _{u 1/2}	Demi-largeur du jet (prise à la moitié de la vitesse sur l'axe : V/Vc=1/2)	m
X _{max} , Y _{max} , Z _{max}	Coordonnées du maximum global de l'interface dans le repère (O'xyz)	m
x	Coordonnée cartésienne (Direction horizontale dans le plan de visualisation)	m
y	Coordonnée cartésienne (Direction verticale)	m
y ₀₁	Origine virtuelle axiale	m
y ₀₂	Origine virtuelle radiale	m
z	Coordonnée cartésienne (Direction horizontale hors du plan de visualisation)	m

Indices

P	Relatif aux particules PIV
max	Relatif au maximum global de la surface libre
rms	Ecart-type (racine carrée du moment d'ordre 2)
moy	Moyenne (moment d'ordre 1)
u	Relatif à la vitesse
K	Relatif aux échelles de Kolmogorov

Nombres caractéristiques adimensionnels

Re	Nombre de Reynolds
Fr	Nombre de Froude
Ri	Nombre de Richardson
We	Nombre de Weber
Sc	Nombre de Schmidt

INTRODUCTION

Que ce soit dans le milieu naturel (météorologie, océanographie, dynamique des fluides) ou dans le milieu industriel (aéronautique, hydraulique, énergétique, thermique), les écoulements turbulents se caractérisent par des mouvements désordonnés tridimensionnels, et une imprévisibilité intrinsèque. C'est cette imprévisibilité qui empêche les codes de simulation les plus puissants de prédire l'état de l'atmosphère au-delà d'une période de dix jours (appelé parfois « effet papillon » en météorologie).

Du fait de leur complexité, les écoulements turbulents ont depuis longtemps suscité l'intérêt de la communauté scientifique. Les mesures et les calculs sont les deux approches principales pour comprendre les phénomènes physiques en jeu. La puissance de calcul disponible aujourd'hui permet de réaliser des simulations numériques de plus en plus réalistes de phénomènes physiques complexes. Toutefois, l'approche expérimentale garde toute son importance, et ce pour deux raisons. D'une part, la compréhension des phénomènes physiques implique une observation précise, c'est-à-dire une instrumentation adaptée pour effectuer des mesures permettant d'établir des lois phénoménologiques. D'autre part, la constitution de bases de données expérimentales sur des expériences fondamentales permet de valider les modèles physiques. Ainsi l'approche expérimentale couplée à la modélisation numérique est nécessaire pour la compréhension et la mise en œuvre de modèles réalistes.

Dans le domaine de la mécanique des fluides turbulente, la compréhension des écoulements diphasiques (déferlements, écoulements torrentiels, thermo-hydraulique, combustion...) reste un des points délicats. Cette complexité est liée d'une part à la turbulence et d'autre part à la présence d'interfaces. Il existe aujourd'hui peu de modèles capables de rendre compte des phénomènes rencontrés lors de l'interaction turbulence/interface. Un des cas d'étude permettant d'aborder la turbulence diphasique est le jet impactant une surface libre, fréquent dans l'industrie (remplissage de réservoirs, par exemple).

Les jets turbulents ont été intensivement étudiés en raison de leurs applications industrielles (mélange, découpe par jet, refroidissement...) et de leur répartition dans la nature (estuaires...). Quelques études, expérimentales et numériques, ont porté sur l'interaction entre un jet turbulent et une interface, afin d'appréhender la turbulence au voisinage d'une surface libre séparant deux fluides. Certains de ces travaux ont porté plus spécifiquement sur l'impact de jets sur des surfaces libres. Cependant aucune relation n'a été établie entre l'efficacité du mélange et les modifications de l'écoulement turbulent de par la présence de l'interface. Il est possible de combler cette lacune

par des mesures de vitesse et de concentration au voisinage d'interfaces.

De nos jours, les mesures en dynamique des fluides utilisent l'interaction lumière/matière (diffusion ou fluorescence). Les principaux intérêts des méthodes optiques résident dans leur caractère faiblement intrusif, quantitatif et instantané. En effet, le caractère immatériel de l'onde lumineuse permet à la lumière d'interagir de manière très limitée avec le milieu à sonder, sans modifier les conditions d'écoulement. C'est le cas de la Vélocimétrie par Images de Particules (PIV) développée par ADRIAN [1986] et de la Fluorescence Induite par Laser (LIF) utilisée pour la première fois de manière quantitative par OWEN [1976]. Ces deux techniques permettent respectivement de mesurer des champs de vitesse et de concentration.

Le programme Simulation du Commissariat à l'Energie Atomique (CEA) a débuté suite à la signature du TICE (Traité d'Interdiction Complète des Essais nucléaires) en 1996. Ce programme a pour objectif d'assurer la continuité de la capacité scientifique et technique nécessaire pour garantir la sûreté et la fiabilité de la force de dissuasion. A ce titre, le niveau de prédiction des modèles doit être rendu suffisant pour compenser l'absence des essais en vraie grandeur. Dans le cadre de ce programme, parmi les nombreuses facettes de la physique mise en jeu, le CEA s'intéresse aux écoulements turbulents.

L'UMR TREFLE (Unité Mixte de Recherche sur les Transferts, Ecoulements, Fluides & Energétique) est un laboratoire inter-établissements associé au CNRS qui développe des outils de calcul et de mesures en mécanique des fluides. Un Laboratoire de Recherche Correspondant « Mécanique des Fluides - Energétique » a été mis en place afin de favoriser les collaborations scientifiques entre le TREFLE et des centres de recherche du CEA dont le Cesta (Centre d'études scientifiques et techniques d'Aquitaine). Dans le cadre de cette coopération, le CEA et le TREFLE mettent en commun leurs compétences sur la thématique de l'interaction d'un écoulement turbulent avec une interface entre deux fluides, dans laquelle s'inscrit ce travail, dont l'objectif est de contribuer à la compréhension de **l'interaction turbulence/interface lors d'une injection turbulente, en la caractérisant expérimentalement dans le cas particulier de l'impact d'un jet immergé sur une surface libre.**

La première partie du mémoire a pour objectif d'introduire les caractéristiques générales de la turbulence et de présenter les principaux résultats des travaux antérieurs nécessaires aux discussions qui suivront. On y aborde notamment le cas des injections turbulentes (§1.2), des jets impactant une paroi rigide (§1.3) ou une surface libre déformable (§1.4)

La deuxième partie expose les différents aspects expérimentaux mis en œuvre au cours de cette

étude. Une revue bibliographique permet tout d'abord de présenter les techniques employées pour effectuer des mesures dans les fluides (§2.1). Le dispositif expérimental est ensuite décrit, ainsi que les configurations étudiées (§2.2). Les mesures de vitesses (§2.3), de concentrations (§2.4) et de surface libre (§2.5) font appel à une métrologie par visualisations dont les choix sont justifiés. Les paramètres d'acquisition et de traitement des données sont exposés dans le détail.

Les moyens de mesure décrits dans la seconde partie sont mis en œuvre afin de caractériser la turbulence et le mélange dans le cas d'une injection turbulente et d'étudier son impact sur une paroi rigide et une surface libre. L'évolution des grandeurs dynamiques adaptées à l'analyse des écoulements libres cisailés sont examinées pour le cas du jet turbulent impactant une paroi rigide (§3.1). L'analyse du jet libre impactant une surface libre (§3.2) est conduite par comparaison au cas de l'impact sur paroi rigide. Par ailleurs, un cas confiné d'impact sur surface libre a permis d'étudier l'influence du confinement et de comparer les résultats à expérimentaux à des données issues de simulations numériques (§3.3).

1. ÉTUDE BIBLIOGRAPHIQUE

Cette partie est consacrée à l'introduction des caractéristiques générales de la turbulence (§ 1.1), à la présentation des principaux travaux sur les injections turbulentes (§ 1.2), et des jets impactant une paroi rigide (§ 1.3) ou une surface libre déformable (§ 1.4).

1.1. Les écoulements turbulents

La plupart des écoulements naturels ou rencontrés dans l'industrie sont turbulents. La turbulence se manifeste en effet dans des domaines très divers : mouvements de fluides biologiques, fluides terrestres, fluides stellaires, hydraulique, aéronautique, énergétique et thermique...

On s'intéresse dans un premier temps aux caractéristiques physiques de la turbulence. Puis les développements mathématiques nécessaires à la description de tels écoulements sont présentés de manière succincte. Enfin les diverses méthodes prédictives usuelles sont exposées.

1.1.1. Caractéristiques physiques de la turbulence

1.1.1.1. Notion de turbulence

La caractéristique essentielle du régime turbulent est l'agitation turbulente, qui « imprime à toute fonction du champ de l'écoulement (vitesse, pression, température...) des fluctuations erratiques intrinsèques à ce régime » [CHASSAING 2000]. Elle est responsable de mouvements désordonnés tridimensionnels dans tout l'écoulement. De plus, elle s'exerce à un niveau supra-moléculaire, dévoile une cinématique rotationnelle (présence de tourbillons) et une dynamique non linéaire (source d'imprévisibilité).

1.1.1.2. Nombre de Reynolds

Le nombre de Reynolds est une quantité adimensionnée dont la valeur est liée à l'état de l'écoulement : laminaire, transitionnel, turbulent. Pour l'écoulement d'un fluide de viscosité cinématique ν , de vitesse et dimension caractéristiques U_0 et L , il est défini par :

$$\text{Re} = \frac{U_0 \cdot L}{\nu} \quad (1.1)$$

Le nombre de Reynolds s'interprète comme le rapport des forces d'inertie (non-linéaires) sur les

forces de viscosité (linéaires). Si celui-ci est suffisamment grand, les perturbations ont le temps de se développer dans l'écoulement avant d'être dissipées par la viscosité.

Un écoulement dans un tube peut devenir turbulent lorsque le nombre de Reynolds Re dépasse une valeur critique de l'ordre de 2000 (c'est l'expérience de [REYNOLDS 1883]). Pour des écoulements dits libres (jet, sillage) la turbulence peut se développer à des nombres de Reynolds plus faibles. Ce sont alors les instabilités de Kelvin-Helmholtz, résultant de gradients de vitesse localisés au sein du fluide, qui sont généralement responsables de la transition à la turbulence.

1.1.1.3. Echelles de la turbulence

L'une des caractéristiques principales des écoulements turbulents est la présence d'un très grand nombre de tourbillons tridimensionnels dont les dimensions varient continuellement et qui fluctuent sur une large gamme d'échelles spatiales. Sur le plan énergétique, les écoulements turbulents sont dissipatifs : l'énergie cinétique de turbulence de l'écoulement moyen est transférée vers les petites structures turbulentes, où elle est dissipée par les contraintes visqueuses. Ce transfert progressif d'énergie interne entre différentes tailles de structures (ou nombres d'onde κ en termes de spectre), depuis les "gros tourbillons" vers les "petits", s'appelle le processus de cascade énergétique de Richardson-Kolmogorov. Ce processus imaginé par [RICHARDSON 1922] et formalisé par [KOLMOGOROV 1941] résulte d'une fragmentation de l'écoulement en structures d'échelles de tailles décroissantes. Le schéma phénoménologique proposé est illustré sur la figure 1.

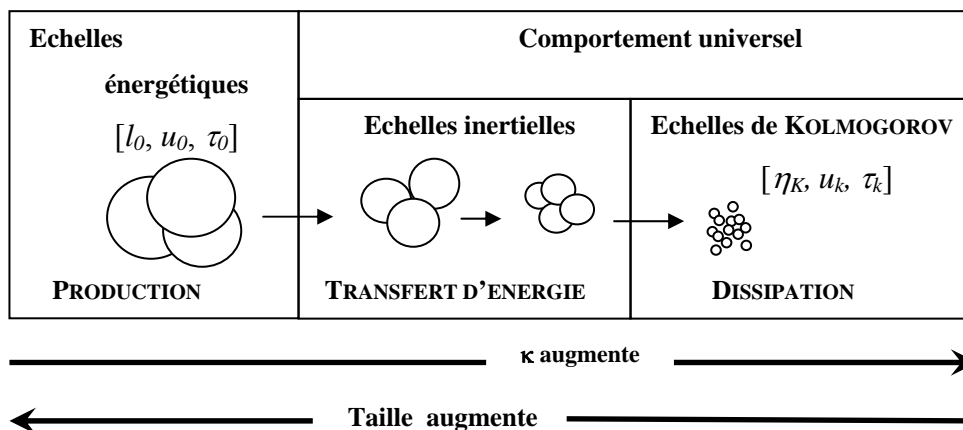


Fig. 1. Cascade d'énergie et échelles de la turbulence

Le processus de cascade énergétique s'articule autour de trois éléments majeurs :

- un apport énergétique en provenance du mouvement moyen (production)
- une redistribution interne à l'agitation turbulente (régime inertiel)
- une dissipation (régime visqueux).

Étude bibliographique

L'énergie du mouvement est transférée vers les petites structures à partir des plus grandes structures où agissent les forces extérieures. $[l_0, u_0, \tau_0]$ sont respectivement les échelles de longueur, vitesse et temps des grandes structures. L'hypothèse de [KOLMOGOROV 1941] consiste à supposer que le taux d'énergie ε est indépendant de la taille des tourbillons l . Le transfert s'effectue à un taux de dissipation d'énergie cinétique égal au taux d'énergie injecté aux grandes échelles, confirmé par des observations physiques [TENNEKES & LUMLEY 1972] :

$$\varepsilon \sim \frac{u_0^2}{\tau_0} = \frac{u_0^3}{l_0} \text{ (en m}^2/\text{s}^3\text{)} \quad (1.2)$$

L'énergie est dissipée au taux constant ε jusqu'aux plus petites structures de la turbulence pour être éliminée par l'action du frottement visqueux (transformation de l'énergie cinétique en chaleur). Par définition, les échelles de ces structures sont dites de KOLMOGOROV $[\eta_K, u_K, \tau_K]$. La limite d'existence des structures les plus fines est fixée par la condition :

$$\text{Re}_k = \frac{u_K \cdot \eta_K}{\nu} \approx 1 \quad (1.3)$$

Les tourbillons de taille inférieure à η_K sont immédiatement dissipés par viscosité moléculaire, et ne pourront pas se développer. L'échelle de KOLMOGOROV peut alors s'exprimer par analyse dimensionnelle avec la viscosité du fluide et le taux de dissipation:

$$\eta_K^4 \sim \frac{\nu^3}{\varepsilon} \text{ [KOLMOGOROV 1941]} \quad (1.4)$$

De même, le temps de Kolmogorov s'écrit :

$$\tau_K = \left(\frac{\nu}{\varepsilon} \right)^{1/2} \quad (1.5)$$

Il existe un équilibre entre les forces d'inertie (qui ont tendance à étendre le spectre de la turbulence) et les forces visqueuses qui vont agir comme un frein au niveau des grands nombres d'onde. On peut formuler la loi de Kolmogorov dans l'espace de Fourier, où chaque longueur d'onde l de l'espace réel est associée à un nombre d'onde $\kappa = 2\pi/l$ (en m^{-1}). La théorie de Kolmogorov montre que la densité spectrale d'énergie (en $\text{m}^3 \cdot \text{s}^{-2}$) en fonction du nombre d'onde κ s'écrit :

$$E(\kappa) = C_K \varepsilon^{2/3} \kappa^{-5/3} \quad (1.6)$$

où $C_K \approx 1,5$ une constante sans dimension déterminée expérimentalement appelée *constante de Kolmogorov*.

Étude bibliographique

Une allure typique de spectre d'énergie $E = f(\kappa)$, est donnée à la figure suivante (Fig. 2a). La majorité de l'énergie est contenu dans les tourbillons de grande taille (structures énergétiques). Ce spectre de dissipation est parfois tracé en échelle logarithmique, dévoilant la décroissance énergétique en $\kappa^{-5/3}$ au niveau du domaine inertiel (Fig.2b). Le spectre d'énergie chute pour des nombres d'onde supérieurs au nombre d'onde de Kolmogorov, $2\pi / \eta_K$.

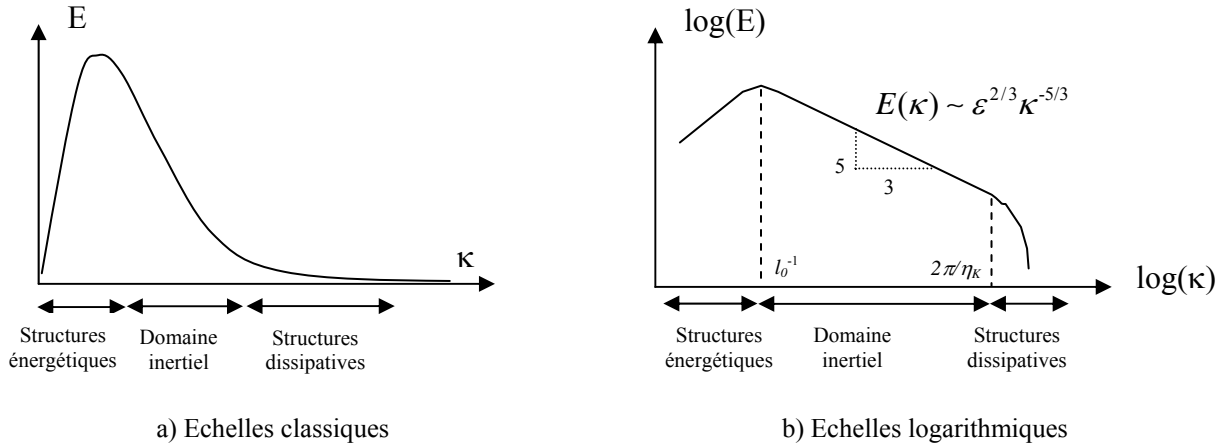


Fig. 2. Spectre d'énergie cinétique de la turbulence développée

1.1.2. Equations de l'écoulement

Afin de décrire mathématiquement les écoulements turbulents, on travaille dans le cadre d'une hypothèse de milieu continu, dans laquelle les parcelles fluides sont considérées de petite taille devant les échelles caractéristiques des mouvements du fluide, mais de grande dimension devant le libre parcours moyen des molécules. Les principes de conservation ainsi que des schémas de comportement dynamique et thermique sont appliqués à cette parcelle de fluide. Les composantes du champ de vitesse de l'écoulement considéré sont notées U_i .

1.1.2.1. Bilans fondamentaux locaux

Pour un écoulement incompressible, les bilans fondamentaux locaux pour un fluide de masse volumique ρ (en kg.m^{-3}) s'écrivent dans leur forme non conservative en coordonnées cartésiennes :

- **Bilan de masse** (Équation de continuité) :

$$\frac{D\rho}{Dt} + \rho \cdot \frac{\partial U_i}{\partial x_i} = 0 \quad (1.7)$$

Où t représente le temps (en s) et $\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + (U\nabla)$ l'opérateur de dérivée particulaire.

Étude bibliographique

- **Bilan de quantité de mouvement** (Équation de la dynamique de NEWTON) :

$$\rho \frac{DU_i}{Dt} = \rho F_i + \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} \quad \text{avec } \sigma_{ij} = -P \cdot \delta_{ij} + \tau_{ij} \quad (1.8)$$

Où τ est le tenseur des contraintes visqueuses (en Pa), P désigne la pression (en Pa), F désigne la résultante des forces massiques s'exerçant sur le fluide (en N/kg).

- **Bilan d'énergie** :

$$\rho \frac{D \frac{1}{2} U_i U_i}{Dt} = \rho U_i F_i - \frac{\partial P U_i}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau_{ij} U_i}{\partial x_j} + P \frac{\partial U_i}{\partial x_i} - \tau_{ij} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \quad (1.9)$$

1.1.2.2. Schémas de comportement

Pour de nombreux fluides comme l'eau et l'air, le tenseur des contraintes visqueuses est en première approximation proportionnel à la partie symétrique du tenseur taux de déformation (loi de Newton) et le flux de chaleur est proportionnel au gradient de la température (loi de Fourier).

La Loi de NEWTON s'écrit :

$$\bar{\tau} = 2\mu \bar{S} + \mu' (Tr \bar{S}) \bar{Id} \quad (1.10)$$

Où $\bar{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{u}'_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}'_j}{\partial x_i} \right)$ est le tenseur des taux de déformation, \bar{Id} est le tenseur unité, μ et μ'

désignent respectivement la viscosité dynamique et la viscosité de volume du fluide (en Pa.s).

Les fluides pour lesquels ces lois sont vérifiées sont appelés « fluides newtoniens ». On leur adjoint généralement l'hypothèse de STOKES :

$$2\mu + 3\mu' = 0 \quad (1.11)$$

D'où le schéma de comportement dynamique de NEWTON-STOKES :

$$\bar{\tau} = 2\mu \bar{S} - \frac{2}{3} \mu (Tr \bar{S}) \bar{Id} \quad (1.12)$$

1.1.2.3. Équations du mouvement en incompressible

Les schémas de comportement dynamique de NEWTON-STOKES et de comportement thermique de FOURIER sont injectés dans les bilans fondamentaux (de masse, de quantité de mouvement et d'énergie) pour obtenir le **Modèle général de NAVIER-STOKES**.

Pour un fluide visqueux newtonien et lorsque l'écoulement est incompressible, l'équation de l'énergie est découplée des équations de continuité et de quantité de mouvement, c'est-à-dire que la vitesse et la pression peuvent être déterminées indépendamment de l'énergie. L'expression des

équations de continuité et de quantité de mouvement est alors simplifiée. Ces équations de NAVIER-STOKES s'écrivent :

$$\frac{\partial U_i}{\partial x_i} = 0 \quad \text{et} \quad \rho \frac{DU_i}{Dt} = \rho \left(\frac{\partial U_i}{\partial t} + U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \right) = \rho F_i - \frac{\partial P}{\partial x_i} + \mu \frac{\partial^2 U_i}{\partial x_j \partial x_j} \quad (1.13)$$

Avec la notation nabla $\nabla = \left(\frac{\partial}{\partial x_1}, \frac{\partial}{\partial x_2}, \frac{\partial}{\partial x_3} \right)$:

$$\nabla \cdot U = 0 \quad \text{et} \quad \rho \left(\frac{\partial U}{\partial t} + (U \cdot \nabla) U \right) = \rho F_i - \nabla P + \mu \nabla^2 U \quad (1.14)$$

1.1.2.4. Décomposition statistique binaire de Reynolds

On considère le champ d'écoulement d'un fluide incompressible, où les équations de NAVIER-STOKES s'écrivent comme (1.13). La vitesse est traitée comme une fonction aléatoire de l'espace et du temps dont les valeurs instantanées sont décomposées en une moyenne temporelle d'ensemble \bar{U} et une partie fluctuante u' centrée par rapport à la moyenne. Pour chaque composante i , la décomposition de Reynolds s'écrit :

$$U_i = \bar{U}_i + u_i' \quad (1.15)$$

Cette décomposition binaire permet d'introduire l'écart-type des fluctuations de vitesse, confondu en première approximation avec la valeur RMS (pour Root Mean Square), la racine carrée du moment d'ordre 2 :

$$U_{RMS} = \sqrt{\overline{u'^2}} \quad (1.16)$$

Cette valeur, adimensionnée par une vitesse de référence V_0 de l'écoulement, permet de quantifier l'intensité de turbulence :

$$I_u = \frac{U_{RMS}}{V_0} \quad (1.17)$$

L'énergie cinétique de la turbulence est définie par :

$$E_k = \frac{1}{2} \cdot \overline{u_i' u_i'} \quad (1.18)$$

La vorticité traduit les rotations locales instantanées au sein d'un écoulement fluide et permet ainsi d'identifier et de localiser les zones de cisaillement et les structures tourbillonnaires d'un écoulement. Par définition le vecteur vorticité $\vec{\omega}$ est égal au double du vecteur vitesse de rotation local $\vec{\Omega}$:

Étude bibliographique

$$\bar{\Omega} = \frac{1}{2} \cdot \overrightarrow{rot\bar{U}} = \frac{1}{2} \cdot \bar{\omega} \Leftrightarrow \bar{\omega} = \overrightarrow{rot\bar{U}} = \frac{\partial U_j}{\partial x_i} - \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \quad (1.19)$$

Avec la décomposition de Reynolds, les équations du mouvement moyen donnent [CHASSAING 2000] :

- la **relation de continuité** du mouvement moyen : $\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_i} = 0$

- et les **équations de REYNOLDS** (dynamique du mouvement moyen) :

$$\rho \frac{D\bar{U}_i}{Dt} = \rho \left(\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial t} + U_j \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} \right) = \rho \bar{F}_i - \frac{\partial \bar{P}}{\partial x_i} + \mu \frac{\partial^2 \bar{U}_i}{\partial x_j \partial x_j} - \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho \overline{u_i' u_j'}) \quad (1.20)$$

Par analogie avec la relation fondamentale de la dynamique (2^{nde} loi de Newton), différents types de forces apparaissent dans cette expression:

(Variation moyenne totale = Forces de volume + Forces de Pression + Forces de Viscosité + Tensions de REYNOLDS)

Ces équations introduisent $R_{ij} = \overline{u_i' u_j'}$, le tenseur des corrélations doubles des fluctuations de vitesse. Le terme $\rho \overline{u_i' u_j'}$ est appelé contraintes de turbulence ou tensions de REYNOLDS. Issu du terme convectif, il représente la modification de la vitesse moyenne du fait des fluctuations de la turbulence. La présence de ces corrélations doubles confère au système d'équation du mouvement moyen un caractère ouvert, car il contient, à l'ordre 1, plus d'inconnues que d'équations.

1.1.3. Méthodes prédictives - Simulation numérique

Les méthodes Numériques de Dynamique des Fluides (ou CFD pour Computational Fluid Dynamics) permettent de simuler ces écoulements très complexes. Il existe trois approches principales : la Simulation Numérique Directe, les méthodes RANS et la Simulation des Grandes Echelles.

1.1.3.1. Simulation Numérique Directe (DNS)

Une simulation numérique directe (DNS) est une résolution exacte des équations de NAVIER-STOKES. Toutes les échelles et structures de la turbulence sont calculées de manière directe.

Pour résoudre numériquement les équations du mouvement, une grille de pas espace-temps (Δx , Δt) est définie dans le domaine de calcul. L'opérateur de dérivée partielle en temps est calculé grâce

à des développements en série de TAYLOR en puissance du pas de temps Δt . Les opérateurs de dérivée partielle en espace sont calculés soit par des méthodes spectrales, soit par des développements en série de TAYLOR en puissance de Δx (méthode des volumes finis).

L'échelle de dissipation visqueuse de Kolmogorov permet d'estimer une taille critique en deçà de laquelle les tourbillons sont immédiatement dissipés par viscosité moléculaire et ne pourront pas se développer. La DNS n'est donc envisageable que si la maille de discrétisation (Δx) est de l'ordre de cette échelle. En utilisant (1.2) et (1.4), le rapport entre la plus grande échelle l_0 et la plus petite η s'écrit:

$$\frac{l_0}{\eta} \sim \text{Re}^{3/4} \quad (1.21)$$

Où $\text{Re} = \frac{u_0 l_0}{\nu}$. Il faut, en toute rigueur, un nombre de nœuds proportionnel à $\text{Re}^{3/4}$ dans chaque direction de l'espace (soit près de $3 \cdot 10^{13}$ nœuds pour $\text{Re} = 10^6$). Malgré les progrès importants avec les machines parallèles, grâce auxquelles les écoulements dans diverses parties du domaine de calculs sont calculés simultanément par plusieurs processeurs, les calculs DNS en régime turbulent restent très coûteux en temps et accessibles uniquement pour des configurations simples et académiques.

1.1.3.2. Méthodes RANS (Reynolds Average Navier-Stokes)

Techniquement, il est donc très difficile de résoudre une configuration industrielle ou expérimentale, de dimension importante et tridimensionnelle, avec la DNS. Puisque l'on ne peut connaître tous les paramètres du fluide en tout point et à tout instant, on essaye d'obtenir une description statistique de ses propriétés à travers leurs moyennes et leurs moments d'ordre 2, 3 ou supérieurs.

Les modèles en un point étudient les équations statistiques aux dérivées partielles obtenues par passage à la moyenne des équations de Navier-Stokes, qui conduisent à un système ouvert. Mais ce passage engendre une perte d'informations, il convient alors de choisir judicieusement les schémas de fermeture pour qu'ils réintroduisent les informations perdues dans un nouveau système fermé, qui peut être résolu numériquement. Toutes les échelles de l'écoulement sont alors modélisées.

On distingue d'une part les modèles du premier ordre, qui se limitent aux valeurs moyennes des fonctions de l'écoulement (par exemple le modèle $k-l$ à une-équation de PRANDTL-KOLMOGOROV ou encore le modèle à deux-équations : $k-\omega$ de KOLMOGOROV, $k-\varepsilon$ de JONES-LAUDER, où k est l'énergie cinétique).

D'autre part, les modèles du second ordre dits à contraintes turbulentes algébriques ou Rij -

epsilon. Dans ces modèles, l'équation de transport des tensions de Reynolds est résolue tout comme les équations du champ moyen (par exemple le modèle RSM à tenseur de Reynolds complet).

Ces méthodes sont très employées car elles donnent accès aux champs locaux de paramètres statistiques dans toute configuration géométrique tout en minimisant les temps de calculs. Cependant elles reposent sur des modèles qui peuvent être mis en défaut dans de nombreuses configurations d'écoulement.

1.1.3.3. Modèles multi-échelles (LES)

Les travaux portant sur la simulation des grandes structures de la turbulence (LES, pour Large Eddy Simulation) sont de plus en plus nombreux car ils constituent un compromis entre la DNS et les méthodes RANS. Dans un calcul LES, seules les grandes structures sont calculées directement (DNS) avec les équations exactes de Navier-Stokes. Le maillage nécessaire est alors plus grossier qu'en DNS et donc moins coûteux, car il contient moins de mailles qu'un calcul DNS.

Le filtrage des équations de NAVIER-STOKES instationnaires permet d'isoler les petites échelles, représentées par un modèle de sous-maille (ou SGS pour SubGrid Scale). Cette modélisation est nécessaire pour tenir compte de l'effet dissipatif des petites structures. le spectre de la turbulence est alors découpé en 2 : une zone de production calculée directement et une zone de dissipation modélisée.

L'un des premiers modèles mis en place est le modèle de [SMAGORINSKY 1963] : Ce modèle est basé sur un lien entre la viscosité turbulente et deux variables essentielles qui caractérisent les échelles résolues. Ces variables sont la longueur de coupure $\bar{\Delta} = (\Delta x \Delta y \Delta z)^{1/3}$ et le tenseur des taux de déformation filtré \bar{S}_{ij} :

$$\mu_t = \rho (C_s \bar{\Delta})^2 \sqrt{(2\bar{S}_{ij}\bar{S}_{ij})}^{1/2} \quad (1.22)$$

où $C_s \approx 0,18$ est la constante de SMAGORINSKY déterminée dans le cas d'écoulements turbulents isotropes.

Les méthodes de LES permettent ainsi de simuler des écoulements très complexes en réduisant le coût de calcul. Les modèles employés nécessitent cependant d'être validés par des expériences.

1.2. Jet libre turbulent

Nous nous intéressons à un écoulement turbulent particulier : l'injection turbulente. La turbulence s'observe dès l'introduction d'un fluide dans un milieu au repos ou animé d'une vitesse opposée. L'écoulement cisailé (jet) ainsi réalisé est à l'origine de structures tourbillonnaires.

Historiquement, les premières expériences sur les jets turbulents plans ont été menées par [FÖRTHMANN 1936]. En ce qui concerne les jets circulaires, les premières mesures des caractéristiques de la turbulence sont ceux de [CORRSIN 1946]. De nombreuses études ont été poursuivies par d'autres chercheurs, notamment [RAJARATNAM 1976] et [WYGNANSKI *et al.* 1969], ou plus récemment, [HUSSEIN *et al.* 1994].

Lorsque le jet se développe sans être influencé ni par des parois ni par d'autres obstacles présents dans l'écoulement, on parle de *jet libre*. Dans le cas contraire, on parle de *jet limité* ou *confiné*.

1.2.1. Structure du jet libre

La figure 3 illustre le développement d'un jet libre circulaire d'après [DIMOTAKIS 1983]. Le fluide coloré (en clair) est injecté dans une zone au repos (en sombre). De prime abord, l'écoulement se décompose en deux régions : une couche cisailée, où l'écoulement est rotationnel, et une région irrotationnelle qui l'entoure (Fig. 3). La couche de cisaillement est la région centrale soumise à de forts gradients de vitesse et caractérisée par son accroissement radial (largeur du jet). Ce dernier est le résultat de deux phénomènes distincts : d'une part la diffusion visqueuse, et d'autre part un phénomène d'entraînement par des structures tourbillonnaires cohérentes, c'est-à-dire des tourbillons qui ont un temps de vie grand devant leur temps de retournement (égal à l_0 / u_0) [LESIEUR 1994]. La notion de structures cohérentes fut exprimée pour la première fois par [LIEPMANN 1952], avant d'être exploitée statistiquement par [TOWNSEND 1956]. La nature intermittente de ces structures favorise l'entraînement de paquets de fluide ambiant irrotationnel à l'intérieur de la couche cisailée [BROWN & ROSHKO 1974].

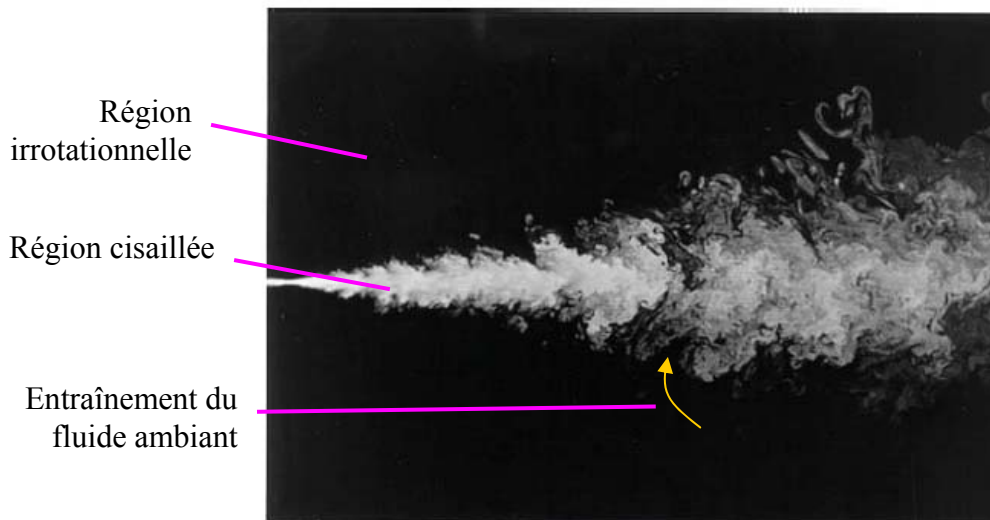


Fig. 3. Plan de symétrie d'un jet circulaire turbulent à $Re=10\ 000$ [DIMOTAKIS 1983]

Les structures tourbillonnaires cohérentes présentes dans la région de la couche cisailée d'un jet sont issues des instabilités de Kelvin-Helmoltz, dues à la différence de vitesse entre l'intérieur et l'extérieur du jet. Ces instabilités conduisent à l'ondulation puis à l'enroulement de l'interface, jusqu'à la formation de tourbillons (Fig. 4) pour engendrer une couche de mélange.

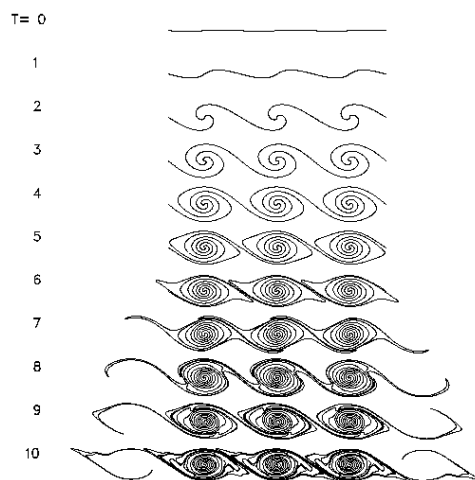


Fig. 4. Évolution au court du temps d'une instabilité de KELVIN-HELMOLTZ à l'interface de deux fluides animés de vitesses différentes

Du fait de la différence de vitesse entre le coeur de jet et le fluide ambiant, une couche de cisaillement se crée à partir de la buse d'injection. Pour un jet circulaire, le développement de la couche de cisaillement est dominé par des tourbillons axisymétriques qui constituent ainsi des tores [CROW & CHAMPAGNE 1971]. Plusieurs échelles de tourbillons coexistent donc dans un tel écoulement : Le jet turbulent est une combinaison de structures cohérentes à grande échelle et de structures turbulentes aléatoires à petite échelle.

Étude bibliographique

La figure 5 présente un schéma de la structure d'un jet circulaire issu d'une buse convergente (1). Les tourbillons de Kelvin-Helmholtz sont générés par le cisaillement (4). L'instabilité croît dans la direction de l'écoulement via l'interaction entre les tourbillons, comme la coalescence des structures adjacentes (5) (appariement binaire ou ternaire des tourbillons [BERNAL 1988]). Ce mécanisme d'anneaux tourbillonnaires alternativement reconnectés donne parfois au jet une apparence de double hélice [LESIEUR 1994].

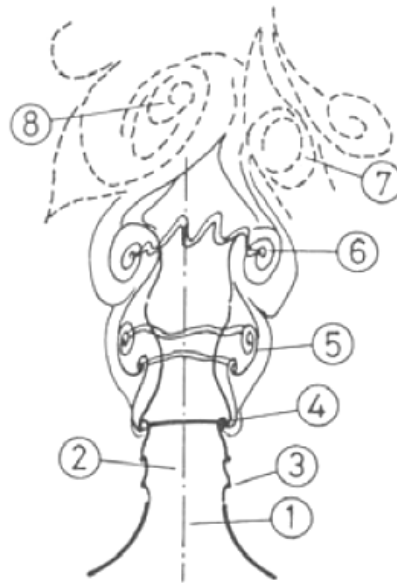


Fig. 5. Structure du jet [RADY 2004] – 1=buse d'injection, 2=c ur du jet, 3=concentration de vorticité, 4=g n ration de tourbillons toriques, 5=coalescence de tourbillons, 6=distorsion des tourbillons, 7&8=g n ration de grandes structures

Les configurations de jet les plus employées sont le jet issu d'un orifice circulaire (« jet rond »), carré ou d'une fente (« jet plan »). Compte tenu du grand nombre d'études, nous nous intéresserons dans la suite au jet libre rond turbulent incompressible, en étudiant successivement l'évolution des vitesses, des fluctuations et du mélange dans le jet.

1.2.2.  volution des vitesses dans le jet turbulent

1.2.2.1. Les zones du jet libre

La turbulence résulte de l'amplification de petites perturbations aux alentours du jet. En général, le champ d'écoulement d'un jet libre peut être décomposé en trois différentes zones (Fig. 6):

- une zone de **noyau ou coeur potentiel** (qui est un **cône potentiel** pour les jets circulaires)
- une **zone de développement** (appelée aussi « zone de réorganisation » ou « zone de transition turbulente »)

- une **zone d'écoulement établi** (ou ZEF pour « Zone of Established Flow », appelée également « zone de turbulence développée »)

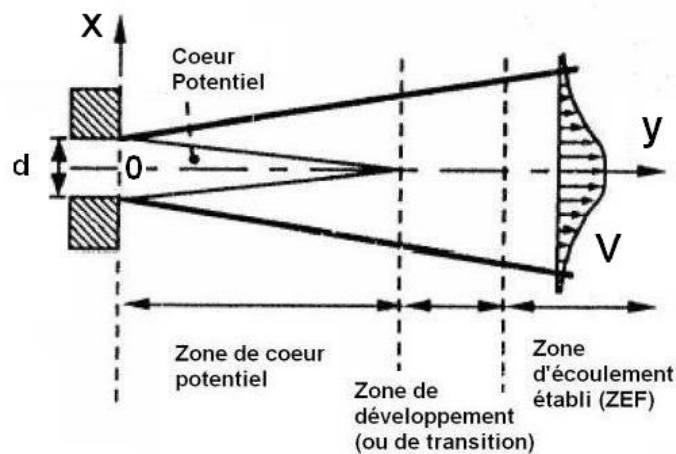


Fig. 6. Représentation schématique de la structure du jet libre

Le système de coordonnées lié au jet défini comme sur la figure 6 : L'origine O est fixée au centre de la sortie du jet. Les directions radiale et axiale sont notées respectivement x et y . Dans le plan Oxy, les composantes associées de la vitesse seront notées U et V .

Dans le cœur potentiel d'un jet de direction principale y , la vitesse sur l'axe $V_c(y)$ reste constante et égale à la vitesse de sortie de jet $V_c(0)$, notée dans la suite plus simplement V_0 . Cette zone est limitée latéralement par la couche de mélange qui se développe à sa périphérie. Expérimentalement, la longueur du cône potentiel est définie comme la distance où la vitesse mesurée sur l'axe central reste au moins égale à 95% ou à 99% de la vitesse en sortie de tube V_0 . Comme la longueur du noyau potentiel dépend fortement des conditions initiales (profil initial de vitesse, turbulence en entrée, type d'injection), on trouve de nombreuses valeurs dans la littérature, cette zone s'étendant de 3 à 7d [CHASSAING 2000].

Dans la zone de développement on observe la décroissance de la vitesse axiale et l'épaississement du jet. Les grandes tensions de cisaillement à la frontière du jet génèrent également de la turbulence et permettent l'entraînement de fluide ambiant et donc le mélange. C'est dans cette zone que les tourbillons primaires de Kelvin-Helmholtz évoluent, et que la tridimensionnalisation de l'écoulement s'opère.

Dans la zone d'écoulement établi (ZEF), le profil de vitesse est totalement développé et l'écoulement contient un spectre continu d'échelles tourbillonnaires. De grands tourbillons côtoient les petites structures, dont la plus petite dimension est donnée par l'échelle de Kolmogorov

(cf. §1.1.1.3). Cette échelle peut être estimée par [FRIEHE *et al.* 1971] :

$$\eta_K = \frac{\nu^{3/4}}{\varepsilon^{1/4}} = \frac{\nu^{3/4}}{\left[48 \frac{V_0^3}{d} \left(\frac{y}{d} \right)^{-4} \right]^{1/4}} \quad (1.23)$$

Des caractéristiques comme le taux d'expansion ou la forme de la décroissance de la vitesse sur l'axe du jet se révèlent pratiquement indépendantes du nombre de Reynolds. Certaines études ont aussi montré une tendance à la perte de mémoire des conditions d'émission (vitesse et type d'injection). A distance suffisante de l'orifice, sur des profils normés par des échelles locales, le type d'injection n'a plus d'influence. Cette particularité traduit la propriété dite d'affinité des profils : l'écoulement atteint un comportement autosimilaire. [REICHARDT 1942] indique que les profils transversaux de vitesse suivent alors une distribution gaussienne. De plus, ces profils s'élargissent de manière linéaire, et la décroissance de vitesse axiale suit une loi inversement proportionnelle à la distance [RAJARATNAM 1976].

En raison de la variabilité des conditions de génération des écoulements (nature du régime, uniformité du profil de vitesse, développement des couches limites, niveau de turbulence...), il n'est pas possible de dégager une évaluation unique de la distance à partir de laquelle s'établiraient systématiquement des distributions conformes à une loi d'affinité pour toutes les caractéristiques de l'écoulement. Dans le cas des jets, c'est la condition sur le profil de vitesse moyenne qui est toujours satisfaite en premier : l'affinité complète du jet (c'est-à-dire pour la vitesse moyenne et les moments d'ordres supérieurs) ne pourrait être réalisée à moins de 50d [TOWNSEND 1976].

1.2.2.2. Distribution de vitesses dans la zone autosimilaire

Le comportement en zone autosimilaire est tellement caractéristique qu'il est possible de mettre en place une équation définissant l'évolution de la vitesse au moyen de deux paramètres : l'un décrivant la décroissance axiale et l'autre l'évolution radiale du jet.

Dans la zone autosimilaire, la décroissance de la vitesse sur l'axe central (V_c) du jet libre est inversement proportionnelle à la distance y à l'injecteur [HUSSEIN 1994] :

$$V_c = V_0 \cdot B_u \cdot \frac{d}{(y - y_{01})} \propto y^{-1} \quad (1.24)$$

où B_u est le coefficient de décroissance de la vitesse (axiale), y est la distance depuis l'injecteur, et y_{01} une origine virtuelle ou « pôle » de l'écoulement qui ne coïncide pas nécessairement avec l'origine des coordonnées géométriques. La figure suivante présente un exemple d'évolution de l'inverse de la vitesse le long de l'axe d'un jet (Fig. 7), obtenu par [WEISGRABER & LIEPMANN

1998].

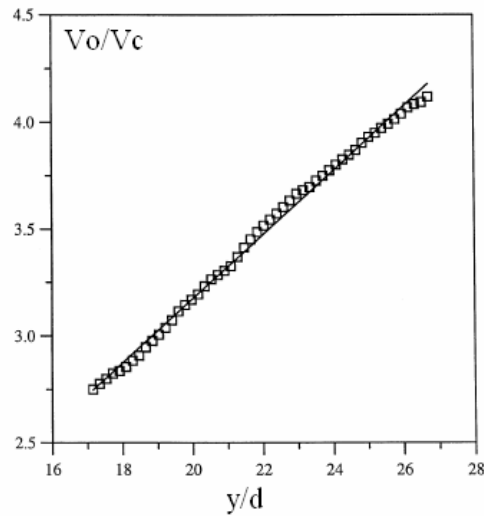


Fig. 7. Décroissance de vitesse sur l'axe (Mesures PIV à $Re=16\ 000$ par [WEISGRABER & LIEPMANN 1998])

Les expériences de [LAW & WANG 2000 ; FUKUSHIMA *et al.* 2000 ; WEISGRABER & LIEPMANN 1998 ; WEBSTER *et al.* 2001 ; PAPANICOLAOU & LIST 1988 ; FISCHER *et al.* 1979] ont permis de mesurer cette décroissance B_u , qui est de l'ordre de 6,7 dans l'eau. Toutefois, [CHASSAING 2000] reporte des mesures dans l'air qui se regroupent autour de la valeur 5,9 [WYGNANSKI & FIEDLER 1969, RODI 1972, CHASSAING 1979, PANCHAPAKESAN & LUMLEY 1993, HUSSEIN *et al.* 1994].

Conformément aux lois semi-empiriques asymptotiques, le profil radial de la composante axiale de la vitesse est de type gaussien en zone autosimilaire (Fig. 8). Le profil moyen présente un extremum dont le lieu géométrique définit l'axe du jet. L'épaisseur de diffusion transversale est comptée à partir de cet axe.

$$V = V_c \cdot \exp\left(-\frac{x^2}{b_{u1/e}^2}\right) \quad [\text{FISCHER } et al. \text{ 1979}] \quad (1.25)$$

Où $b_{u1/e}$ la demi-largeur du jet prise au point $1/e \approx 0,37$. Mais on écrit plus souvent :

$$V(x, y) = V_c \cdot \exp\left(-\frac{\ln(2)}{\eta_u^2} \cdot \eta^2\right) = V_c \cdot \exp\left(-\frac{\ln(2) \cdot x^2}{X_{u1/2}^2}\right) \quad [\text{HUSSEIN 1994}] \quad (1.26)$$

$\eta = \frac{x}{y - y_{02}}$ est la coordonnée radiale adimensionnée (ou variable réduite transversale) avec y_{02}

une origine virtuelle pour l'expansion radiale du jet.

$\eta_u = \eta \Big|_{\frac{V}{V_c} = \frac{1}{2}}$ est le taux d'expansion transversale de la vitesse, de l'ordre de $0,09 \pm 0,01$ (moyenne

Étude bibliographique

des résultats des travaux cités précédemment)

$X_{u\ 1/2}$ est la demi-largeur du jet prise à la moitié de la vitesse (parfois appelée « épaisseur de vitesse moitié » [CHASSAING 2000]).

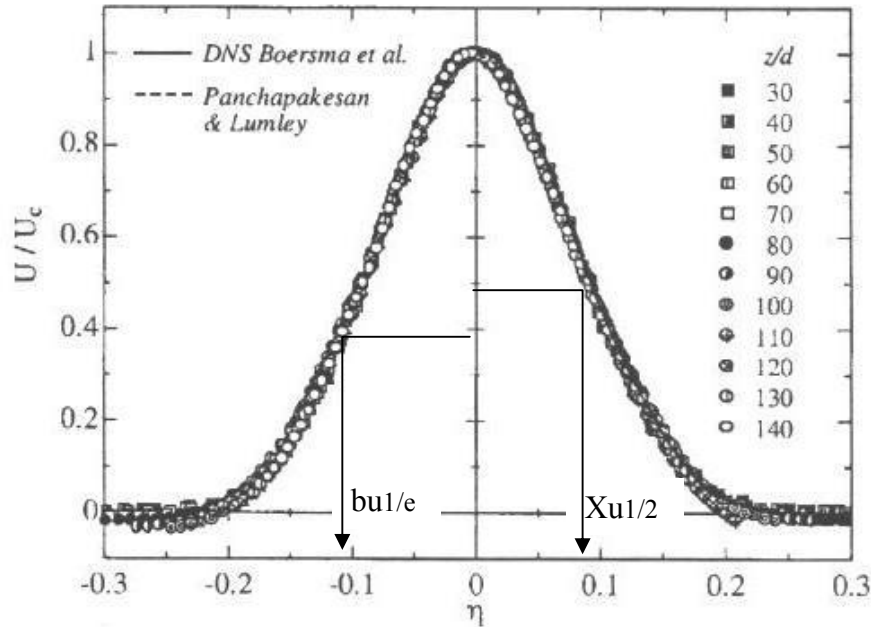


Fig. 8. Profil transversal de vitesse : [FUKUSHIMA et al. 2000]

Les différentes études indiquent que la largeur du jet axisymétrique augmente proportionnellement avec la distance y , selon la relation :

$$X_{u\ 1/2} = \eta_u \cdot (y - y_{02}) \propto y \tag{1.27}$$

Le graphe suivant (Fig. 9) montre l'évolution de l'épaisseur de vitesse moitié le long de l'axe du jet, dévoilant son cône d'expansion radiale, dont l'angle est $\text{Arctan}(\eta_u)$.

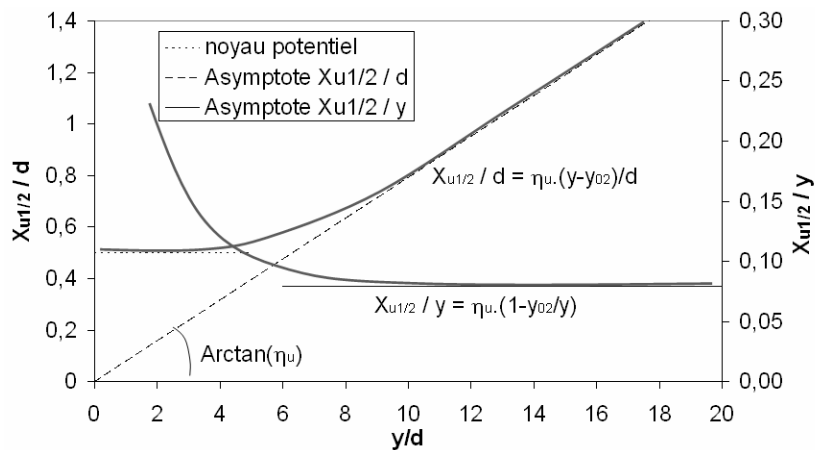


Fig. 9. Cône d'expansion radiale de vitesse (schéma)

On définit généralement la constante exponentielle (de l'ordre de 90 dans l'eau) :

Étude bibliographique

$$K_u^2 = \frac{\ln(2)}{\eta_u^2} = \ln(2) \cdot \frac{(y - y_{02})^2}{X_{u1/2}^2} \quad (1.28)$$

ce qui donne l'expression globale pour la composante axiale de la vitesse :

$$V = V_0 \cdot B_u \cdot \frac{d}{(y - y_{01})} \cdot \exp(-K_u^2 \cdot \eta^2) \quad (1.29)$$

Par ailleurs il existe par définition une relation entre B_u et η_u [BAILLY & COMTE-BELLOT 2003] :

$$B_u^2 \cdot \eta_u^2 = \frac{3}{4} (\sqrt{2} - 1) \approx 0.31 \quad (1.30)$$

Les origines virtuelles y_{01} et y_{02} ne sont pas nécessairement égales [ABDEL RAHMAN 1997] et dépendent fortement des conditions géométriques d'entrée (jet issu d'un orifice, d'un tube, d'un convergent...). Il en est de même pour B_u et η_u , comme le montre [XU 2002] dans son étude comparative entre un jet issu d'un tube et le jet issu d'un convergent. Le Tableau 1 présente un résumé d'études sur les jets libres ainsi que les constantes de décroissance de vitesse habituellement rencontrées. Le fluide considéré est dans la quasi-totalité des cas soit de l'eau ($Re < 20\,000$), soit de l'air. D'une manière générale, les valeurs de B_u varient entre 5,5 et 7 et les valeurs de η_u entre 0,07 et 0,1.

Référence	Fluide	Re	B_u	η_u	$B_u^2 \cdot \eta_u^2$
<i>Papanicolaou & List 1988</i>	eau	10 900	6,7	0,087	0,34
<i>Weisgraber & Liepmann 1998</i>	eau	16 000	6,7	0,075	0,25
<i>Law & Wang 2000</i>	eau	12 700	6,5	0,088	0,34
<i>Fukushima et al. 2000</i>	eau	2 200	6,7	0,09	0,36
<i>Webster et al. 2001</i>	eau	3 300	6,2	0,089	0,30
<i>Wyganski & Fiedler 1969</i>	air	100 000	6,1	0,084	0,26
<i>Rodi 1972</i>	air	87 000	5,9	0,090	0,28
<i>Chassaing 1979</i>	air	53 800	6,1	0,088	0,28
<i>Panchapakesan & Lumley 1993</i>	air	110 000	6,1	0,096	0,34
<i>Hussein 1994</i>	air	95 500	5,8	0,093	0,29

Tableau 1 - Conditions expérimentales et constantes d'autosimilarité pour des jets libres

1.2.3. Fluctuations de vitesse dans le jet

L'intensité de turbulence d'un jet est généralement définie à partir des fluctuations de vitesse axiales et de la vitesse d'injection V_0 .

$$I_v = \frac{V_{RMS}}{V_0} = \frac{\sqrt{v'^2}}{V_0} \quad (1.31)$$

Les mesures de [GIRALT 1977], [BOUSLIMI 2001], [QUINN 2006] et les calculs DNS de [BABU 2004] (Fig. 10) indiquent que l'intensité turbulente augmente le long de l'axe du jet jusqu'à un maximum compris entre 12% et 15% situé à une distance égale à 7 à 8 diamètres du début de

l'injection.

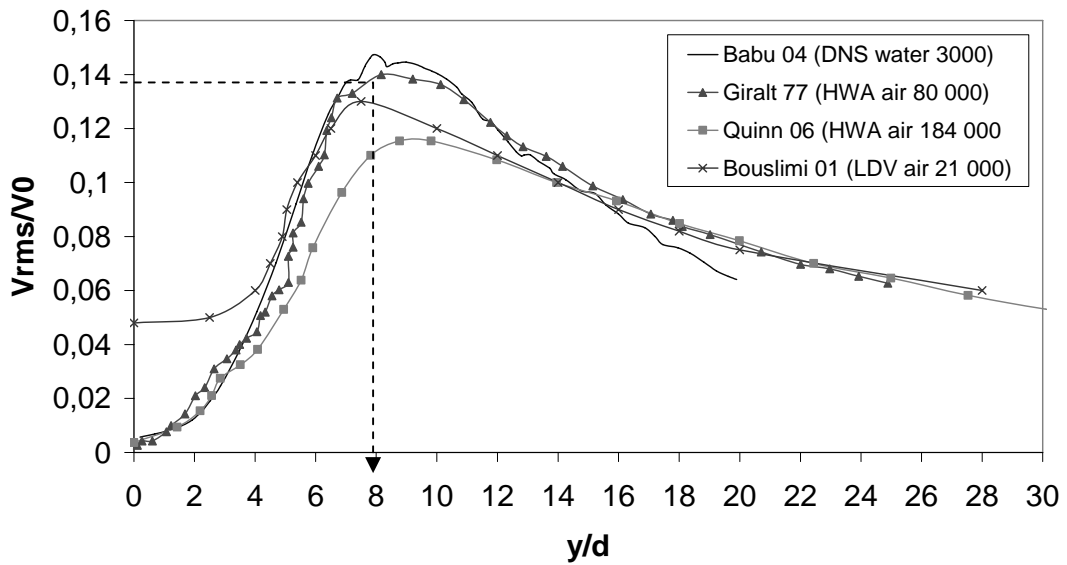


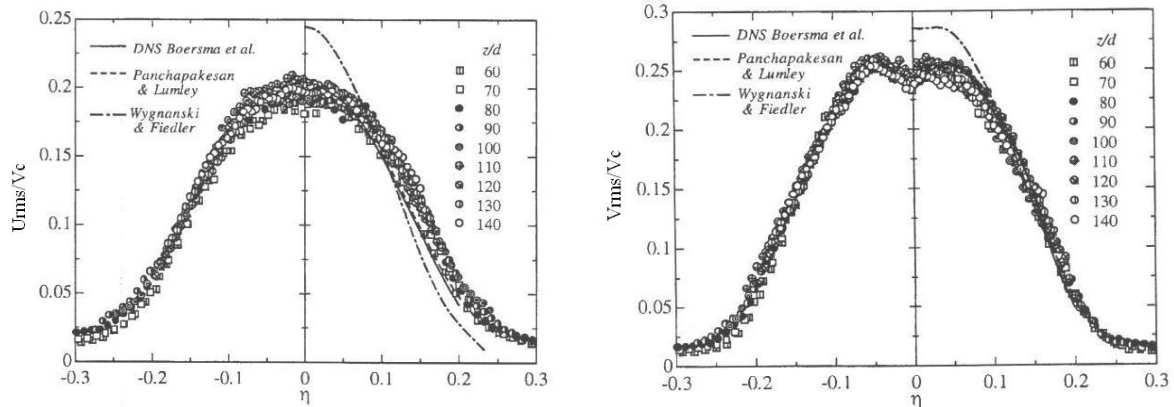
Fig. 10. Évolution de l'intensité de turbulence axiale le long de l'axe d'un jet libre

La montée en turbulence au début du jet dépend fortement des conditions géométriques d'entrée. Le niveau de turbulence axiale au début du jet de tube obtenu par BOUSLIMI avec un nombre de Reynolds de 21 000 ($I_{v0} = 0,05$) correspond à la loi semi-empirique valable sur l'axe d'un tube :

$$\left. \frac{V_{rms}}{V} \right|_c = 0,16 \cdot Re^{-1/8} \quad (1.32)$$

où Re est le nombre de Reynolds dans le tube. Par contre [QUINN 2006] et de [GIRALT 1977] mesurent des valeurs quasi-nulles en entrée car leurs jets ne sont pas issus de tubes, mais d'orifices ou de convergents. La turbulence n'est pas pleinement développée au début de l'injection.

La propriété d'autosimilarité est atteinte quasi-simultanément pour les trois composantes de fluctuation de vitesse à une distance aval de l'ordre de trente fois le diamètre du jet [GUTMARK *et al.* 1976]. Les profils transversaux de l'intensité turbulente (Fig. 11) présentent des maxima au niveau de la couche de cisaillement, et un minimum local sur l'axe du jet.



Étude bibliographique

Fig. 11. Profil transversal autosimilaire des intensités de turbulence radiale et axiale [FUKUSHIMA et al. 2000]

Dans les régions d'affinité la valeur sur l'axe $(V_{RMS}/\bar{V})_C$ est alors une constante dont la valeur se situe entre 0,23 [CHASSAING 1979] et 0,29 [WYGNANSKI & FIEDLER 1969, HUSSEIN 1994]. Notons de plus que la composante axiale est toujours prépondérante. En moyenne :

$$(V_{RMS}/\bar{V})_C \approx 0,25 > (U_{RMS}/\bar{V})_C \approx 0,20. \quad (1.33)$$

Les tensions de Reynolds atteignent aussi un profil autosimilaire en aval de l'injection (Fig. 12). Elles s'annulent sur l'axe de symétrie du jet car elles sont représentatives du cisaillement dans le jet (cf. §1.1.2.4).

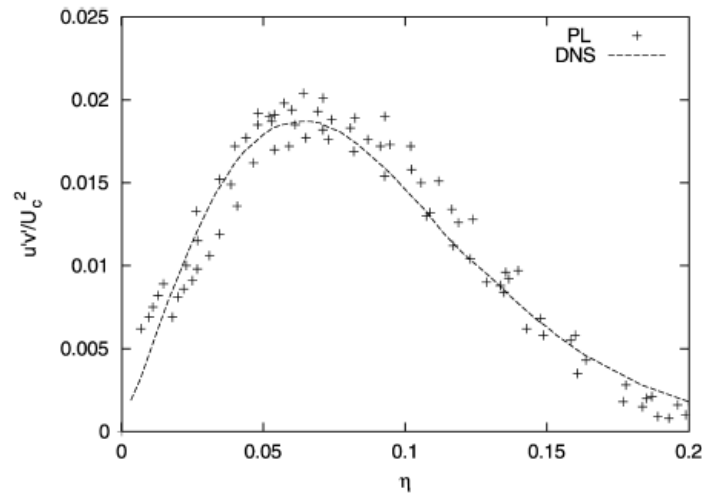


Fig. 12. Profil transversal autosimilaire des tensions de Reynolds : croix = mesures [PAPANICOLAOU & LIST 1988]; traits pointillés = DNS [LUBBERS 2001]

Notons que la localisation de l'extremum de tension coïncide avec le point d'inflexion du profil de vitesse moyenne, à $\eta \approx 0,07$. Ce dernier résultat est conforme à une loi gradient entre contrainte de cisaillement et vitesse moyenne du type :

$$-u'v' = \nu_T \frac{\partial \bar{U}}{\partial y} \quad (1.34)$$

introduisant la viscosité turbulente ν_T .

1.2.4. Mélange turbulent

La turbulence possède une propriété de mélange, qui se manifeste par une forte diffusion des quantités transportées telles que colorants, chaleur, ou quantité de mouvement. Ce mélange est considérablement plus important que celui induit par les mécanismes de diffusion moléculaire.

Classiquement, le transport turbulent est traité comme un processus diffusif, résultant du mouvement de tourbillons dont les échelles sont supposées petites. Cependant, de nombreuses expériences dans les années 1970 et 1980 [BROWN & ROSHKO 1974 ; DIMOTAKIS & BROWN 1976 ; DIMOTAKIS *et al.* 1983 ; KOOCHESFAHANI & DIMOTAKIS 1986] ont montré que le transport dans les couches limites planes turbulentes était dominé par une organisation périodique à grande échelle résultant de la dynamique de grandes structures tourbillonnaires (et non pas par un mécanisme de transport diffusif lié aux petites structures de la turbulence).

En ce qui concerne les jets libres turbulents, l'existence de grandes structures tourbillonnaires organisées a été remarquée notamment par [CROW & CHAMPAGNE 1971] ou par [YULE 1978], mais ce n'est que plus tard qu'on leur a attribué un rôle majeur dans le transport et le mélange dans le jet [DIMOTAKIS *et al.* 1983 ; DAHM & DIMOTAKIS 1987 ; PAPANTONIOU & LIST 1988]. En effet, les recherches sur les mélanges turbulents dans un jet ont pris de l'ampleur grâce à l'utilisation de la technique non intrusive de fluorescence induite par laser (LIF), qui permet de mesurer un champ de concentration dans un plan éclairé par une nappe laser.

1.2.4.1. Caractéristiques du mélange turbulent

L'équation de REYNOLDS pour un scalaire passif C (concentration, température...) dans un jet axisymétrique s'écrit en coordonnées cylindriques [FUKUSHIMA *et al.* 2000] :

$$U \frac{\partial C}{\partial z} + V \frac{\partial C}{\partial r} = D \left(\frac{\partial^2 C}{\partial z^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial C}{\partial r} \right) \right) - \frac{\partial}{\partial z} (\overline{u'c'}) - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \overline{v'c'}) \quad (1.35)$$

(Advection moyenne = **Diffusion** moléculaire – **Transport** du scalaire passif par la turbulence)

où U, V et C sont les valeurs moyennes, D la diffusivité moléculaire et $\overline{u'c'}$ et $\overline{v'c'}$, les corrélations mixtes (flux de masse turbulents pour la concentration) entre la fluctuation de vitesse et la fluctuation de concentration (respectivement axial et radial).

Le transport de masse et de chaleur lors du mélange est ainsi déterminé par trois processus physiques : le **transport convectif** (entraînement), la **diffusion moléculaire** et le **transport par la turbulence**.

Dans un fluide qui s'écoule, le transport d'un scalaire est réalisé principalement par le fluide lui-même : c'est le transport convectif. Le transport turbulent domine à des échelles relativement grandes (macro-échelle des structures énergétiques, dominées par les effets inertiels des grandes structures porteuses d'énergie) et devient faible aux plus petites échelles (micro-échelle des structures dissipatives) à cause des effets de la viscosité. La diffusion moléculaire intervient quant à elle aux petites échelles, et son influence sur le transport est directement proportionnelle au gradient

de température ou de concentration. La diffusion moléculaire est un phénomène lent, si bien que le mélange dans les jets impactants est étroitement lié aux niveaux élevés de vitesses et de turbulence de l'écoulement.

Une bonne description du mélange turbulent passe par la compréhension du spectre entier d'échelles ([DIMOTAKIS 1993]) :

- les tourbillons de grande échelle responsables de l'entraînement. Ce mélange par entraînement est dirigé par les grandes structures de l'écoulement qui absorbent des quantités de fluide ambiant irrotationnel dans le flux turbulent.
- l'échelle des petits tourbillons à l'origine du mélange moléculaire. Celui-ci agit à petite échelle sous l'effet de la viscosité et de la diffusion moléculaire. L'influence relative de la viscosité et de la diffusion moléculaire s'exprime par le nombre de SCHMIDT Sc défini ainsi :

$$Sc = \frac{\nu}{D} \text{ où } \nu \text{ est la viscosité cinématique et } D \text{ la diffusivité moléculaire.}$$

Les études sur le mélange dans le **champ proche d'un jet** (*i.e.* au début de son développement, cœur potentiel et zone de transition) sont peu nombreuses, et les problèmes du mélange ne sont toujours pas correctement élucidés. La structure tridimensionnelle en aval de la buse joue un rôle prédominant dans l'entraînement du fluide et le mélange est sensible aux conditions initiales [HU *et al.* 2000].

Le mélange turbulent dans le **champ lointain d'un jet** libre (c'est-à-dire où la turbulence est pleinement établie) a été quant à lui traité expérimentalement et numériquement [DAHM & DIMOTAKIS 1990 ; BRESSON *et al.* 2001 ; FUKUSHIMA *et al.* 2000 ; LEMOINE *et al.* 1996 ; HU *et al.* 2000 ; DEUSCH 1998 ; DEUSCH & DRACOS 2000 ; JOHARI & PADUANO 1997]. Dans le champ lointain du jet, le profil de concentration moyen et des fluctuations de concentration sont auto-similaires et dépendent du nombre de Reynolds [DAHM & DIMOTAKIS 1990, LUBBERS *et al.* 2001].

1.2.4.2. Autosimilarité en concentration

De nombreuses études ont montré que la turbulence en écoulement cisailé libre donne lieu à la "perte de mémoire" des conditions d'émission. A partir d'une certaine distance de l'orifice (généralement à partir de 20 à 40d, d'après [ROSHKO 1954], l'établissement d'un profil en affinité est observé pour la concentration moyenne. Comme pour la vitesse, l'existence d'une zone où la concentration possède un comportement autosimilaire implique que le profil de concentration moyenne soit gaussien et suive la loi :

Étude bibliographique

$$C(x, r) = B_c \cdot C_{c(0)} \cdot \frac{d}{y - y_{01c}} \cdot \exp\left(-K_c^2 \cdot \frac{r^2}{(y - y_{02c})^2}\right) \quad (1.36)$$

[CHEN & RODI 1980] suggèrent à partir d'une revue de données antérieures la valeur $B_c = 5$. D'autres expériences, plus récentes, indiquent des valeurs plus élevées (Tableau 2).

On définit de même un taux de propagation radial de la concentration $\eta_c = \eta \left| \frac{c - 1}{c_c - 2} \right|$ (de l'ordre de 0,11 dans l'eau, soit un K_c d'environ 60). Les valeurs de constantes mesurées [LAW & WANG 2000 ; WEBSTER *et al.* 2001 ; PAPANICOLAOU & LIST 1988] dans l'eau sont résumées dans le Tableau 2.

Auteur	Re	B_c	η_c
<i>Papanicolaou & List 1988</i>	11 000	6,4	0,116
<i>Dahm & Dimotakis 1990</i>	20 000	5,4	-
<i>Law & Wang 2000</i>	11 340	5,3	0,108
<i>Webster et al. 2001</i>	2 850	5	0,117

Tableau 2- Conditions expérimentales et résultats pour des jets libres dans l'eau

1.2.4.3. Flux turbulents

Le processus de mélange est lié à l'interaction entre un champ de vitesse et un champ de concentration. La détermination expérimentale des flux turbulents $\overline{u'c'}$ et $\overline{v'c'}$ est nécessaire pour mieux comprendre les mécanismes de dispersion et de mélange dans les écoulements turbulents, et modéliser les transferts de masse dans les codes de calculs.

Il existe dans la littérature plusieurs études sur des mesures simultanées de vitesses et de scalaire (concentration ou température), permettant de déterminer ces flux turbulents, dans diverses configurations d'écoulement. [PAPANICOLAOU & LIST 1988] ont utilisé une mesure par vélocimétrie Laser Doppler (LDV) combinée à de la Fluorescence Induite par Laser (LIF) afin de mesurer les caractéristiques du mélange dans un jet vertical circulaire turbulent. Avec le développement des techniques plein-champ de Vélocimétrie par Image de Particules, les mesures simultanées PIV/LIF ont été employées dans quelques études sur les jets libres [FUKUSHIMA *et al.* 2000 ; LAW & WANG 2000 ; HU *et al.* 2000 ; BRESSON *et al.* 2003 ; WEBSTER 2001 (PIV/LIF)], fournissant des données fondamentales pour la validation et le développement de modèles physiques de turbulence et de mélange turbulent.

Il est constaté effectivement que les profils transversaux des flux turbulents radiaux et axiaux, adimensionnés par la vitesse et la concentration sur l'axe atteignent un comportement autosimilaire (Fig. 13). Les deux profils possèdent des extrema localisés dans les couches de cisaillement du jet

[FUKUSHIMA *et al.* 2000].

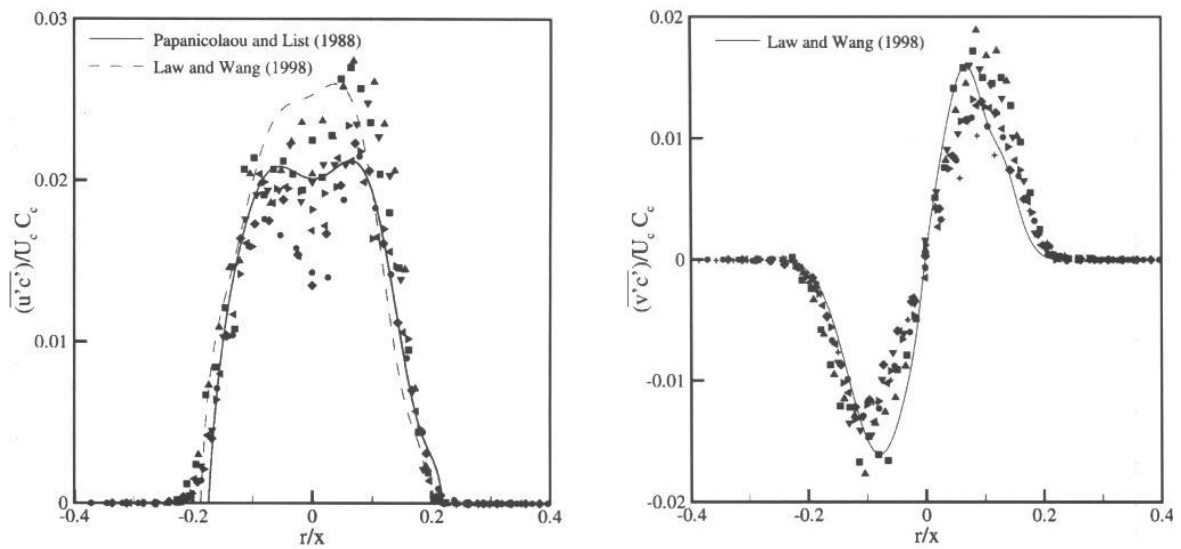


Fig. 13. Profils autosimilaires de flux turbulent : a) axial ; b) radial ([WEBSTER 2001])

Toutefois ces mesures simultanées de vitesses et de scalaire ont été principalement réalisées en champ lointain dans le cas de jets libres. En ce qui concerne les flux turbulents en champ proche ou dans les jets impactants, les données sont très rares.

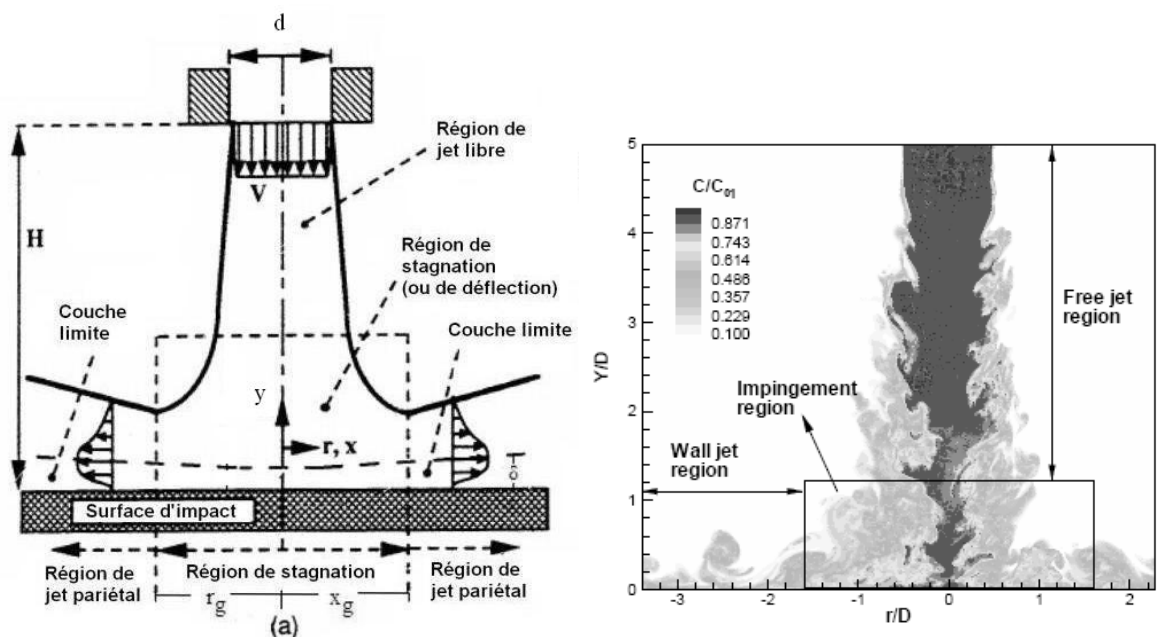
1.3. Jet impactant une surface rigide

Comme nous l'avons vu précédemment, les écoulements cisailés peuvent être divisés en deux types : les jets libres et les jets limités. Les jets impactants sont un exemple typique de ces derniers. Ils sont utilisés dans de nombreuses applications technologiques où le mélange est important (transfert de masse ou de chaleur) : combustion, industrie chimique, chauffage ou refroidissement de surfaces. Ils se forment également lors du remplissage de réservoirs, et sont responsables du mélange et du transfert de masse dans les réacteurs.

1.3.1. Structure du jet impactant une paroi plane

En général, le champ d'écoulement d'un jet impactant peut être décomposé en différentes régions (Fig. 14) :

- une région de jet pseudo-libre (« free jet region »),
- une région d'impact ou de déflexion (appelée également région de stagnation ou « impingement region »),
- une région de jet radial parallèle au mur (jet de paroi ou « wall-jet region »).



a)

b)

Fig. 14. a) Structure du jet impactant [RADY 2004] – b) Mélange dans un jet transitionnel impactant une paroi rigide [DING 2003]

1.3.1.1. Région de jet « libre »

La région de jet libre peut se composer des différentes zones précédemment décrites (cf. 1.2.2) : un noyau potentiel, une zone de transition, et une zone d'écoulement établi. Ces dernières zones ne peuvent apparaître que lorsque la distance d'impact (h) est suffisamment grande pour permettre le développement du jet.

1.3.1.2. Région d'impact

La région d'impact se caractérise par une zone de stagnation (point d'accrochage situé à la paroi dans l'axe du jet) et par un changement de direction du jet avec une transition vers un jet pariétal (on parle aussi de région de déflexion). [DING *et al.* 2003] ont observé une structure hélicoïdale lorsque le jet impact la paroi, mais le point d'accrochage est bien localisé et stabilisé par la paroi d'impact [ZHENG 2003]. Dans la région de déflexion, les propriétés moyennes de l'écoulement dévient de celles d'un jet libre. Dans cette région la vitesse sur l'axe central du jet diminue à mesure que l'écoulement approche du point de stagnation, jusqu'à atteindre une valeur nulle à la paroi.

1.3.1.3. Région de jet de paroi

La région de jet de paroi se caractérise par un écoulement dans la direction radiale. L'écoulement dévié au niveau de la paroi crée un jet qui se développe le long du mur. A une distance supérieure à $x/d = 3$ du point de stagnation, les fluctuations de pression deviennent indépendantes de la position du mur, ce qui est caractéristique du jet rampant développé [DING 2003]. Dans cette région, l'écoulement est dominé par les effets de paroi à travers les forces de viscosité.

Pour une distance d'impact donnée, l'épaisseur de la couche limite est inversement proportionnelle au nombre de REYNOLDS d'injection. L'écoulement pariétal commence par accélérer puis il décélère en cédant de l'énergie au fluide environnant. Ainsi la composante radiale de la vitesse augmente linéairement et atteint un maximum à une distance x_g du point de stagnation. Le maximum de vitesse est atteint pour une distance x_g d'environ 1 diamètre lorsque la distance d'impact h/d est comprise entre 0 et 12 [ABRAMOVITCH 1963].

1.3.2. Types de jet impactant

Les jets impactant peuvent être classés en trois types selon la distance d'impact h . On distingue l'impact de noyau potentiel ($h/d < 3$), l'impact de jet transitionnel et l'impact d'un jet développé. Le Tableau 3 résume les conditions expérimentales de quelques études.

	Type de jet	Nombre de Reynolds	Fluide	Technique	Distance d'impact (h/d)	Type d'impact
<i>Fairweather & Hargrave 2002</i>	rond	18 800	Air	PIV/LIF	2	cœur potentiel
<i>Fitzgerald 1998</i>	rond	8 500 ~ 23 000	FC-77	LDV	2 ~ 4	cœur potentiel
<i>Bilsky 2005</i>	rond	7 600 ~ 34 100	Eau	PIV	3	cœur potentiel
<i>Guillard 1998</i>	rond	11 000	Eau	LIF	4,8	jet transitionnel
<i>Ding 2003</i>	rond	6 000	Eau	LIF	5	jet transitionnel
<i>Nishino 1996</i>	rond	13 000	Eau	LDV	5,86	jet transitionnel
<i>Giralt 1977</i>	rond	80 000	Air	HWA	3 ~ 25	Jet développé
<i>Maurel & Sollic 2001</i>	plan	27 000	Air	PIV	5 ~ 25	Jet développé

Tableau 3 - Conditions expérimentales de quelques études sur les jets impactants

La plupart des travaux, et la totalité des études portant sur le mélange, sont effectués pour des jets de cœur potentiel ou de jet transitionnel (cf. 1.3.2.1), ce qui illustre le peu de données expérimentales disponibles dans le cas du jet développé.

1.3.2.1. Impacts de jets de cœur potentiel ou de jet transitionnel

La figure suivante (Fig. 15) montre un schéma de jets dans les cas de l'impact dit de cœur potentiel et de l'impact dit de jet en transition.

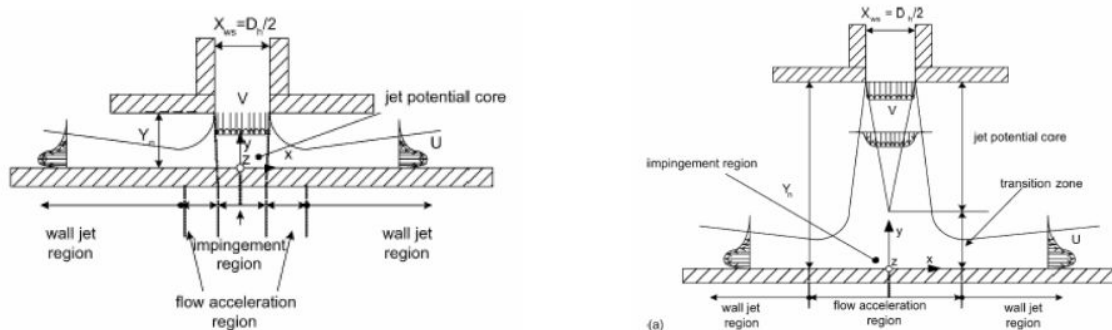


Fig. 15. Différents jets impactants [RADY 2004]: a) impact du noyau potentiel; b) impact du jet transitionnel

Ces types de jet sont notamment utilisés pour les échanges thermiques. En effet, la distance optimale pour refroidir une surface se situe à l'endroit où l'intensité de la turbulence axiale atteint un maximum [KATAOKA 1987]. Ce maximum est localisé pour h/d compris entre 6 et 8 (cf. Fig. 10). Ceci explique que les jets impactants sont généralement étudiés pour des distances d'impact h inférieures à 10 diamètres.

Malgré le nombre de publications sur les jets impactants, il existe très peu d'études systématiques de quantification de la couche de mélange. On peut tout de même citer les travaux de [GUILLARD 1988] puis [DING *et al.* 2003] en jet impactant à faible distance ($y/d < 5$), qui utilisent la

LIF pour évaluer la qualité de deux méthodes d'injection d'un traceur dans un jet (Fig. 14b).

[FAIRWEATHER & HARGRAVE 2002] fournissent également des données quantitatives sur l'évolution de vitesse et d'un scalaire dans un jet d'air impactant une paroi rigide pour $y/d = 2$. Leur analyse se concentre plus particulièrement sur la région de jet pariétal après impact.

1.3.2.2. Impacts de jets développés

En ce qui concerne les impacts de jets développés, [MAUREL & SOLLIEC 2001] effectuent une étude paramétrique sur la distance d'impact de jets plans (Fig. 16).

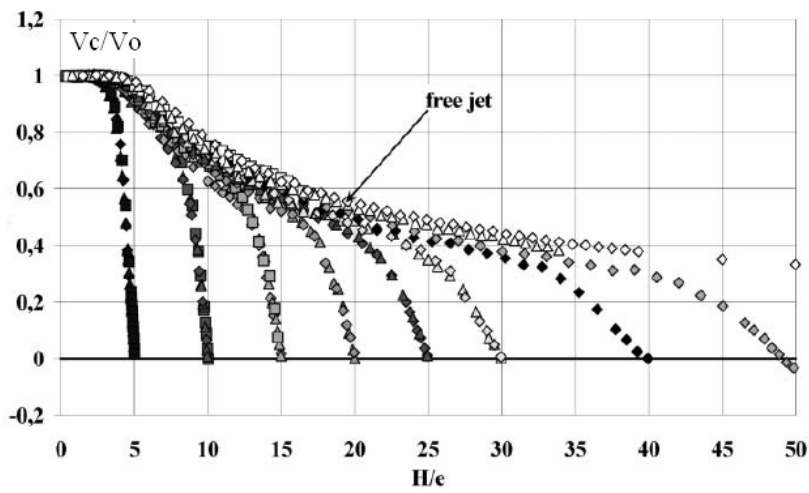


Fig. 16. Evolution de la vitesse sur l'axe du jet pour différentes distances d'impact [MAUREL & SOLLIEC 2001]

Ils caractérisent la hauteur de cette zone d'impact pour un jet plan à l'aide des évolutions de vitesse et des contraintes de REYNOLDS sur l'axe qui changent de signe à l'approche de la paroi. L'épaisseur de la région d'impact dans la direction principale du jet vaut entre 15% et 25% de la distance d'impact h . Les travaux de [GUPTA 2006] font suite en présentant des mesures de vitesse dans les rideaux d'air simples et doubles. Cependant ces études ne concernent que des jets plans, dont le développement diffère de celui des jets ronds.

Les mesures d'impacts de jets développés circulaires sont quant à elles très rares. Seuls [GIRALT *et al.* 1977] proposent une équation permettant de localiser le début de la déflexion du jet et donc l'épaisseur de la région d'impact Y_{impact} :

$$\frac{Y_{impact}}{d} = 1,2 \text{ pour } \frac{h}{d} < 6,8 \quad (1.37)$$

$$\frac{Y_{impact}}{d} = 0,153 \left(1 + \frac{h}{d} \right) \text{ pour } \frac{h}{d} > 6,8 \quad (1.38)$$

1.4. Jet impactant une surface libre

Il existe plusieurs manières de faire interagir un jet turbulent avec une surface libre liquide/gaz, selon l'angle qui existe entre le jet et ladite surface. On distingue deux configurations particulières : Le cas où l'axe du jet est parallèle à l'interface (qui s'apparente au cas du canal diphasique), et le cas où l'axe est perpendiculaire à la surface libre. On s'intéresse ici à cette deuxième configuration.

1.4.1. Régimes de surface libre

L'étude de l'interface eau/air lors d'une injection immergée révèle que l'impact du jet sur l'interface entraîne une élévation de la surface au-dessus du jet. La hauteur de ce dôme augmente avec le débit d'injection et lorsque la distance d'impact diminue. [FRIEDMAN & KATZ 1999] utilisent le nombre de RICHARDSON pour identifier les différents régimes d'une interface entre deux fluides :

$$Ri = \frac{L \cdot (\rho_{eau} - \rho_{air}) \cdot g}{\rho_{eau} \cdot U^2} = \frac{1}{Fr^2} = \frac{F_{pesanteur}}{F_{inertie}} \quad (1.39)$$

Où L et U sont respectivement une dimension et une vitesse caractéristiques (D_{jet} et U_{jet} , le diamètre et la vitesse du jet à l'impact). Selon la profondeur de la cavité et la vitesse du jet, plusieurs régimes ont été mis en évidence :

- $Ri > 15$ (régime de *faibles déformations*) : A petites vitesses ou grandes profondeurs, le **dôme** est **stable** (Fig. 17) (équilibre entre les forces de gravité, la tension surfacique, et l'inertie du jet).

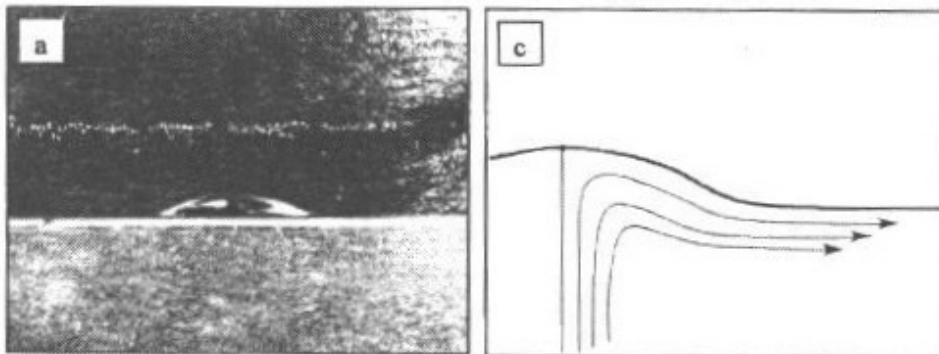


Fig. 17. Régimes de surface libre : faibles déformations [FRIEDMAN & KATZ 1999]

- $1 < Ri < 15$ (régime de *ressaut hydraulique*) : Lorsque la vitesse augmente ou lorsque la distance d'impact diminue, on observe des **fluctuations verticales et horizontales** du dôme autour de l'axe du jet, générant des vagues à la surface. De plus le dôme est entouré d'un

ressaut hydraulique dont le creux est situé sous le niveau de repos de la surface libre (Fig. 18).

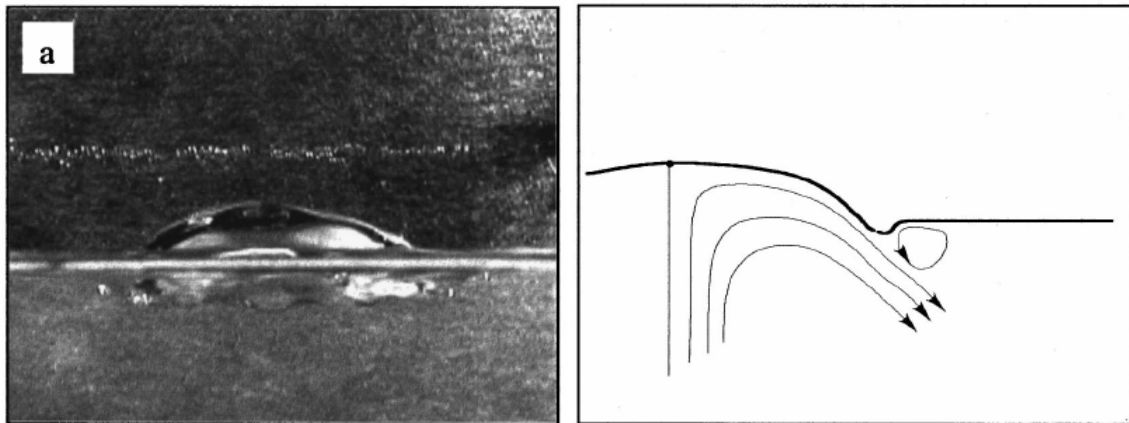


Fig. 18. Régimes de surface libre : ressaut hydraulique [FRIEDMAN & KATZ 1999]

Les analyses spectrales de [ZHENG *et al.* 2003] sur une surface libre impactée à courte distance ($h/d = 3$ et 5) par un jet immergé mettent en évidence l'existence de 2 mouvements distincts :

- un mouvement **vertical** lié à la dynamique des structures tourbillonnaires du jet impactant l'interface
- des oscillations **horizontales** dues à une instabilité du jet. [MATTINGLY & CHANG 1974] montrent qu'une instabilité hélicoïdale infinitésimale placée à l'entrée d'une injection se développe et s'amplifie avec le jet. D'une manière similaire, [MADARAME *et al.* 2002] observent dans une cavité circulaire différents modes d'oscillations, linéaires ou circulaires.

A ce phénomène peuvent s'ajouter des oscillations à une fréquence bien définie ([MADARAME *et al.* 2002], [MAUREL 1996]). Le confinement vertical du à la surface conduit à une interaction entre le jet et l'interface. Pour [ZHENG *et al.* 2003], des oscillations auto-entretenues sont alors issues d'un effet de résonance (mécanisme rétroactif lié à des réflexions de pression ou *feedback effect* décrit par [ROCKWELL 1979]) entre la surface et le début de l'injection (Fig. 19).

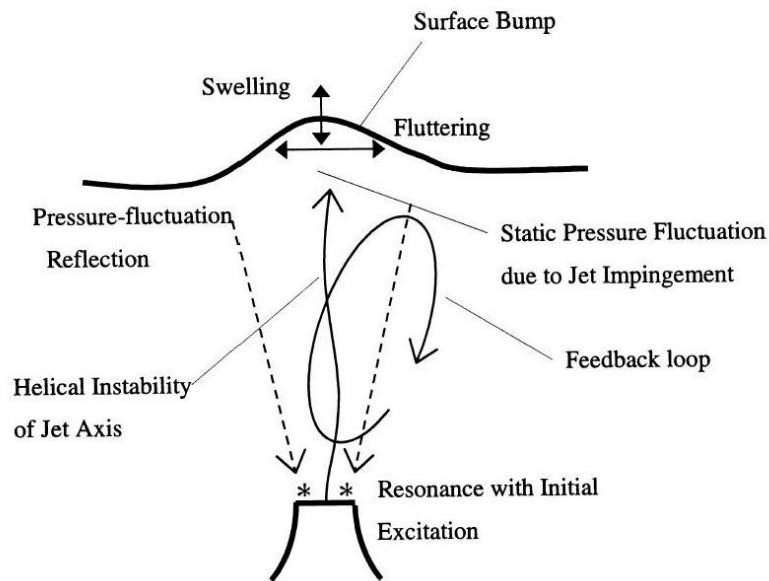


Fig. 19. Schéma du mécanisme rétroactif (d'après [ZHENG et al. 2003])

- $Ri < 1$ (régime de *fontaine*) : Si la vitesse augmente encore, le comportement de la surface devient beaucoup plus complexe et irrégulier, et la surface libre se fragmente en gouttes de liquide et en bulles de gaz entraînées dans le liquide (Fig. 20).

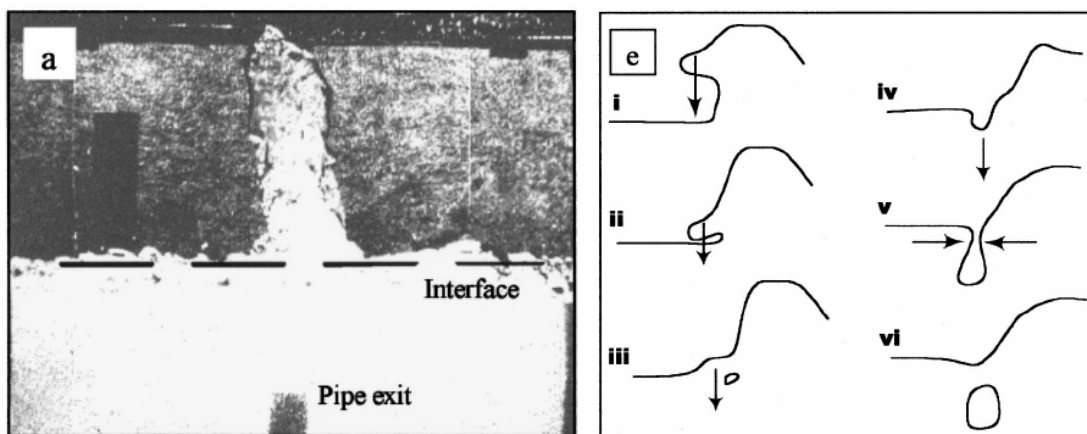


Fig. 20. Régimes de surface libre : fontaine [FRIEDMAN & KATZ 1999]

L'évolution du rapport de forme du dôme $AR = H/D_{jet}$ (où H est la hauteur du dôme et D_{jet} le diamètre du jet au niveau de l'interface) a été étudiée par [FRIEDMANN & KATZ 1999] en fonction du nombre de Richardson à l'interface. Différentes conformations ont été mises en évidence (Fig. 21), donnant lieu à trois lois empiriques.

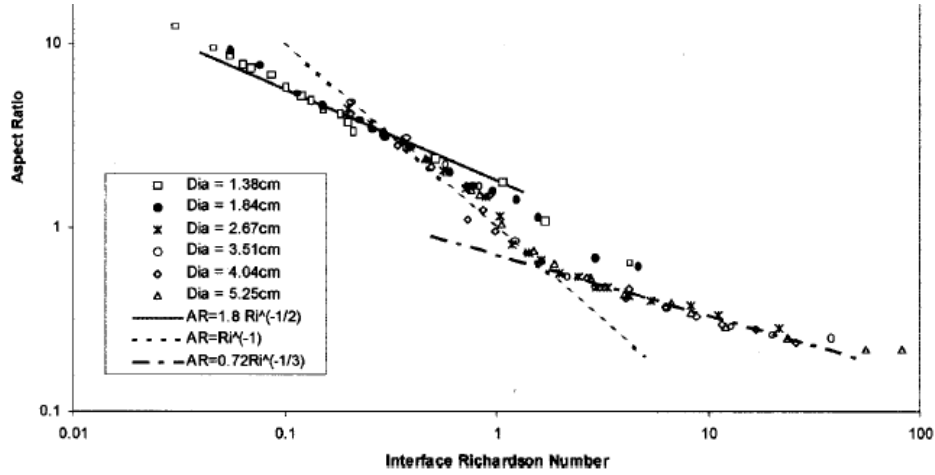


Fig. 21. Rapport de forme de l'interface en fonction du nombre de Richardson [FRIEDMAN & KATZ 1999]

$$\text{Pour } Ri > 2, AR = \frac{H}{D_{jet}} = 0,72 \cdot Ri^{-1/3} \quad (1.40)$$

$$\text{Pour } 0,5 < Ri < 2, AR = \frac{H}{D_{jet}} = Ri^{-1} \quad (1.41)$$

$$\text{Pour } 0,1 < Ri < 0,4, AR = \frac{H}{D_{jet}} = 1,8 \cdot Ri^{-1/2} \quad (1.42)$$

1.4.2. Oscillations de la surface libre

Dans certaines conditions, l'observation du jet révèle des régimes d'oscillations de la surface libre.

[HOUARD *et al.* 1996], dans le cadre d'une étude spectrale sur les jets couplés à nombre de REYNOLDS modéré (500), observent des oscillations et des vagues surfaciques spirales à une fréquence bien définie, et les ont attribuées à un mode hélicoïdal du jet axisymétrique. De plus ils décrivent un seuil au-delà duquel le régime d'harmoniques disparaît pour entrer dans le régime de fontaine, où l'effondrement du dôme sous l'effet de la gravité contamine les oscillations horizontales (spectre de fréquences plus large). [GIORGIUTTI *et al.* 1998] poursuivent cette étude et déterminent de manière empirique une fréquence d'oscillation de surface libre liée à la vitesse d'injection du fluide :

$$\omega = 2\pi f = (0,9 \pm 0,1) \frac{\sigma}{\rho d^2 U} \quad (1.43)$$

Où d est le diamètre d'injection, U la vitesse d'injection et σ est la tension de surface eau/air.

[BOUCHET *et al.* 2002] quant à eux parlent d'un phénomène complexe de couplage entre leur jet

Étude bibliographique

plan et la dynamique de l'interface (déformations de la surface libre). Ils observent sur un cas bidimensionnel des méandres au niveau du jet (Fig. 22) à une fréquence identique à celle des mouvements du dôme (entre 3 Hz et 5 Hz), indépendante de la largeur de la cavité.

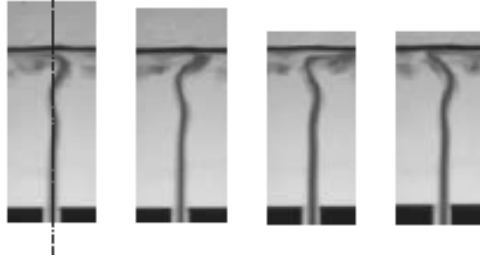


Fig. 22. Observations de [BOUCHET et al. 2002] : évolution temporelle des méandres du jet

Les fréquences observées correspondent aux oscillations de surface dues à la gravité et à la tension de surface σ :

$$f = \sqrt{\frac{g}{2\pi\lambda_s} + \frac{2\pi\sigma}{\rho\lambda_s^3}} \quad (1.44)$$

Où λ_s est la longueur d'onde des déformations de l'interface, égale à $6d$ dans ce cas.

Pour une profondeur donnée, on peut définir une vitesse critique de transition à partir de laquelle les oscillations apparaissent. Les observations de [MAUREL et al. 1997] pour des profondeurs de 25 à 85 mm dans un milieu confiné bidimensionnel montrent l'apparition d'une zone d'oscillations auto-entretenues à une fréquence bien définie lorsque le nombre de FROUDE $Fr = \frac{U}{\sqrt{g.h}}$ devient supérieur à 1, c'est-à-dire lorsque l'inertie du jet ($\sim \rho.V^2/h$) est suffisamment forte pour dominer les forces de gravité ($\sim \rho.g$). Pour une vitesse donnée, les fréquences mises en évidence suivent la loi :

$$f = \frac{1}{6} \sqrt{\frac{g}{h}} \quad (1.45)$$

La disparité des fréquences obtenues et des relations empiriques établies illustre la difficulté d'établir une loi universelle sur ces oscillations. De plus celles-ci n'apparaissent que sous certaines conditions de géométrie et de débit, et ne sont en fait qu'un cas particulier parmi les différents régimes de surface libre.

1.5. Bilan & Cadre de l'étude

A la lecture des travaux antérieurs sur les écoulements turbulents, il apparaît que les travaux sur les jets libres sont largement répandus. Il existe également quelques études sur les cas d'impact de jets sur des parois rigides. Toutefois la compréhension de la turbulence diphasique demeure un point délicat en mécanique des fluides.

Deux phénomènes coexistent lors de l'interaction entre un jet et une surface libre :

- La turbulence, des plus petites échelles aux structures cohérentes à grande échelle
- Les fluctuations du jet et de l'interface lors de l'impact

Ces phénomènes instationnaires, aux échelles de temps caractéristiques bien distinctes, sont dissimulés lors des études statistiques en moyenne.

La complexité des phénomènes conjoints de turbulence et de mouvements de l'interface rend la mesure et l'étude de leur interaction difficile. Plusieurs travaux ont porté sur des cas d'interaction turbulence/interface, afin de comprendre la turbulence au voisinage de la surface libre séparant deux fluides. Ces études montrent qu'il existe peu de données expérimentales sur la turbulence en présence de surface libre perturbée. La plupart des articles concernent des observations phénoménologiques du comportement de la surface libre en fonction de la vitesse d'injection et/ou de la profondeur d'impact, ou se concentrent sur des analyses spectrales, des mesures de fréquences, et rarement sur des mesures de vitesses et des caractéristiques de la turbulence sous l'interface. De plus, aucune mesure de mélange n'a été réalisée à notre connaissance.

L'objet de cette étude consiste à **caractériser expérimentalement une injection turbulente et son interaction lors de l'impact du jet sur une surface libre liquide/gaz**, afin d'améliorer notre connaissance sur ce type d'écoulements. Les paramètres utilisés pour la caractérisation sont principalement liés à la vitesse du fluide (vitesse moyenne, tensions de Reynolds, vorticité). L'étude du mélange turbulent demande de connaître l'évolution de la concentration. Enfin l'étude des interactions entre l'injection et une surface libre nécessite de décrire les mouvements de l'interface. Il est donc nécessaire de mettre en place des techniques capables de réaliser ces mesures de manière précise et simultanées en plusieurs points de l'espace, c'est l'objet du chapitre suivant.

Étude bibliographique

2. DISPOSITIFS EXPERIMENTAUX ET TECHNIQUES DE MESURE

2.1. Techniques de mesures

Il y a quelques années encore les techniques de mesure applicables à l'étude des écoulements de fluides trouvaient leurs limites dans le caractère intrusif des dispositifs (sondes, tubes de Pitot, fil chaud...). Les appareils de mesure perturbaient l'écoulement et fournissaient alors des résultats biaisés, ce dont témoignent les relations d'incertitude d'HEISENBERG : L'observateur altère le réel et ce qu'il observe au final n'est que le produit de son interaction avec le réel.

L'utilisation de l'interaction lumière-matière (la diffusion par exemple) pour réaliser des mesures en dynamique des fluides représente une avancée importante. Le principal intérêt des méthodes optiques réside dans le fait qu'elles sont faiblement intrusives. En effet, le caractère immatériel de l'onde lumineuse permet à la lumière d'interagir de manière très limitée avec le milieu à sonder, et donc de garantir cette qualité non perturbatrice.

En outre, les méthodes optiques sont actuellement les seules techniques capables d'aboutir presque instantanément à des mesures précises dans de grandes zones de l'écoulement. Les mesures sont alors uniquement limitées spatialement par la longueur d'onde (pratiquement $100\ \mu\text{m}$), et temporellement par la nature de l'interaction utilisée ($\sim 10\ \text{ns}$ pour la fluorescence par exemple).

Les différentes techniques de mesures optiques dans les fluides nécessitent l'utilisation de traceurs afin de rendre visibles les déplacements des particules fluides. Ces traceurs peuvent être de natures très diverses. On distingue souvent d'une part les traceurs discrets (particules solides, bulles...) qui donnent accès aux trajectoires et aux champs de vecteurs vitesse ; et d'autre part les traceurs continus (colorants, fumées...) qui permettent d'obtenir des données sur des propriétés scalaires du fluide (concentration, température...).

Dans les chapitres suivants, nous présentons plus en détails la Vélocimétrie par Images de Particules (ou PIV pour Particle Image Velocimetry) qui nous apparaît comme la technique la plus adaptée à l'étude dans de grands champs d'écoulements. Puis nous nous intéressons à la Fluorescence Induite par Laser (ou LIF pour Laser-Induced Fluorescence) qui permet de mesurer des champs de concentration. Enfin nous exposons les moyens possibles pour des mesures de déformation de surface libre.

2.1.1. Mesures de vitesse dans les fluides par PIV

2.1.1.1. Principe général

La Vélocimétrie Laser Doppler (LDV) et les techniques de fils chauds ne donnant accès qu'à des vitesses en une zone très réduite de l'écoulement, des travaux ont été menés pour étendre la mesure en de multiples points simultanément (mesure dite « plein champ »). La Vélocimétrie par Images de Particules (PIV) est une technique de diagnostic d'imagerie permettant la détermination de deux composantes (2C) d'un champ dynamique instantané d'une section bidimensionnelle (2D) d'un écoulement.

Le principe général de la PIV consiste à enregistrer des images de particules éclairées par une nappe laser impulsionnelle à des instants successifs séparés d'un intervalle de temps Δt . Le champ de vitesse instantané de l'écoulement est déduit d'après les positions des particules à deux instants successifs. La Figure 23 schématise le principe de mesure par PIV. Le fluide estensemencé à l'aide de particules diffusant la lumière issue d'une nappe laser impulsionnelle. Le déplacement de ces particules est déduit par corrélation mathématique des images des particules à deux instants successifs enregistrées par un capteur (caméra CCD par exemple). L'utilisation d'un laser et de caméras nécessite de disposer d'accès optiques sur l'écoulement (parois transparentes).

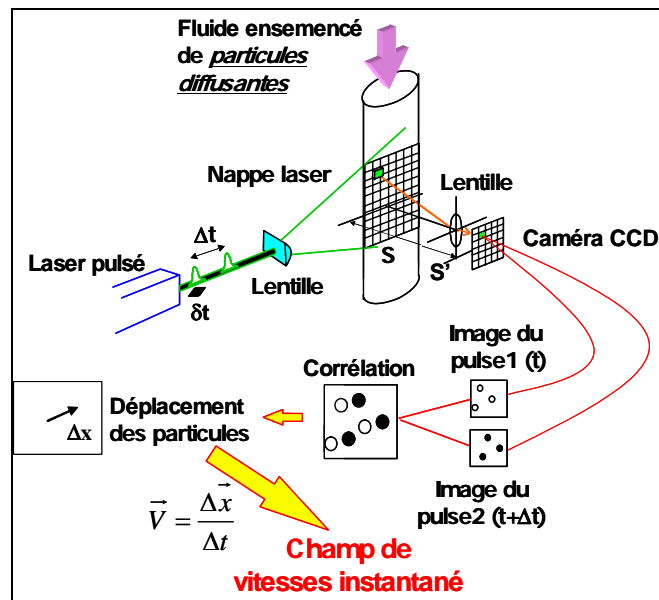


Fig. 23. Principe de la PIV

L'analyse des images permet de mesurer les déplacements des particules (Δx) afin d'en déduire les vecteurs vitesses locaux correspondants :

$$\vec{V} = \frac{\Delta \vec{x}}{\Delta t} \quad (2.1)$$

Les fondements de la théorie de la PIV ont été développés par [ADRIAN 1988] lors de sa description de la fonction d'auto-corrélation pour une image doublement exposée. Ses recherches ont servi de base pour des règles de mise au point expérimentales [KEANE & ADRIAN 1990]. La technique a ensuite été élargie à des enregistrements multi-expositions [KEANE & ADRIAN 1991] et aux analyses d'inter-corrélation [KEANE & ADRIAN 1992]. Cependant les appareils photographiques sont maintenant remplacés par des cameras numériques [WILLERT & GHARIB 1991] qui permettent de s'affranchir du développement des films et facilite le traitement numérique. Or la résolution des appareils numériques est inférieure à celle des moyens photographiques. La numérisation a donc été prise en compte dans la théorie étendue par [WESTERWEEL 1997] qui a décrit l'estimation du déplacement à un niveau sub-pixel.

Dans les paragraphes suivants, nous exposons en détail les caractéristiques des mesures par PIV, en termes d'ensemencement, d'éclairage, d'acquisition et de traitement des images. Les critères de choix nécessaires à la réalisation de telles mesures sont présentés.

2.1.1.2. Ensemencement du fluide

Les traceurs entrent en interaction avec la lumière en la diffusant à la même longueur d'onde que celle qu'ils reçoivent. Fondamentalement la diffusion lumineuse correspond à une excitation dans un même niveau électronique. Pour la PIV le diamètre des particules (de quelques micromètres à plusieurs millimètres selon les écoulements) est supérieur à la longueur d'onde du laser (532 nm pour un Nd:YAG), ce qui correspond à de la diffusion de MIE.

Le temps caractéristique du phénomène de diffusion étant inférieur à la femto-seconde, il est considéré négligeable devant toutes les autres grandeurs temporelles. Par ailleurs la diffusion lumineuse par des particules est anisotrope : elle est plus intense dans la direction de l'éclairage [RAFFEL 1998]. La figure 24 illustre la répartition angulaire de la diffusion par une particule sphérique de 10 μm de diamètre éclairée par un rayon lumineux venant de la gauche.

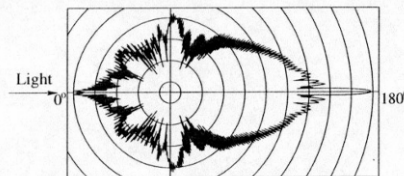


Fig. 24. Diffusion lumineuse par une particule de 10 microns [RAFFEL 1998]

Dans les liquides, les traceurs les plus couramment utilisés sont des billes solides (polystyrène, aluminium, verre, nylon), liquides (émulsion d'huile) ou encore de gaz (bulles). Les principales poudres utilisées comme traceurs dans l'eau sont présentées dans le Tableau 4.

NOM USUEL	NOTATION	DENSITE
Polystyrène – Latex	PS ou PSL	1,05
Polyamide 6,6 = Nylon	PA 6,6	1,14
Rilsan B	PA 11	1,04
Rilsan A	PA 12	1,02
Verre	HGS	1,15
Durcal (talc)	CaCO ₃	2,7

Tableau 4 - Principales particules utilisées en PIV

La présence des particules dans le fluide représente le caractère intrusif de la méthode PIV. Les caractéristiques du traceur (diamètre d_p , masse volumique ρ_p , concentration C_p) doivent donc être ajustées de manière à ce que le traceur :

- suive parfaitement l'écoulement sans le perturber (*i.e.* se substituer aux particules de fluide)
- soit visible dans le plan d'éclairement, donc à la longueur d'onde du laser utilisé, et invisible dans le reste de l'écoulement.
- soit chimiquement inerte dans le fluide porteur

Pour s'en assurer il est donc nécessaire de vérifier un certain nombre de critères qui sont énumérés dans la suite de ce chapitre. La satisfaction de ces critères dans notre dispositif expérimental sera vérifiée dans le chapitre 2.3.

Le **diamètre moyen des particules** d_p doit être très grand devant le libre parcours moyen l_{pm} des molécules de fluide porteur pour que le milieu puisse être considéré comme continu.

$$d_p \gg l_{pm} \quad (\text{Critère n°1}) \quad (2.2)$$

Ceci se traduit par un nombre de KNUDSEN $Kn = \frac{l_{pm}}{d_p}$ inférieur à 0,25 pour obtenir un écoulement avec glissement, voire inférieur à 0,01 pour un écoulement régi par les équations classiques de la mécanique des fluides continus. Le libre parcours moyen des molécules se définit comme la distance parcourue entre deux collisions successives ; il vaut quelques nanomètres dans l'eau [CHASSAING 2000].

Il est nécessaire que le **diamètre moyen des particules** d_p soit faible devant la plus petite échelle caractéristique de l'écoulement. En régime turbulent, il s'agit de l'échelle de Kolmogorov η_K .

$$d_p \leq \eta_K \quad (\text{Critère n°2}) \quad (2.3)$$

Chaque particule peut alors être considérée comme isolée au sein d'une structure tourbillonnaire d'une taille beaucoup plus importante. De la sorte le champ de vitesse qui entoure une particule est

supposé uniforme à tout instant et les forces de portance dues à la rotation des particules sous l'effet du cisaillement exercé par le fluide environnant sont négligeables [VINÇONT 1999].

La **masse volumique des particules** (ρ_p) doit être très voisine de celle du fluide porteur afin de minimiser le retard de vitesse du à la traînée et l'inertie de la particule [RAFFEL 1998]. Ceci correspond à un nombre de REYNOLDS relatif associé à l'écoulement autour d'une particule très

petit (c'est à dire à des conditions d'écoulement de STOKES): $Re_p = \frac{|V_p - V_f| \cdot d_p}{\nu_f} \ll 1$, où ν_f est la

viscosité cinématique du fluide porteur, et V_p et V_f sont les vitesses absolues de la particule et du fluide. La vitesse de glissement V_L entre la particule et le fluide porteur s'écrit alors :

$$V_p - V_f = V_L = d_p^2 \cdot \frac{(\rho_p - \rho_f)}{18\mu} \cdot \frac{dV_f}{dt} \quad (2.4)$$

d'où

$$V_p(t) = V_f \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_p}\right) \right] \quad (2.5)$$

Ainsi plus la valeur du temps de réponse τ_p est faible, plus les particules sont capables de suivre les changements de vitesse du fluide porteur. Dans les écoulements turbulents, l'idéal est d'obtenir un temps de réponse des particules négligeable devant le temps de Kolmogorov $\tau_K = \left(\frac{\nu}{\varepsilon}\right)^{1/2}$ où ε est l'énergie interne dissipée par unité de masse (en m^2/s^3) [VINÇONT 1999].

$$\tau_p = d_p^2 \cdot \frac{(\rho_p - \rho_f)}{18\mu} \ll \tau_K \quad (\text{Critère n°3}) \quad (2.6)$$

Il est donc naturel de choisir des particules de masse volumique la plus proche possible de celle de la phase porteuse, et de petit diamètre.

La **concentration en particules** (C_p) doit être suffisamment faible pour qu'il n'y ait pas d'interaction entre les sillages des particules. Il faut donc que :

$$\frac{d_p}{l_p} \ll 1 \quad (\text{Critère n°4}) \quad (2.7)$$

où $l_p \sim (C_p)^{-1/3}$ est la distance moyenne entre les particules [VINÇONT 1999].

Cependant ces critères de suivi de l'écoulement sont à optimiser en tenant compte des

conditions de visibilité du traceur dans l'écoulement :

- La diffusion de MIE est proportionnelle à d_p^2 [RAFFEL 1998] :

$$I_{diff} \propto \left(\frac{d_p}{\lambda}\right)^2 \quad (2.8)$$

- Une concentration élevée en traceurs (C_p) permet d'augmenter la résolution spatiale.

2.1.1.3. Système d'illumination – source laser

L'éclairement des particules est réalisé au moyen d'une nappe laser. Les lasers utilisés en PIV sont généralement monochromatiques, ce qui permet d'avoir une densité d'énergie élevée et d'éviter les aberrations chromatiques (halos colorés dus à la dispersion de différentes longueurs d'ondes de la lumière).

A l'aide d'un système de lentilles sphéro-cylindriques d'étalement, le faisceau issu du système laser est converti en une nappe lumineuse dont les dimensions (divergence et épaisseur) sont réglées par le choix des lentilles.

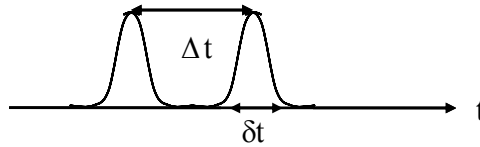


Fig. 25. Notations temporelles

Pour obtenir un champ de vitesse, deux vues successives sont nécessaires. Afin de réaliser les deux prises de vue consécutives, le laser délivre deux impulsions espacées d'un intervalle de temps Δt réglable en fonction des vitesses à mesurer (Fig. 25). La durée de chaque impulsion (δt) est un paramètre important car l'écoulement doit paraître figé : il faut que le déplacement de la particule pendant l'illumination (δx) soit négligeable devant son diamètre pour que l'image de celle-ci soit assimilable à un point. Si le temps d'exposition est long, les images des particules ont l'apparence de traces [TEXIER & DAVID 1996]. On s'efforce donc de satisfaire :

$$\delta x \leq \frac{d_p}{4} \quad (\text{critère n°5}) \quad (2.9)$$

De plus afin d'obtenir des illuminations distinctes temporellement l'une de l'autre, on pose [RAFFEL 1998] :

$$\delta t \leq \frac{\Delta t}{10} \quad (\text{critère n°6}) \quad (2.10)$$

Par ailleurs l'étude des écoulements turbulents demande que les mesures satisfassent également

une condition liée à l'échelle de temps de Kolmogorov : pour pouvoir considérer les structures turbulentes comme figées, une contrainte est imposée sur la durée de la mesure:

$$\delta t < \tau_k \text{ (critère n°7)} \quad (2.11)$$

2.1.1.4. Acquisition et traitement des images PIV

La lumière diffusée par les traceurs éclairés par la nappe laser est le plus souvent recueillie par une caméra CCD (on parle alors de Digital PIV ou DPIV), dont l'ouverture est synchronisée avec le laser. Les images sont ensuite transférées à un ordinateur pour stocker les données et en effectuer le traitement.

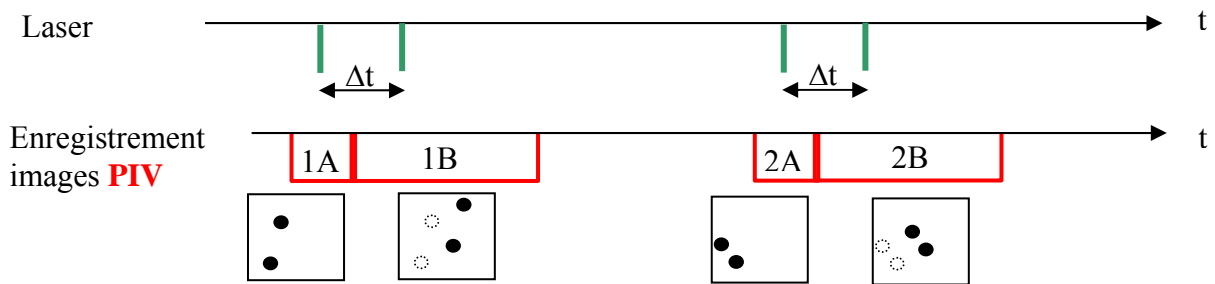


Fig. 26. Chronogramme en simple exposition et exemple d'images obtenues avec deux particules

On enregistre l'image relative à la première impulsion laser sur la première trame et celle relative à la seconde impulsion sur la trame suivante (Fig. 26).

A partir des images obtenues une évaluation statistique du déplacement local des particules est effectuée. Pour ce faire les images numériques sont divisées en fenêtres d'analyse de dimension $M \times N$ pix² (Fig. 27). Puis le produit de corrélation entre deux fenêtres successives indique le déplacement local le plus probable au sein de la fenêtre [ADRIAN 1991].

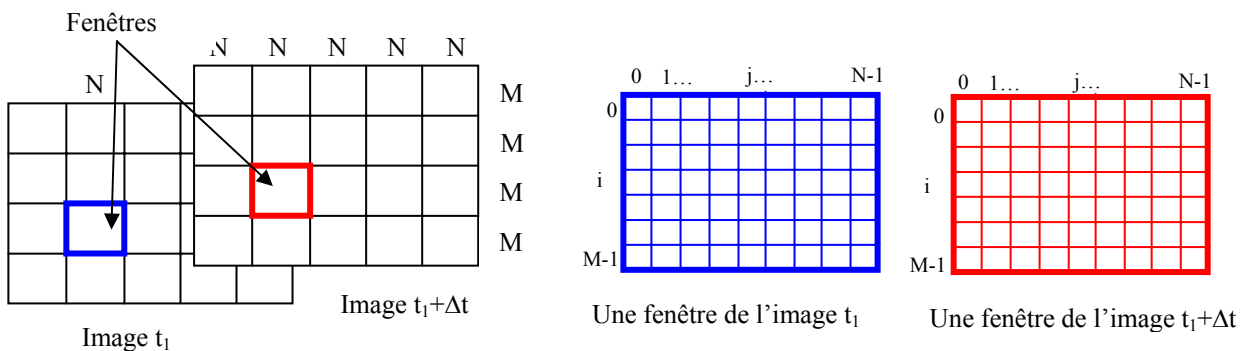


Fig. 27. Découpage des images en fenêtres d'interrogation et numérotation des pixels dans chaque fenêtre

La fonction de corrélation normalisée $R_{IC}(m,n)$, de dimensions $2M \times 2N$, est définie par :

$$R_{IC}(m,n) = \frac{\sum_{i=0}^{M-1} \sum_{j=0}^{N-1} [g_1(i,j) - \overline{g_1}] \cdot [g_2(i+m, j+n) - \overline{g_2}]}{\sqrt{\sum_{i=0}^{M-1} \sum_{j=0}^{N-1} [g_1(i,j) - \overline{g_1}]^2 \cdot [g_2(i,j) - \overline{g_2}]^2}} \quad (2.12)$$

avec : $-(M-1) \leq m \leq (M-1)$ et $-(N-1) \leq n \leq (N-1)$

$g_1(i,j)$ le niveau de gris du pixel à la position (i,j) de l'aire d'interrogation (fenêtre d'analyse de la première image)

$g_2(i,j)$ le niveau de gris du pixel à la position (i,j) de l'aire de recherche (fenêtre d'analyse de la seconde image)

$\overline{g_1}$ et $\overline{g_2}$ les niveaux de gris moyen des fenêtres d'analyse de la première et de la seconde image

S'il existe une forte relation entre les motifs des particules d'une image sur la seconde, alors la fonction R_{IC} présente un maximum discret dont la position (m,n) par rapport au point origine $(0,0)$ correspond au déplacement le plus probable de l'ensemble des particules dans cette fenêtre d'analyse. Le vecteur ainsi déterminé est positionné au centre de la maille comme l'illustre la figure 28.

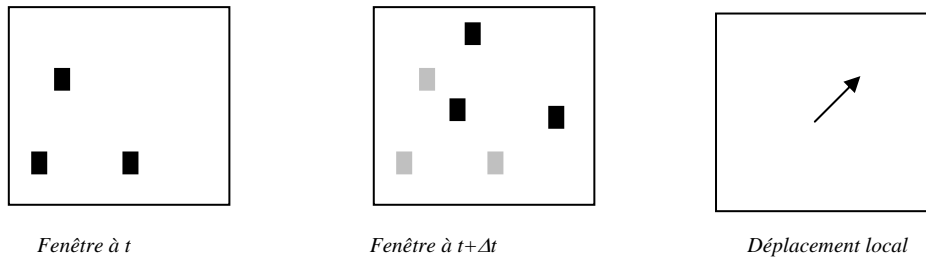


Fig. 28. Évaluation du déplacement moyen local dans une fenêtre d'interrogation

Le calcul « direct » du produit de corrélation implique $(M \times N)^2$ opérations (multiplications et additions) pour chaque fenêtre d'analyse de chaque paire d'image. Afin de réduire ce temps de calcul, un algorithme basé sur une transformée de Fourier rapide (FFT) des signaux des fenêtres d'analyse est souvent employé [WESTERWEEL 1993]. Néanmoins la simplification n'est possible qu'au prix des limitations classiques inhérentes à la FFT. Celles-ci imposent notamment que les fenêtres d'analyse soient carrées ($M = N = N_{\text{pix}}$), et que leur taille soit une puissance de 2 : $N_{\text{pix}} = 2^k$, $k \in \mathbb{N}^*$. Le nombre d'opérations est alors de l'ordre de $N_{\text{pix}}^2 \cdot \log(2N_{\text{pix}})$, soit 100 à 1000 fois moindre qu'avec un calcul direct.

Afin que le pic de corrélation se dissocie du bruit de fond et soit le plus représentatif possible du déplacement réel, il est nécessaire que les particules de l'aire d'analyse restent dans l'aire de recherche entre les deux instants de prise de vue. On utilise pour cela l'optimisation de [KEANE-

ADRIAN 1990]:

$$\Delta x \leq \frac{N_{pix}}{4} \text{ (critère n°8)} \quad (2.13)$$

L'intervalle de temps entre les deux impulsions (Δt) est ainsi choisi pour avoir un déplacement maximal Δx de 25% de la taille de la fenêtre.

Par ailleurs, il faut que le nombre de particules présentes dans les fenêtres d'analyse soit suffisant afin d'éviter les erreurs dues aux pertes de particules. Le choix de la taille des fenêtres d'analyse doit donc être optimisé avec la concentration en particules, pour avoir idéalement 10 images de particules dans chaque fenêtre (**critère n°9**).

2.1.1.5. Interpolation sub-pixel

La fonction de corrélation étant définie sur un espace aux valeurs discrètes, le pic de corrélation est obtenu pour des valeurs entières de pixel, allant de 1 à $N_{pix}/2$. En approchant le contour du pic autour du maximum discret (x_0, y_0) avec une fonction d'interpolation selon x et selon y , on peut effectuer une détermination sub-pixel du pic qui augmente la précision spatiale à 0,01 pix [SAADEH *et al.* 1997]. La position du maximum de corrélation peut être mesuré à partir de la connaissance d'un nombre fini de points de l'enveloppe de ce pic, tout en respectant le théorème de Shannon. Actuellement, les méthodes les plus employées consistent à interpoler le pic de corrélation par une fonction particulière : centroïde, gaussienne, parabolique, etc.

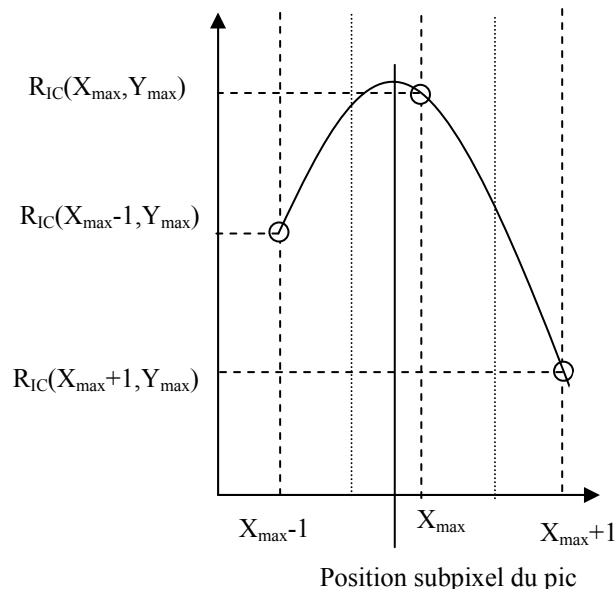


Fig. 29. Exemple d'interpolation sub-pixel parabolique du pic de corrélation

La figure 29 montre un exemple d'interpolation sub-pixel parabolique selon la direction x pour un pic de corrélation discrétisé. $(X_{max}; Y_{max})$ sont les coordonnées discrètes du pic de corrélation.

La position subpixel réelle du pic est donnée par le maximum de la parabole passant par les points voisins du pic discrétisé.

Cependant, lorsque la position réelle du pic est proche du demi-pixel, l'approximation de l'enveloppe engendre un biais de mesure nommé effet de peak-locking [RAFFEL *et al.* 1998]. En effet, la localisation du pic est effectuée avec une faible précision du fait de l'échantillonnage au pixel et de la dissymétrie des points servant à l'interpolation. Le biais associé est minimisé lorsque l'image des particules présente une distribution gaussienne sur 2 à 3 pixels (**critère n°10**) [WESTERWEEL 1998]. Le grandissement de la caméra et la mise au point de l'objectif permettent de satisfaire ce critère.

2.1.1.6. Algorithme itératif avec décalage et déformation des fenêtres d'analyse

Conventionnellement le calcul de la fonction de corrélation de deux images successives utilise des aires d'interrogation et de recherche décrivant la même zone physique de l'écoulement. Néanmoins, dans ce cas, plus le déplacement des particules entre les deux images augmente, plus l'erreur de traitement augmente en raison de la perte des images de particules dans la seconde fenêtre d'analyse (ce qui entraîne une diminution de l'amplitude du pic de corrélation).

Afin de réduire les limitations dues aux pertes de particules entre les fenêtres d'analyse, il est possible d'effectuer un décalage – voire une déformation dynamique – de l'aire de recherche par rapport à l'aire d'interrogation. On obtient ce décalage en calculant un vecteur « prédicteur ». De la sorte les pertes des particules entre les images successives sont limitées, les effets dus aux gradients de vitesses sont compensés et la précision de mesure et la résolution spatiale sont augmentées. [SCARANO 2002] décrit l'ensemble des méthodes qui permettent de calculer les vecteurs prédicteurs.

[WESTERWEEL *et al.* 1997] proposent d'évaluer les vecteurs vitesses par inter-corrélations successives : on parle de « multi-fenêtrage ». Lors d'une première passe, les vecteurs prédicteurs sont déterminés par une analyse conventionnelle sur des fenêtres d'analyse de grande taille. Ensuite, lors des autres passes, on réduit les fenêtres d'analyse et on optimise la position et/ou la déformation [SCARANO & RIETHMULLER 1999] des aires de recherche au moyen des vecteurs prédicteurs. La résolution spatiale est ainsi améliorée de manière itérative afin d'accroître la correspondance entre les fenêtres d'analyse des images successives.

2.1.2. Mesures de concentration par Fluorescence Induite par Laser

Les colorants fluorescents ont longtemps été utilisés pour la visualisation d'écoulements, et matérialiser les lignes de courant, sans en extraire de données quantitatives. Puis la fluorescence a été utilisée dans les liquides comme diagnostic pour des champs scalaires : mesures quantitatives de concentration (ponctuelles ou dans un plan), ou encore mesures de température. Les applications sont nombreuses en ingénierie biomédicale, génie des procédés [HOUCINE 1996] et en dynamique des fluides [WEBSTER 2001].

2.1.2.1. Principe de la LIF

La Fluorescence Induite par Laser (LIF pour Laser-Induced Fluorescence) est une méthode de diagnostic optique non intrusive permettant de déterminer certaines propriétés scalaires d'un fluide. Lorsque la mesure est effectuée dans un plan, on parle de PLIF (Planar Laser Induced Fluorescence). Le schéma suivant montre le principe de mesure par LIF (Fig. 30). L'écoulement doit êtreensemencé par un colorant fluorescent (fluorochrome), et éclairé par une nappe laser dont la longueur d'onde est accordée avec le spectre d'absorption de la molécule de colorant.

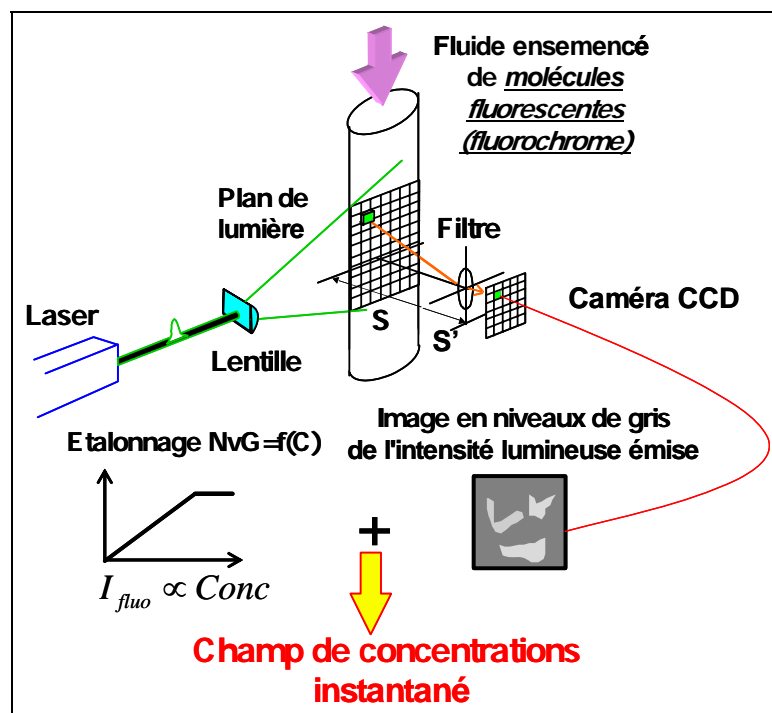


Fig. 30. Principe de la LIF

La mesure est effectuée par enregistrement de la lumière fluorescée par le colorant. Pour cela on utilise une caméra CCD équipée d'un filtre passe-bande ou passe-haut afin d'éliminer la lumière incidente. L'image en niveaux de gris (NvG) est ensuite convertie en champ de concentration (C)

via un étalonnage.

La première application quantitative de la Fluorescence Induite par Laser (LIF) est attribuée à [OWEN 1976]. [WALKER 1986] a quant à lui étudié l'influence de nombreux paramètres sur le signal de fluorescence, comme le pH, la température, la concentration en colorant et l'intensité du laser.

Il existe deux manières de réaliser une mesure de LIF : soit on injecte le fluide marqué dans le fluide ambiant propre (procédure directe) ([KOOCHESFAHANI *et al.* 1985], [PAPANICOLAOU & LIST 1988], [DAHM & DIMOTAKIS 1990], [LEMOINE *et al.* 1996]), soit on colore de manière homogène le domaine de mesure et on introduit du fluide pur (procédure inverse). Du point de vue de la mesure, les deux méthodes permettent d'obtenir le même résultat.

2.1.2.2. Les phénomènes de désexcitation

La lumière qui éclaire une molécule de colorant fluorescent peut interagir de manière élastique (diffusion) ou inélastique (absorption). Pour être absorbée, l'onde incidente doit avoir une énergie correspondante à une fréquence propre d'excitation de la molécule (bande d'absorption). Cette molécule excitée revient à l'état de repos en cédant de l'énergie par émission d'une onde lumineuse : c'est le phénomène de fluorescence (Fig. 31), dont le temps caractéristique est de 5 ns.

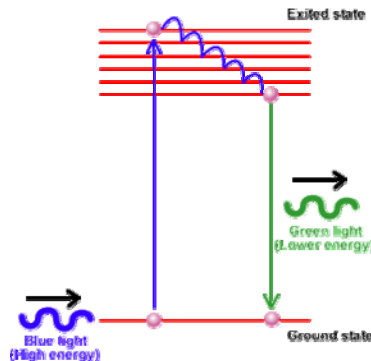


Fig. 31. Absorption et fluorescence

Plus précisément, lors de l'absorption de lumière, un électron du chromophore (groupe chimique responsable de la couleur) passe à un niveau électronique excité. Après des conversions internes, la fluorescence intervient à partir du plus bas niveau de vibration de l'état excité. Ainsi la longueur d'onde émise est plus grande que la longueur d'onde d'absorption (Fig. 32). Ce décalage vers le rouge entre le pic du spectre d'excitation (1) et le pic du spectre d'émission (2) est appelé déplacement de STOKES (ou « STOKES redshift »). Par ailleurs, les spectres d'absorption et de fluorescence sont quasiment symétriques (loi de KASHA).

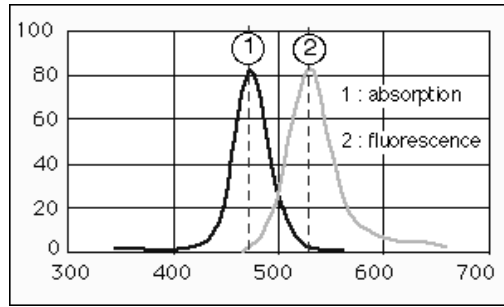


Fig. 32. Spectre d'absorption et spectre d'émission de fluorescence de la fluorescéine

Néanmoins, toute excitation n'est pas forcément suivie de fluorescence, comme le montre le diagramme de [JABLONSKI 1935] (Fig. 33). Une fois excité par les photons incidents, le milieu va revenir naturellement à une position d'équilibre thermodynamique avec une constante de temps nommée durée de vie. Cette durée est liée d'une part au niveau excité par la lumière et d'autre part aux phénomènes physiques permettant un retour à l'équilibre. On classe ces phénomènes en trois catégories : les effets radiatifs, les pertes non radiatives, et les redistributions intra-bandes [BRESSON 2000].

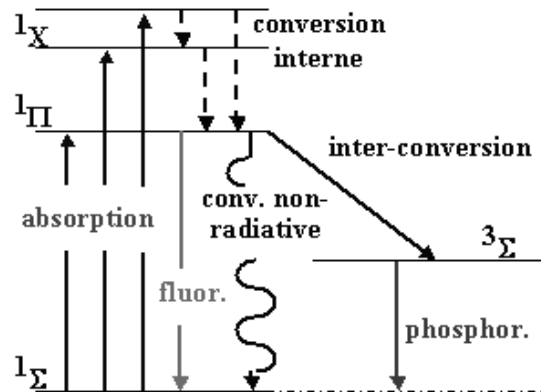


Fig. 33. Diagramme de JABLONSKI

Les effets *radiatifs* décrivent le type de désexcitation qui émet de la lumière. Dans le cas général de désexcitation rapide (sub-microseconde) on parle de **fluorescence**. Toutefois, des conversions internes vers un état triplet peuvent donner lieu à une désexcitation beaucoup plus lente (1ms à quelques secondes) appelée **phosphorescence**. Les phénomènes d'émissions spontanées (fluorescence et phosphorescence) sont les plus courants, mais dans certains cas, un couplage fort absorption-émission aboutit aux phénomènes dits stimulés (cas de l'inversion de population entre le niveau de départ et le niveau excité). L'**émission stimulée** cohérente possède la particularité d'émettre des photons qui ont la même phase, la même direction et la même polarisation que le photon incident (par opposition à l'émission spontanée qui est isotrope). C'est le phénomène qui est utilisé dans les lasers.

Les *relaxations non-radiatives* doivent être considérés comme des pertes pour la fluorescence. Deux classes de pertes peuvent être distinguées : celles représentant une évolution de la molécule excitée vers un état différent suite à une excitation trop énergétique (**inter-conversion**), et celles résultant de collisions bi-moléculaires (**quenching**). Dans ce dernier cas, on observe un transfert d'énergie entre deux molécules proches ayant des spectres d'absorption et de fluorescence qui se chevauchent. Ce transfert a toujours pour effet de diminuer la fluorescence de la première molécule. On dit qu'il y a quenching, *i.e.* affaiblissement du signal de fluorescence. Ce phénomène est d'autant plus intense que la concentration en fluorochrome est élevée.

Les *redistributions intra-bandes* sont également d'origine collisionnelles, mais aboutissent à une redistribution à l'intérieur des bandes excitées (**intra-conversion**).

Les produits fluorescents comme la fluorescéine (Acide jaune 73) ou les rhodamines 6G (Base rouge I) et B (Base violette 10) se présentent sous forme de poudres solubles dans l'eau. On peut les utiliser comme marqueurs dans un écoulement car ils se comportent comme des scalaires passifs, c'est à dire inertes chimiquement. Le Tableau 5 résume les caractéristiques principales des fluorochromes les plus employés pour la LIF dans les liquides.

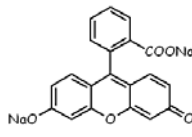
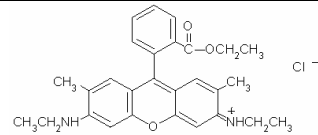
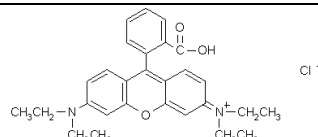
FLUOROCHROME	FORMULE	$\lambda_{\text{ABSORPTION}}$ (nm)	$\lambda_{\text{FLUORESCENCE}}$ (nm)	MESURES
Disodium Fluorescéine (Acid Yellow 73) $C_{20}H_{10}O_5Na_2$		490 à 495	514 à 519	Concentration ou Température
Chlorure Rhodamine 6G (Basic Red 1) $C_{28}H_{30}N_2O_3HCl$		524 à 538	547 à 555	Concentration
Chlorure Rhodamine B (Rhodamine O) (Basic Violet 10) $C_{28}H_{30}N_2O_3HCl$		570	590	Température

Tableau 5 - Colorants fluorescents utilisés en LIF

2.1.2.3. Relation entre concentration et fluorescence

L'intensité lumineuse émise par le fluorochrome au point (x,y) est liée à la concentration C et à la température T (loi de BEER-LAMBERT) :

$$I_{\text{fluo}}(x, y) = K \cdot C(x, y) \cdot \exp\left(\frac{\beta}{T}\right) \quad (2.14)$$

avec $K = K_{\text{opt}} \cdot K_{\text{spec}} \cdot V_{\text{ol}} \cdot I_0$ où K_{opt} est une caractéristique de la chaîne optique, K_{spec} et β sont des constantes qui dépendent des propriétés spectroscopiques de la molécule de colorant, V_{ol} est le

volume de fluide excité par le rayon laser et I_0 est l'intensité incidente d'excitation laser.

Si l'on considère que l'effet d'atténuation de la lumière incidente est négligeable à faible concentration [KOOCHESFAHANI & DIMOTAKIS 1985 ; WALKER 1986] et que le colorant résiste à la photo-décomposition [SAYLOR 1995], on établit [VINÇONT 1999] que l'intensité de fluorescence reçue par chaque pixel i du capteur CCD est proportionnelle à la concentration locale en colorant correspondant à la zone visée :

$$I_{reçue_i} = Cte_i.C(x, y) \quad (2.15)$$

où Cte_i est une constante pour un pixel i donné.

On montre également que lorsque la concentration en fluorochrome et les paramètres de mesure demeurent constants, l'intensité de fluorescence instantanée locale est proportionnelle à la température locale.

2.1.2.4. Courbe d'étalonnage

Pour déterminer la constante de proportionnalité un étalonnage avant chaque expérience avec des concentrations connues est nécessaire.

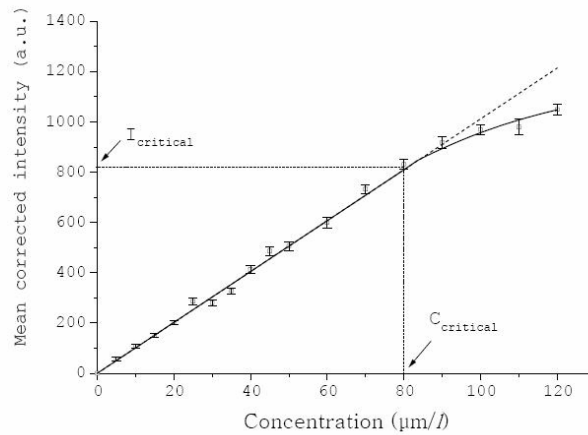


Fig. 34. Courbe d'étalonnage LIF en concentration [DING 2003]

La courbe de la figure 34 présente une courbe typique d'intensité reçue par les caméras en fonction de la concentration en rhodamine 6G [DING 2003]. Cette courbe indique l'existence d'une concentration critique au-delà de laquelle la relation linéaire (2.15) n'est plus valable. Au-delà de cette concentration la courbe commence à s'infléchir à cause de la saturation. Les relaxations non radiatives deviennent très importantes du fait du quenching par collisions bi-moléculaires (*i.e.* le transfert d'énergie entre 2 chromophores rapprochés). L'atténuation de la lumière laser incidente par les molécules de colorant n'est plus négligeable, et l'intensité de la lumière fluorescée tend vers la saturation [WALKER 1986].

La concentration de travail en fluorochrome doit donc être choisie de manière à se placer dans le domaine linéaire de la courbe caractéristique. L'utilisation d'une image moyenne de référence à une concentration connue donne une constante de proportionnalité qui varie d'un pixel à l'autre. Au cours de la procédure de calibration, on utilise les mêmes réglages (intensité lumineuse, taille et position des zones d'intérêt, caméra, ouverture) et le même dispositif expérimental qu'en phase de travail (calibration *in situ*).

2.1.2.5. Traitement des images : Conversion des images en concentration

Les images d'étalonnage sont utilisées pour réaliser la conversion des niveaux de gris des images numériques en concentration cherchée.

Tout d'abord les pixels des images numérisées à partir des caméras ont une valeur en niveau de gris minimale non nulle. Ainsi, les capteurs enregistrent la lumière résiduelle en l'absence d'éclairement laser, à laquelle s'ajoute un bruit électronique des capteurs CCD qui donne lieu à une valeur non nulle des niveaux de gris de l'image, indépendamment de toute lumière résiduelle. Par conséquent même pour un fluide non coloré, les pixels de l'image numérisée correspondante n'ont pas un niveau de gris nul, mais une valeur supérieure appelée niveau de gris du fond de l'image. Il est donc nécessaire de soustraire des images instantanées l'image moyenne du fond I_{minREF} , déterminée à partir de l'enregistrement d'une série d'images en l'absence de scalaire et d'éclairement laser [VINÇONT 1999]. En effet, l'information contenue dans chaque pixel des images inclut la fluorescence due au colorant $I_{fluo}(C)$ et le bruit électronique de la caméra $I_{BG}(C=0)$:

$$I_{tot} = I_{reçue}(C) + I_{BG}(C=0) \quad (2.16)$$

Avec la relation linéaire donnée précédemment :

$$I_{reçue_i} = Cte_i \cdot C_i \quad (2.17)$$

On soustrait l'image moyenne du fond, puis les images sont converties en concentration en utilisant une image de référence moyenne I_{maxREF} réalisée à puissance laser de travail et à partir d'une concentration homogène et uniforme. On applique ainsi à chaque pixel de l'image à traiter un coefficient qui convertit l'intensité de fluorescence en concentration. Ce traitement va permettre de tenir compte en plus du profil de la nappe laser [MEYER 2000].

Ainsi le calcul de la concentration locale pour un pixel donné est déduit des deux images de références à concentrations homogènes connues C_{max} et C_{min} :

$$C_i = \left(\frac{I_{reçue_i} - I_{minREF_i}}{I_{maxREF_i} - I_{minREF_i}} \right) \cdot (C_{max} - C_{min}) \quad (2.18)$$

Ce traitement permet également de gommer les aberrations optiques liées aux défauts des parois

traversées par la lumière ou aux défauts du capteur CCD. Les champs obtenus peuvent ensuite être normalisés par une valeur de référence C_0 .

2.1.3. Techniques de mesures de déplacement de surface libres

Il existe peu de techniques dédiées à l'enregistrement des mouvements de surfaces libres. Nous présentons ici quelques solutions employées dans la littérature.

2.1.3.1. Mesures de fréquences

Dans leurs travaux sur les jets, [HOUARD 1996] et [GIORGIUTTI 1998] emploient une photodiode pour enregistrer les fluctuations d'un faisceau lumineux réfléchi par l'interface. Ils mesurent ainsi uniquement des fréquences d'oscillation.

Dans son étude sur le jet impactant une surface libre, [MADARAME 2001] enregistre les mouvements de la surface libre au moyen d'un détecteur de niveau capacitif. Ce type de sonde plongée dans le fluide forme avec celui-ci un condensateur dont la capacité électrique varie lorsque le niveau de liquide change.

Ce type d'analyse fréquentielle apporte des informations substantielles sur les mouvements de cette dernière. Cependant, la forme de l'interface n'est pas prise en compte et reste indéterminée.

2.1.3.2. Mesures bidimensionnelles

Plusieurs recherches emploient une technique de fluorescence qualitative afin de déterminer la position d'une interface.

Pour son étude sur jets impactant des interfaces stratifiées, [COTEL 1997] se sert de fluorescéine pour visualiser l'interface entre deux liquides de masses volumiques différentes, heurtée par un jet vertical ascendant. Cette technique leur permet d'observer le mélange des deux fluides. Un exemple des images obtenues par cette équipe est présenté sur la figure 35.

[LAW 1999] visualise aussi une interface en introduisant un colorant fluorescent éclairé par une nappe laser. Le contraste lumineux entre la phase liquide et l'air non coloré indique la position de l'interface.

[ZHENG 2003] utilise une nappe laser Argon-ion pour mettre en évidence des formes périodiques de la surface libre et détecter des fréquences caractéristiques de mouvements de l'interface. La figure 35 donne un exemple d'image obtenue et la détection du contour de surface libre associée.

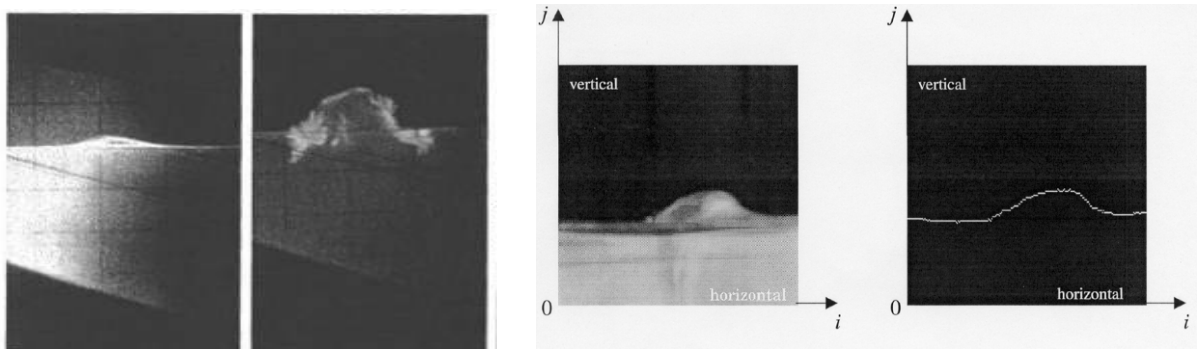


Fig. 35. Mesure par LIF qualitative : [COTEL 1997] (à gauche) et [ZHENG 2003] (à droite)

[FRIEDMANN & KATZ 1999] utilisent quant à eux la vidéo standard pour leur analyse phénoménologique d'un jet impactant une interface non miscible (Fig. 36). Des particules fluorescentes éclairées par une nappe laser à Argon-ion leur permettent d'étudier la structure de l'écoulement associée.

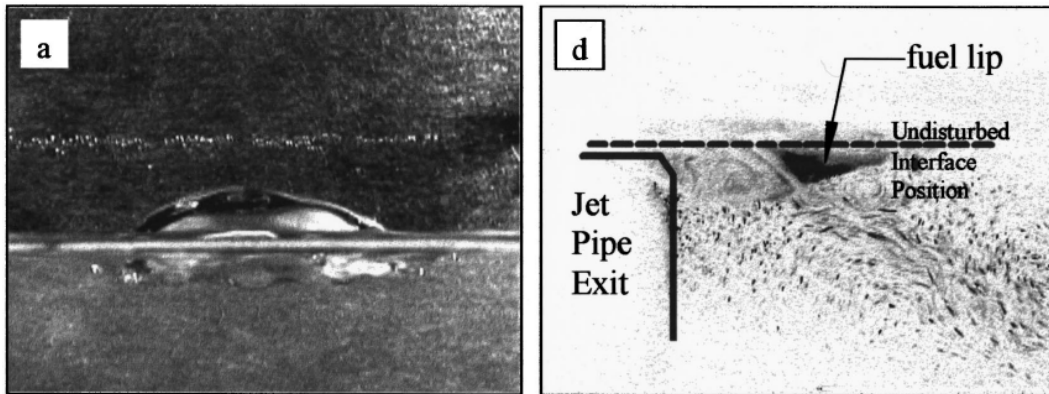


Fig. 36. Mesure avec des particules fluorescentes [FRIEDMANN & KATZ 1999]

L'ensemble de ces techniques basées sur l'éclairage du fluide par une nappe laser est applicable à des interfaces déformées. Cependant, elles ne donnent accès qu'à une description bidimensionnelle de la surface.

2.1.3.3. Mesures et reconstructions tridimensionnelles

Des techniques de reconstruction de surfaces tridimensionnelles existent et sont couramment employées sur des surfaces rigides et immobiles. L'adaptation de ces techniques à des surfaces fluctuantes a été entreprise par quelques équipes.

[TANAKA *et al.* 2000] a développé une technique Specklegram dont le dispositif est présenté sur la figure 37. Il consiste à projeter un réseau de motifs sur l'interface et à enregistrer leurs modifications au moyen d'une caméra (caméra 3). Cette méthode permet la reconstruction 3D de la forme de la surface libre avec une grande précision pour des variations d'altitude de l'ordre du

millimètre.

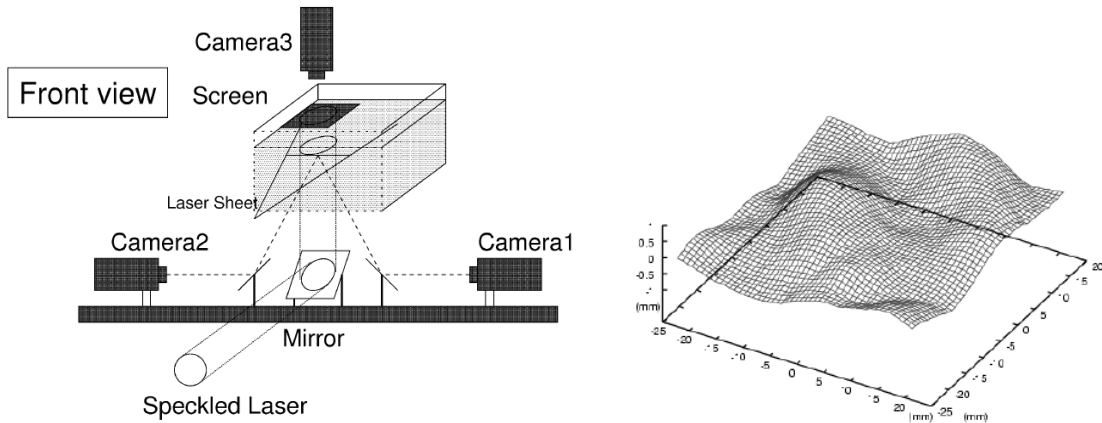


Fig. 37. Mesure par projection d'un réseau de marques [TANAKA 2000]

[KOUYI 2004] a étudié la dynamique d'un écoulement torrentiel dans un déversoir d'orage. La mesure de la surface libre en 3D est réalisée grâce à l'adaptation d'un capteur de reconnaissance de forme basé sur le principe de la projection d'un réseau de franges en lumière structurée sur la surface (Fig. 38). Il s'agit d'une technique bien adaptée pour les surfaces solides, immobiles, mais délicate à mettre en œuvre pour des surfaces en mouvement, car elle nécessite la mise en place d'un étalonnage complexe.

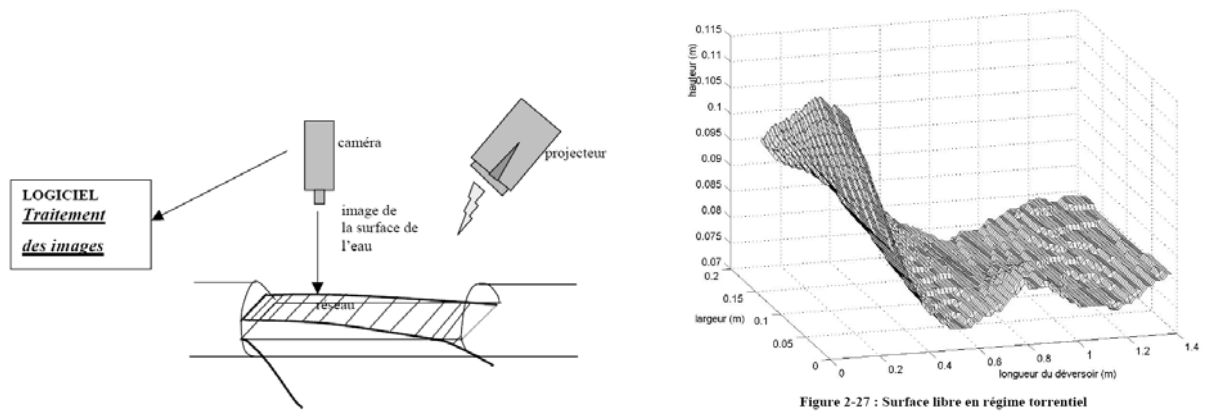


Fig. 38. Mesure par projection d'un réseau de franges en lumière structurée [KOUYI 2004]

[DABIRI & GHARIB 2001] ont réalisé des mesures 3D d'une surface libre par une technique de détection de gradients issus de la réflexion de palettes de couleurs sur l'interface (Fig. 39). Le principe consiste à coder une inclinaison donnée de la surface par une couleur correspondante. Pour ce faire, une palette de couleurs rétroéclairée est placée au point focal d'une lentille convergente, créant un faisceau de couleurs parallèles projeté sur l'interface. Pour une couleur donnée, il existe

une unique inclinaison qui réfléchit cette couleur vers le capteur (œil, caméra). La gamme d'élévation de surface mesurée ainsi est $\pm 1,2$ mm avec une incertitude de 6%.

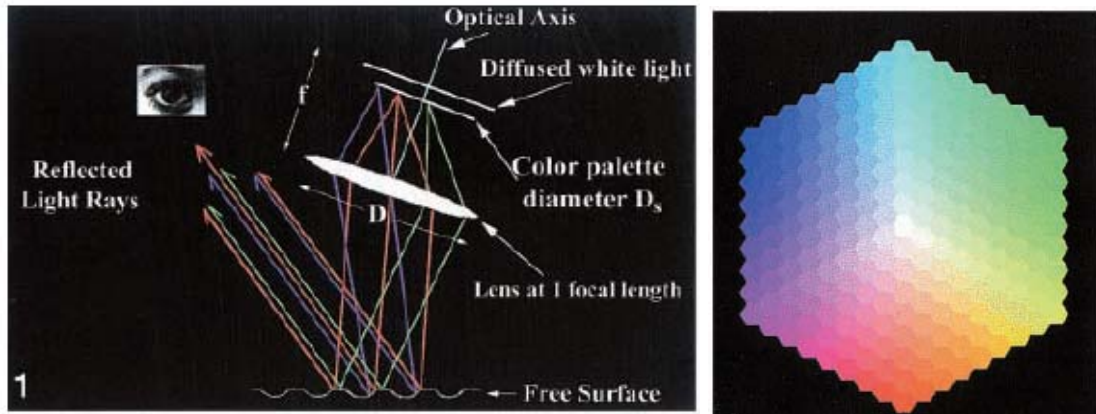


Fig. 39. Mesure par réflexion de palettes de couleurs [DABIRI & GHARIB 2001]

Citons enfin les travaux de [DAVID *et al.* 2006], qui ont développé une technique de stéréocorrélation au moyen de deux caméras (Fig. 40). La méthode nécessite que la surface soit opaque, ou que des particules flottent à sa surface. Après un calibrage tridimensionnel permettant d'établir le modèle de chaque caméra, l'enveloppe tridimensionnelle de la surface est déduite par un algorithme itératif cherchant localement l'équation d'un plan. Cette technique donne des résultats précis sur les parois rigides statiques, mais demande des améliorations afin de pouvoir suivre une surface liquide au cours du temps.

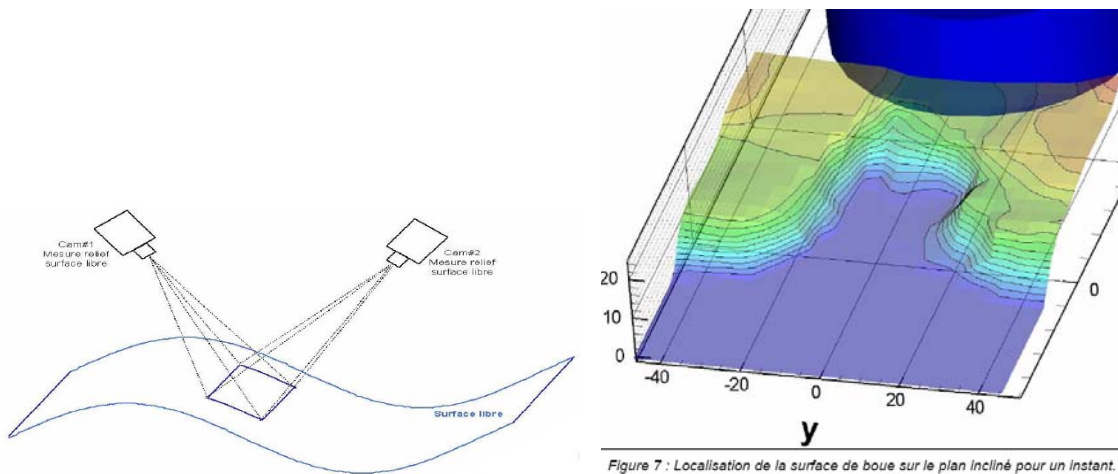


Figure 7 : Localisation de la surface de boue sur le plan incliné pour un instant.

Fig. 40. Décomposition de la surface en facettes et détermination de la géométrie

Ces techniques tridimensionnelles présentent l'avantage de déterminer la morphologie de l'interface à un instant donné. Toutefois leurs mise en œuvre et calibrages demeurent complexes, et elles restent généralement limitées à de petits domaines ou à de faibles déformations.

2.2. Dispositif expérimental

L'objectif de l'étude est de caractériser expérimentalement une injection immergée turbulente et son interaction avec une surface libre lors du remplissage d'une cavité, en terme d'écoulement et de mélange. Pour cela un moyen de mesures simultanées de vitesse, concentration et surface libre est mis en place.

2.2.1. Contraintes du dispositif

Afin d'observer une injection fluide turbulente interagissant avec une surface libre, il est nécessaire de choisir des fluides et des caractéristiques de dispositifs particuliers. Le choix de la surface libre s'est porté sur l'interface eau/air en raison de la simplicité d'utilisation des deux fluides. De plus l'eau, dont les caractéristiques physiques sont connues et stables, est employée dans de nombreuses études sur les jets, ce qui facilite les comparaisons.

La turbulence du jet doit être développée dès son entrée dans la cavité de mesure, et il faut que l'on puisse effectuer des mesures à l'injection pour caractériser précisément les conditions d'entrées.

La configuration du jet doit permettre de réaliser un impact sur une surface libre (horizontale au repos). On choisit un jet vertical afin d'avoir un impact perpendiculaire, configuration simple à contrôler et déjà étudiée par le passé. Rappelons que les études sur les mouvements d'interface perturbées par des jets impactants font état de différents régimes de surface libre dépendant de la vitesse et de la distance d'impact [FRIEDMAN & KATZ 1999, MADARAME et al 2002]. L'analyse de ces phénomènes conduit à s'intéresser à une surface libre suffisamment perturbée, mais non fragmentée (sans inclusion de bulles de gaz ni projection de liquide) afin d'obtenir des résultats avec les techniques disponibles précédemment exposées.

Afin de s'affranchir des phénomènes transitoires et pouvoir effectuer des moyennes statistiques, on se place dans le cas où le régime est établi avant chaque expérience. Pour cela un procédé doit permettre de conserver un niveau de liquide constant pendant toute la durée de l'expérience.

Pour comparer les mesures avec des simulations numériques, on doit également disposer d'un cas de faible volume pour limiter le nombre de maille et les coûts de calcul. Il faut donc pouvoir réaliser des mesures dans une cavité de dimensions variables.

La caractérisation d'un écoulement monophasique, *i.e.* en l'absence de surface libre, permettra de valider les techniques de mesure. Les choix expérimentaux nous dirigent donc vers un dispositif

qui offre la possibilité d'effectuer des essais dans différentes configurations d'écoulement.

Enfin, pour mettre en place des techniques de métrologie par visualisations, le dispositif nécessite deux accès optiques situés perpendiculairement l'un à l'autre (un pour la source lumineuse, l'autre pour le capteur).

2.2.2. Description du dispositif

En raison des contraintes évoquées précédemment, le dispositif expérimental est constitué d'un module à géométrie variable dit « cavité de mesure », associé à un banc hydraulique qui génère l'écoulement. Sur la figure 41, le schéma du dispositif est représenté dans sa globalité. L'ensemble du système est placé dans une pièce thermostatée à 21°C, ce qui garantit des caractéristiques de fluide et de mesure constantes.

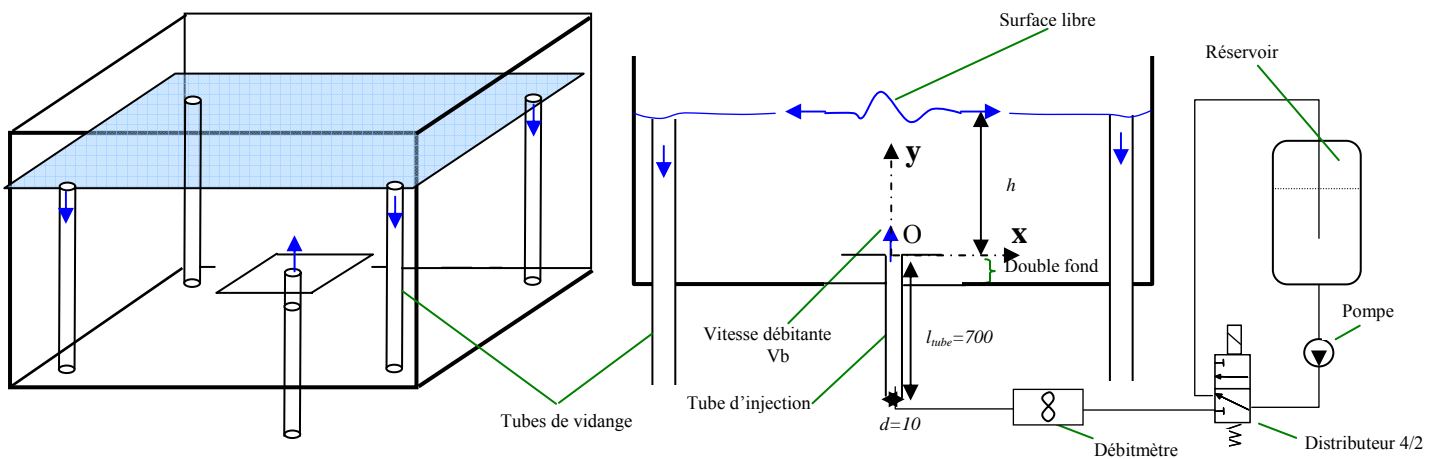


Fig. 41. Schéma de la cavité d'essais reliée au banc hydraulique (dimensions en mm)

2.2.2.1. Banc hydraulique

L'aquarium est rempli via le tube relié à un banc hydraulique. Ce dernier est constitué d'un circuit composé d'un réservoir de 300 L, d'une pompe volumétrique à rotor excentré (PCM Moineau) et d'une électrovanne (distributeur 4/2). La pompe peut générer un écoulement dont le débit est contrôlé électroniquement. Le débit est mesuré par un débitmètre électromagnétique (Hendress-Hauser Promag 30).



Fig. 42. Photographies du banc hydraulique : cuve, débitmètre, armoire de commande

Le système fonctionne en circuit fermé, puis au début de chaque expérience une électrovanne bascule l'écoulement vers la cavité de mesure via le tube d'injection. L'ensemble est contrôlé à partir d'une armoire de commande. La figure 42 présente des photographies de divers éléments du banc hydraulique.

2.2.2.2. Tube d'injection

Pour créer une injection turbulente, l'eau est acheminée via un tube cylindrique en verre de diamètre intérieur $d = 10$ mm et de diamètre extérieur 13 mm. Le tube, disposé verticalement, a une longueur de 70 diamètres, ce qui garantit la formation d'une turbulence développée. En effet la littérature sur les écoulements dans les tubes assure que la turbulence développée est atteinte lorsque la longueur du tube est supérieure à $40d$ [LAUFER 1953].

Par convention le système de coordonnées est cartésien, la composante y verticale dans l'axe du tube dirigée vers le haut. L'origine O est sur l'axe au niveau de la sortie de tube (Fig. 41).

2.2.2.3. Cavité de mesure

Le tube pénètre dans une cavité de mesure dimensionnée de manière à pouvoir considérer l'injection comme non confinée et le volume semi-infini vis-à-vis du débit d'injection. La cavité de mesure est constituée d'un aquarium parallélépipédique en verre de dimensions $440 \times 440 \times 250$ mm³, dont les parois ont une épaisseur de 5 mm. Les parois transparentes permettent la mise en œuvre de techniques de mesures optiques. Elles sont assemblées par collage sur le fond de l'aquarium en PVC, une matière inerte et usinable facilement. Celui-ci est percé en son centre pour permettre le

passage du tube en verre (Fig. 43). L'étanchéité est réalisée au moyen d'un presse-étoupe. A l'exception des parois transparentes, toutes les pièces sont noires et mates pour éviter toute réflexion parasite. Pour la même raison la paroi opposée au laser est masquée par un revêtement noir et mat.

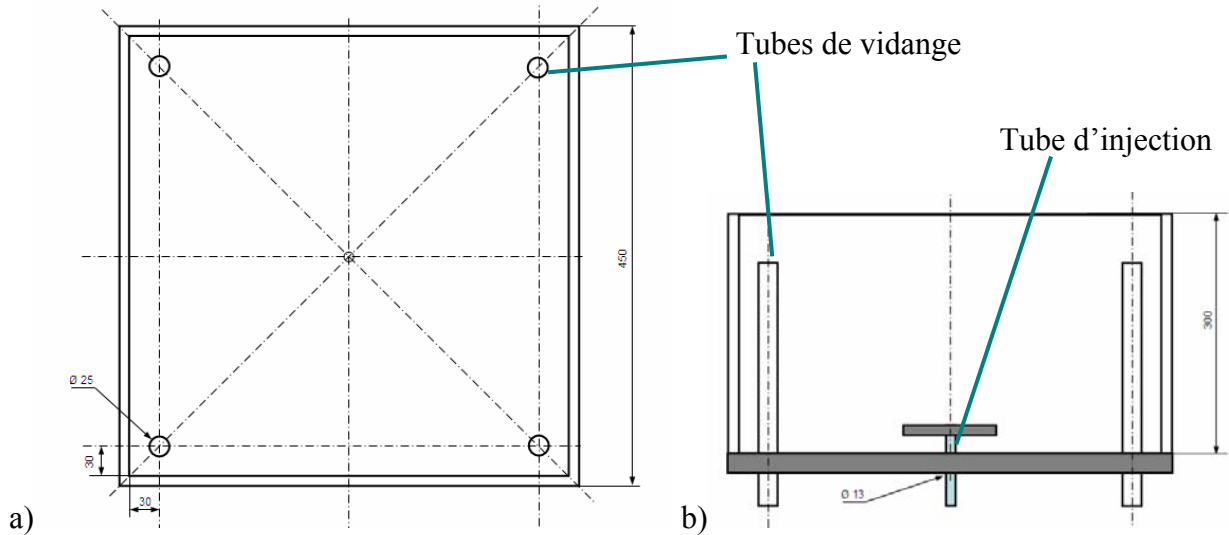


Fig. 43. Plan de la cavité : a. vue de dessus; b. vue de face

Afin d'évacuer l'excès de liquide à niveau de liquide constant sans gêner la visualisation, un système de débordement interne est conçu : on utilise à l'intérieur de l'aquarium 4 tubes verticaux en PVC de diamètre 25 mm par lesquels s'écoule l'excédent de liquide. La cavité est utilisable dans des conditions variables de profondeur par ajustement des hauteurs des tubes de vidange, réglables via des presse-étoupe.

Enfin, un double fond permet d'accéder à des mesures dans le tube d'injection en minimisant les déformations optiques liées à la géométrie cylindrique. En effet le dioptre cylindrique verre-eau ($n_{\text{verre}}/n_{\text{eau}} = 1,25/1,33 = 0,94$) est moins déformant qu'un dioptre verre-air ($n_{\text{verre}}/n_{\text{air}} = 1,25$).

Une photographie de la cavité employée est présentée en figure 44.

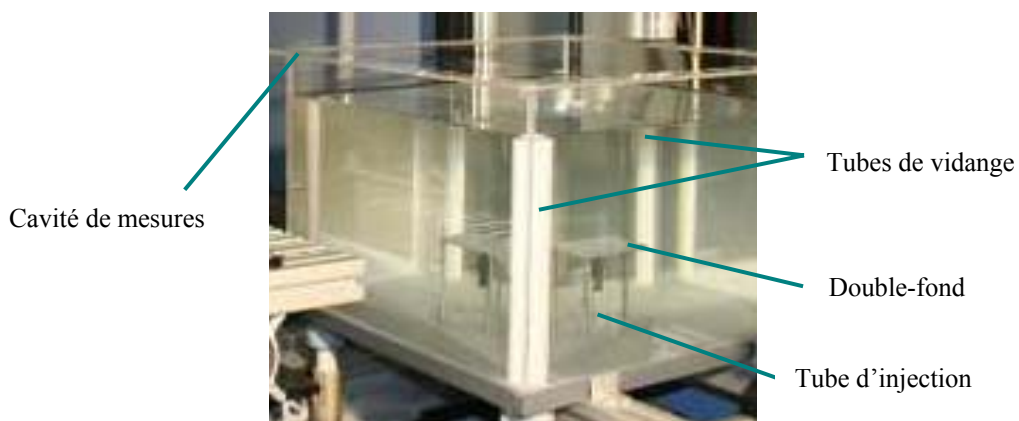


Fig. 44. Photographie de la cavité

2.2.2.4. Cellule de confinement

Dans le but d'étudier l'influence du confinement et de réaliser des mesures comparables à des simulations numériques, une cavité amovible 20 fois plus petite que l'aquarium est conçue pour être logée à l'intérieur de ce dernier. Cette « cellule de confinement » est un parallélépipède à base carrée de section $L \times L = 100^2 \text{ mm}^2$ et de hauteur 200 mm, dont les dimensions ont été choisies de manière à permettre le développement du jet et son expansion totale. Il possède des parois en verre pour permettre la visualisation. De plus cette cellule comprend une évacuation horizontale de 70 mm de longueur par laquelle l'eau se déverse dans l'aquarium : les conditions aux limites de sortie sont ainsi considérées comme stables.

2.2.2.5. Configurations étudiées

La modularité du montage permet donc d'étudier d'une part les phénomènes dans le milieu semi-infini constitué par l'aquarium, et d'autre part l'influence du confinement. Il permet aussi d'étudier l'impact sur paroi rigide en plaçant une plaque de plexiglas en lieu et place de la surface libre. Cette plaque a pour dimensions $250 \times 250 \text{ mm}^2$ et est vissée aux rebords de la cavité.

Les trois configurations étudiées sont schématisées sur la figure 45.

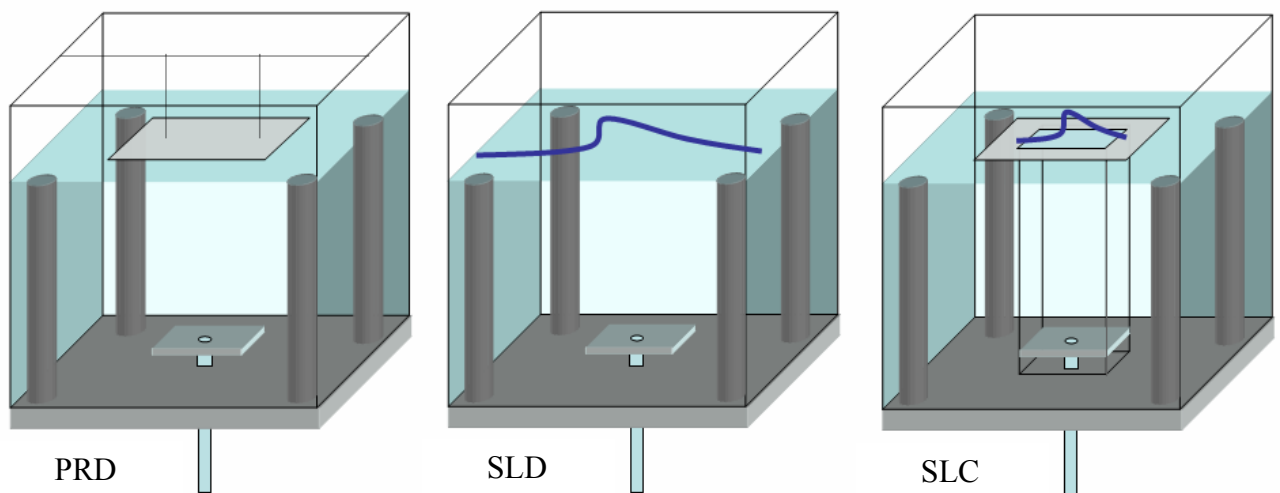


Fig. 45. Schéma des différentes configurations d'impact : a) PRD : impact sur paroi rigide (50L) ; b) SLD : Impact sur surface libre (50L); c) SLC : Impact sur surface libre avec confinement (2L)

Dans un premier temps la paroi rigide de plexiglas est mise en place afin d'étudier le cas monophasique de l'impact sur paroi rigide en l'absence de confinement (configuration notée **PRD** pour Paroi Rigide Déconfiné, figure 45a). Pour réaliser des mesures dans le cas de l'impact sur surface libre (noté **SLD** pour Surface Libre Déconfiné), la plaque est retirée (Fig. 45b). Enfin l'influence du confinement est considérée en plaçant la cellule de confinement (Fig. 45c) à l'intérieur de l'aquarium (cas noté **SLC** pour Surface Libre Confiné).



Fig. 46. Photographie de la cavité en configuration PRD

2.2.3. Essais préliminaires et Phénoménologie

Afin d'appréhender les comportements du jet pour différents paramètres du montage (vitesse d'injection, distance d'impact), une observation préliminaire est réalisée par coloration d'un jet d'eau à 1 m/s avec de la bétadine. Des images sont enregistrées à l'aide d'une caméra rapide à 500 Hz. La mise au point est réalisée sur un plan diamétral du tube. La photographie (Fig. 47) montre un exemple des images capturées.

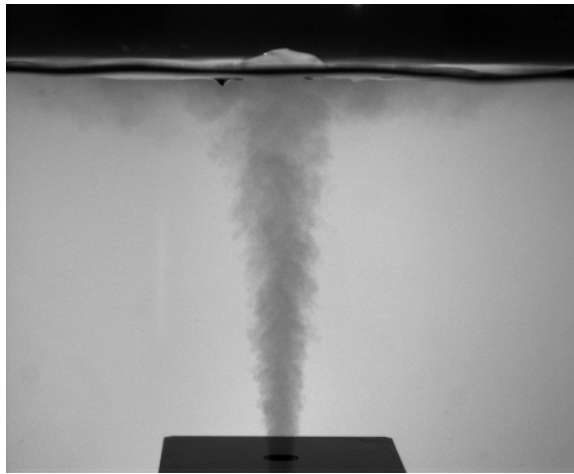


Fig. 47. Visualisation de l'injection par coloration à la bétadine

Le schéma suivant résume les observations relevées (Fig. 48). L'écoulement cisailé est mis en évidence par les mouvements de colorant, rapides au centre du jet, et beaucoup plus lents à la frontière jet/ambiante (1). A ce niveau, de petites structures sont éjectées hors du jet, puis happées par le jet et réintroduites après un mouvement vertical descendant (2).

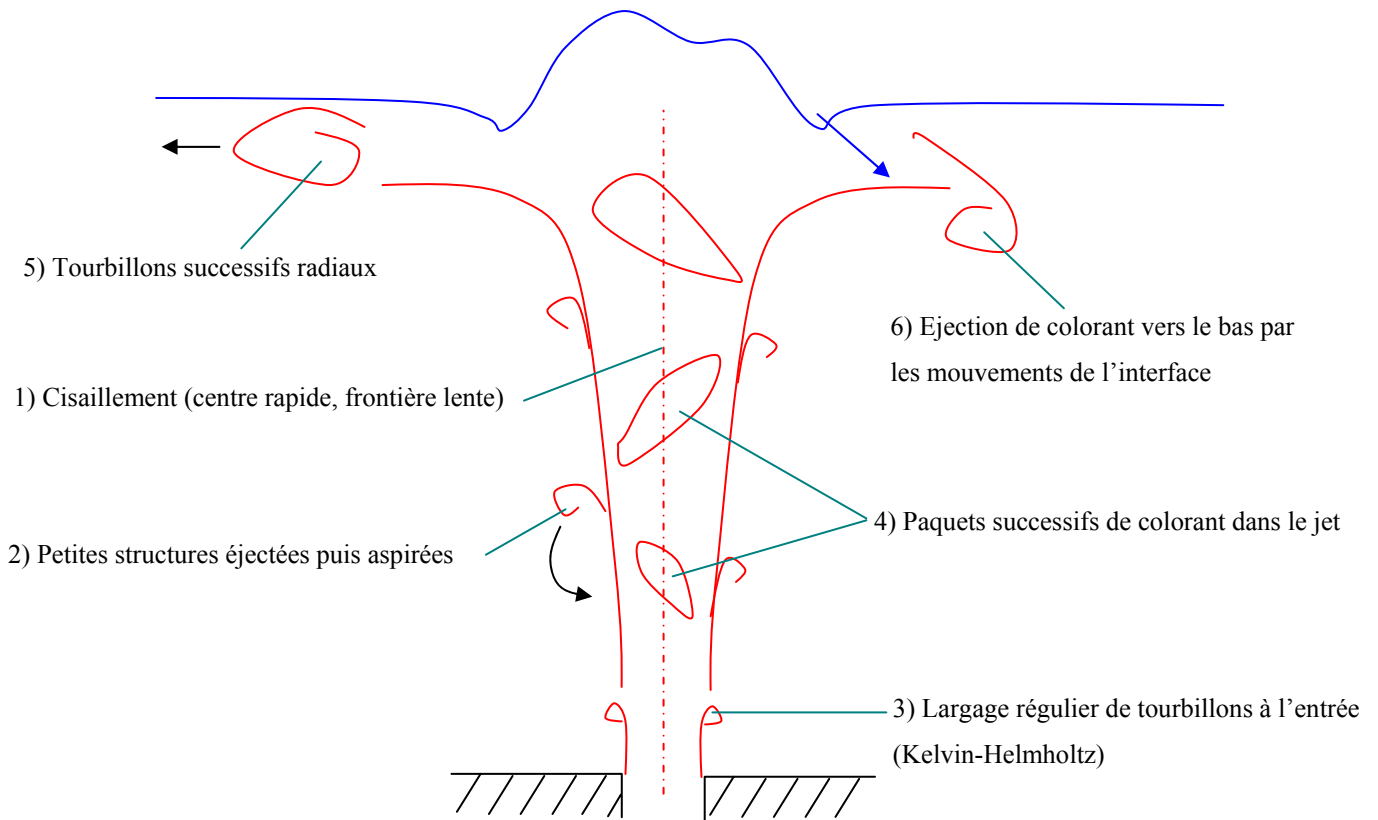


Fig. 48. Schéma des phénomènes observés dans le jet impactant une surface libre

A quelques millimètres de l'entrée, des tourbillons de Kelvin-Helmholtz sont lâchés de manière régulière (3). Ces tourbillons provoquent une succession de paquets successifs de colorant (4) qui se propagent à l'intérieur du jet, et viennent impacter la surface. Après l'impact deux phénomènes sont observés : la propagation de tourbillons dans la direction parallèle à la surface libre (5), et l'éjection de colorant vers le bas par les mouvements de l'interface (6).

En complément de ces premières observations dans le liquide, l'interface est observée par vidéo classique afin de connaître les phénomènes attendus et les difficultés inhérentes à l'observation de ces derniers. Les conditions de génération d'une surface libre perturbée mais non fragmentée sont déterminées grâce à des essais préliminaires en faisant varier la vitesse et la profondeur de l'injection (Fig. 49).

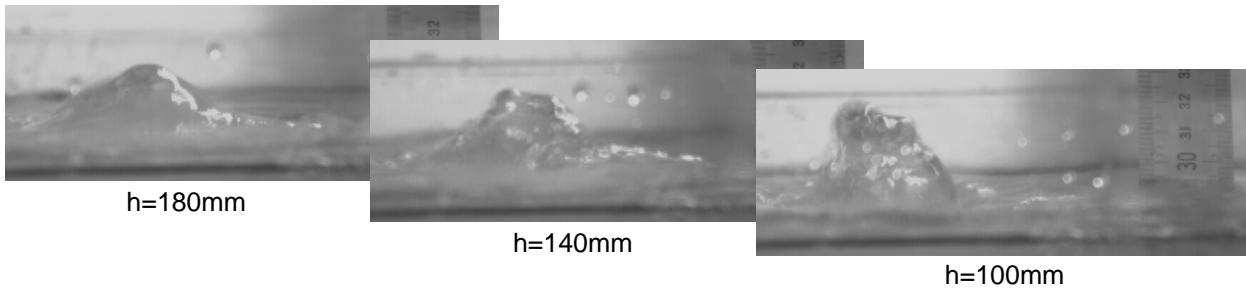


Fig. 49. Photographies de la surface libre pour différentes profondeurs d'injection ($V_{inj}=1$ m/s)

Lors de l'impact du jet sur la surface libre, l'interface entre les deux phases est une nappe tridimensionnelle dont la morphologie se modifie au cours du temps. Les courbures fluctuantes dans l'espace et dans le temps de la géométrie de la nappe rendent la mesure délicate à réaliser.

L'impact du jet sur l'interface air/eau entraîne un dôme au niveau de l'interface. La hauteur maximale de ce dôme H augmente lorsque la vitesse d'injection V_{inj} augmente et/ou lorsque la distance d'impact h diminue (Fig. 50).

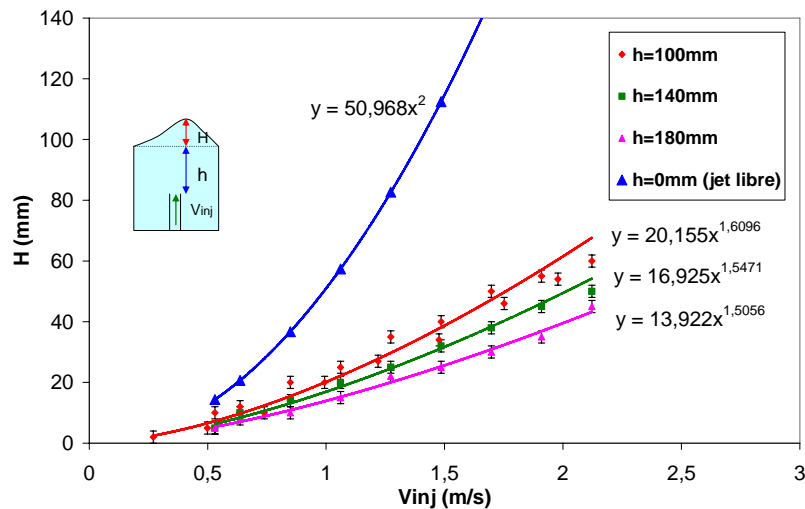


Fig. 50. Hauteur maximale de l'interface

Le jet à l'air libre (profondeur nulle, *i.e.* $h = 0$) suit la relation de d'hydrodynamique des fluides parfaits qui exprime la conservation de l'énergie (formule de TORRICELLI) :

$$H_0 = H(h = 0) = \frac{V_{inj}^2}{2g_0} \quad (2.19)$$

Où g_0 est l'accélération de la pesanteur.

D'après les mesures, le jet immergé suit une loi en puissance du type :

$$H = a.V_{inj}^b \quad (2.20)$$

où a et b dépendent de h . Si l'on exprime H en mm, $a \in \left[0; \frac{1}{2g_0} \approx 50\right]$ et $b \in [1;2]$

Plusieurs régimes sont mis en évidence, selon la profondeur de la cavité et la vitesse du jet, en accord avec les observations de [FRIEDMAN & KATZ 1999] (Fig. 51) :

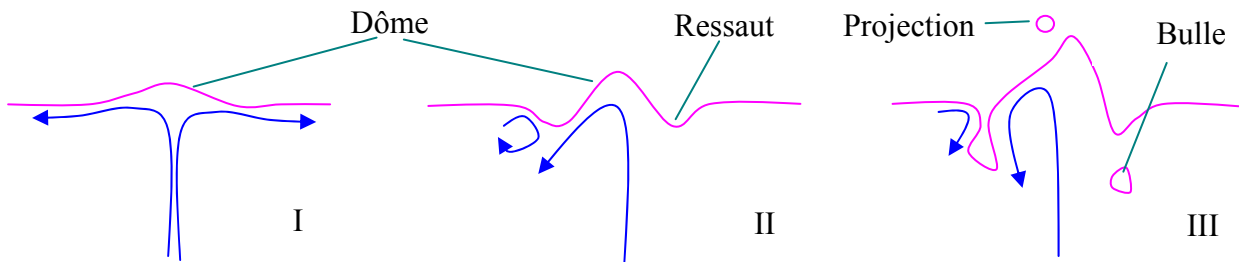


Fig. 51. Différents régimes de surface libre : faibles déformations (I), ressaut hydraulique (II), fontaine (III)

- Régime I (régime de **faibles déformations**) : A petites vitesses ou faibles profondeurs, le **dôme** est **stable** et oscille faiblement à la **verticale** du jet.
- Régime II (régime de **ressaut hydraulique**) : Lorsque la vitesse augmente, on observe des **oscillations horizontales** du dôme autour de l'axe du jet, générant des vagues à la surface. Le dôme est entouré d'un ressaut hydraulique ; la surface libre présente un minimum sous la position de la surface libre au repos. Le confinement latéral n'a pas d'influence significative dans ce régime.
- Régime III (régime de **fontaine**) : Pour des vitesses plus élevées ou des distances d'impact plus faibles, le comportement de la surface devient beaucoup plus complexe et irrégulier, et on observe des clapots (phénomène de résonance du à l'effet des parois latérales). En outre la surface libre se fragmente et des bulles de gaz sont entraînées dans le liquide.

La figure 52 présente le diagramme de phase correspondant aux différents régimes mis en évidence. Les lignes bleue (I/II) et vertes (II/III) sont les frontières critiques de changement de régime. Le régime II a été observé pour des valeurs de (h, V_{inj}) comprises entre les deux frontières. Au-delà de la limite verte (II/III), des bulles sont systématiquement été observées. Cette frontière correspond à peu près à la courbe rouge pointillée d'équation $V_{inj} = \sqrt{gh}$, correspondant à un nombre de Froude $Fr = 1$. Au-delà, l'inertie du jet domine les forces de gravité.

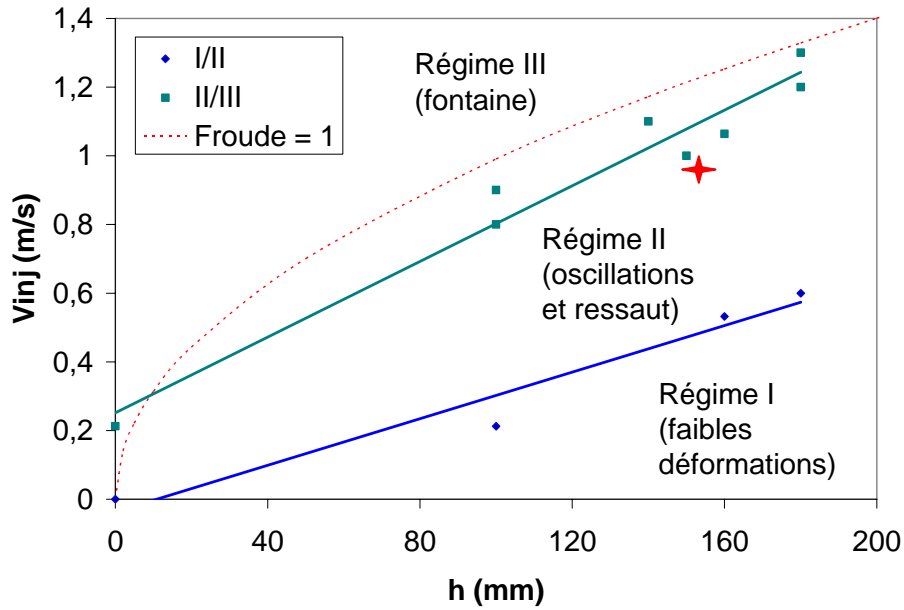


Fig. 52. Diagramme de phases (régimes de surface libre)

Pour se placer en régime turbulent on fixe un nombre de Reynolds de l'écoulement en sortie de tube à 10 000. La vitesse débitante à l'injection correspondante est de 1 m/s. L'objectif étant de se placer, avec la vitesse d'injection $V_{inj} = 1$ m/s, dans un régime de surface libre déformée sans fragmentation (II), une distance d'impact de $h = 155$ mm est choisie (croix rouge sur le diagramme de phase de la figure 52). Cette valeur correspond à une hauteur de dôme H égale à 15 mm au-dessus de la surface libre au repos (Fig. 50). Des mesures réalisées à l'aide d'une caméra placée à la verticale du dôme situent le ressaut hydraulique moyen sur un cercle à $|x/d| = 4 \pm 0,3$.

Dans la suite nous détaillons les choix effectués ainsi que les protocoles d'acquisition et de traitement pour les mesures de vitesse (§2.3), de concentrations (§2.4) et de surface libre (§2.5).

2.3. Mesures de vitesse par Vélocimétrie par Images de Particules

2.3.1. Ensemencement

Le traceur sélectionné est le rilsan A ou polyamide 12 (PA12), de masse volumique $\rho_p = 1020 \text{ kg/m}^3$, très proche de celle de l'eau, ce qui réduit au maximum le retard de vitesse dû à la différence de densité avec le fluide ambiant. On dispose de différents diamètres pour les particules de rilsan : $40 \text{ }\mu\text{m}$, $4 \text{ }\mu\text{m}$ et $1 \text{ }\mu\text{m}$.

Le libre parcours moyen étant de quelques nanomètres dans l'eau, les trois tailles de particules micrométriques satisfont le **critère n°1**, avec un nombre de KNUDSEN de l'ordre de 10^{-3} .

La figure suivante (Fig. 53) montre, pour un jet de vitesse débitante 1 m/s sortant d'un tube de 10 mm de diamètre, l'évolution des échelles spatiale (en bleu) et temporelle (en rose) de Kolmogorov en fonction de la distance à l'injection. Ces courbes sont tracées d'après une loi valable dans la zone autosimilaire établie par [FRIEHE *et al.* 1971] (cf. 1.2.2.1), prolongée pour raccorder (en pointillés) à la valeur estimée dans le tube par [LINDKEN *et al.* 2002]:

$$\eta_K(\text{tube}) \approx d \cdot \text{Re}^{-3/4} \quad (2.21)$$

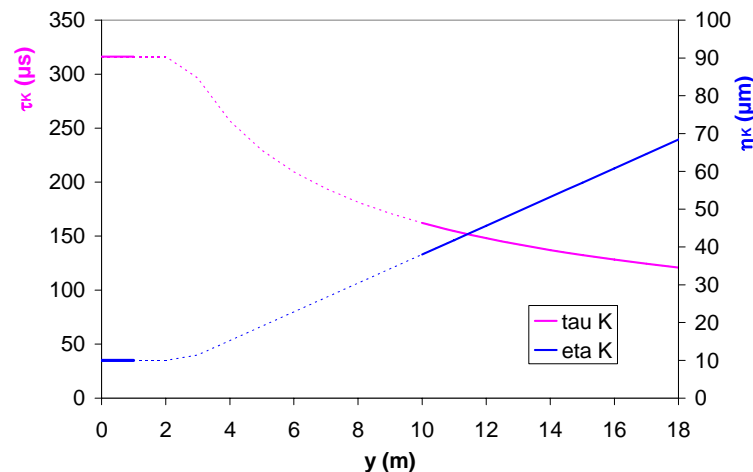


Fig. 53. Évolution de l'échelle de Kolmogorov le long de l'axe du jet

La plus petite échelle admissible est de $10 \text{ }\mu\text{m}$ à l'injection et augmente régulièrement le long du jet. Ainsi les particules de diamètre $40 \text{ }\mu\text{m}$ ne peuvent pas être employées car elles ne garantissent pas le **critère n°2**. Les mesures ne dépendent plus de la taille des particules dès lors que ces dernières ont un diamètre inférieur à l'échelle de Kolmogorov ($d_p = 1 \text{ }\mu\text{m}$ et $d_p = 4 \text{ }\mu\text{m}$). Cependant il est plus délicat d'utiliser les particules de $1 \text{ }\mu\text{m}$ car elles ont une forte tendance à s'agglutiner dans l'eau et à former des agrégats. De plus l'intensité lumineuse de diffusion de MIE étant

proportionnelle au carré du diamètre des particules, on sélectionne des particules de diamètre moyen $d_p = 4 \mu\text{m}$ pour réaliser toutes les mesures.

Le nombre de REYNOLDS local correspondant est : $Re_p = 1,88 \cdot 10^{-4} \ll 1$. L'écoulement de STOKES autour de la particule permet de minimiser le retard de vitesse dû au sillage.

$$V_p - V_f = 4,71 \cdot 10^{-5} \text{ m/s} \quad (2.22)$$

$$\tau_p = 4,81 \mu\text{s} \quad (2.23)$$

Le temps de réponse des particules est alors inférieur au temps de Kolmogorov (**critère n°3**), qui varie de 300 à 100 μs le long du jet.

En ce qui concerne la concentration, on opte pour une valeur en solution $C_p = 3 \text{ mg/L}$ soit $3 \cdot 10^{-3} \text{ kg/m}^3$ (qui correspond à une densité volumique égale à $N_p = 9 \cdot 10^{10} \text{ particules/m}^3$). Cette concentration est suffisamment faible pour qu'il n'y ait pas d'interaction entre les sillages des

particules (**critère n°4**) puisque $\frac{d_p}{l_p} = 0,02 \ll 1$, où $l_p = (N_p)^{-1/3} = \left(\frac{C_p}{m_p}\right)^{-1/3} = 225 \mu\text{m}$ est la distance

moyenne entre les particules, calculé à partir de la masse d'une particule $m_p = \rho_p \frac{4\pi}{3} r_p^3 = 3,4 \cdot 10^{-14} \text{ kg}$.

Au final le traceur choisi est une poudre de rilsan A dont les caractéristiques sont résumées dans le Tableau 4.

Nom usuel	Rilsan A
Notation	PA12
Masse volumique	$\rho_p = 1020 \text{ kg/m}^3$
Diamètre	$d_p = 4 \mu\text{m}$
Concentration	$C_p = 3 \text{ mg/L}$

Tableau 6 – Caractéristiques du traceur employé

Le rilsan se présente sous forme pulvérulente (billes de $4 \mu\text{m}$ de diamètre) à délayer dans le liquide. Il est introduit dans le réservoir de 300 L (cf. 2.2.2.1). La quantité nécessaire de poudre de nylon est pesée (balance de précision Sartorius CP224S) et ajoutée ensuite dans le réservoir. Il convient ensuite de mettre les particules en suspension homogène par brassage de la cuve. Le débit hydraulique est ensuite réglé avec un fonctionnement en circuit fermé qui vient parfaire le mélange des particules de PIV.

Pour avoir une concentration en particules homogène dans l'écoulement, à l'intérieur du jet et

dans le fluide ambiant, la cavité de mesure est préalablement remplie avec du fluideensemencé.

2.3.2. Banc optique

2.3.2.1. Caractéristiques temporelles des impulsions

La source lumineuse utilisée pour éclairer l'écoulement est un laser pulsé Nd:YAG à double cavité (Quantel Twin Brio), qui permet de délivrer des impulsions à haute énergie pendant des temps très courts. Le laser émet une paire d'impulsions laser à une longueur d'onde de 532 nm, avec une énergie nominale de 60 mJ par pulse pendant une durée de $\delta t = 5$ ns.

Cette durée de pulse assure que l'image des particules est bien un point et non une trace : Le **critère n°5** est toujours satisfait car pour une vitesse maximale de 1 m/s, le déplacement des particules δx est de l'ordre de la dizaine de nanomètres, très inférieur à d_p . De même les expériences obéissent au **critère n°7** qui rend légitime de considérer la mesure comme instantanée.

2.3.2.2. Géométrie de la nappe laser

Une combinaison de lentilles montée sur l'objectif du laser reconditionne le faisceau laser de 4 mm de diamètre en une nappe verticale dans la zone de mesure (Fig. 54).

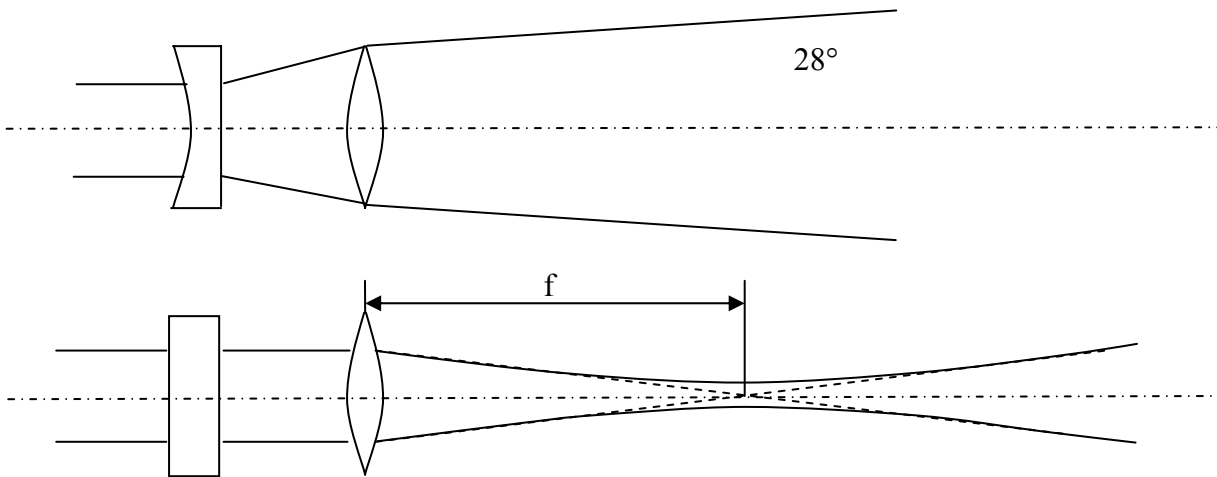


Fig. 54. Système d'optiques pour le reconditionnement du faisceau laser en nappe : a. Vue de côté b. Vue de dessus

On utilise pour cela une lentille convergente de focale 1000 mm et une lentille cylindrique de 50 mm de courbure. On obtient une nappe divergente de 28° , dont l'épaisseur minimale e_z est située à la distance focale de la lentille convergente ($f = 1$ m). Ce point focal est toujours positionné au centre des images. Le laser est placé sur une traverse linéaire micrométrique (photo Fig. 55), qui permet de régler le positionnement de la nappe par rapport à la cavité avec une précision de l'ordre du centième de millimètre.



Fig. 55. Laser Nd :YAG sur traverse micrométrique

La mesure de l'épaisseur de la nappe e_z permet de contrôler le volume de la zone de mesure. Des images ont été acquises en plaçant une caméra au-dessus de la nappe laser dans l'axe du tube d'injection, lui-même positionné au point focal de la lentille convergente. La cavité estensemencée de particules. On obtient ainsi des images nettes de la tranche laser sur un fond noir. L'image moyenne à partir de 50 images (Fig. 56) révèle une épaisseur $e_z = 2$ mm (68 pix pour une échelle de $29 \mu\text{m}/\text{pix}$) au point focal de la lentille convergente. Le profil d'intensité dans une tranche transversale est gaussien avec un écart-type de 1,2.

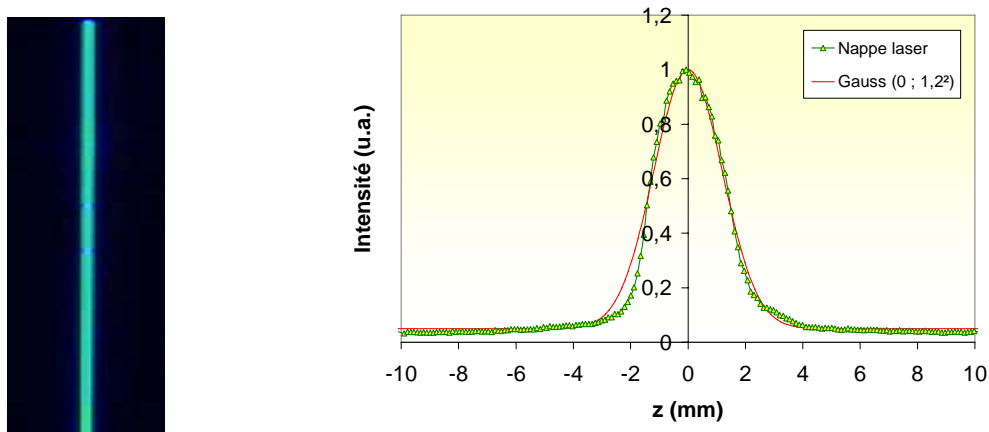


Fig. 56. nappe laser vue de dessus et son profil d'intensité lumineuse

2.3.3. Acquisition des images PIV

2.3.3.1. Matériel d'acquisition

Les traceurs sont éclairés par la nappe laser et leur image est enregistrée par une caméra à capteur CCD dont la fréquence d'acquisition est de 4Hz (TSI PIVCAM 14-10 630055). La fréquence de répétition des paires de pulses laser doit donc être accordée sur 4 Hz. Ceci est réalisé

via un boîtier de synchronisation (TSI Synchronizer 610035) qui délivre des signaux TTL vers le laser et les caméras. L'ouverture de la caméra est ainsi synchronisée avec le laser afin que chaque image soit éclairée par un seul pulse.

La caméra génère des images de 1376×1024 pixel² sur 12 bits, de 0 (noir) à $2^{12} = 4096$ (blanc) niveaux de gris. On dispose de deux types d'objectifs Nikon à focales fixes : l'un de focale 28 mm, et l'autre de 105 mm (utilisé pour les mesures dans le tube cf. 2.6.3).

Afin de sélectionner la lumière issue de la diffusion de la lumière laser par les particules, en dehors de toute autre source de rayonnement, la caméra est équipée d'un filtre passe-bande 532 nm, directement vissé sur l'objectif.

2.3.3.2. Zones d'intérêt et calibration spatiale

Les dimensions du domaine de mesure sont fixées en fonction de deux exigences. D'une part on prend en compte la résolution spatiale. D'autre part, le domaine doit correspondre à ce que nous voulons décrire, à savoir la zone de jet et la zone d'impact. C'est pourquoi l'écoulement est traité par morceaux. Pour effectuer les mesures on décompose l'écoulement en deux parties avec une zone commune (Fig. 57), afin de vérifier le recouvrement de mesures.

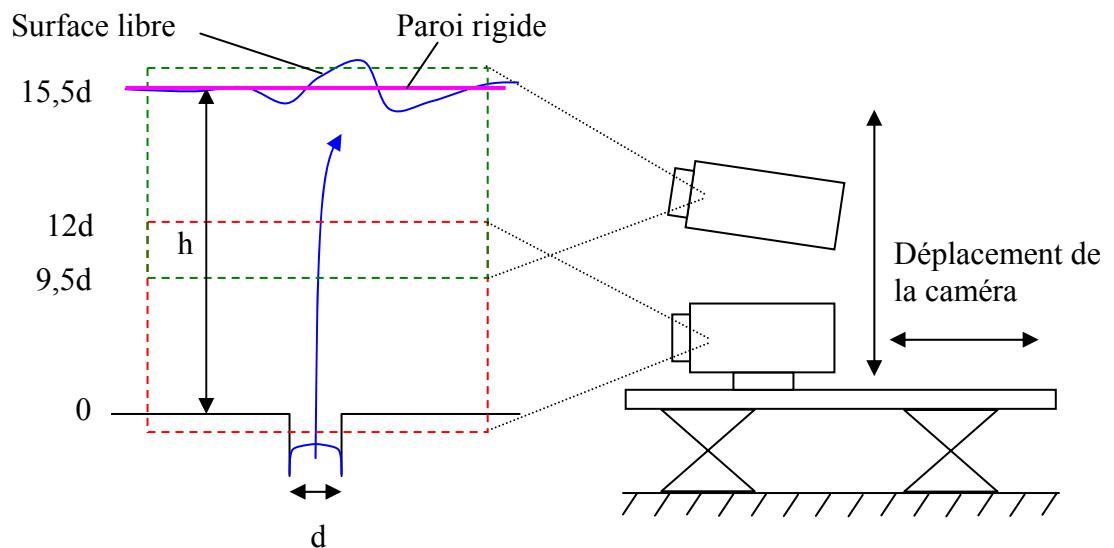


Fig. 57. Zones de mesure étudiées

La première zone de mesure (de $h = 0$ à 120 mm) se situe dans la région de développement du jet. La seconde zone de mesure (de $h = 95$ à 220 mm) correspond à la région d'impact proche de la surface.

Chaque zone d'observation représente une section de l'écoulement de 160×120 mm². Les dimensions de la zone d'observation et la distance entre la caméra et le plan de mesure déterminent

la valeur du facteur de réduction des images, puisque la distance focale de l'objectif de la caméra est fixe. Pour les deux zones l'échelle est de $120 \mu\text{m}/\text{pix}$.

La calibration spatiale des images est faite au moyen d'une mire rectangulaire constituée d'une grille de points espacés de 10 mm (Fig. 58). Réalisée en aluminium anodisé par la société TSI, cette dernière est introduite dans la cavité de mesure, et disposée précisément dans le plan de mesure. Le positionnement est réalisé grâce à la réflexion de la nappe laser dans un miroir fixé sur la mire. L'image de la mire est enregistrée avant chaque expérience pour servir de référence à l'échelle spatiale.

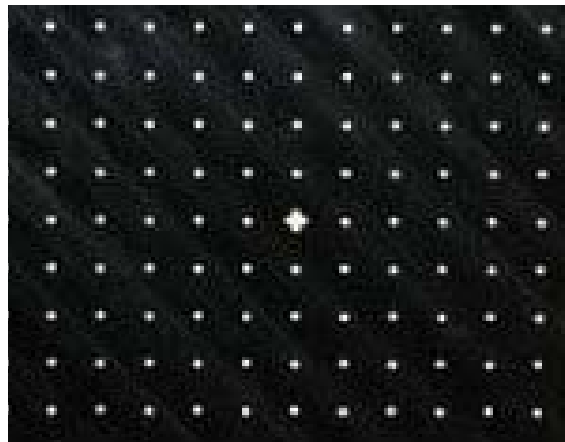


Fig. 58. Mire de calibration des images

Il est important de noter que si l'axe de la caméra est normal à la surface, les mouvements de la surface libre entraînent une obstruction optique. Afin d'obtenir une vue dégagée de la zone sous l'interface, nous avons choisi de l'observer par en-dessous. Ce point de vue en contre-plongée fournit une visualisation des particules sous l'interface. Pour l'homogénéité des mesures, le même angle est utilisé dans le cas PRD (paroi rigide).

La déformation optique est prise en compte. L'effet de l'angle transforme l'image de la mire rectangulaire en un trapèze de base supérieure plus large que la base inférieure.



Fig. 59. Influence de la contre-plongée sur l'image de la mire : a) axe caméra perpendiculaire ; b) contre-plongée

L'effet de déformation dû à une contre-plongée (Fig. 59) est quantifié pour trois angles différents : 1° , 5° et 10° . En comparant l'échelle entre la partie haute et la partie basse de l'image, on quantifie l'erreur sur la position qui augmente en fonction de l'angle. Pour un angle de 5° ,

l'erreur est de 0,3% de pixel. Pour un angle de 1° , la déformation de l'image est inférieure à 0,05% de pixel. Un angle de 1° est choisi pour la contre-plongée.

2.3.3.3. Positionnement et mise au point de la caméra

L'ensemble des mesures nécessite un positionnement soigneux et précis de la caméra, et la possibilité de régler sa position dans plusieurs directions. Pour ce faire, la caméra est placée sur un plateau comprenant des rails de guidages. Ces derniers permettent de translater de manière linéaire la caméra vers la cavité de mesure. Le positionnement vertical et le réglage angulaire sont réalisés au moyen de deux ascenseurs métriques de précision, sur lesquels est fixée le plateau de translation linéaire.

La mise au point de la caméra est effectuée sur les particules éclairées par le laser (Fig. 60), de manière à enregistrer des images de particules sur 2 à 3 pixels (**critère n°10**).

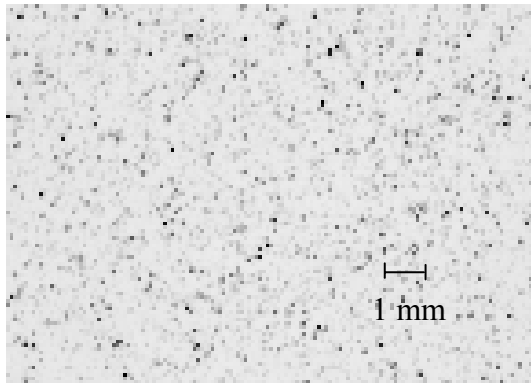


Fig. 60. Image des particules ensemençant la cavité de mesure (négatif)

Le réglage du diaphragme de la caméra est réalisé de manière à obtenir un bon contraste entre les particules éclairées et le bruit de fond, nécessaire pour optimiser le produit de corrélation.

2.3.3.4. Temps caractéristiques & Conditions de mesure

L'intervalle de temps entre les impulsions laser Δt est choisi en fonction du déplacement maximum des particules PIV dans la zone étudiée et de la taille des fenêtres d'analyse. Ce déplacement dépend à la fois de la vitesse du fluide et du grandissement de la caméra. Pour une vitesse maximale de 1,26 m/s et une échelle de $120 \mu\text{m}/\text{pix}$, un intervalle de temps $\Delta t=350 \mu\text{s}$ est employé, ce qui correspond à un déplacement maximum des particules $\Delta x \sim 4 \text{ pix}$. Cet intervalle de temps satisfait le **critère n°6**.

Les temps et durées d'ouverture de la caméra sont commandés par le boîtier de synchronisation. L'exposition de la première image est de $350 \mu\text{s}$, et de 100 ms pour la seconde. La durée incompressible du transfert des images est de 150 ms , ce qui limite le taux de répétition à 4 Hz .

L'ensemble du chronogramme de nos mesures est schématisé sur la figure 61.

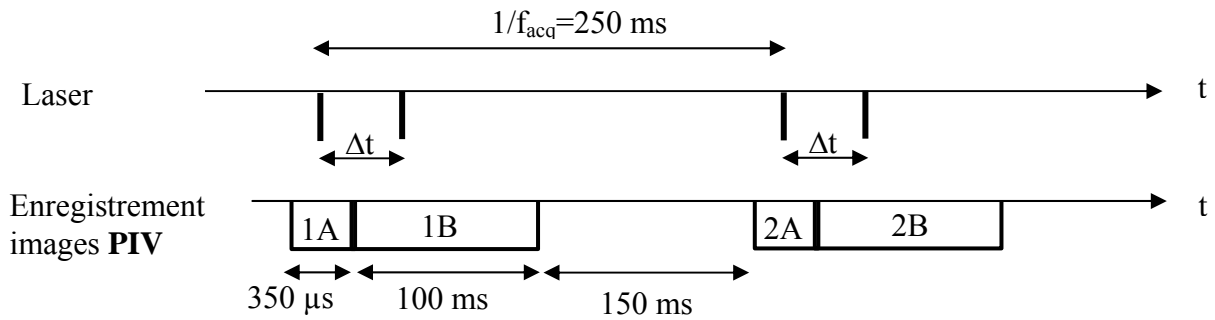


Fig. 61. Chronogramme de l'acquisition PIV

2.3.4. Traitement des images PIV

2.3.4.1. Procédure de traitement des images

Le traitement des images PIV est réalisé au moyen d'un algorithme d'inter-corrélation par transformée de Fourier rapide (FFT) (logiciel Insight 3G développé par TSI). La vitesse est calculée avec un système itératif de corrélation adaptative : un multifenêtrage est utilisé, constitué d'une première recherche sur des fenêtres de $64 \times 64 \text{ pix}^2$, suivie d'un traitement sur des mailles finales de $16 \times 16 \text{ pix}^2$. Ces fenêtres de dimensions $N_{\text{pix}}^2 = 16^2 \text{ pix}^2$ satisfont les critères de traitement précédemment décrits (**critère n°8** car $\Delta x \sim 4 \text{ pix}$). La concentration en traceurs et la taille de fenêtres choisies permet d'observer 10 à 20 particules dans chaque fenêtre (**critère n°9**).

Enfin, dans le but d'augmenter la résolution spatiale de nos mesures, un recouvrement de 50% des fenêtres d'analyse est employé, ce qui a pour effet d'augmenter artificiellement le nombre de vecteurs. On obtient donc des vecteurs sur un maillage régulier dont le pas est 8 pix dans les deux directions du plan de mesure. Pour les essais avec la focale de 28 mm, ce maillage correspond à une dimension réelle des fenêtres d'analyse de 1 mm de côté. Pour les mesures avec l'autre objectif de 105 mm, les fenêtres ont une taille de $90^2 \mu\text{m}^2$.

L'absence de peak-locking dans nos traitements est vérifiée par observation des histogrammes de répartition de déplacements pour différentes images prises au hasard (Fig. 62). On n'observe aucune tendance à favoriser les déplacements entiers ou demi-entiers, Ce défaut est donc absent de nos traitements.

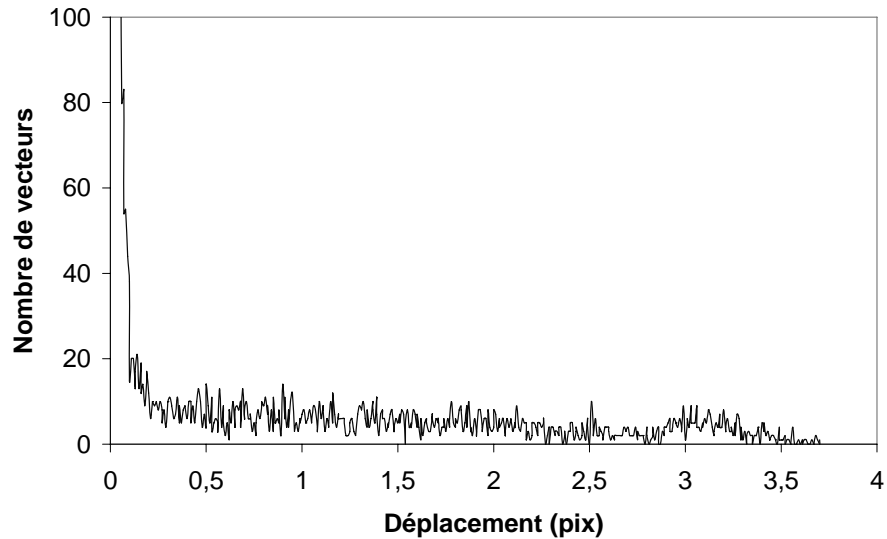


Fig. 62. Histogramme des déplacements pour une image donnée

2.3.4.2. « Validation » des vecteurs

Sur les champs de vitesse instantanés obtenus, des vecteurs manifestement faux apparaissent parfois de manière aléatoire (défaut passager d'homogénéité de l'ensemencement) ou régulière (réflexions parasites fixes, défaut permanent d'homogénéité du plan lumineux). Afin d'éliminer ces vecteurs aberrants, on applique successivement de manière systématique plusieurs techniques basées sur différents critères de validation :

- On impose que le rapport signal sur bruit (rapport de l'amplitude du pic principal de la fonction de corrélation sur l'amplitude du pic du bruit de mesure) soit supérieur à une certaine valeur (typiquement 1,5)
- On supprime les vecteurs dont les composantes sont plus grandes que des valeurs de référence (par exemple la vitesse sur l'axe en sortie de tube $V_c(0)$, qu'on notera plus simplement V_0)
- On compare la moyenne des vecteurs dans un voisinage rectangulaire (de taille 5x5 dans notre cas) et, si nécessaire, on interpole la valeur du vecteur manifestement erroné à partir de la valeur des vecteurs dans les cellules voisines.

Au final les champs obtenus contiennent typiquement 15 000 vecteurs/images dont 100 à 300 interpolés, soit moins de 2% de vecteurs interpolés.

Le post-traitement et les calculs associés sont réalisés à l'aide des logiciels Amtec TecPlot 10 (visualisations, calculs de moyennes, corrélations) et MatWorks Matlab 7.1 (calculs de convergences).

2.3.5. Précision de la technique – Estimation des erreurs – Incertitudes de mesure

Les erreurs en PIV peuvent avoir de multiples origines, et il est très difficile d'estimer l'incertitude globale de la mesure. Les différentes erreurs (aléatoires et systématiques) de la technique employée pour mesurer la vitesse se divisent en plusieurs catégories :

- les incertitudes liées au positionnement et au **montage**,
- les erreurs de **traitement** sur l'estimation du déplacement,
- le biais **statistique**.

Les variations des propriétés du fluide sont négligées car les expériences sont effectuées à température constante dans une pièce climatisée.

2.3.5.1. Incertitudes sur le dispositif et le positionnement

Les erreurs liées au système optique et à la précision sur le positionnement des éléments dépendent de la verticalité du tube, de la nappe, des parois de l'aquarium, mais aussi de la perpendicularité entre les parois et les axes.

La bonne verticalité du tube et des parois est contrôlée avec une incertitude inférieure à 1° à l'aide d'un inclinomètre.

Le positionnement de la nappe laser est ajusté afin d'avoir une nappe verticale, pénétrant l'aquarium de manière perpendiculaire. Sa position dans l'écoulement est réglée au moyen de la traverse micrométrique sur laquelle le laser Nd:Yag est monté.

L'incertitude sur la calibration des images est de ± 1 pix (soit $\pm 0,12$ mm pour le grandissement choisi), à laquelle s'ajoute l'incertitude sur la détermination de l'échelle. Une erreur de ± 1 pix sur cette dernière implique une incertitude sur l'échelle spatiale de $\pm 0,2$ $\mu\text{m}/\text{pix}$ (soit $\pm 0,14$ mm sur une demi-image de 700 pix). Au final, **l'incertitude spatiale majorante est $\pm 0,26$ mm.**

2.3.5.2. Incertitudes PIV sur l'estimation du déplacement

L'erreur sur l'estimation des vecteurs vitesses locaux peut être due à l'influence des particules sur l'écoulement, à l'existence d'un gradient de vitesse dans la fenêtre d'interrogation, ou à la présence d'une composante de vitesse perpendiculaire au plan d'observation. Le tableau suivant (Tableau 7) résume les différents critères garantissant une mesure PIV rigoureuse, qui réduisent au maximum ces sources d'erreurs. Tous ces critères sont satisfaits pour les mesures présentées dans la suite.

Dispositifs expérimentaux et techniques de mesure

N°	Description	Critère	
1	Milieu continu	$d_p \gg l_{pm}$	<input checked="" type="checkbox"/>
2	Résolution des plus petits tourbillons	$d_p < \eta_K$	<input checked="" type="checkbox"/>
3	Suivi de l'écoulement	$\rho_p \ll \tau_K \frac{18\mu}{d_p^2}$	<input checked="" type="checkbox"/>
4	Absence d'interaction entre particules	$N_p^{1/3} \ll \frac{1}{d_p}$	<input checked="" type="checkbox"/>
5	Images quasi-ponctuelles	$\delta x \leq \frac{d_p}{4}$	<input checked="" type="checkbox"/>
6	Pulses laser distincts l'un de l'autre	$\delta t \leq \frac{\Delta t}{4}$	<input checked="" type="checkbox"/>
7	Structures tourbillonnaires figées	$\delta t \ll \tau_K$	<input checked="" type="checkbox"/>
8	Déplacement à l'intérieur de la fenêtre	Δt tel que $\Delta x \leq \frac{N_{pix}}{4}$	<input checked="" type="checkbox"/>
9	Optimisation du produit de corrélation	10 images de particules / fenêtre	<input checked="" type="checkbox"/>
10	Réduction du peak-locking	Images de particules = 2 à 3 pix	<input checked="" type="checkbox"/>

Tableau 7 – Critères PIV

Une estimation de l'erreur sur la vitesse peut alors être donnée par des considérations de type :

$$\ln V = \ln \frac{x}{t} = \ln x - \ln t \text{ d'où } \frac{\delta V}{V} = \frac{\delta x}{x} + \frac{\delta t}{t} \sim \frac{\delta x}{x} \text{ et donc}$$

$$\delta V = \frac{\delta x}{x} V \sim \frac{\delta x}{t} \quad (2.24)$$

où δx est l'erreur sur le déplacement, et t la durée du déplacement ou intervalle entre deux pulses (Δt). L'erreur sur la durée du déplacement $\delta t/t$ correspond à l'incertitude sur les temps délivrés par le synchroniseur, considérée comme négligeable. La précision sur le déplacement est de 0,01 pix. On obtient une erreur sur la vitesse qui dépend de l'échelle de l'image (*i.e.* du grandissement de la caméra) et de l'intervalle entre les deux pulses laser. Pour nos mesures, Δt est de 350 μs et l'échelle 120 $\mu m/pix$, soit une erreur absolue sur la vitesse égale à $\pm 0,0034$ m/s, correspondant à $\pm 0,3\%$ de la vitesse débitante à l'injection (1 m/s).

L'incertitude sur les fluctuations de vitesse, quant à elle, est de :

$$\delta v' = \delta V + \delta V_{moy} = 2\delta V \pm 0,007 \text{ m/s.}$$

2.3.5.3. Biais statistique des mesures PIV

Le biais statistique correspond à l'incertitude due au nombre fini d'échantillons, qui introduit une erreur aléatoire qui correspond à la dispersion de la distribution des grandeurs mesurées autour de la valeur moyenne. Le choix du nombre de réalisations est fonction de l'erreur aléatoire minimale que l'on veut obtenir sur les grandeurs mesurées. Pour des réalisations indépendantes, l'erreur aléatoire diminue avec le nombre de réalisations, si bien que le nombre de champs N doit être suffisant pour minimiser l'erreur lors de calculs de champs moyens. Il doit toutefois rester raisonnable au regard de la durée des expériences et de la capacité de stockage des données.

Partant de l'hypothèse que la fonction densité de probabilité des N signaux obtenus est proche d'une distribution gaussienne, le biais statistique peut être estimé par des considérations statistiques usuelles. Considérant un nombre N d'échantillons statistiques décorrélés ($f_{acq} = 4$ Hz pour la PIV) issus d'un processus aléatoire X , il y a une probabilité de 95 % que la valeur moyenne mesurée \overline{X}_{mes} tombe dans l'intervalle $\overline{X} \pm 2\sigma_X$ (99,9% pour $3\sigma_X$), où \overline{X} et σ_X représentent respectivement la moyenne vraie du signal X et l'écart-type de la distribution de X . On montre également que pour N échantillons statistiquement indépendants [BENDAT & PIERSOL 1986] :

$$\sigma_X = \frac{\sigma_{X_{mes}}}{\sqrt{N}} \quad (2.25)$$

Où $\sigma_{X_{mes}}$ est l'écart-type mesuré de X , confondu avec X_{rms} pour un N suffisamment élevé (>100).

Ainsi, l'incertitude sur la moyenne est donnée avec une probabilité de 95% par l'intervalle :

$$\overline{X}_{mes} = \overline{X} \pm 2 \frac{X_{rms}}{\sqrt{N}} \quad (2.26)$$

Dans notre cas, si l'on souhaite mesurer la vitesse moyenne à $\pm \varepsilon = \pm 1\%$ de la valeur moyenne vraie (biais systématique inhérent à la technique et à la chaîne de mesure non pris en compte) :

$$\frac{\overline{U}_{mes}}{\overline{U}} = 1 \pm \frac{2}{\sqrt{N}} \frac{U_{rms}}{\overline{U}} = 1 \pm \varepsilon = 1 \pm 0,01 \quad (2.27)$$

Ce qui conduit à :

$$\frac{2}{\sqrt{N}} \frac{U_{rms}}{\overline{U}} = \varepsilon = 0,01 \quad (2.28)$$

Avec une intensité de turbulence $\frac{U_{rms}}{\overline{U}}$ de 10% (ordre de grandeur maximum attendu dans le cas étudié), il vient pour N :

$$N = \left(\frac{I_u}{\varepsilon/2} \right)^2 = \left(\frac{0,1}{0,01/2} \right)^2 = 400 \quad (2.29)$$

Pour limiter l'erreur sur les grandeurs turbulentes, nous avons choisi de procéder à l'enregistrement de $N = 1000$ paires d'images. La mémoire limitée du système d'acquisition nécessite de réaliser plusieurs séries pour atteindre les 1000 images. Les images sont donc capturées en 7 séries de 150 images obtenues à un taux de répétition de 4 Hz. Ainsi une mesure comprend 1050 couples et couvre une durée de mesure totale de 4 min 22 s. L'incertitude statistique sur l'estimation de la vitesse moyenne est alors de $\pm 0,6\%$ (soit $\pm 0,006$ m/s pour une vitesse de 1m/s) avec un intervalle de confiance de 95%.

En ajoutant le biais statistique et l'erreur liée à l'estimation sub-pixel, **l'erreur globale sur l'estimation des vitesses moyennes est évaluée à $\pm 1\%$** , inférieure à $\pm 0,01$ m/s.

2.3.5.4. Essais de convergence statistique

Afin d'estimer le niveau de confiance dans nos valeurs statistiques (moyennes, fluctuations), une analyse statistique de convergence est effectuée sur un jeu de données composé de 1000 couples d'images consécutifs. Cinq points d'intérêt particulier ont été sélectionnés, situés sur ou en dehors de l'axe du jet : $(x/d=0 ; y/d=12)$, $(x/d=3 ; y/d=15)$, $(x/d=-0,5 ; y/d=7,5)$, $(x/d=-1,5 ; y/d=7,5)$.

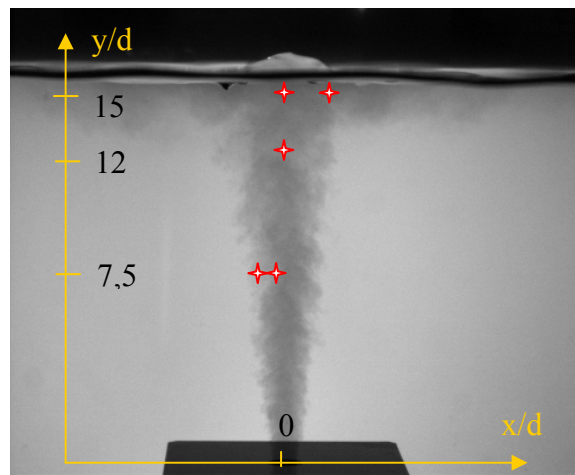


Fig. 63. Localisation des points d'étude de la convergence

L'évolution temporelle de la composante verticale de la vitesse a été étudiée, afin de mettre en évidence la convergence statistique des moments d'ordre 1 et d'ordre 2 sur ces cinq points. Sur la Figure 64, la vitesse moyennée sur les n premiers champs est tracée en fonction du nombre de

champs N. Le même principe est utilisé pour observer la convergence de l'écart-type.

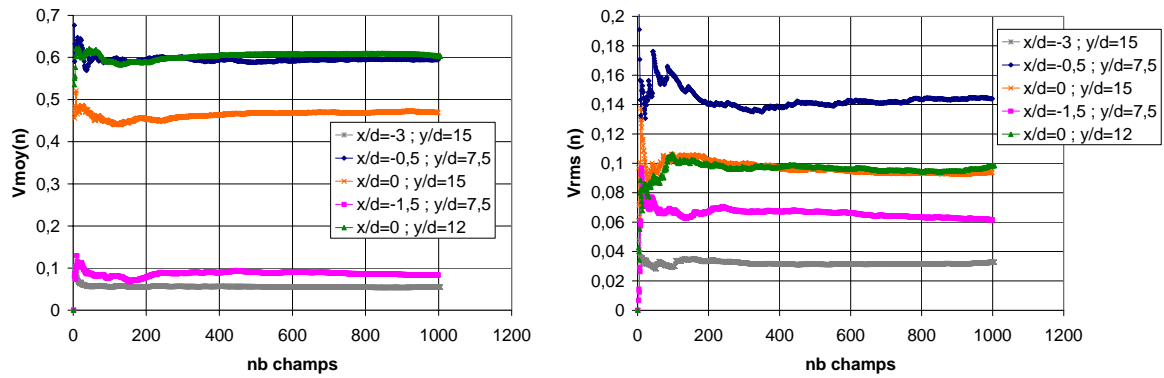


Fig. 64. Convergence statistique de la vitesse et des rms

On constate qu'à partir de 600 échantillons, la vitesse moyenne mesurée se stabilise (niveau de fluctuation inférieur à $\pm 1\%$ de la valeur finale): les erreurs ne viennent alors plus du biais statistique en majorité. Les rms convergent moins vite que la vitesse, et moins bien dans les zones de fluctuations élevées comme les couches de cisaillement notamment.

2.4. Mesures de concentration par Fluorescence Induite par Laser

Afin de fournir des données quantitatives sur le mélange dans le jet, une technique capable de réaliser des mesures de concentration par Fluorescence Induite par Laser (LIF) *inverse* est mise en place. La technique de LIF est mise en œuvre de manière à fonctionner simultanément avec la PIV (PIV/LIF combinées).

Dans la suite nous détaillons les caractéristiques d'acquisition et de traitement des images LIF.

2.4.1. Conditions de mesure

2.4.1.1. Choix du fluorochrome

Le choix du fluorochrome est intimement lié à la source d'excitation. Le laser utilisé est le Nd:YAG employé pour la PIV, qui émet à la longueur d'onde 532 nm. En conséquence, la rhodamine 6G (R6G) est choisie comme fluorochrome en raison de la bande d'excitation de la molécule qui s'accorde bien avec le laser en question, comme l'indique le Tableau 5. Nous avons réalisé des mesures de spectrométrie afin d'identifier précisément les spectres d'absorption et de fluorescence (Fig. 65). Le pic d'absorption de la rhodamine 6G se situe à 527 nm et le pic d'émission de fluorescence à 553 nm.

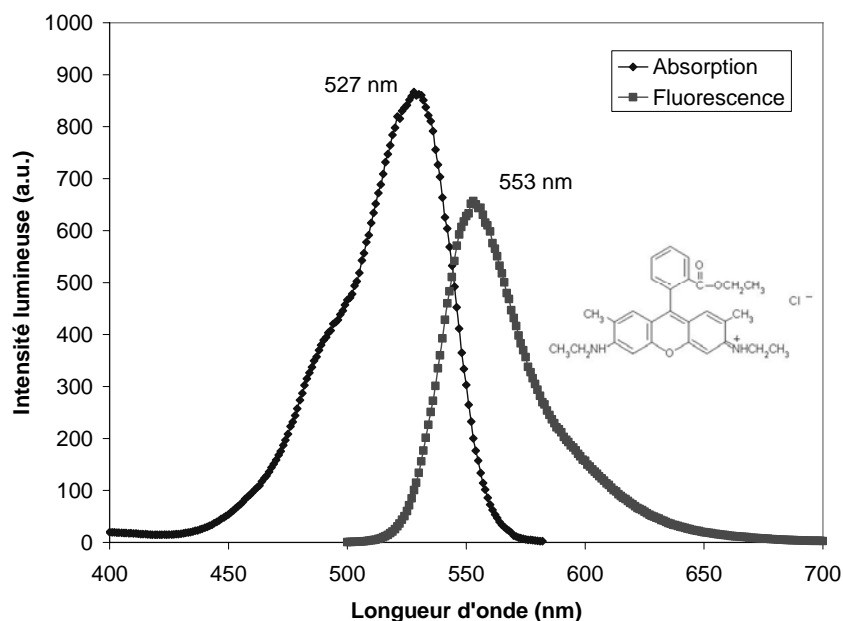


Fig. 65. Spectre d'absorption et spectre d'émission de fluorescence de la rhodamine 6G

De plus, son rendement quantique de fluorescence élevé, sa grande stabilité en présence d'un éclairage laser et sa faible toxicité comparée aux autres substances fluorescentes, font de la R6G un candidat idéal pour les mesures LIF. Par ailleurs, le signal de fluorescence de la R6G dépend peu de la température et sa diffusivité moléculaire est faible par rapport à la vitesse de l'écoulement, *i.e.* son nombre de Schmidt est élevé, $Sc = 1250$ dans l'eau d'après l'étude de [BARRET 1989]. La rhodamine 6G est donc particulièrement adaptée à la mesure de concentrations pour l'étude du mélange turbulent.

Ce colorant se présente sous forme pulvérulente à diluer dans le liquide. Une solution à 20 mg/L est préparée par dilutions successives. La masse nécessaire de poudre est pesée au moyen d'une balance de précision (Sartorius CP224S). Le volume adéquat de solution (100 mL pour 40 µg/L) est ensuite introduit dans la cavité de mesures. L'ensemble du fluide est brassé pour homogénéiser la solution obtenue.

2.4.1.2. Éclairage laser et Enregistrement numérique

Afin d'enregistrer la lumière fluorescée par la R6G, on utilise une seconde caméra CCD (TSI PIVCAM 14-10 630055). Le système PIV/LIF combinées est employé pour des mesures simultanées de vitesses et de concentrations. Par le truchement de filtres optiques, la lumière émise par le laser et diffusée (532 nm) par les particules peut être séparée de la lumière fluorescée (553 nm). L'ensemble des mesures est réalisé dans le noir afin d'éliminer l'influence possible de toute lumière extérieure (jour, éclairage).

L'ensemble du système de mesure combiné PIV/LIF est schématisé sur la figure 66, avec le système de coordonnées utilisé par convention.

Le miroir dichroïque a la particularité de séparer la lumière fluorescée par le fluorochrome de la lumière incidente du laser et de celle diffusée par les particules. Il transmet toutes les longueurs d'ondes supérieures à 545nm et fait office de miroir pour les autres longueurs d'ondes (en particulier le 532nm diffusé par les particules PIV). Les objectifs des caméras sont par ailleurs équipés de filtre supplémentaires : un filtre passe-bas pour la LIF qui absorbe les longueurs d'ondes inférieures à 545nm ; un filtre passe-bande à 532 nm pour la PIV.

La caméra LIF est placée à côté de celle utilisée pour la PIV ; les deux caméras se déplacent de concert avec le plateau de translation et les ascenseurs métriques. Au moyen d'un réglage fin possible au niveau du miroir semi réfléchissant, le champ de vision des deux caméras (PIV et LIF) est réglé de manière à viser exactement la même zone de mesure. Le positionnement est contrôlé grâce à la mire (Fig. 58) dans la zone de mesure.

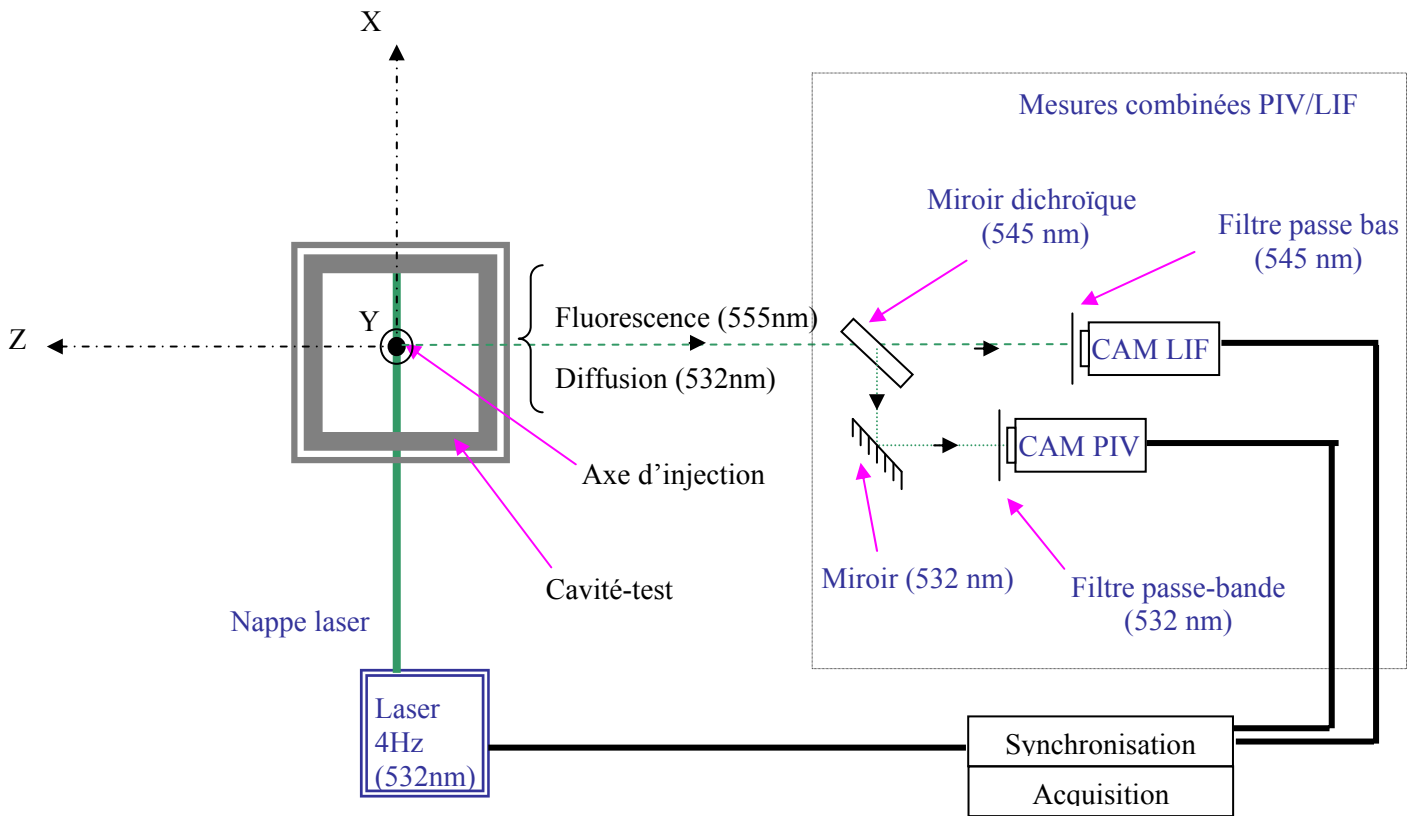


Fig. 66. Schéma du système de mesure combinée PIV/LIF

Le colorant est éclairé par le laser à chaque pulse laser dédié à la mesure PIV, et fluoresce pendant un temps très court (quelques nanosecondes). Le boîtier de synchronisation permet de fixer le moment de l'ouverture de la caméra LIF pour l'exposer à un signal de fluorescence. On choisit d'ouvrir la caméra LIF pendant la première impulsion du couple de pulses laser (Fig. 67). Pour chaque paire d'images PIV, une image LIF correspondante est donc obtenue. La durée d'exposition est de $150\mu\text{s}$, inférieur au temps de Kolmogorov.

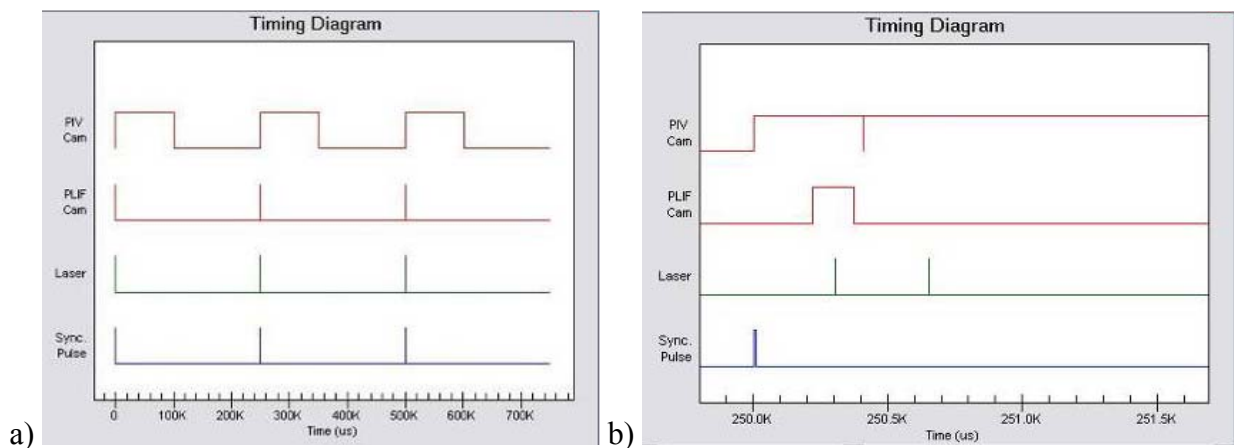


Fig. 67. Diagrammes temporels : a. pour 3 cycles ; b. zoom sur le début d'un cycle

2.4.1.3. Choix de la concentration de travail

Un étalonnage est réalisé afin de déterminer la concentration critique au-delà de laquelle la relation de proportionnalité $I_{plan}(i) = Cte(i) \cdot C_i$ entre la concentration en colorant et la lumière fluorescée n'est plus valable. Pour ce faire, des images sont enregistrées avec différentes concentrations homogènes dans la cavité de mesure. Pour prendre en compte les fluctuations d'intensité laser, des moyennes sur 50 images à même concentration sont effectuées. La courbe de calibration ainsi obtenue permet de vérifier l'existence d'une loi linéaire entre l'intensité fluorescée et la concentration. Pour différents pixels de l'image, on observe une courbe dont l'allure est présentée sur la figure 68.

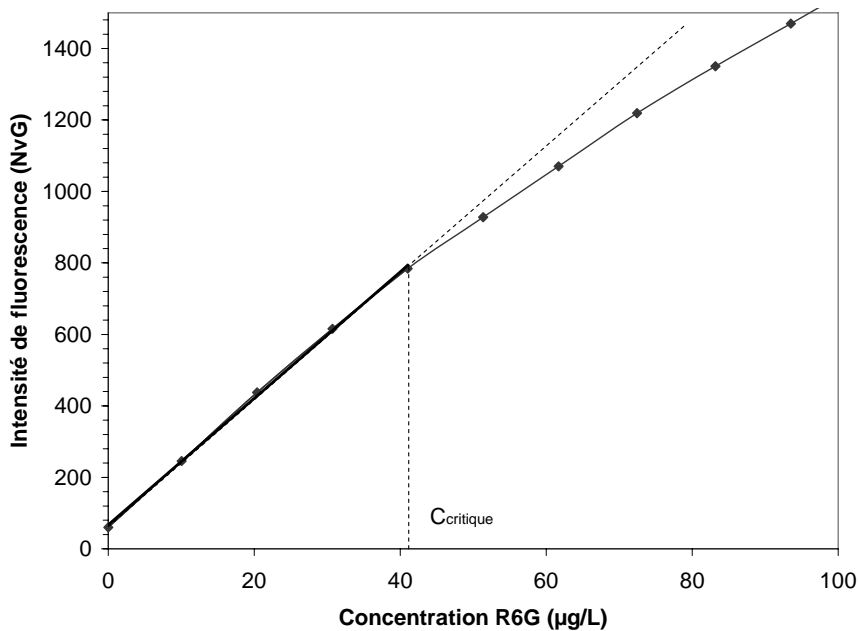


Fig. 68. Courbe d'étalonnage LIF en concentration pour un pixel donné

Cette courbe indique que la concentration critique au-delà de laquelle la relation linéaire entre l'intensité de fluorescence et la concentration n'existe plus est $C_{critique} = 41 \mu\text{g/L}$. Pour des concentrations inférieures, le phénomène d'atténuation de la lumière laser incidente est négligeable, si bien qu'il existe une relation linéaire entre l'intensité émise par fluorescence et la concentration en fluorochrome. La concentration maximale utilisée pour les mesures est $40 \mu\text{g/L}$.

2.4.2. Traitement des images (LIF inverse)

2.4.2.1. Procédure de LIF inverse

Habituellement, la LIF est employée de manière directe avec l'introduction d'un fluide coloré

dans une cavité « propre ». Pour nos mesures de concentration une procédure de LIF inverse est employée : de l'eau sans colorant est injectée dans l'aquariumensemencé au préalable avec un colorant fluorescent à $C_0 = 40 \mu\text{g/L}$. Cette dernière procédure est avantageuse pour deux raisons. D'une part des observations [MAUREL *et al.* 1997, MEYER *et al.* 2000] ont montré que l'injection d'eau propre dans une cavité polluée offre un meilleur contraste pendant plus longtemps qu'avec la procédure directe. D'autre part cette méthode nécessite moins de colorant. Toutefois elle induit des difficultés particulières au niveau de la calibration. Cette technique exige de bien connaître la réponse du fluorochrome en fonction de la concentration. C'est l'objet du traitement spécifique décrit dans la suite.

2.4.2.2. Inhomogénéité de sensibilité du capteur CCD

Lorsque l'on observe les images obtenues à partir de concentrations homogènes et uniforme dans la cavité de mesure, on constate une inhomogénéité de l'intensité lumineuse captée. Un exemple est donné avec l'image de référence I_{maxREF} acquise en présence d'un colorant à concentration $C_0 = 40 \mu\text{g/L}$ homogène (Fig. 69a).

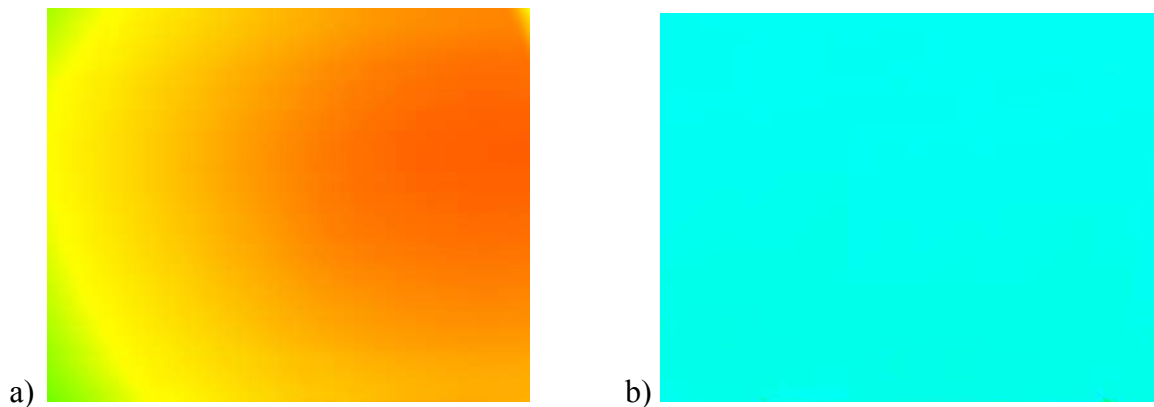


Fig. 69. a) Image de référence I_{maxREF} ($C_0=40 \mu\text{g/L}$) – b) Image après normalisation

Cette inhomogénéité est identifiée par divers tests comme étant intrinsèque au capteur CCD : ce dernier possède une sensibilité qui varie d'un pixel à l'autre. En normant l'image I_{maxREF} avec la valeur maximale, on obtient une matrice γ de coefficients compris entre 0 et 1 qui quantifie cette inhomogénéité :

$$\gamma_i = \frac{1}{4097} \cdot I_{\text{maxREF}} \quad (2.30)$$

Les images peuvent alors être normalisées au moyen de la matrice γ afin de convertir l'image captée en une image de distribution d'intensité enlevée du défaut d'inhomogénéité. On observe en effet la disparition complète de l'effet de halo du au capteur (Fig. 69b).

2.4.2.3. Existence d'une excitation hors plan

La LIF inverse implique de colorer un grand volume de fluide. Dans cette configuration de mesure des observations préliminaires ont mis en évidence un phénomène de fluorescence de molécules non éclairées directement par la nappe laser. Afin de quantifier cet effet que nous appellerons « fluorescence hors plan », des acquisitions sont réalisées en illuminant une éprouvette parallélépipédique transparente de 10^2 mm^2 de section, pour différentes valeurs de concentrations intérieure et extérieure en colorant. L'étanchéité au sommet de l'éprouvette est réalisée au moyen d'un bouchon. La concentration en particules PIV est uniforme et identique à l'intérieur et à l'extérieur des éprouvettes. Les images suivantes présentent l'intensité lumineuse reçue par la caméra, selon que la cavité de mesure (C_{ex}) et l'éprouvette (C_{in}) soient ensemencées avec de la R6G (Fig. 70).

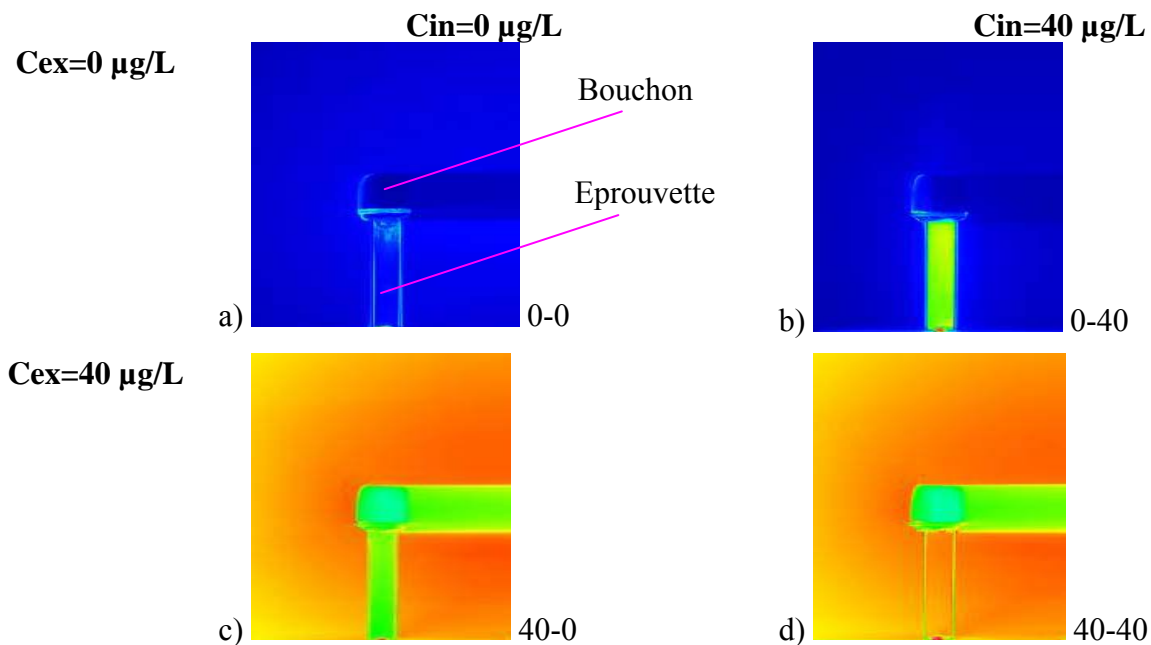


Fig. 70. Éclairage d'une éprouvette pour différentes concentrations

Les images a) et c) correspondent au cas où la concentration intérieure de l'éprouvette est nulle. Lorsque la concentration ambiante extérieure (C_{ex}) est non nulle (image c), on observe l'existence d'une lumière fluorescée venant de zones qui pourtant ne contiennent pas de colorant fluorescent (intérieur de l'éprouvette) ou ne sont pas éclairées (bouchon et sa zone d'ombre). La valeur des niveaux de gris dépend alors de la concentration ambiante, considérée constante sur la durée de nos expériences, avec $C_{ex} = C_0 = 40 \text{ µg/L}$ (la durée de l'expérience est telle que la dilution est négligeable, cf. 2.6.2).

Ce phénomène de fluorescence hors plan laser possède deux origines :

- **le recouvrement des spectres d'absorption et de fluorescence** du colorant : Tout d'abord, la partie commune des spectres d'absorption et de fluorescence du colorant implique la possibilité pour les molécules fluorescentes éclairées par le laser d'exciter d'autres molécules R6G en dehors de la nappe. Ce mécanisme est illustré sur la figure 71. L'influence de la concentration en particules PIV (C_p) a également été investigué en réalisant ces mesures en l'absence de particules ($C_p=0$) puis avec une concentration identique à la concentration de travail ($C_p=3$ mg/L). Le phénomène de fluorescence hors plan est amplifié par la présence de particules PIV ce qui confirme que ces dernières diffusent la lumière laser à l'extérieur de la nappe (flèches vertes).

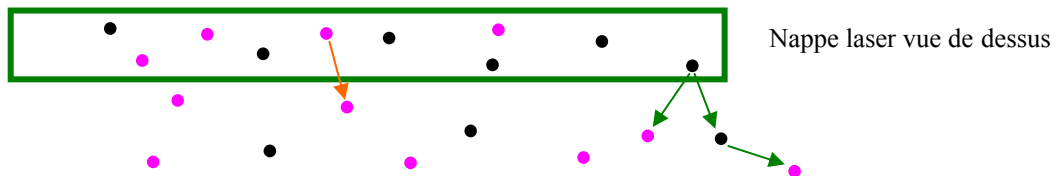


Fig. 71. Mécanisme de fluorescence hors plan (points roses = molécules de R6G ; points noirs = particules PIV)

- **la réflexion de la nappe laser sur les parois en verre de la cavité de mesure** : La nappe laser se réfléchit en partie dans les parois en verre qui lui sont parallèles.

Nous proposons une méthode de traitement prenant en considération l'effet de cette fluorescence hors plan sur les images enregistrées. Cette forme de rayonnement parasite supplémentaire sera notée $I_{horsplan}$ dans la suite.

La procédure débute par la normalisation des images au moyen de la matrice de sensibilité γ définie précédemment, ce qui permet d'éliminer l'inhomogénéité due au capteur CCD (Fig. 72).

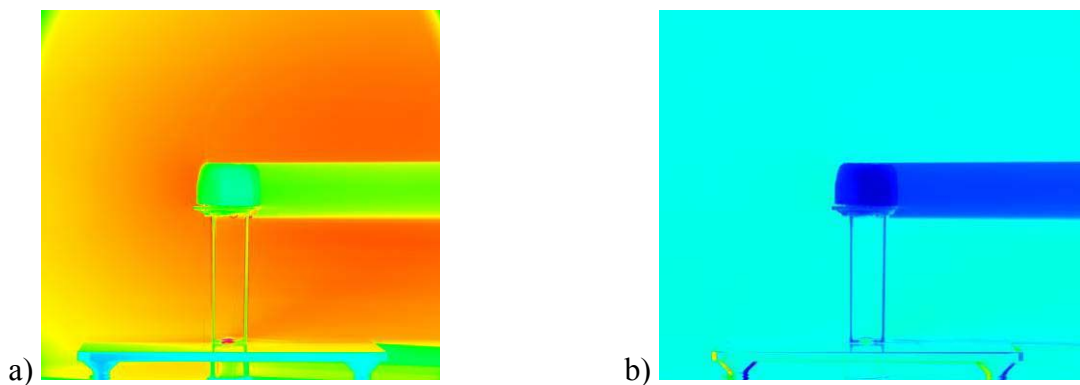


Fig. 72. a) Image initiale ($C_{ex}=C_{in}=40$ $\mu\text{g/L}$) – b) Image normalisée

Le niveau de gris normalisé dans l'éprouvette est tracé sur le graphe de la figure 73 pour les

différentes concentrations envisagées à l'intérieur et à l'extérieur de l'éprouvette, suivant les cas a) à f) correspondant aux images à différentes concentration.

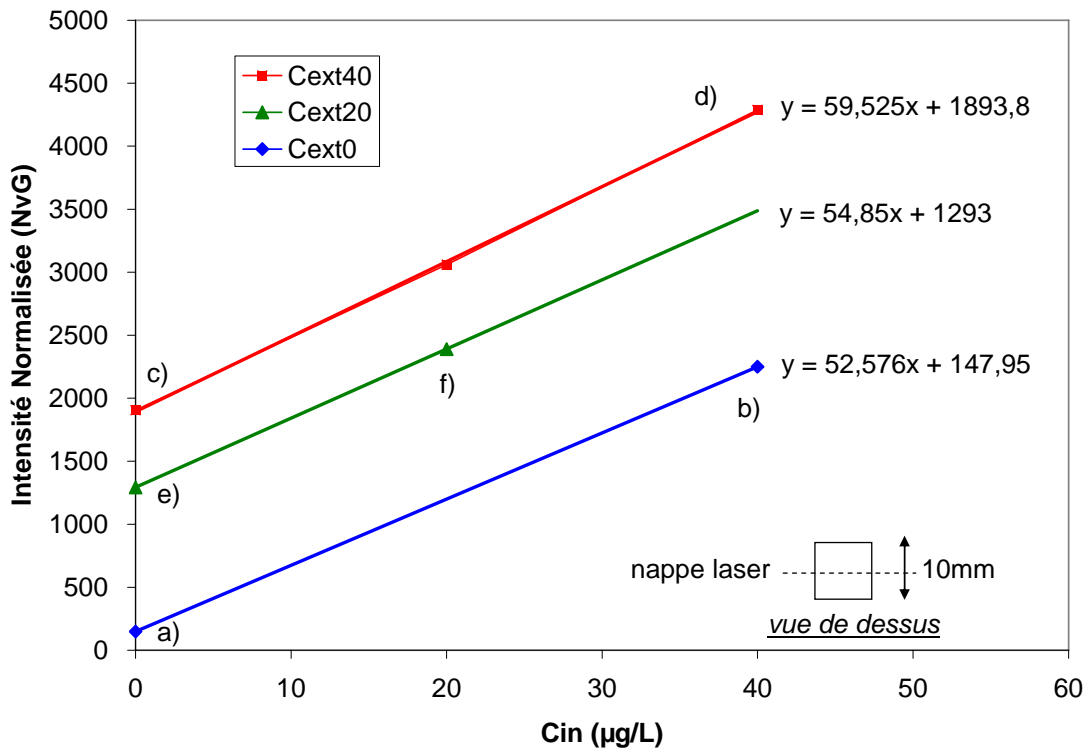


Fig. 73. Niveaux de gris normalisés pour différentes concentrations intérieure et extérieure

Sur la figure 73, les cas a) et b) (courbe bleue) correspondent aux cas où seule l'éprouvette estensemencée en R6G (Fig. 70a et b) et une concentration nulle à l'extérieur. Ces cas indiquent la fluorescence dans la nappe laser, proportionnelle à la concentration en colorant éclairé par la nappe laser. La différence entre les images c)-a) et d)-b) représente la contribution de la fluorescence hors plan. Il est à remarquer que cette contribution est directement liée à la concentration ambiante C_0 dans tout l'aquarium, et est peu dépendante de la concentration en colorant C_{Dplan} éclairée directement par la nappe laser (car la pente de la courbe varie peu, de 52 NvG/µg/L pour une concentration nulle à l'extérieur de l'éprouvette, à 59 NvG/µg/L pour une concentration égale à 40 µg/L). Dans la suite nous ferons l'hypothèse que la dépendance de la composante hors plan $I_{horsplan}$ avec C_{Dplan} est négligeable. La concentration ambiante C_0 est supposée constante pendant la durée de l'expérience. De plus par hypothèse, nous considérons que la concentration C_P en traceurs PIV reste constante et homogène. Sur une expérience donnée, la composante hors plan est donc une constante, qui dépend de la réponse de chaque pixel. En utilisant la normalisation effectuée précédemment, on écrit :

$$I_{horsplan}(C_P, C_0) = \alpha \cdot I_{maxREF} = \alpha \cdot \gamma \quad (2.31)$$

Rappelons que $I_{\max REF}$ est la distribution d'intensité avant chaque mesure (*i.e.* l'intensité aux concentrations homogènes C_0 et C_P). Le coefficient α dépend de la concentration ambiante en colorant C_0 et en particules C_P et des paramètres d'acquisition vidéo (ouverture du diaphragme par exemple). Expérimentalement dans notre cas, la détermination de α se fait à partir de l'image moyenne d'une zone où $C_{Dplan} = 0$ (intérieur de l'éprouvette), par soustraction des intensités des images correspondant aux points a) et c) : $\alpha = I_c - I_a = 1746$.

2.4.2.4. Traitement des images LIF inverse

En reprenant l'équation(2.16), si I_{tot} est l'intensité totale reçue par un pixel donné, l'équation relative à la procédure de LIF inverse s'écrit alors :

$$I_{tot} = I_{plan}(C_{Dplan}) + I_{horsplan}(C_P, C_0) + I_{BG} \quad (2.32)$$

Où C_{Dplan} est la concentration en colorant éclairée par le laser, c'est-à-dire l'objet de la mesure que l'on notera plus simplement C , C_0 est la concentration ambiante en R6G et C_P la concentration en traceurs PIV. I_{BG} correspond à l'intensité enregistrée en l'absence de colorant : $I_{BG} = \frac{I_{\min REF}}{\gamma}$

L'intensité fluorescée dans le plan d'éclairement laser I_{plan} , objet de la mesure, est proportionnelle à la concentration dans la nappe laser C , mais est aussi dépendante de la sensibilité de la matrice CCD. Pour chaque pixel i , elle s'écrit donc :

$$I_{plan_i} = Cte_i \cdot C_i = \gamma_i \cdot \beta \cdot C_i \quad (2.33)$$

L'image I_{tot} délivrée par la caméra est donc composée des différentes contributions :

$$I_{tot_i} = \gamma_i (\beta \cdot C_i + \alpha + I_{BG}) \quad (2.34)$$

$$\frac{I_{tot_i}}{\gamma_i} = \beta \cdot C_i + \alpha + I_{BG} \quad (2.35)$$

Comme vu précédemment, la conversion des images en champs de concentration utilise au moins deux images de référence avec l'Eq. (2.18). Cette relation nécessite les distributions d'intensité $I_{\max REF}$ et $I_{\min REF}$ pour deux concentrations connues, respectivement $C_0 = 40 \mu\text{g/L}$ et 0.

Or, dans notre cas, l'image $I_{\min REF}$ obtenue à partir d'une concentration nulle ne contient pas la contribution hors plan. Une solution envisageable, illustrée par la figure 74, est d'utiliser une image $I_{\min REF2}$ reconstituée à partir de l'originale et de la composante hors plan α connue :

$$\frac{I_{\min REF2}}{\gamma} = \frac{I_{\min REF} + I_{horsplan}}{\gamma} = \frac{I_{\min REF}}{\gamma} + \alpha \quad (2.36)$$

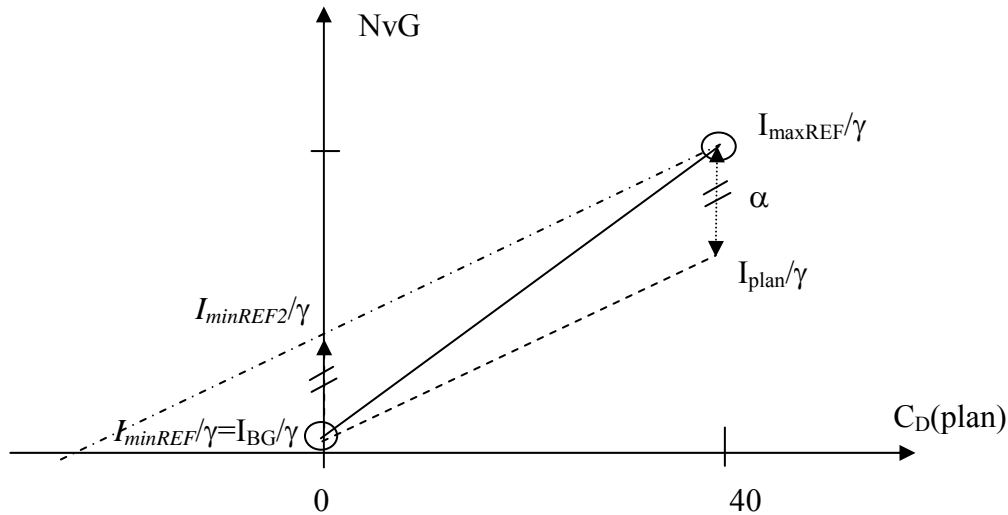


Fig. 74. Schéma de conversion

Grâce aux 2 images $I_{minREF2}$ et I_{maxREF} , il est possible d'appliquer le principe de détermination classique de la LIF (cf. 2.1.2.5), permettant de déduire la concentration en chaque point i de l'éclairement à partir de l'intensité lumineuse captée par le pixel correspondant :

$$C_i = \left(\frac{I_{tot_i} / \gamma_i - I_{minREF2} / \gamma_i}{I_{maxREF} / \gamma_i - I_{minREF2} / \gamma_i} \right) \cdot (C_{max} - C_{min}) \quad (2.37)$$

avec $C_{min} = 0$ et $C_{max} = 40 \mu\text{g/L}$.

2.4.2.5. Validation du traitement

Afin de valider la séquence de traitement des images de LIF inverse, on applique cette méthode sur un cas à concentrations connues. On utilise l'éprouvette remplie à $C_{in} = 20 \mu\text{g/L}$ et une concentration ambiante $C_{ex} = C_0 = 40 \mu\text{g/L}$.

Dans un premier temps l'image brute obtenue est normalisée pour s'affranchir de l'inhomogénéité. Puis le traitement (Eq. (2.37)) est appliqué. Les images de la figure 75 présentent un exemple de conversion en champ de concentration. Le résultat est un champ qui fait apparaître une concentration homogène de $20 \pm 1 \mu\text{g/L}$ à l'intérieur de l'éprouvette, et de $41 \pm 1 \mu\text{g/L}$ à l'extérieur.

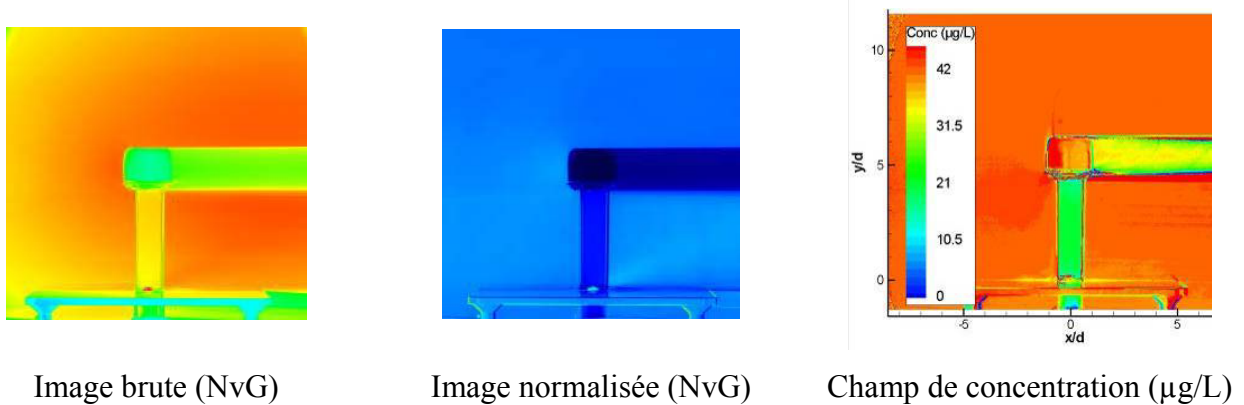


Fig. 75. Conversion $NvG \Rightarrow$ Concentration d'une image de validation ($C_{in} = 20\mu g/L$ et $C_{ex} = 40\mu g/L$)

Sur le cas du jet (Fig. 76), on obtient de même une uniformisation de l'intensité lumineuse venant des parties hors du jet, et une augmentation de la concentration sur l'axe du jet.

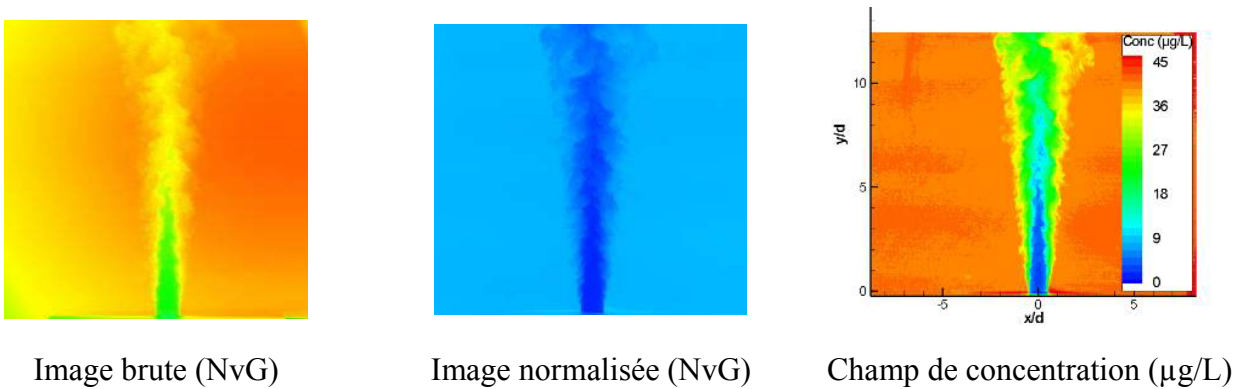


Fig. 76. Conversion $NvG \Rightarrow$ Concentration d'une image de validation

2.4.3. Incertitudes LIF

Les incertitudes liées à la mesure de concentration peuvent avoir diverses origines.

- La **linéarité du signal de fluorescence en fonction de la concentration en R6G** a été vérifiée dans le domaine de travail pour $C < 40 \mu g/L$ (Fig. 68).
- La **réabsorption de la fluorescence** issue du volume de mesure, non négligeable en LIF inverse, est prise en compte lors du traitement particulier décrit précédemment (cf. 2.4.2.4).
- L'**influence de la température** est considérée négligeable pour les raisons invoquées précédemment
- L'**influence de la photo-décomposition**, qui est une réduction de la fluorescence due à l'excitation continue ou intermittente des molécules de fluorochrome, est très faible pour la rhodamine et peut être négligé lors d'un écoulement. En outre l'utilisation d'un laser pulsé sur une durée de quelques nanosecondes minimise cet effet.

- Les **fluctuations temporelles d'intensité** de la nappe laser peuvent être observées sur les images de calibration. La dispersion des intensités de fluorescence en temps est présentée (Tableau 8 et Fig. 77) pour 50 images statiques à une concentration uniforme de 40 µg/L. L'écart type de ces fluctuations est de 24 NvG pour chaque pix, soit $24/4096 = 0,5\%$ de la dynamique totale. L'erreur liée aux fluctuations temporelles de la nappe laser est de ± 2 Coefficients de variation ($\pm 2 \cdot \text{CoV}$), soit $\pm 5\%$.

NvG moyen	918,33
NvG rms	24,27
Coeff. de Variation	0,025
Dispersion=$\pm 2 \cdot \text{ecartype}$	$\pm 48,55$
Erreur=$\pm 2 \cdot \text{CoV}$	$\pm 0,05$

Tableau 8 - Dispersion temporelle de l'intensité fluorescée

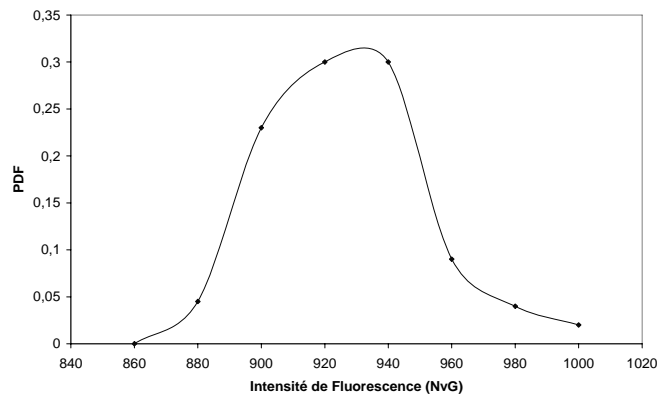


Fig. 77. Histogramme des fluctuations temporelles de l'intensité de fluorescence pour un pixel donné

- **L'incertitude liée au traitement des images LIF** inverse vient principalement de l'hypothèse la plus majorante dans le traitement, qui consiste à poser que la dépendance de la composante hors plan $I_{horsplan}$ avec C_{Dplan} est négligeable. Cette hypothèse utilisée pour le calcul de l'intensité $I_{minREF2}$ implique de ne pas tenir compte de la différence entre les pentes (52 et 59) des courbes de la figure 73. Le calcul de $I_{minREF2}$ implique une erreur minimale sur les concentrations élevées, et maximale pour les concentrations les plus faibles. Pour une concentration nulle dans le plan de mesure, l'erreur est de 280 niveaux de gris normalisés, soit $280/4500 = 6\%$ de la dynamique totale de la mesure.

Au total, la mesure est associée à une **erreur maximale** de $\pm 3 \mu\text{g/L}$.

2.4.4. Grandeurs déduites des mesures PIV et LIF

Une fois les champs instantanés de vitesse et de concentration obtenus, les grandeurs statistiques et cinématiques permettant de déterminer l'aspect global ou instationnaire de l'écoulement sont calculées.

2.4.4.1. Grandeurs statistiques

A partir de N échantillons successifs ($i = 1, \dots, N$), différentes grandeurs statistiques peuvent être déterminées pour chaque position x, y ($z=\text{constante}$) du maillage cartésien sur lesquels les composantes du vecteur vitesse $U_i(x,y,t_i)$ et $V_i(x,y,t_i)$ ainsi que la concentration $C_i(x,y,t_i)$ sont déterminées.

La vitesse et la concentration instantanées sont traitées comme des réalisations indépendantes de fonctions aléatoires de l'espace et du temps F . Ainsi les moyennes statistiques (\bar{U} , \bar{V} , \bar{C}) peuvent être estimées en utilisant la notion de moyennes arithmétiques :

$$\bar{F} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N F_i \quad (2.38)$$

Cette définition permet d'introduire la décomposition de Reynolds de chaque donnée instantanées au temps t_i , en une moyenne temporelle statistique d'ensemble \bar{F} et une partie fluctuante centrée par rapport à la moyenne f_i' :

$$F_i = \bar{F} + f_i' \quad (2.39)$$

En outre les fluctuations donnent accès aux écarts-types ou RMS (root-mean-square), définis par :

$$F_{RMS} = \sqrt{f'^2} = \sqrt{\frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N (F_i - \bar{F})^2} \quad (2.40)$$

En ce qui concerne la vitesse on définit également les tensions de REYNOLDS croisées :

$$\overline{u'v'} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (U_i - \bar{U})(V_i - \bar{V}) \quad (2.41)$$

Ces données permettent d'établir, le tenseur de REYNOLDS des corrélations doubles des fluctuations de vitesse dans le plan de mesure :

$$R_{ij} = \overline{u_i' u_j'} = \begin{bmatrix} U_{RMS}^2 & \overline{u'v'} \\ \overline{u'v'} & V_{RMS}^2 \end{bmatrix} \quad (2.42)$$

Enfin, l'intensité de la turbulence pour une composante de la vitesse est définie avec les valeurs

rms et la vitesse moyenne à l'injection V_0 par:

$$I_u = \frac{\sqrt{u'^2}}{V_0} = \frac{U_{RMS}}{V_0} \quad (2.43)$$

Pour un champ de vecteur tridimensionnel dont la composante w de la vitesse n'est pas mesurée, on peut émettre une hypothèse d'isotropie telle que $w' = u'$, valable grâce à la géométrie cylindrique de l'écoulement. Ainsi l'énergie cinétique turbulente réduite est donnée par :

$$E_{kr} = \frac{1}{2}(2u'^2 + v'^2) \quad (2.44)$$

2.4.4.2. Grandeurs dérivées

En PIV-2C, on mesure uniquement les composantes de la vitesse dans le plan de mesure (OXY).

En conséquence, seule la composante ω_z de la vorticité peut être déterminée :

$$\omega_z = \frac{\partial V}{\partial x} - \frac{\partial U}{\partial y} \quad (2.45)$$

Où ∂x et ∂y représentent les tailles des fenêtres d'interrogation de la PIV.

Le second invariant Q du tenseur gradient de vitesse ([JEONG & HUSSAIN 1995]) permet un complément d'analyse à la vorticité. Cet invariant utilise la décomposition classique du tenseur gradient de vitesse en une partie symétrique S et antisymétrique Ω :

$$\overline{\nabla U} = \overline{S} + \overline{\Omega} \quad \text{avec} \quad S_{ij} = \frac{1}{2}(U_{i,j} + U_{j,i}) \quad \text{le tenseur taux de déformation et} \quad \Omega_{ij} = \frac{1}{2}(U_{i,j} - U_{j,i}) \quad \text{le}$$

tenseur taux de rotation. Le scalaire Q est défini par : $Q = \frac{1}{2}(\|\Omega\|^2 - \|S\|^2) = -\frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} \frac{\partial u_j}{\partial x_i}\right)$

Une région positive de Q met en exergue une zone où le taux de rotation est supérieur au taux de déformation et traduit la présence d'un tourbillon. Une région négative de Q indique une zone de cisaillement. La mesure PIV dans un plan de mesure ne permet pas d'accéder aux dérivées des composantes selon la profondeur z . Pour cette raison, on détermine une approximation bidimensionnelle du second invariant du tenseur gradient de vitesse définie par :

$$Q_{2D} = -\frac{1}{2}\left[\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial y}\right)^2 + 2\frac{\partial u}{\partial y} \frac{\partial v}{\partial x}\right].$$

Afin de déterminer les flux turbulents axial et radial ($-\overline{v'c'}$) et radial ($-\overline{u'c'}$) du scalaire passif, le

champ de concentration est extrait sur le maillage du champ de vitesse 8^2 pix^2 .

$$\overline{u_j'c'} = \frac{1}{N} \sum (U_j - \overline{U_j})(C_j - \overline{C}) \quad (2.46)$$

2.5. Mesures à l'interface

Après avoir présenté rapidement les tentatives infructueuses pour mesurer les déformations de l'interface, la technique d'ombroscopie biaxiale mise en œuvre est décrite.

2.5.1. Visualisation de l'interface par fluorescence

L'étude bibliographique sur les mesures de surfaces libres (cf. 2.1.3) nous incite à utiliser une mesure basée sur la LIF pour détecter la position de l'interface. Pour ce faire la cavité de mesure est initialement colorée avec de la rhodamine 6G, éclairée par la nappe laser verticale.

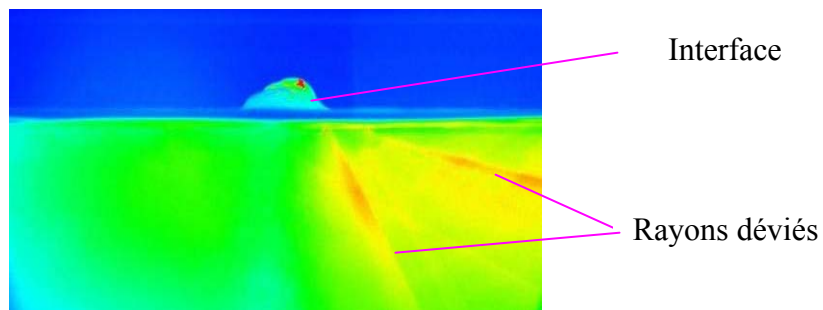


Fig. 78. Visualisation de l'interface par fluorescence

Nos observations avec cette technique d'éclairage dévoilent deux inconvénients majeurs à l'utilisation de la LIF pour détecter l'interface (Fig. 78) :

- d'une part lorsque le laser traverse le dioptre air/eau, les rayons lumineux sont déviés, si bien qu'il est impossible de garantir que l'éclairage de l'interface se fasse dans le même plan que la mesure PIV/LIF
- d'autre part certains rayons laser sont déviés à l'intérieur de la cavité de mesure, en direction du jet : ces réflexions parasitent la mesure PIV/LIF par des illuminations indésirables hors du plan de mesure

Afin de garantir la validité des mesures PIV/LIF dans le plan d'illumination, un masque est positionné sur les parois de la cavité, empêchant l'éclairage direct de l'interface par le laser et limitant l'illumination du fluide à une zone où $y/d < 154$ mm.

2.5.2. Acquisition d'images de l'interface par ombroscopie 2-axes

Pour enregistrer une information quantitative sur la position et les mouvements de l'interface, une technique d'ombroscopie biaxiale synchronisée est mise en place. Les mesures sont réalisées

par deux caméras CCD placées à 90° . Un éclairage positionné en arrière d'un écran blanc diffusant la lumière permet de bien contraster le contour de la projection de l'interface. On dispose alors de vues de l'interface par ombroscopie sous deux angles différents. L'objectif des caméras est surmonté d'un filtre passe-bas qui élimine toutes les longueurs d'ondes inférieures à 532 nm (dont la lumière du laser) et empêche ainsi l'éblouissement des capteurs CCD.

Le schéma suivant (Fig. 79) présente le dispositif d'acquisition dans son ensemble. La fréquence d'acquisition pour les mesures synchronisées avec la PIV/LIF est de 4Hz. Une première analyse a montré que les phénomènes à l'interface sont décorrélés à 4 Hz, mais peuvent être suivis pour des fréquences supérieures à 100 Hz. Pour avoir une meilleure résolution temporelle, d'autres séries de mesures, découplées de la PIV/LIF, sont effectuées de manière séparée à 200 Hz. Le suivi des mouvements rapides de l'interface peut ainsi être analysé indépendamment des champs PIV/LIF.

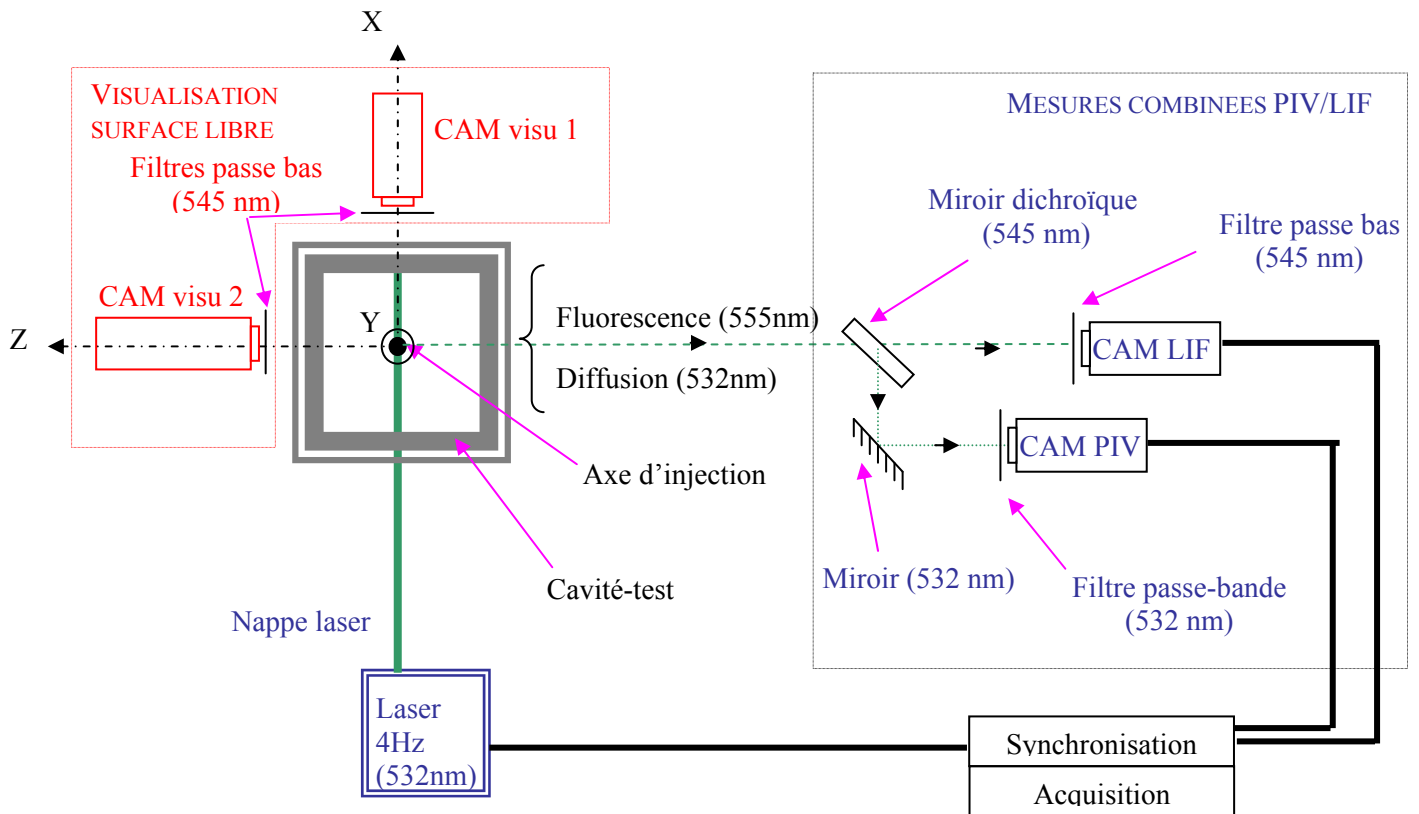


Fig. 79. Schéma du système d'acquisition

2.5.3. Traitement des images interface

Les mesures par ombroscopie permettent de connaître la position de l'interface. Le rétro-éclairage fait apparaître des zones sombres (qui représentent l'eau) et des zones claires (l'air) (Fig. 80).

Un traitement d'images réalisé au moyen du logiciel Matrox Inspector 3D est appliqué aux images obtenues. Dans un premier temps, une zone d'intérêt est définie. Puis l'image est binarisée par application d'un seuillage. Enfin, l'image subit un filtrage utilisant un algorithme de Sobel. Cet opérateur de différentiation permet de détecter les contours en calculant le gradient de l'intensité de chaque pixel. Il utilise deux noyaux 3x3, l'un pour l'axe horizontal et l'autre pour l'axe vertical :

$$S_x = \begin{bmatrix} -1 & 0 & 1 \\ -2 & 0 & 2 \\ -1 & 0 & 1 \end{bmatrix} ; \quad S_y = \begin{bmatrix} -1 & -2 & -1 \\ 0 & 0 & 0 \\ 1 & 2 & 1 \end{bmatrix} \quad (2.47)$$

Ces deux filtres gradient sont combinés pour créer l'image finale :

$$I_{Sobel} = \sqrt{(I * S_x)^2 + (I * S_y)^2} \quad (2.48)$$

Les effets des processus de seuillage et de filtrage sont présentés sur la figure (Fig. 80).



Fig. 80. Images de l'interface en ombroscopie et traitement (sélection d'une zone d'intérêt, seuillage et filtrage de Sobel)

Un traitement particulier a été mis en place à partir des images seuillées pour détecter les coordonnées X_{max} , Y_{max} , Z_{max} , de la position du maximum de la surface libre. Il consiste à effectuer sur chaque profil obtenu une recherche du maximum par balayages horizontaux successifs de lignes de l'image. Ce traitement est précédé d'une « fermeture » (composition d'une opération de « dilatation » et d'une « érosion »). Cette opération morphologique non-linéaire élimine les « cavités » (bruit formé par de petits groupes de pixels foncés).

2.5.4. Incertitudes sur la mesure à l'interface

Il y a deux sources principales d'incertitude sur la mesure de la position de l'interface : la calibration spatiale et le traitement.

La calibration spatiale est effectuée au moyen d'un réglet. La précision de la calibration est de $\pm 2 \mu\text{m}/\text{pix}$, pour une échelle égale à $200 \mu\text{m}/\text{pix}$. Pour une hauteur moyenne d'interface de 50 pix, l'incertitude est de $\pm 0,1 \text{ mm}$.

Le traitement des images peut entraîner un gain ou une perte maximale de $\pm 1 \text{ pix}$ selon les images, soit une erreur de $\pm 0,2 \text{ mm}$.

En cumulant l'erreur de traitement et l'erreur de calibration, on obtient une **incertitude de $\pm 0,3 \text{ mm}$** sur les mesures de position de l'interface.

2.6. Validation des conditions d'injection

2.6.1. Symétrie de l'injection initiale

Pour une meilleure compréhension de l'écoulement dans la phase transitoire de mise en régime, des visualisations sont effectuées par LIF (Fig. 81). Le fluide de l'aquarium étant initialement au repos, le jet cisailé avec des instabilités de Kelvin-Helmholtz est observé quelle que soit la vitesse d'injection. Ce sont des tourbillons toriques d'axes de rotation perpendiculaires à la direction de l'écoulement qui se propagent dans la direction de l'injection. Les structures parfaitement symétriques observées au cours du temps au début de l'injection (Fig. 81) permettent de confirmer la symétrie du profil d'injection.



Fig. 81. Images de fluorescence dans les premiers instants de l'injection ($t_0+110ms$, $150ms$, $220ms$)

2.6.2. Évaluation du confinement – milieu semi infini

Afin de pouvoir appliquer des hypothèses de stationnarité et d'effectuer des moyennes sur des données équiréparties, il est intéressant de vérifier dans quelle mesure le milieu peut être considéré comme infini. Pour cela l'intensité lumineuse émise par un colorant fluorescent éclairé par la nappe laser est enregistrée. On trace l'évolution temporelle de la concentration en un point situé hors du jet ($x/d = 4$; $y/d = 8$) sur une durée de 5 minutes (Fig. 82).

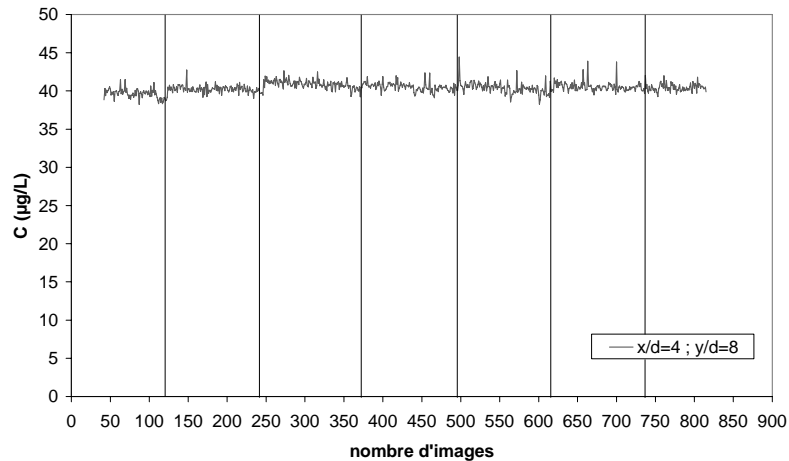


Fig. 82. Évolution temporelle de la concentration en dehors du jet

La dilution du jet pur dans la cavité remplie à 40 µg/L n'est pas décelable. Un régime permanent en moyenne (indépendant du temps) est mis en évidence, c'est-à-dire une invariance par translation temporelle. Une durée d'expériences inférieure ou égale à 5 minutes permet de considérer le phénomène stationnaire dans l'aquarium de 50 L avec une injection à 4,7 L/min. Au vu de la durée de nos expériences (4 min et 25 s pour 1050 images), on considère donc les cas PRD et SLD comme semi-infinis.

2.6.3. Conditions aux limites d'entrée

Afin de connaître les conditions d'entrée du fluide dans la cavité d'essais, des mesures sont réalisées à l'intérieur du tube d'injection. Le régime est hydrauliquement lisse car $\frac{ku_*}{\nu} < 5$, où $u_* = 0,1989 \cdot V_0 \cdot \text{Re}^{-1/8} \approx 0,063$ m/s [BLASIUS] est la vitesse de frottement, et k la rugosité du tube en verre est de l'ordre de 5 µm.

2.6.3.1. Conditions de mesure

La présence de réflexions lumineuses verticales dues à la géométrie cylindrique gêne la mesure (Fig. 83).

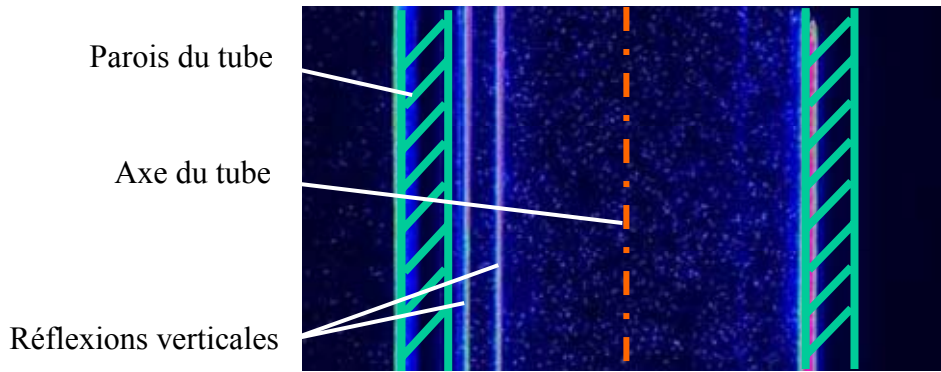


Fig. 83. Réflexions verticales dans le tube d'injection

Un soin particulier est donc apporté pour réduire ces réflexions parasites issues du laser, en plaçant un masque de caoutchouc autour du tube, présentant une ouverture pour la nappe laser et une autre, plus large, pour la visualisation (Fig. 84). En contrepartie, le masque ne permet la mesure que dans un demi-tube.

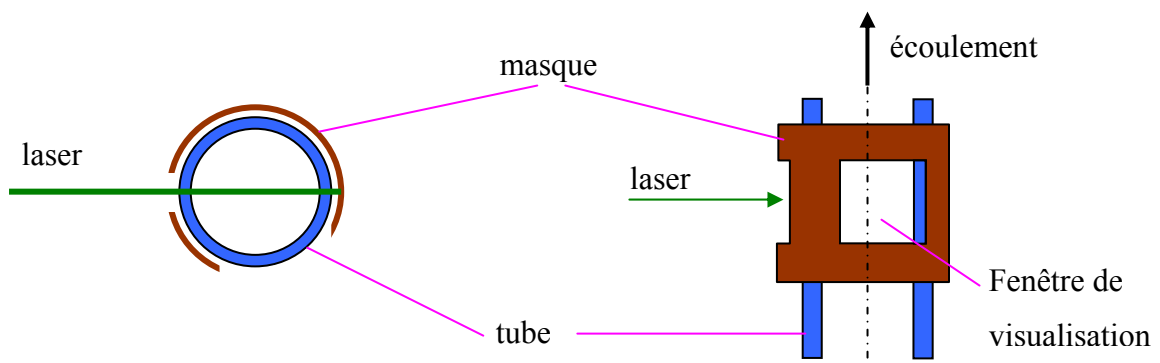


Fig. 84. Masque de caoutchouc autour du tube – gauche : vue de dessus, droite : vue de de face

Les mesures sont réalisées dans le tube au niveau du double fond rempli d'eau (Fig. 44), ce qui permet de minimiser les déformations optiques liées à la géométrie cylindrique. L'erreur due à la géométrie cylindrique du tube est quantifiée géométriquement et les données obtenues dans le tube sont corrigées en conséquence (cf. Annexe).

L'obstacle le plus important dans la mesure de la turbulence à Reynolds élevé est que les petites échelles de la turbulence deviennent très petites. L'échelle de Kolmogorov dans le tube est estimée par :

$$\eta_k(\text{tube}) = d \cdot \text{Re}^{-3/4} \quad [\text{LINDKEN 2002}] \quad (2.49)$$

Les mesures les plus fines obtenues avec l'objectif de 105 mm autorisent au maximum des fenêtres d'interrogation de $90^2 \mu\text{m}^2$. Dans notre cas $\eta_k(\text{tube}) = 10 \mu\text{m}$. On se sert alors d'un doubleur de focale pour obtenir des mesures dans des fenêtres de $50^2 \mu\text{m}^2$. On satisfait ainsi le critère selon lequel la résolution spatiale doit être de cinq fois l'échelle de Kolmogorov :

$\Delta x \approx 5 \cdot \eta_K$. La concentration en particules est de 30 mg/L.

L'intervalle de temps entre deux images Δt est 50 μ s et l'échelle spatiale est 20 μ m/pix, soit une erreur sur la vitesse de $\pm 0,004$ m/s, correspondant à $\pm 0,3\%$ de la vitesse sur l'axe.

2.6.3.2. Vitesses moyennes

Les données du profil de vitesses moyen obtenu 5 mm avant la sortie du tube ($y/d = -0,5$) sont présentées dans le cas d'une injection à $Re = 10\,000$, avec en abscisse la coordonnée radiale adimensionnée par le diamètre d'injection et en ordonnée la vitesse moyenne adimensionnée par la vitesse au centre (Fig. 85). Elles sont exposées avec des mesures réalisées avec des tailles de fenêtres d'interrogations de 90 μ m, à l'intérieur et en dehors du tube ($y/d = +0,5$).

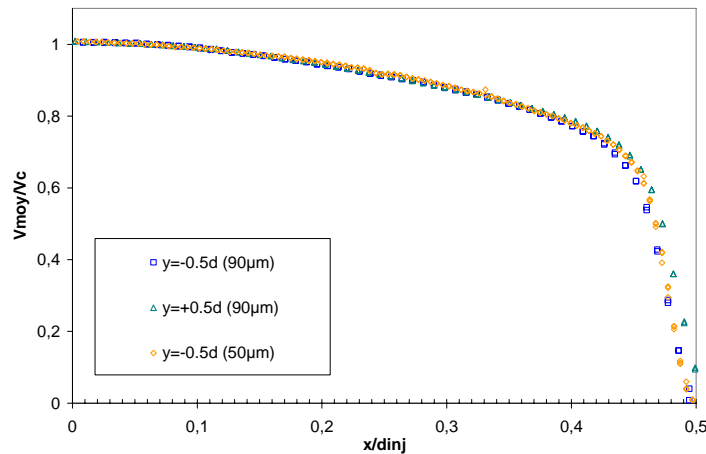


Fig. 85. Vitesses moyennes adimensionnée par la vitesse au centre du tube

L'intégration du profil de vitesse donne accès à la vitesse débitante mesurée : $\langle V_{deb} \rangle = 1,02$ m/s. On mesure également la vitesse maximale sur l'axe central : $V_c = 1,26$ m/s.

D'où un rapport $\frac{\overline{V}}{V_c} = 0,81$ qui correspond aux résultats obtenus typiquement dans les tubes lisses

[COMOLET 1980].

Les mesures de vitesse dans la partie centrale sont parfaitement symétriques, ce qui correspond à un écoulement axisymétrique. De plus les mesures sont en bon accord avec des données expérimentales [AANEN 1999], numériques (DNS de [EGGELS 1994], AANEN 1999) et une loi semi-empirique dérivée de l'analyse multi-échelle des couches limites (Fig. 86).

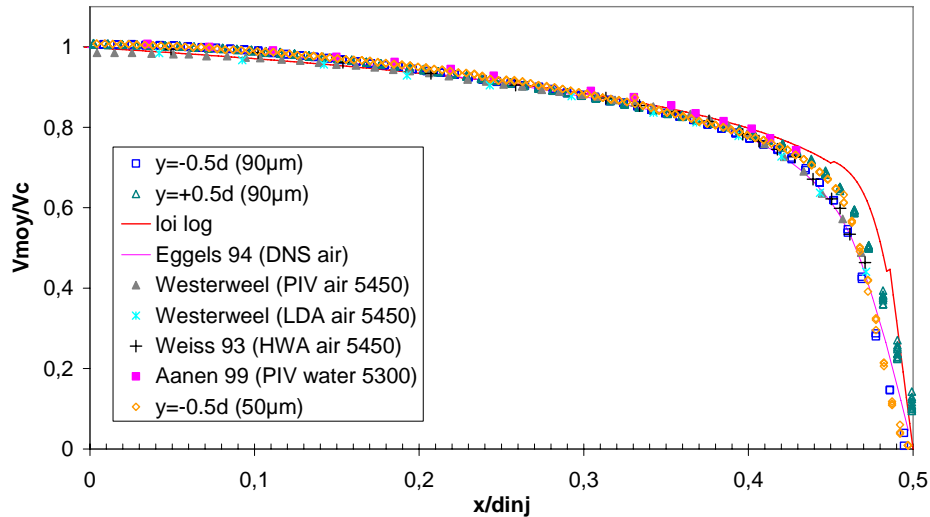


Fig. 86. Vitesses moyennes adimensionnée – Comparaison avec des données expérimentales et DNS

2.6.3.3. Intensités de turbulence

En ce qui concerne les intensités de turbulence, il n'existe pas de loi analytique. On compare à nouveau nos résultats avec les mêmes expériences et calculs DNS.

La turbulence axiale V_{rms}/V_c (Fig. 87) est de 4,5% dans la région centrale, ce qui correspond bien à la relation communément admise : $\frac{V_{rms}}{V} \Big|_c = 0.16Re^{-1/8}$. Dans la région proche paroi on relève un pic de turbulence de 15% plus proche de la paroi que dans les données relevées dans la littérature. La turbulence radiale U_{rms}/V_c (Fig. 88) est quasi-constante à 3,5% sur toute la section du tube, et chute à $x/d > 0,45$ plus loin que les résultats DNS de [EGGELS 1994] et PIV de [WESTERWEEL 1993].

Globalement nos mesures divergent à partir de $x/d > 0,35$.

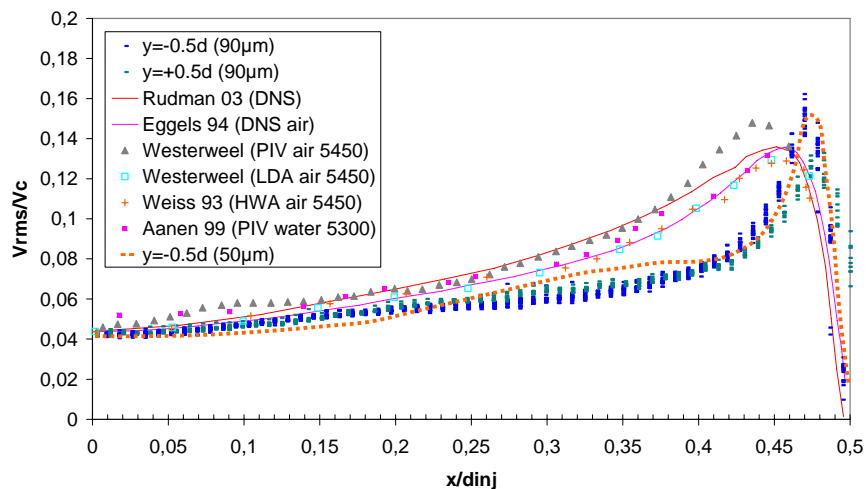


Fig. 87. Intensité de turbulence axiale – Comparaison avec des données expérimentales et DNS

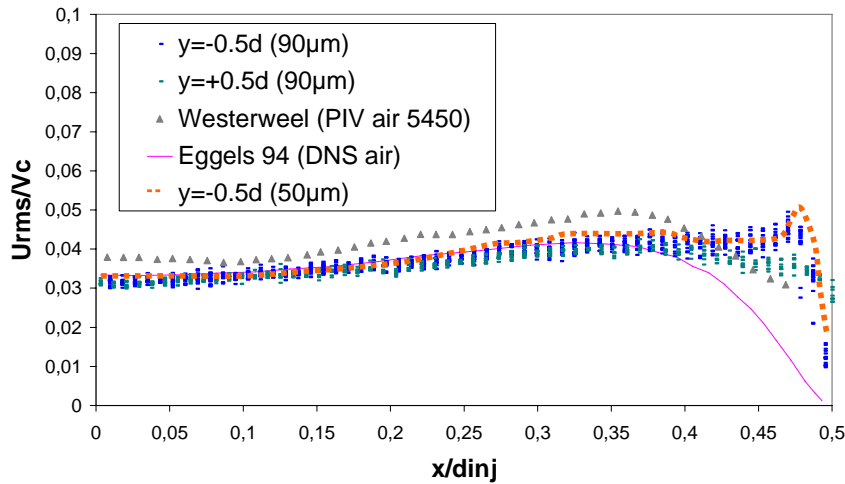


Fig. 88. Intensité de turbulence radiale – Comparaison avec des données expérimentales et DNS

Les mesures réalisées immédiatement en sortie de tube ($y/d = +0,5$) sont quasiment superposables aux mesures dans le tube ($y/d = -0,5$), à l'exception de la zone située au-delà de $x/d > 0,45$ où le profil en sortie de tube ($y/d = +0,5$) s'élargit à cause de l'expansion radiale du jet (Fig. 87).

Le décalage entre nos mesures et les profils de la littérature est le résultat d'une résolution spatiale insuffisante dans la zone proche paroi, hors de l'axe, où les plus petites structures sont inférieures à 10 μm . Si l'on détermine l'évolution de l'échelle de Kolmogorov η_k sur le diamètre de tube, on peut remarquer que les structures sont plus petites dans les zones de fluctuations intenses. En effet le nombre de Reynolds à l'échelle de Kolmogorov étant égal à 1, on peut déduire l'approximation : $\eta_k \propto \frac{\nu}{u'}$ où ν est la viscosité cinématique et u' l'écart-type des fluctuations de vitesse. Plus précisément, le Reynolds local basé sur l'échelle intégrale Λ est lié à l'échelle de

Kolmogorov par : $\eta_k = \left(\frac{\nu^3}{\varepsilon} \right)^{1/4} = \frac{\Lambda}{Re_\Lambda^{3/4}}$ avec $Re_\Lambda = \frac{u' \cdot \Lambda}{\nu}$ [CHASSAING 2000] et Λ est une échelle

intégrale pour la turbulence (de l'ordre de $d/10$ pour un tube). On conclue que $\eta_k = \Lambda^{1/4} \left(\frac{\nu}{u'} \right)^{3/4}$:

L'échelle de Kolmogorov diminue à l'approche des parois du tube, comme l'illustre la figure 89. Notre technique, dimensionnée à l'origine pour des mesures en champ large, est mise en défaut dans les zones de fluctuations les plus élevées, où les échelles les plus fines sont trop petites pour être mesurées. On atteint ici la limite de notre mesure.

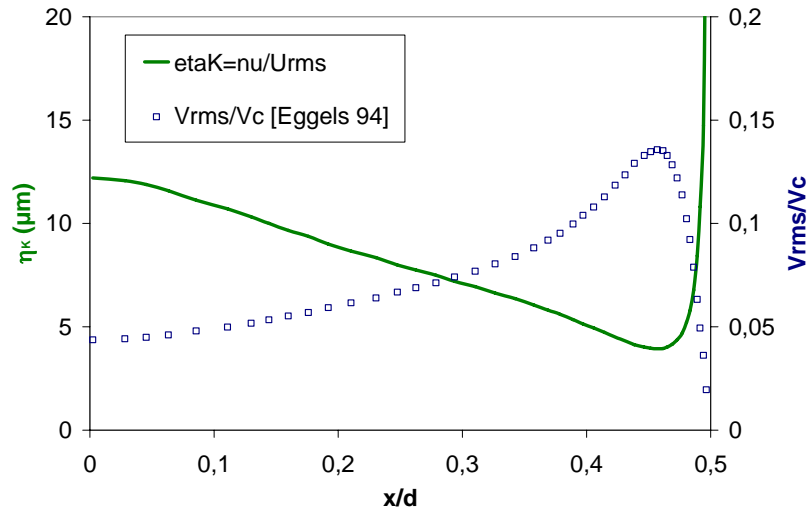


Fig. 89. Evolution de l'échelle de Kolmogorov dans une section de tube

2.7. Synthèse de la partie dispositifs de mesures

Un banc expérimental a été réalisé en tenant compte des conditions nécessaires à l'étude de l'écoulement. Une photographie de la chambre d'expériences permet d'apprécier l'agencement du laboratoire (Fig. 90). Dans le fond de l'aquarium, au centre, dépasse le tube d'injection relié aux cuves en arrière plan. On distingue le laser et les caméras PIV/LIF positionnées à 90° de l'axe du laser (à gauche), ainsi que les deux caméras qui visent l'interface (à droite).

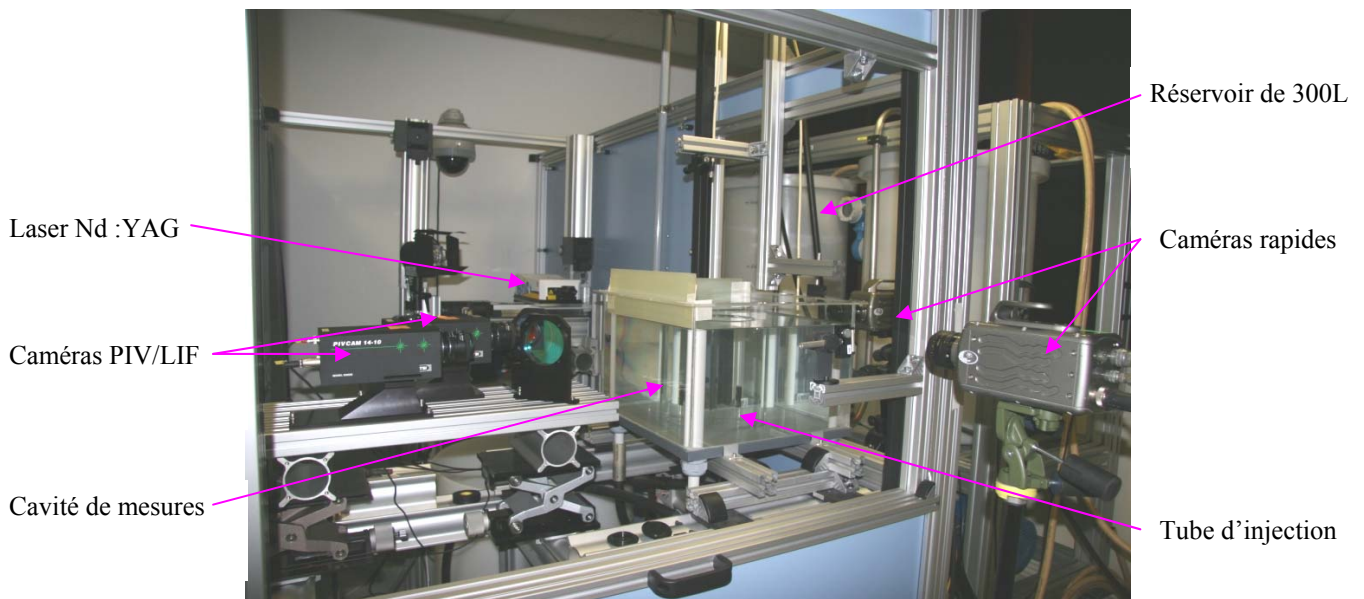


Fig. 90. Photographie du banc expérimental

Les essais d'injection ont été réalisés pour 3 configurations (Fig. 91) :

- impact sur **paroi rigide** en milieu **semi-infini** (essais **PRD**)
- impact sur **surface libre** en milieu **semi-infini** (essais **SLD**)
- impact sur **surface libre** en **confinement carré** (essais **SLC**)

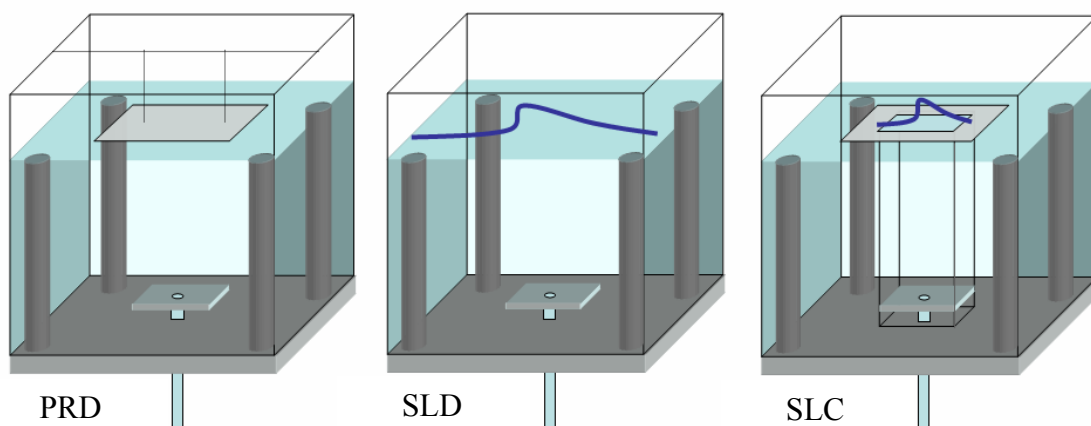


Fig. 91. Schéma des différentes configurations d'impact

Dispositifs expérimentaux et techniques de mesure

Les conditions de mesure sont résumées dans le tableau suivant (Tableau 9).

Donnée	Notation	Valeur	Unité
Nombre de REYNOLDS	Re	10 000	-
Nombre de SCHMIDT	Sc	1 250	-
Vitesse débitante d'injection (moyenne)	V_{inj}	1	m/s
Vitesse centrale d'injection (moyenne)	V_0	1,26	m/s
Concentration maximale (initiale)	C_0	40	$\mu\text{g/L}$
Diamètre du tube d'injection	d	10	mm
Echelle de longueur de Kolmogorov ($y/d=0 \sim 16$)	η_K	10 à 80	μm
Echelle de temps de Kolmogorov ($y/d=0 \sim 16$)	τ_K	300 à 110	μs
Épaisseur de la nappe laser	e_z	2	mm
Intervalle entre 2 images PIV	Δt	350	μs
Durée d'un pulse laser	δt	5	ns
Durée d'exposition des images LIF	-	150	μs
Fréquence d'acquisition (PIV/LIF/Ombrsocopie)	f_{acq}	4	Hz
Durée totale d'enregistrement (7x150 triplets d'images)	T	262.5	s

Tableau 9 - Conditions de mesure

3. RESULTATS & INTERPRETATION PHYSIQUE

Ce chapitre est composé de quatre parties. Dans un premier temps on présente les résultats de l'impact sur paroi rigide (PRD) (§3.1). Puis l'influence de l'interface sur la turbulence est mise en évidence (§3.2) par comparaison avec l'impact sur surface libre (SLD). L'influence du confinement sur l'interaction turbulence/interface est ensuite observée (§3.3) par comparaison des cas semi-infini (SLD) et confiné (SLC). Enfin, les résultats du cas confiné sont utilisés comme base de donnée pour être comparés à des résultats numériques obtenus par un code de simulation LES (§3.3.2).

La figure suivante (Fig. 92) rappelle le système de référence lié au jet impactant. L'origine est placée sur l'axe du jet immédiatement en sortie de tube. L'axe vertical (Oy) suit la direction principale de l'écoulement V_0 et désigne ainsi l'altitude. Le plan (Oxy) correspond au plan de mesures PIV/LIF. Enfin, la direction (Oz) désigne une direction normale au plan de mesure.

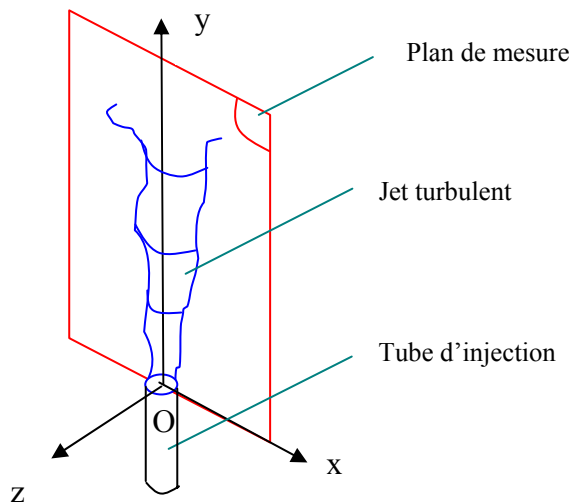


Fig. 92. Système de référence et origine du repère en sortie de tube

Dans la suite les coordonnées spatiales sont adimensionnées par le diamètre d'injection ($d = 10 \text{ mm}$) dont la sortie est positionnée à l'origine du repère ($x/d = y/d = 0$). Les parois intérieures du tube sont localisées à $x/d = \pm 0,5$ pour $y/d < 0$.

3.1. Etude du jet impactant une paroi rigide (PRD)

L'objectif a été de caractériser la turbulence et le mélange dans le cas d'une injection turbulente impactant une paroi rigide. Dans un premier temps la structure générale de l'écoulement est décrite de manière succincte à l'aide des champs topologiques. Puis les données moyennes de l'écoulement permettent de caractériser la structure de l'injection. Enfin les données issues des fluctuations sont analysées pour l'étude du transport turbulent.

3.1.1. Structure de l'écoulement

Afin d'avoir une vision globale de l'écoulement, sa morphologie est étudiée à partir des champs moyens obtenus par PIV et LIF.

3.1.1.1. Vitesses moyennes

La figure 93a représente la distribution spatiale de la norme de la vitesse moyenne. Les rectangles colorés représentent les deux domaines de mesures, l'un dédié à l'étude de l'injection (rectangle rose), l'autre à l'impact (rectangle noir). La calibration spatiale effectuée au moyen de la mire d'étalonnage permet de positionner les deux mesures sur une même figure. L'existence d'un recouvrement des zones (aire située à $-4 < x/d < 4$ et $9,5 < y/d < 12$) permet de contrôler la continuité des mesures. Pour la présentation des champs globaux, le champ de la partie haute est placé par-dessus le champ de la partie basse.

Sur le champ de vitesse, le jet s'échappant du tube est localisé à $x/d = y/d = 0$ et l'on peut distinguer le cône d'expansion du jet. On observe une structure typique des jets libres dans un fluide au repos (en bleu), avec une zone de vitesse quasi-constante en sortie de tube (en rouge) suivie d'une décroissance régulière de la vitesse à mesure que le cône de vitesse s'élargit (dégradé de couleurs). La détermination de V_0 est réalisée en effectuant la moyenne de la vitesse sur l'axe sur les cinq premiers millimètres en sortie de tube ($y/d = 0$ à $0,5$). On relève une vitesse maximum V_0 égale à $1,26$ m/s.

Résultats & interprétation physique

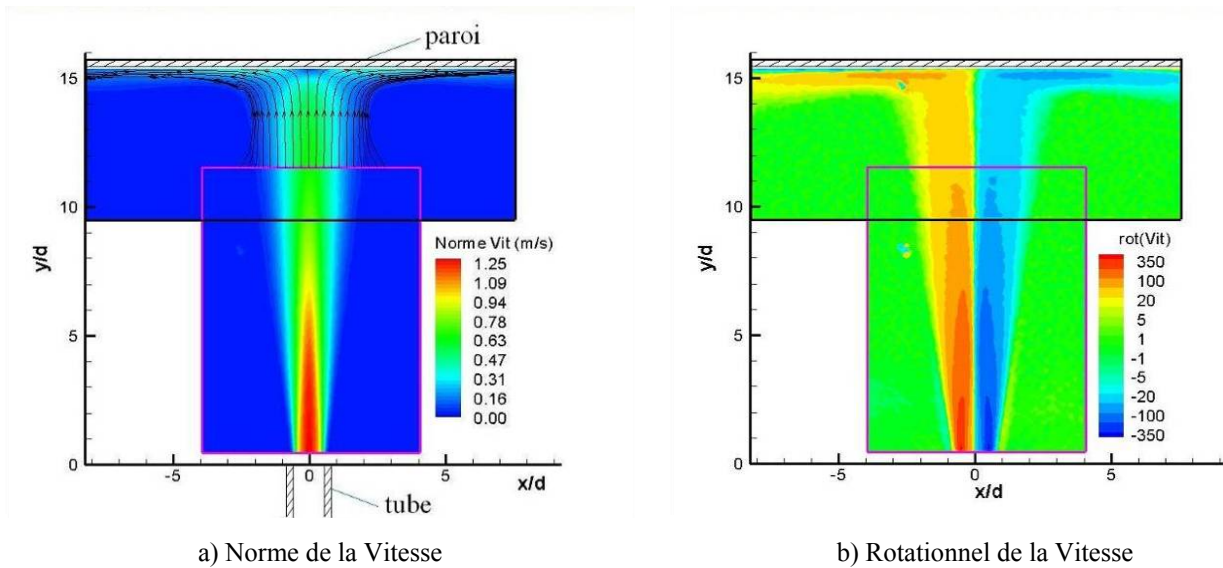


Fig. 93. Champs moyens de Norme et rotationnel de la vitesse (PRD)

Lors de l'impact sur la paroi (située à $y/d = 15,5$), l'écoulement est contraint de dévier à partir de $y/d = 13$, créant une zone de sous-vitesse dans l'axe du jet ($x/d = 0$), correspondant à une zone de l'écoulement où la majeure partie de la quantité de mouvement du jet est transformée en pression. Cette zone est parfois appelée « zone de recompression » [GUPTA 2005]. En effet, à l'impact, la pression est maximale au centre de cette zone, le long de la ligne d'arrêt. Elle décroît au fur et à mesure que l'on s'éloigne de l'axe du jet. Dans la zone d'impact les lignes de courant s'incurvent fortement (Fig. 93a) et des régions de vitesses radiales importantes apparaissent au voisinage proche de la paroi ($y/d > 14,5$), mettant en évidence la présence des jets radiaux rampant le long de la paroi.

Le champ de rotationnel de vitesse (Fig. 93b) est antisymétrique par rapport à l'axe du jet où il s'annule. La vorticité présente des maxima dans l'alignement des parois du tube à $x/d = \pm 0,5$ dont les signes indiquent la tendance du jet à s'élargir. On retrouve le comportement d'un jet avec une région irrotationnelle hors de l'écoulement.

On s'intéresse aux évolutions axiales de la vitesse (V_c). La figure suivante (Fig. 94) montre la décroissance de vitesse sur l'axe du jet, extraite du champ correspondant (Fig. 93a). La position de la paroi est figur  e par la droite verticale rose. La courbe bleue correspond à une loi de décroissance en y^{-1} ; elle permet d'apprécier la zone de jet où la turbulence est pleinement développée. Notons que les données issues des deux domaines de mesures sont ici superposées. On remarque le chevauchement de tous les points situés à $9,5 < y/d < 12$.

Résultats & interprétation physique

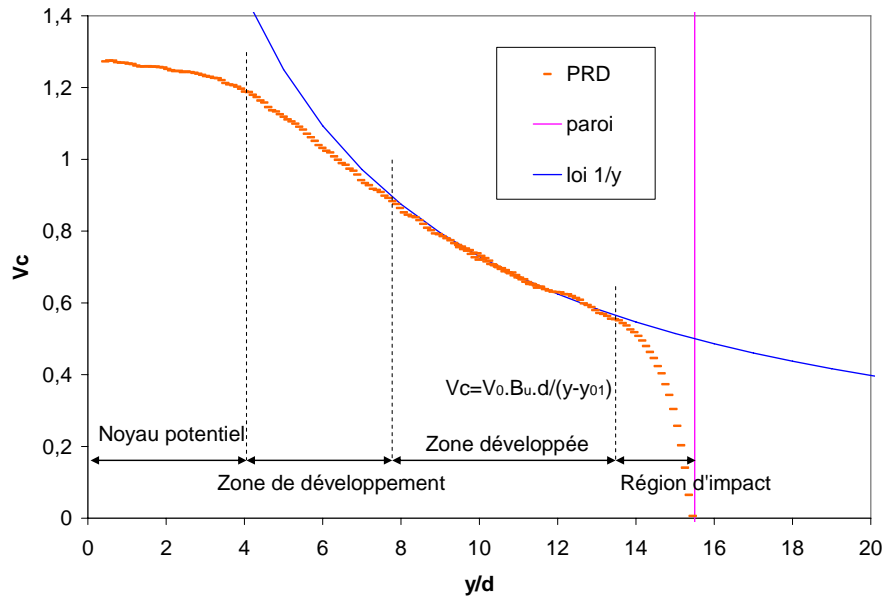


Fig. 94. Évolution de la composante axiale de la vitesse le long de l'axe du tube (PRD)

L'évolution de la vitesse sur l'axe permet d'identifier les zones typiques du jet libre et du jet impactant, présentée dans l'étude bibliographique de ce mémoire (cf. 1.2.2.1):

- Le **noyau potentiel** à 95% est défini par $0,95 < V_c/V_0 < 1$.
- La **zone de développement (ou de transition)** commence dès que $V_c/V_0 < 0,95$.
- La **zone d'écoulement établi (ZEF)** débute lorsque les profils radiaux de la composante axiale de la vitesse, tracés en fonction de la coordonnée radiale adimensionnée x/y , se superposent. V_c est alors inversement proportionnel à la distance y . Cette zone débute à environ $y/d = 8$ de l'injection, et suit une loi de décroissance de vitesse inversement proportionnelle à la distance : Le comportement de la vitesse moyenne est autosimilaire.
- La **région d'impact** apparaît à $y/d = 13$, lorsque la vitesse dévie de son comportement autosimilaire et diminue brusquement à l'approche de l'impact

L'inverse de la décroissance axiale (Fig. 95) permet d'exposer les différentes zones du jet de manière plus apparente, avec notamment la zone d'écoulement établi (ZEF) sous forme d'une droite de coefficient directeur B_u . On détermine alors la longueur du noyau potentiel L_u à $4d$ (plateau quasi-constant) et la ZEF située entre $8 < y/d < 13$ (partie linéaire de la courbe). Entre la fin du noyau potentiel et la ZEF se situe la zone de transition où intervient le développement de la turbulence du jet.

Résultats & interprétation physique

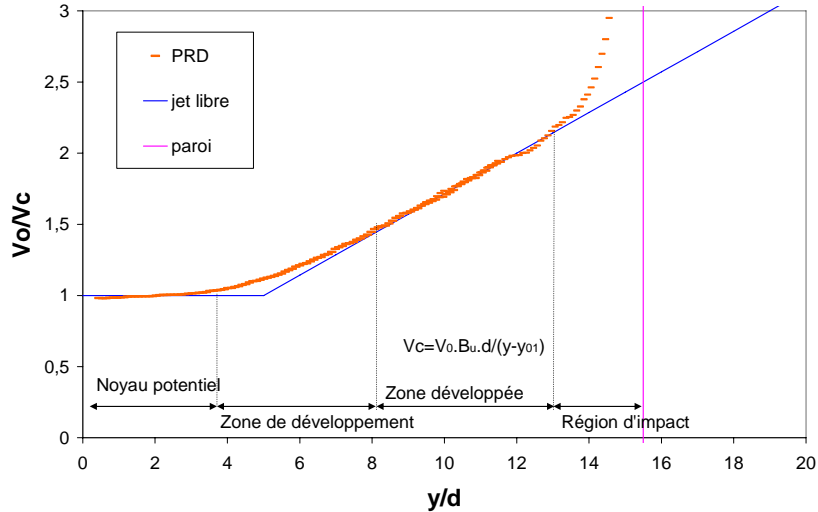


Fig. 95. Inverse de la décroissance axiale de la vitesse (PRD)

De manière plus précise, la pente de décroissance de vitesse B_u est obtenue à partir de la dérivée de V_0/V_c . Pour $8 < y/d < 13$, on relève ainsi la valeur constante $B_u = 7,0 \pm 0,2$. Ce résultat se situe dans la gamme de valeurs trouvées dans la littérature sur les jets libres (cf. 1.2.2.2). L'origine virtuelle correspondante est $y_{01} = -2d$.

On analyse ensuite les évolutions transversales des grandeurs cinématiques du jet. Pour ce faire, des profils transversaux pour différentes distances de l'injection sont extraits des champs moyens, de manière à couvrir les différentes régions du jet. La figure suivante donne une représentation de ces profils pour la norme de la vitesse (Fig. 96). On y observe l'étalement du jet à mesure qu'il s'éloigne de la sortie du tube.

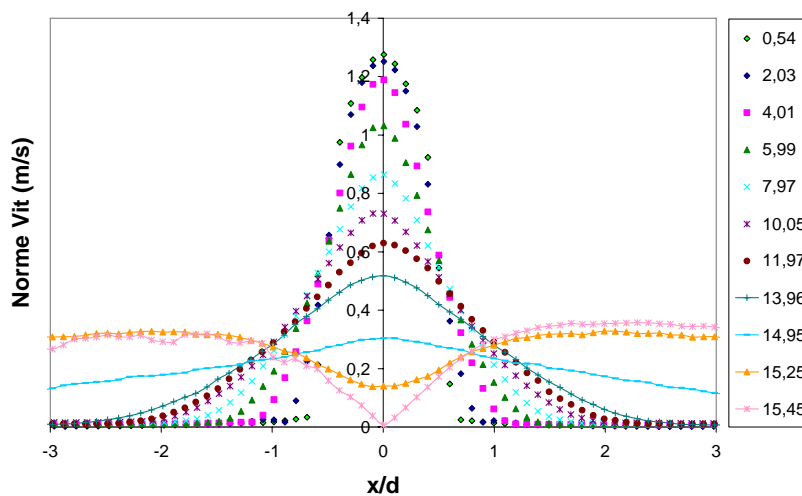


Fig. 96. Évolution transversale de la norme de la vitesse (PRD)

Dans le but d'analyser la zone autosimilaire du jet, la vitesse longitudinale adimensionnée par la

Résultats & interprétation physique

vitesse locale sur l'axe central (V/V_c) est tracée en fonction de la coordonnée radiale adimensionnée (x/y). Cette approche usuelle décrite par [HUSSEIN 1994] montre la superposition des profils en zone développée à partir de $8d$ (Fig. 97), ce qui indique le début de la zone autosimilaire. Les profils se confondent parfaitement en une gaussienne de demi-largeur notée $X_{u1/2}$.

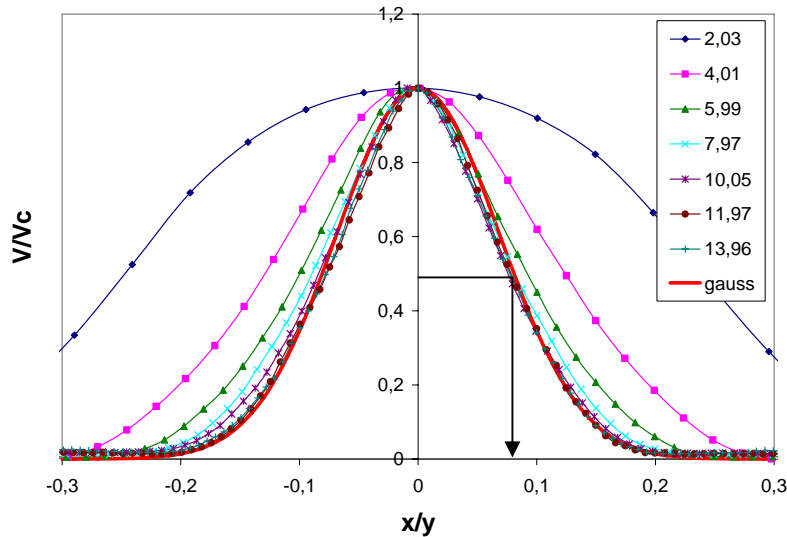


Fig. 97. Évolution transversale de la vitesse axiale normalisée (PRD)

L'évolution de cette demi-largeur $X_{u1/2}$ tracée le long du jet met en évidence le cône d'expansion radiale de la vitesse, qui forme ici un angle de $4,5^\circ$ (Fig. 98).

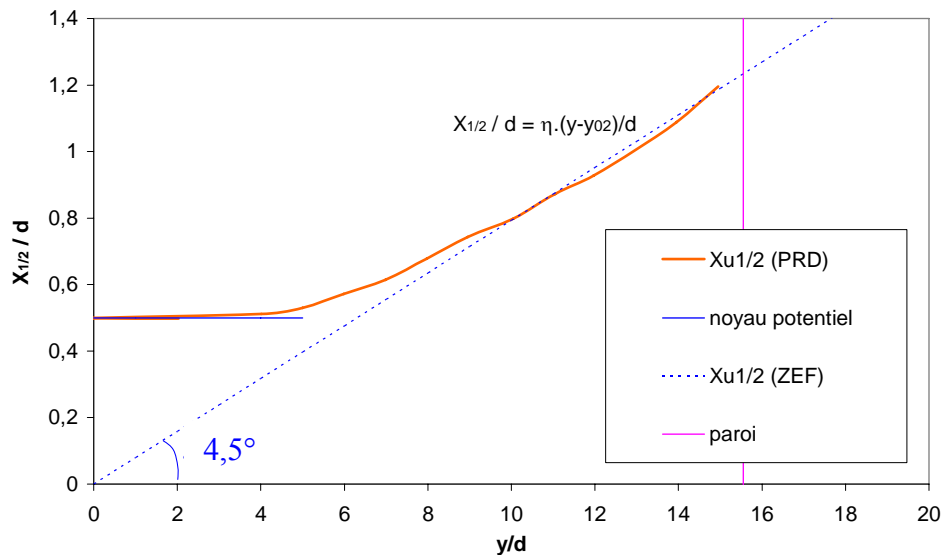


Fig. 98. Évolution de la demi-largeur $X_{u1/2}$ le long du jet (PRD)

Le taux de propagation η_u et l'origine virtuelle y_{02} sont deux constantes transversales déterminées respectivement via la pente de la partie linéaire dans la zone de superposition des profils ($8 > y/d < 13$), et par son abscisse à l'origine : $\eta_u = 0,079$ (soit $Ku^2 = 10,5^2$) et $y_{02} = 0$.
L'évolution de la vitesse moyenne en zone autosimilaire ($8 < y/d < 13$) est définie par :

$$\frac{V(x, y)}{V_0} = 7,0 \cdot \frac{d}{y+2} \cdot \exp\left(-10,5^2 \cdot \left(\frac{x}{y}\right)^2\right) \quad (3.1)$$

Par ailleurs Bu et η_u respectent par définition [BAILLY & COMTE-BELLOT 2003] :

$Bu^2 \cdot \eta_u^2 = \frac{3}{4}(\sqrt{2} - 1) \approx 0,31$. Ceci indique que les mesures des constantes radiales et axiales sont cohérentes avec la théorie autosimilaire.

Le nombre de Reynolds local peut être défini tout au long du jet en tenant compte de la largeur du jet et de la vitesse moyenne.

$$Re = \frac{V_c \cdot X_{1/2}}{\nu} \quad (3.2)$$

On observe (Fig. 99) **un plateau à Reynolds quasi-constant durant toute la région de jet « libre »** ($0 < y/d < 13$). Dans le cœur potentiel en effet, vitesse et largeur du jet restent constantes. Dans la zone autosimilaire le plateau s'explique par le fait que la vitesse est inversement proportionnelle à la distance ($U \propto y^{-1}$) et l'expansion du jet proportionnelle à la distance ($X_{u1/2} \propto y$). Il est par contre intéressant de constater que **le jet se développe sans variation notable du nombre de Reynolds local dans la zone de transition.**

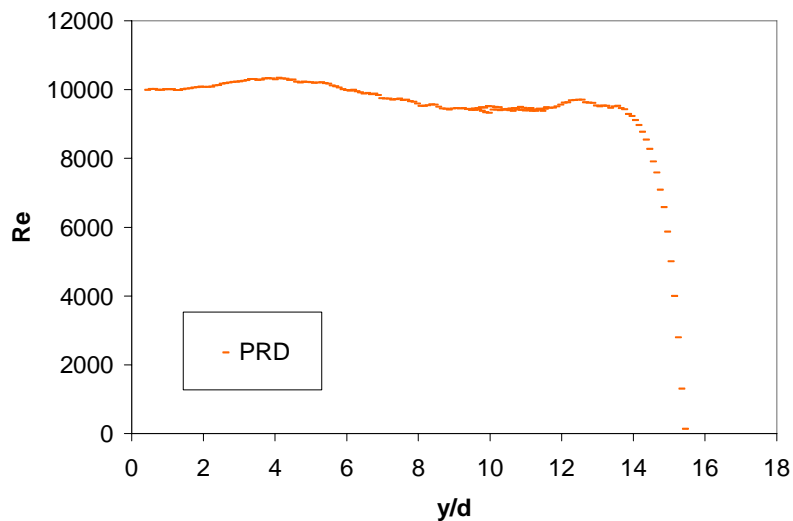


Fig. 99. Évolution du nombre de Reynolds le long du jet (PRD)

Une fois atteint, le comportement autosimilaire en vitesse est habituellement conservé tout au long du développement d'un jet libre. Dans le cas présent le développement du jet est limité par la paroi rigide. Ceci donne lieu à une disparition du comportement autosimilaire, et donc à la fin de la

région de jet « libre ». On peut ainsi définir une nouvelle zone s’amorçant lorsque la vitesse sur l’axe n’est plus inversement proportionnelle à la distance y/d . Ceci intervient à environ $y/d = 13$ (Fig.95). Cette zone où le comportement diverge de celui d’un jet libre est appelée « région d’impact ». Dans cette région les grandeurs de l’écoulement sont influencées par la présence de la paroi. Pour $y/d > 13$ la décélération rapide du jet est observée jusqu’au point de stagnation (asymptote verticale).

Dans cette région, également appelée zone de déflexion, la paroi impose au jet un changement de direction qui s’opère à partir de $y/d > 13$, avec l’apparition d’un jet de paroi. La direction majoritaire de la vitesse bascule d’un jet libre à un jet de paroi autour d’un point d’arrêt de vitesse nulle sur la paroi ($x/d = 0$; $y/d = 15,5$). La composante axiale diminue pour laisser la place à une composante radiale majoritaire. Ceci est visible sur les évolutions transversales des composantes de la vitesse le long du jet (Fig. 100).

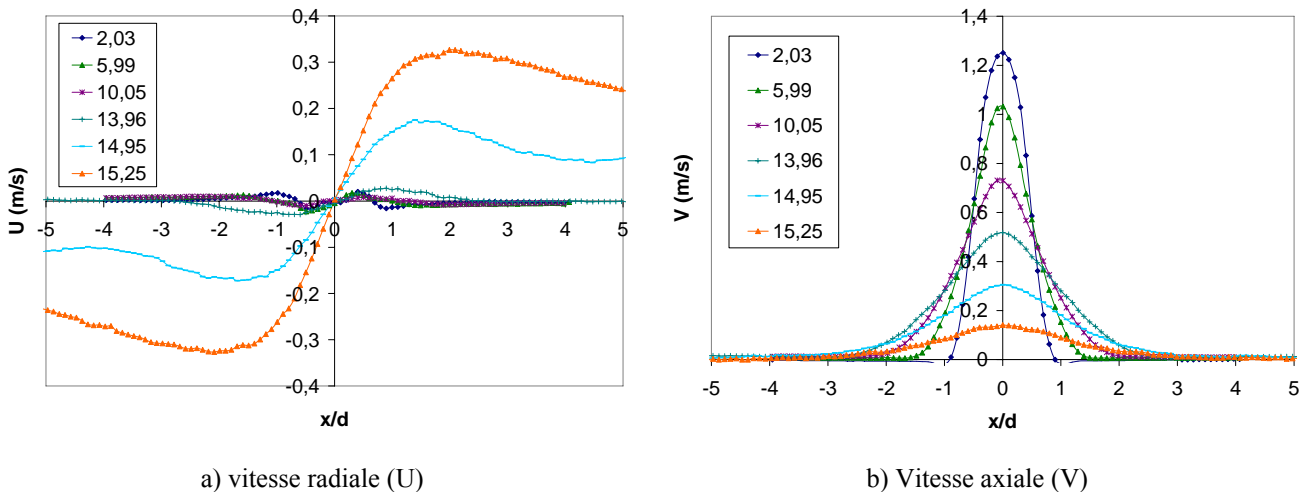


Fig. 100. Evolution des composantes de la vitesse le long du jet (PRD)

Les profils de vitesse radiale sont antisymétriques et présentent des maxima dirigés vers l’extérieur du jet (Fig. 100a), témoins de son expansion radiale. Les profils de vitesse longitudinale (Fig. 100b) forment des cloches dont le maximum est situé à $x/d = 0$, sur l’axe du jet. La vitesse axiale diminue progressivement jusqu’à s’annuler complètement au niveau de la paroi rigide ($y/d = 15,5$). Parallèlement, l’évolution de la composante transversale U montre une augmentation rapide à partir de $y/d = 14$. Ceci indique le changement de direction du jet qui s’opère dans la zone d’impact.

L’évolution de la vitesse adimensionnée pour différentes distances de l’axe central, sur des sections parallèles à l’axe du jet, permet également de suivre l’évolution du jet libre vers un jet radial (Fig. 101). L’épaisseur du jet pariétal, définie à partir de la vitesse, reste quasiment constante

et égale à 1 diamètre (entre $y/d = 14,5$ et $y/d = 15,5$) comme observé sur le champ topologique (Fig. 93).

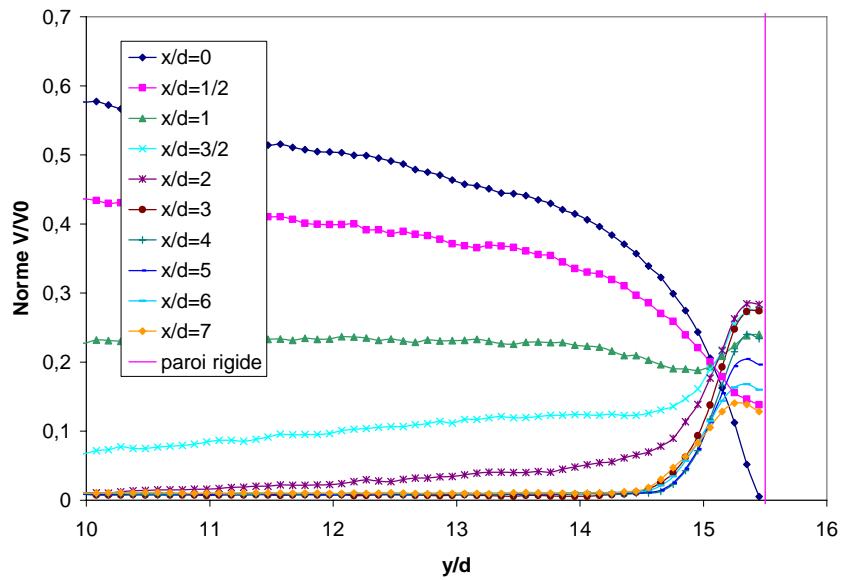


Fig. 101. Évolution de la vitesse pour différentes distances de l'axe (PRD)

3.1.1.2. Concentration moyenne

Les champs de concentration moyens obtenus par LIF (Fig. 102a) présentent une forte analogie avec les champs de vitesse. Rappelons que de l'eau pure est injectée (procédure de LIF inverse). Les valeurs maximales correspondent à la concentration du fluide environnant (40 $\mu\text{g/L}$). On observe une zone de jet avec une dilution progressive du colorant le long et au travers du jet. La région d'impact quant à elle présente des iso-contours rectilignes rampant le long de la paroi horizontale.

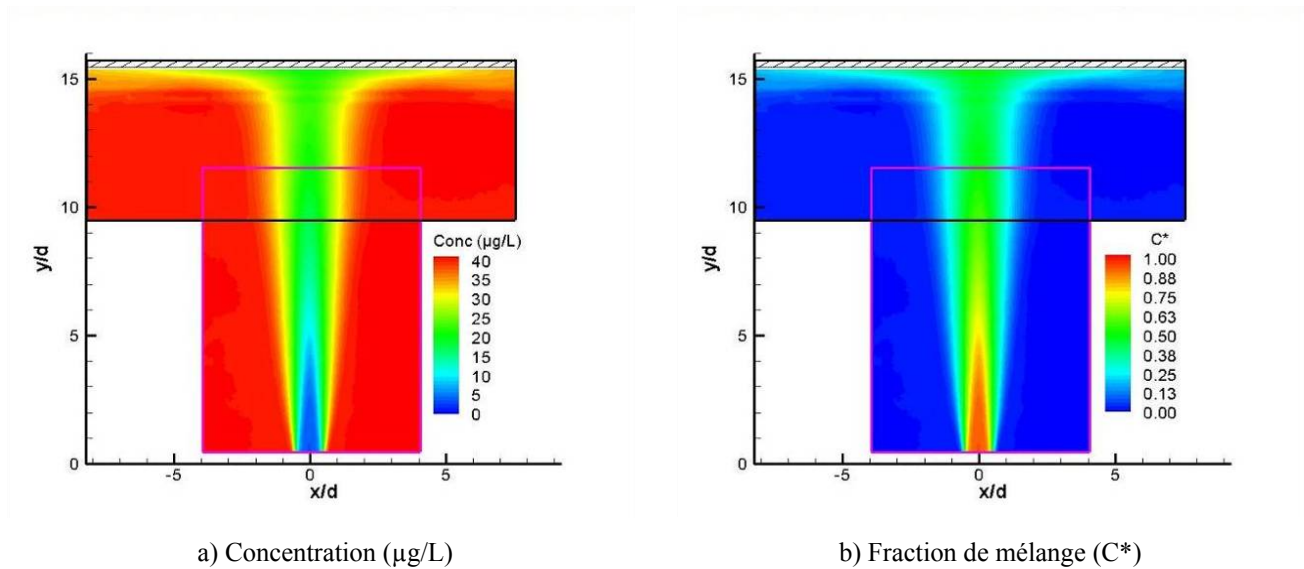


Fig. 102. Champs moyens de concentration (PRD)

Afin de pouvoir comparer les décroissances de vitesse et de concentration, on s'intéresse à la fraction de mélange $C^* = 1 - \frac{C}{40}$ (Fig. 102b), qui correspond à la concentration normalisée entre 0 et 1 (correspondant respectivement à la concentration ambiante, 40 $\mu\text{g/L}$, et injectée, 0 $\mu\text{g/L}$).

La concentration moyenne est tracée le long de l'axe (Fig.103a). On peut remarquer que la concentration mesurée à l'injection n'est pas tout à fait nulle, mais l'erreur est comprise dans l'incertitude liée au traitement des images LIF ($\pm 3 \mu\text{g/L}$, cf. 2.4.3). L'analogie entre la vitesse et la concentration est facilitée par l'utilisation de la fraction de mélange, comme le montre l'évolution sur l'axe du jet (Fig.103b).

Résultats & interprétation physique

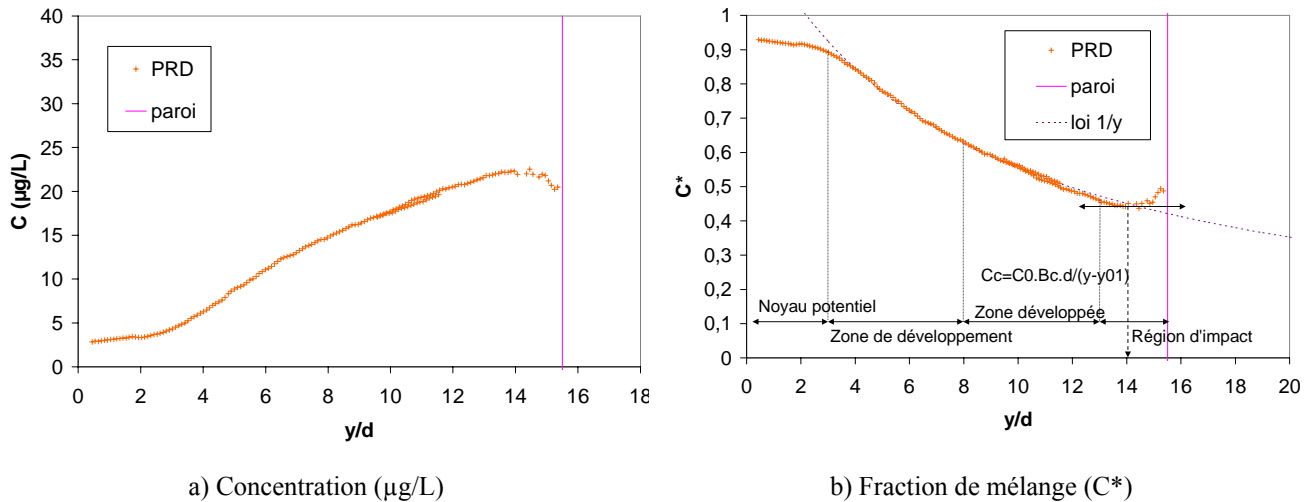


Fig. 103. Évolution de concentration sur l'axe du jet (PRD)

Le noyau potentiel en concentration peut être défini de la même manière que pour la vitesse, à savoir la distance à partir de la sortie de tube où la fraction de mélange reste supérieure à 0,95. Basée sur ce critère, la longueur du noyau L_c est de $3d$, c'est-à-dire plus courte que celle de la vitesse $L_u = 4d$.

Après une zone de transition ($3 < y/d < 5$), la fraction de mélange diminue ensuite selon une loi en y^{-1} .

Pour $y/d > 13$, en région d'impact, la dilution diminue fortement sur l'axe. Un minimum de fraction de mélange moyenne (0,45) apparaît à $y/d = 14$ (tangente horizontale Fig. 103b), suivi d'une augmentation à la paroi ($20 \mu\text{g/L}$). Ceci est une conséquence de la zone de sous-vitesse décrite précédemment. **La déflexion du jet induit un point d'arrêt et le colorant s'accumule dans la zone de stagnation** ainsi créée (Fig. 104).

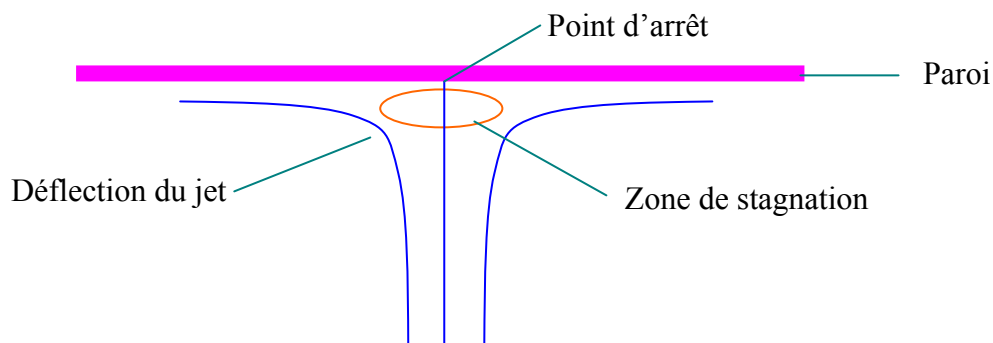


Fig. 104. Schéma de la région d'impact (PRD)

De la même manière que pour la vitesse, un taux de décroissance de la concentration le long de l'axe du jet (B_c) et un taux d'expansion radiale (η_c) sont définis, pour la zone d'autosimilarité en concentration (cf. 1.2.4.2).

Résultats & interprétation physique

La méthode de détermination employée pour le taux de décroissance B_c est la même que pour celui de la vitesse. La valeur relevée est $B_c = 9,7 \pm 0,2$ avec une origine virtuelle correspondante $y_{01c} = -7d$.

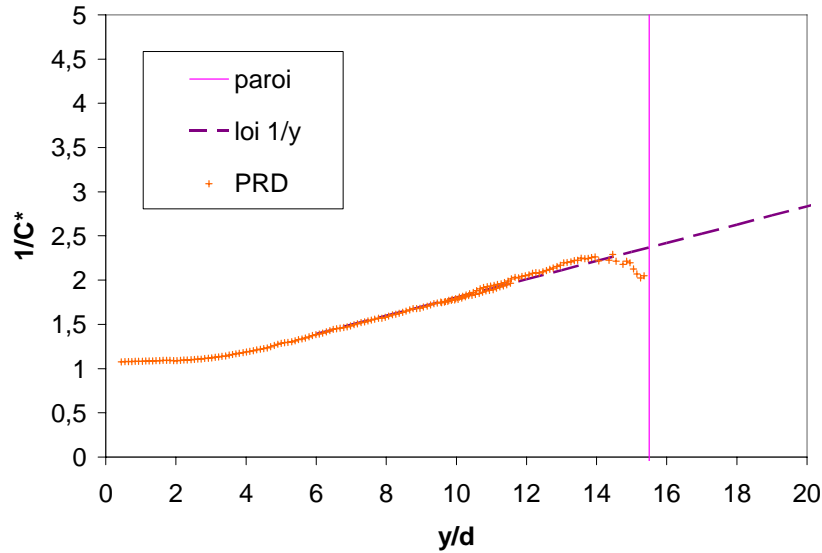


Fig. 105. Évolution de concentration normalisée sur l'axe du jet (PRD)

Les profils transversaux de concentration sont présentés sur la figure (Fig.106a). Ces profils indiquent une fraction de mélange constante et minimale ($C^* = 0$) dans le fluide ambiant, et qui varie à l'intérieur du jet. Le maximum de C^* est toujours situé sur l'axe du jet, et la valeur sur l'axe (C^*_c) diminue avec le développement du jet du fait de la dilution du colorant.

La détermination du taux de propagation radial est effectuée à partir des profils transversaux de concentration normalisés (Fig.106b) et l'évolution de leur demi-largeur $X_{c1/2}$. On vérifie que les profils normalisés se confondent en une seule et unique gaussienne. Ceci intervient à partir de $y/d = 8$, début de la zone autosimilaire en concentration.

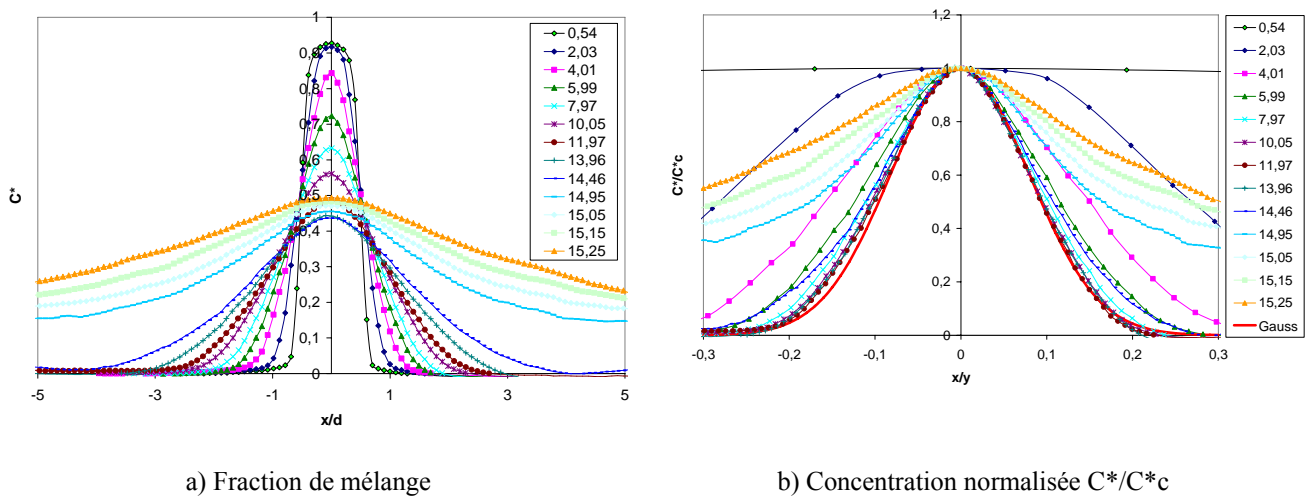


Fig. 106. Évolution transversale de la concentration pour différentes valeurs de la distance y/d (PRD)

Résultats & interprétation physique

Sur la figure 107, l'évolution de la demi-largeur $X_{c1/2}$ (trait fin) montre l'élargissement du cône de concentration et donne la valeur de la constante d'expansion radiale. La lecture est directe sur l'asymptote horizontale de $X_{c1/2}/y$, la demi-largeur adimensionnée par la distance y (trait gras etaC). Les asymptotes sont tracées en pointillés violets. On relève $\eta_c = 0,095$ ($Kc^2 = 8,8^2$), avec une origine virtuelle de $y_{02c} = -0,5$ d. Ainsi l'évolution de la fraction de mélange dans la zone autosimilaire ($8 < y/d < 13$) suit la loi :

$$C^*(x, y) = 9,7 \cdot \frac{d}{y+7} \cdot \exp\left(-8,8^2 \cdot \left(\frac{x}{y+0,5}\right)^2\right) \quad (3.3)$$

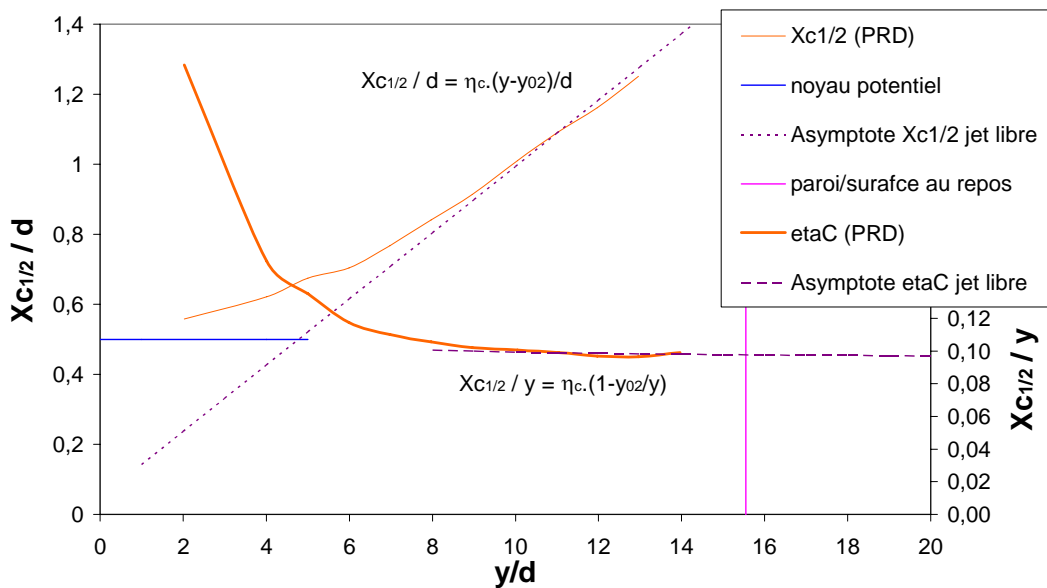


Fig. 107. Évolution de la demi-largeur des profils de concentration (PRD)

Par ailleurs le rapport entre le taux de propagation de la concentration et celui de la vitesse vaut $\eta_c/\eta_u = 1,19$ ce qui indique que le champ de concentration se propage plus rapidement que le champ de vitesse. Ceci est à relier au **transport préférentiel du scalaire par rapport au moment** suggéré par [LUBBERS *et al.* 2001]. Rappelons que le transport de scalaire est plus efficace que le transport de la vitesse. Ceci est lié à la présence, dans l'équation de la vitesse, d'un gradient de pression qui diminue le transport de vitesse. Ce terme est absent dans les équations de transport scalaire. La différence entre l'angle du cône de vitesse ($4,5^\circ$) et celui du cône de concentration ($5,4^\circ$), présentés sur la figure 108, est le reflet de ce transport préférentiel.

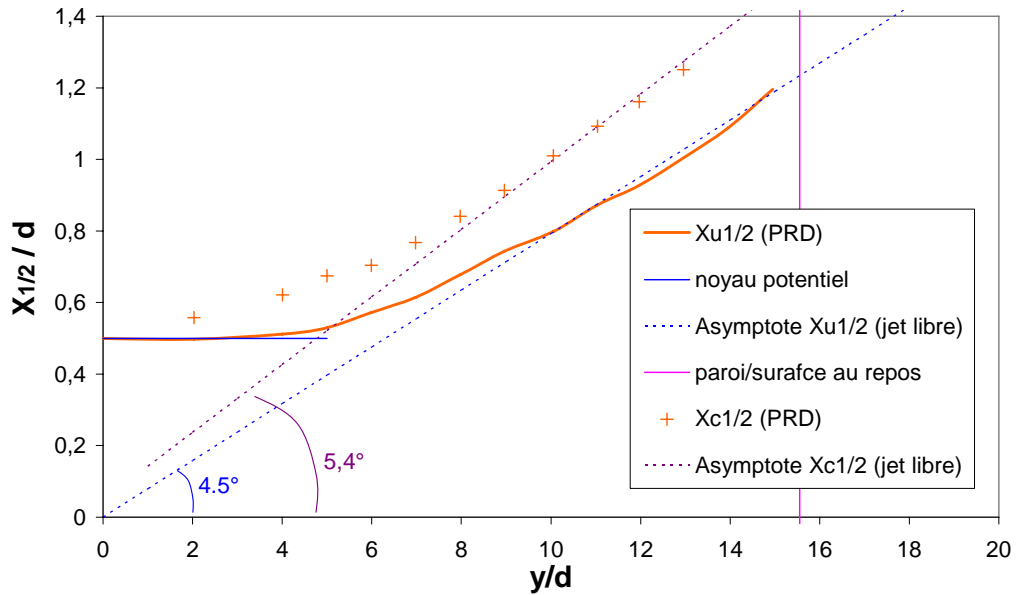


Fig. 108. Comparaison des cônes de vitesse (ligne) et de concentration (croix) (PRD)

3.1.2. Transport turbulent

L'étude du transport turbulent est réalisée par l'analyse des grandeurs fluctuantes de l'écoulement.

3.1.2.1. Intensités de turbulence

Une description générale nous amène à constater que les écarts-type de vitesse U_{rms} (Fig. 109a) et V_{rms} (Fig. 109b) montrent une zone de fluctuation minimum au centre du jet et maximum dans la couche de cisaillement. Par ailleurs, ils atteignent un maximum localisé à environ 7 à 8 d en aval de la sortie de tube, ce qui était attendu (cf. 1.2.3).

La distribution spatiale de ces champs est symétrique par rapport à l'axe du tube. On constate en sortie de tube la présence de zones d'intensité turbulente faible, correspondant aux noyaux potentiels du jet. On observe des niveaux énergétiques plus élevés dans les couches de cisaillement latérales du jet accroché aux bords externes du tube d'injection. Ces couches de fluctuations élevées s'élargissent avec le développement du jet. Les niveaux de turbulence y sont toujours plus importants que sur l'axe du jet, jusqu'à une certaine distance à partir de laquelle les couches de cisaillement se rejoignent. Le point de jonction, sur l'axe, devient alors le point de maximum de turbulence.

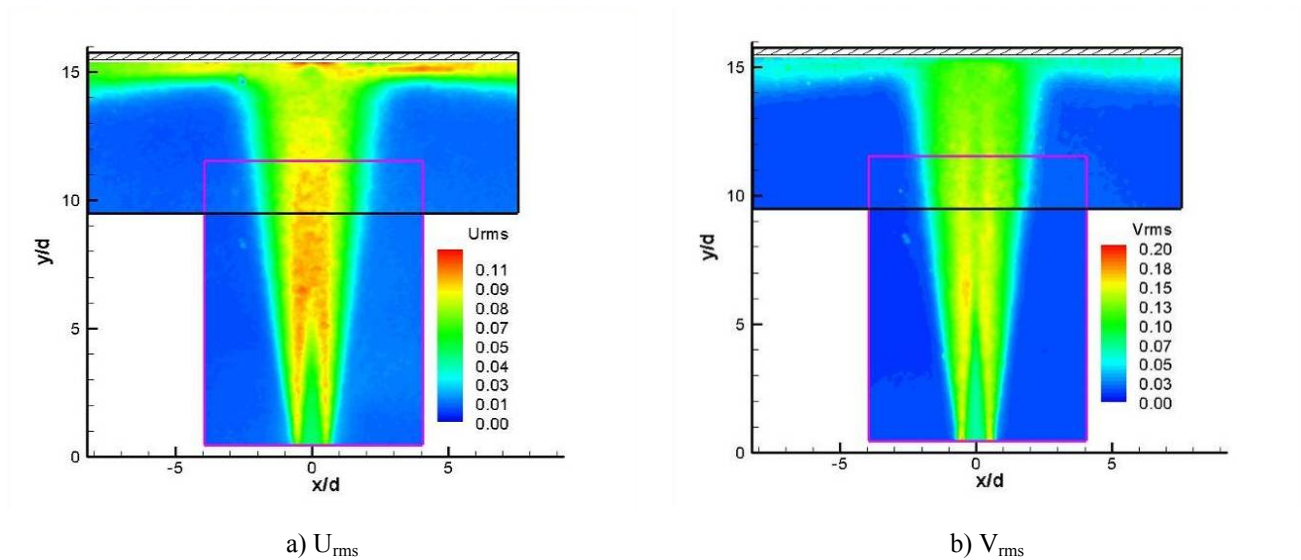


Fig. 109. Champs moyens de Fluctuations de vitesses axiale et radiale (PRD)

L'évolution de ces intensités est tracée le long de l'axe central du tube (Fig. 110). Les résultats sont comparés aux mesures d'intensité axiale (I_v) par [QUINN 2006], [BOUSLIMI 2001] et [GIRALT 1977] réalisées dans le cas d'un jet libre (Fig. 110b). Le niveau de turbulence axiale en sortie de tube ($I_{v0} = 0,05 \pm 0,01$) correspond à la valeur mesurée dans le tube (4,5%) et est en accord avec la loi

semi-empirique $\left. \frac{V_{rms}}{V} \right|_c = 0,16 \cdot Re^{-1/8}$ où Re est le nombre de Reynolds dans le tube (cf. 1.2.3).

C'est le même niveau obtenu avec la LDV par BOUSLIMI avec un Reynolds de 21 000.

Conformément aux trois courbes obtenues sur les jets libres (cf. 1.2.3) on observe une augmentation rapide de la turbulence, un pic de turbulence à $y/d = 7,5$ d'amplitude 8% pour I_u (Fig. 110a) et 12% pour I_v (Fig. 110b), suivi d'une décroissance plus lente. Localisé à $y/d = 7,5$ ce maximum caractéristique des jets libres turbulents indique le lieu de brassage maximal dans le jet.

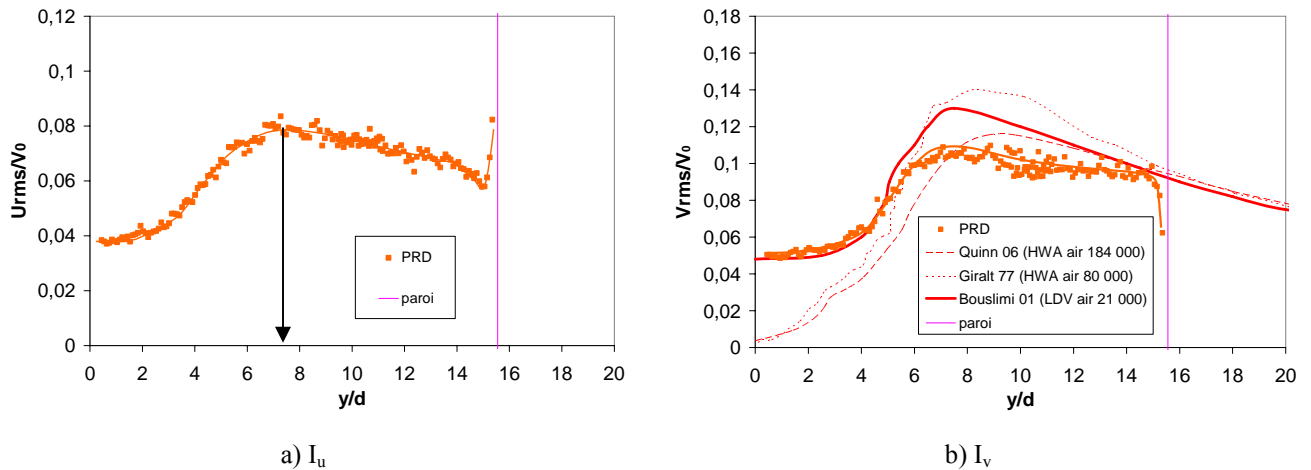


Fig. 110. Intensités de turbulence radiale et axiale le long de l'axe du jet (PRD)

Les intensités de turbulence radiales I_u deviennent de plus en plus importantes au voisinage de la paroi (Fig.110a). Sur l'axe du jet, ces fluctuations radiales intenses sont représentatives du mouvement désordonné du jet au niveau de l'impact : Proche de la paroi, les valeurs plus élevées de I_u soulignent le brassage turbulent important au niveau de la zone de sous vitesse repérée dans cette région de l'écoulement. La présence de niveaux de turbulence encore très élevés dans cette zone peut être vue comme la présence du passage intermittent de tourbillons venant du jet qui impactent la paroi à tour de rôle.

A l'inverse les fluctuations axiales chutent brutalement au voisinage de la paroi où la vitesse moyenne tend vers zéro. La paroi rigide limite ainsi les fluctuations axiales.

L'évolution transversale des fluctuations de vitesse montre des pics de turbulence dans les couches de cisaillement, et un minimum local au centre du jet (Fig. 111). La forme des profils change à la fin du cœur potentiel et dans la zone de transition (à partir de $y/d = 4$), où le bord intérieur de la couche de mélange atteint l'axe central. Les deux pics de turbulence dans la couche de cisaillement sont « rattrapés » progressivement par la turbulence centrale. Ils s'atténuent complètement pour I_u (Fig. 111a) et I_v (Fig. 111b) à environ $y/d > 7,97$ et $y/d > 11,97$ respectivement. Le minimum sur l'axe s'atténue fortement et les profils tendent vers une forme autosimilaire. Les courbes rouges indiquent des profils autosimilaires pour différentes mesures dans le champ lointain d'un jet libre turbulent, d'après [WEBSTER 2001], [FUKUSHIMA *et al.* 2000], [PAPANICOLAOU & LIST 1988]. Il est délicat de démontrer l'autosimilarité de nos fluctuations de vitesse (comme c'est le cas sur la figure 11). En effet la superposition des profils mesurés n'est pas parfaite, ce qui indique que les fluctuations de vitesses n'ont pas encore un comportement

Résultats & interprétation physique

autosimilaire. Celui-ci serait atteint pour de plus grandes distances (entre $y/d = 15$ et 20 selon les mesures de [GIRALT 1977]), mais la présence de l'impact empêche d'atteindre la superposition complète.

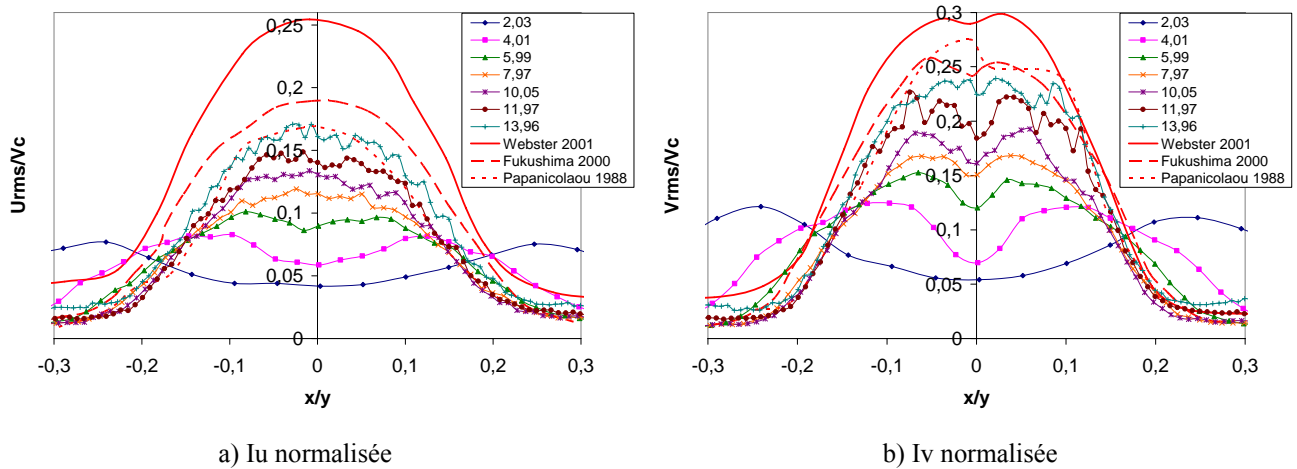


Fig. 111. Intensités de turbulence normalisées par V_c (PRD)

Les intensités de turbulence normalisées par la vitesse locale continuent d'augmenter pour $y/d > 12$, notamment sur l'axe, ce qui confirme le fait que les profils turbulents n'ont pas convergé vers une solution autosimilaire. L'évolution sur l'axe de cette grandeur normalisée par V_c (Fig. 112) figure habituellement une valeur quasi constante (variable selon les études, environ 20% pour l'intensité radiale et 25% pour l'intensité axiale, cf. 1.2.3).

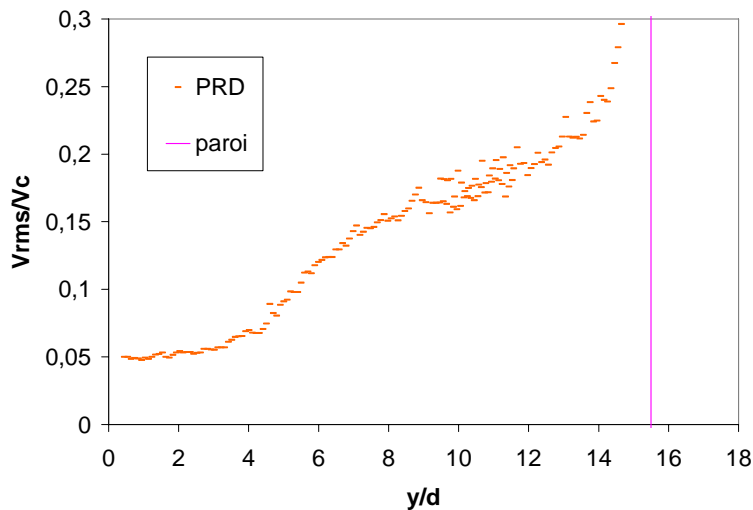


Fig. 112. Intensités de turbulence axiale normalisées par V_c (PRD)

Pour mémoire les différentes grandeurs statistiques de l'écoulement n'atteignent pas toutes simultanément un comportement autosimilaire, conformément à [TOWNSEND 1976], qui indique que l'affinité complète du jet (*i.e.* pour la vitesse moyenne et les moments d'ordre supérieur) ne pourrait être réalisée à moins de $y/d = 50$.

Résultats & interprétation physique

Les graphes suivants (Fig. 113) présentent l'évolution des intensités de turbulence radiale et axiale sur des sections parallèles à l'axe du jet ($x/d = 0; 0,5; 1; 1,5; 2; 3; 4; 5$), mettant en évidence la région de jet radial ($14,5 < y/d < 15,5$ pour $x/d \geq 3$). Dans cette région les fluctuations radiales I_u sont de 8% environ (Fig. 113a), plus élevées que I_v à 5% (Fig. 113b), car la turbulence axiale s'est redirigée avec la déflexion du jet.

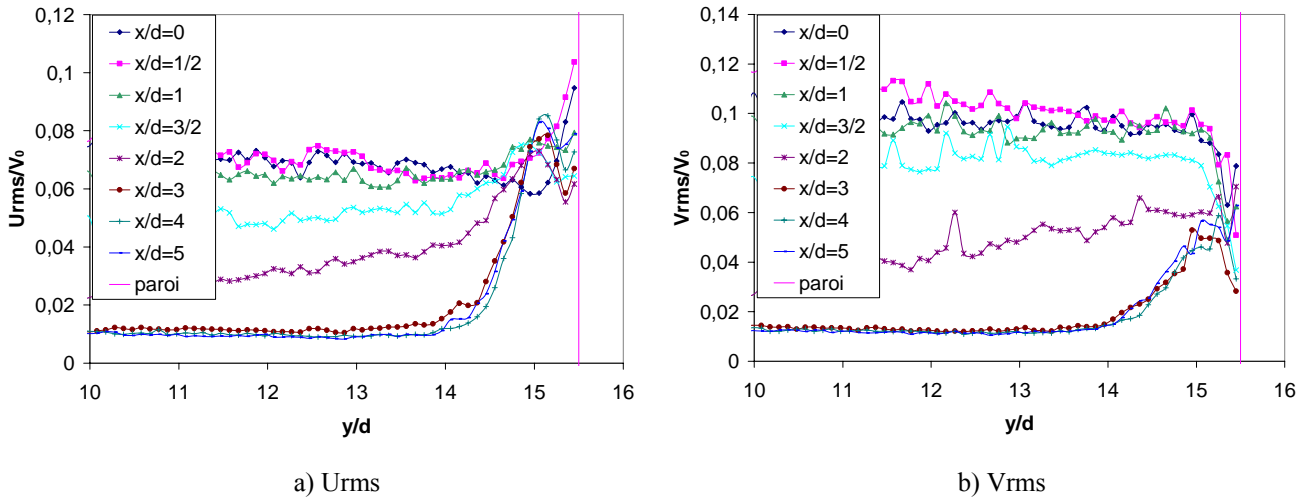


Fig. 113. Évolution des intensités turbulentes axiales et radiales parallèles à l'axe (PRD)

3.1.2.2. Tensions de Reynolds et Énergie cinétique turbulente

Les champs d'énergie cinétique turbulente réduite E_{kr} (Fig. 114a) montrent la redistribution de l'énergie cinétique verticale en un mouvement horizontal par la paroi rigide. L'énergie maximum est localisée dans les couches de cisaillement du jet libre et dans le jet rampant le long de la paroi rigide après déflexion. Les couches de cisaillement du jet sont également visibles sur le champ des tensions de Reynolds (Fig. 114b), avec des maxima localisés à $x/d = \pm 0,5$.

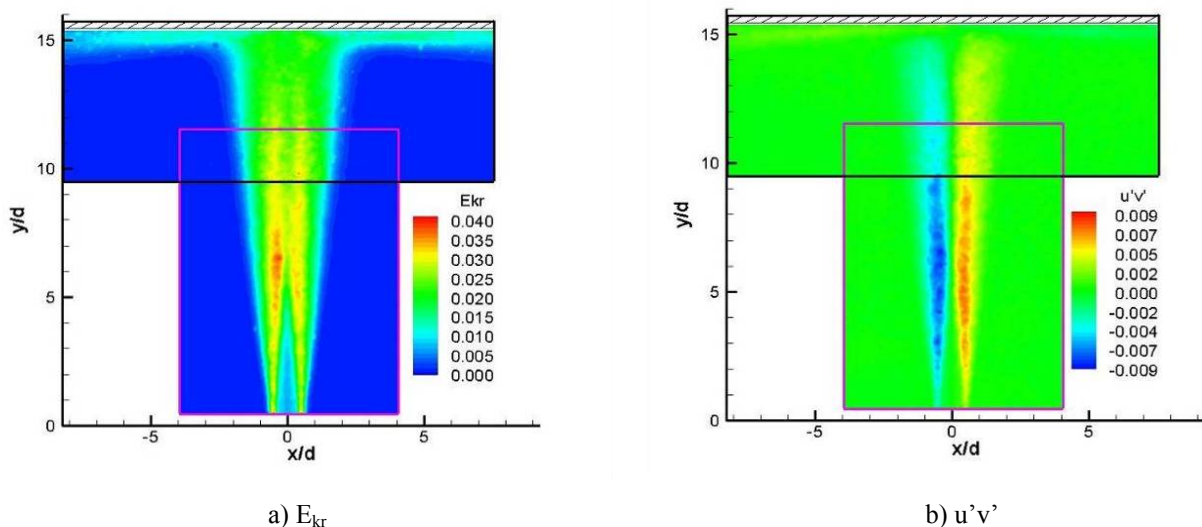


Fig. 114. Champs moyens de Tensions de Reynolds et Énergie cinétique réduite (PRD)

La distribution des tensions de Reynolds adimensionnées par la vitesse locale au centre pour des sections transversales du jet est présentée sur la figure 115. Les mesures en zone autosimilaire de jet libre par [WEBSTER 2001] et [FUKUSHIMA *et al.* 2000] sont également figurées (courbes rouges).

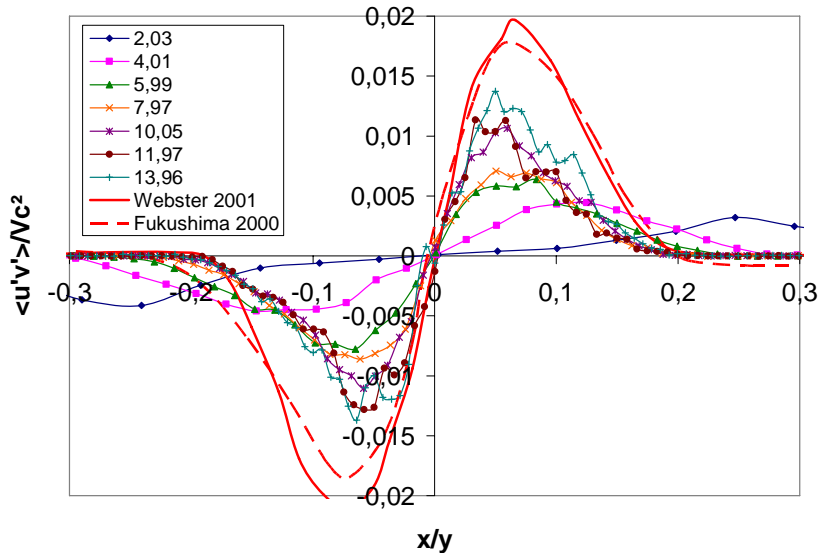


Fig. 115. Profils transversaux de Tensions de Reynolds adimensionnées (PRD)

L'allure symétrique des profils est typique de celle des profils mesurés en jet libre, et la contrainte de cisaillement s'annule exactement sur l'axe de symétrie, indiquant un écoulement cisailé symétrique et droit. Les valeurs des tensions de Reynolds adimensionnées restent comprises entre -0,015 et 0,015 sur toute la hauteur du jet, légèrement en deçà des valeurs de la littérature pour la raison invoquée précédemment, à savoir que les fluctuations de vitesse n'ont pas atteint leur comportement autosimilaire.

3.1.2.3. Fluctuations de concentration

Lorsque l'on observe les fluctuations de concentration normalisée C^*_{rms} (Fig. 116a), la morphologie du champ indique des zones intenses qui s'écartent de l'axe du jet et qui s'élargissent, correspondant aux zones de cisaillement du jet. C'est dans ces « couches de mélange » que le brassage du colorant est le plus élevé : Les instabilités de la couche de cisaillement mélangent le fluide propre du jet avec le fluide coloré entraîné par l'enroulement de tourbillons (cf. observations phénoménologiques 2.2.3). L'épaisseur de cette couche de mélange, siège des instabilités de Kelvin-Helmholtz et de la turbulence de petite échelle, s'accroît avec la distance. Dans le jet radial en région d'impact, des zones plus intenses apparaissent vers $x/d = \pm 4 \sim 5$.

A l'inverse il existe une région de faible turbulence à environ un diamètre en aval du tube d'injection, mais également au centre du jet. Les profils de fluctuations de concentration

adimensionnés par la valeur sur l'axe (Fig. 116b) montrent ce niveau plus faible au centre du jet par rapport aux couches de mélange (maximum localisé à $x/y = \pm 0,09$). Les profils de fluctuations de concentration ne se superposent pas totalement, même à $y/d = 14$. Les niveaux de fluctuation sont de plus inférieurs aux mesures dans les jets libres autosimilaires précédemment citées.

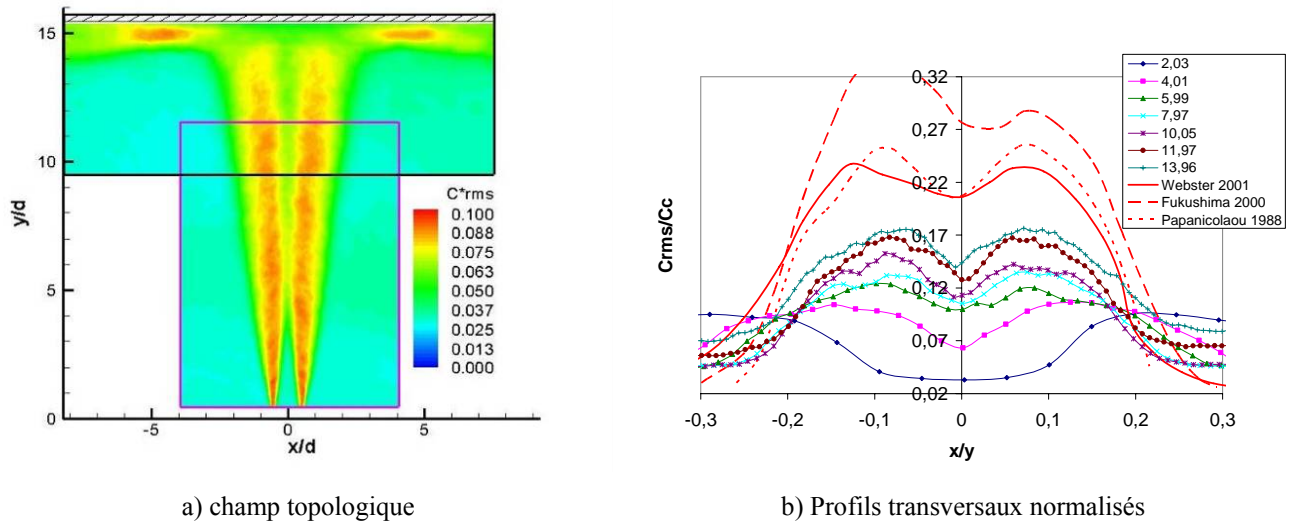


Fig. 116. Fluctuations de concentration (PRD)

L'évolution des fluctuations de concentration au centre du jet (Fig. 117) montre une augmentation brusque dans la zone de développement (entre $y/d = 3$ et 6) pour atteindre une valeur de 7% à $y/d = 6$ et reste quasi constante sur l'axe dans la zone jet libre. Ce maximum de fluctuation de concentration, bien qu'apparaissant un centimètre plus tôt que pour les fluctuations de vitesse ($y/d = 7d$, Fig. 110), correspond au maximum d'intensité de turbulence, comme l'indiquent les corrélations vitesse-concentration étudiées ci-après (cf. §3.1.2.4).

Ce niveau décroît ensuite dans la région d'impact, dès que $y/d > 14$. **Cette zone où le mélange est moins intense en moyenne correspond à la zone de sous-vitesse** mise en évidence au 3.1.1.1. Après l'impact les fluctuations de concentration sont maximales dans le jet radial ($y/d = 15$) dans une zone située à $3,5 < x/d < 5,5$. Cette zone du jet radial où le mélange est maximal est à corrélérer aux fluctuations de vitesse dans le jet radial. Cette corrélation est effectuée dans le chapitre suivant (Fig. 118a).

Résultats & interprétation physique

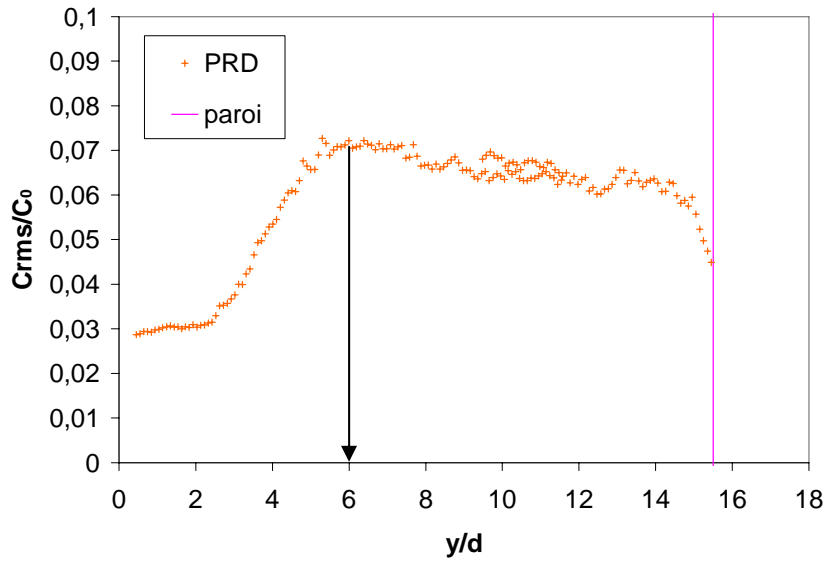


Fig. 117. Fluctuations de concentration sur l'axe (PRD)

3.1.2.4. Flux turbulents

La diffusion moléculaire de la rhodamine 6G étant négligeable (cf. 2.4.1.1), le mélange est principalement issu du transport par la turbulence, représenté par les termes de corrélation mixtes vitesse-concentration ($u'c'$ et $v'c'$). La mesure simultanée de vitesses et de concentration permet d'analyser ces flux turbulents. Les champs de flux turbulents moyens radiaux et axiaux sont présentés dans la figure suivante (Fig. 118).

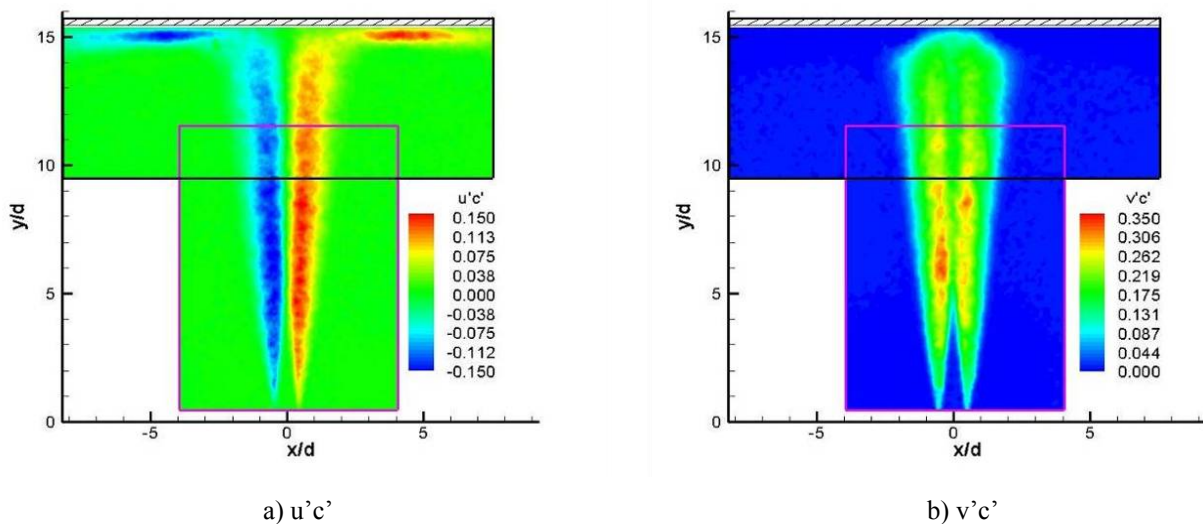


Fig. 118. Champs moyens de Flux turbulents moyens radiaux ($u'c'$) et axiaux ($v'c'$) (PRD)

Le flux turbulent axial $u'c'$ montre que le mélange dans le jet radial est corrélé aux fluctuations de vitesse.

Le flux turbulent axial $v'c'$ représente le transport turbulent dans la direction principale de

l'écoulement. Ce terme est nul dans le noyau potentiel, jusqu'à $y/d = 3$: le processus de diffusion turbulente n'atteint pas l'axe du jet, comme le montre l'évolution le long du jet (Fig. 119) : il n'y a pas de mélange dans le noyau potentiel. Il augmente ensuite et atteint un maximum à $y/d = 7$ qui coïncide avec le pic de fluctuations de vitesses axiales. Ce pic est lié à l'interaction entre les mécanismes de transfert de moment et le transfert de masse. A cet endroit le mélange dû au transport turbulent est le plus efficace. C'est la raison pour laquelle de nombreuses études de jets impactants placent leur cible à $h/d = 7$, lieu où le transfert turbulent est maximum. La décroissance qui suit correspond au début de la dissipation visqueuse et à la diminution des gradients de concentration.

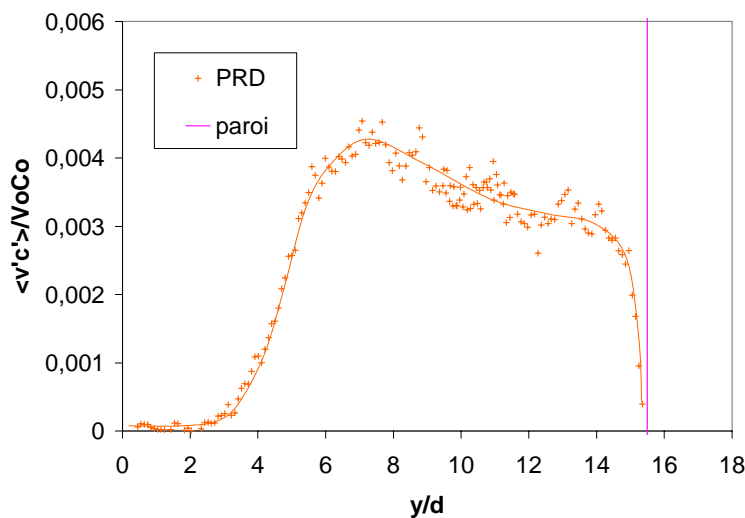


Fig. 119. Flux turbulents $v'c'$ sur l'axe du jet (PRD)

Sur les profils transversaux, les flux turbulents sont normalisés par les valeurs centrales de concentration et de vitesse moyennes (Fig. 120). Ces quantités normalisées représentent le ratio entre le flux turbulent et le flux d'advection moyenne.

Le flux turbulent radial (Fig. 120a) est antisymétrique autour de l'axe central. Le flux est négatif à l'endroit où le gradient de concentration en moyenne est positif ($x < 0$), ce qui indique que le transport turbulent est dirigé du centre vers l'extérieur du jet. Le flux transversal est toujours inférieur au flux axial, ce qui est en accord avec la relation observée entre U_{rms} et V_{rms} .

A l'inverse, le flux turbulent axial (Fig. 120b) est symétrique par rapport à l'axe du jet, et le maximum est décalé par rapport à l'axe, à l'image des fluctuations de vitesse et de concentration. Ces deux pics se développent à partir des bords du tube. A mesure que le jet se développe, ils augmentent à la fois en quantité de flux et en largeur. Après le maximum à $y/d = 7$ (Fig. 120), les flux se réduisent à cause de la diminution de l'écart-type de concentration. Cependant, même à $y/d = 13,96$, les deux pics sont distincts (Fig. 120b).

Résultats & interprétation physique

A partir de $y/d = 10$, les profils convergent, en se superposant, vers un comportement autosimilaire proche des résultats obtenus par [PAPANICOLAOU & LIST 1988]. Dans les couches de mélange, les valeurs de [WEBSTER 2001] et de [FUKUSHIMA 2000] sont par contre 10 à 50% supérieures.

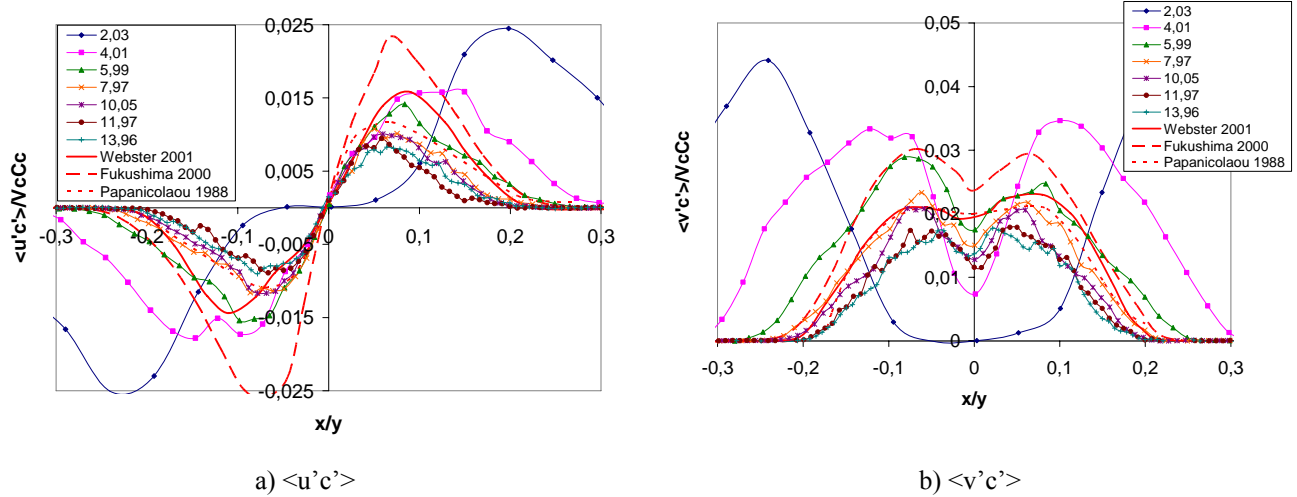


Fig. 120. Evolutions transversales des flux turbulents (PRD)

Les maxima des corrélations mixtes, de part et d'autre de l'axe, sont attribués aux effets de cisaillement entre le jet d'eau pure et le fluide ambiant coloré (Fig. 115) : **les couches de mélange turbulent maximal se situent dans les couches de cisaillement.**

3.1.3. Champs instantanés dans le jet

Bien que l'analyse des quantités moyennes (cf. §3.1.1) et fluctuantes (cf. §3.1.2) soit d'un grand intérêt pour comparer les écoulements entre eux, les grandeurs calculées (moyennes et fluctuations) ne sont que globales et ne représentent pas l'écoulement dans le jet pour un instant donné. Aussi des mesures quantitatives instantanées permettant de décrire les mouvements du fluide, l'organisation de l'écoulement et son évolution au cours du temps, sont utiles à la compréhension des phénomènes en jeu.

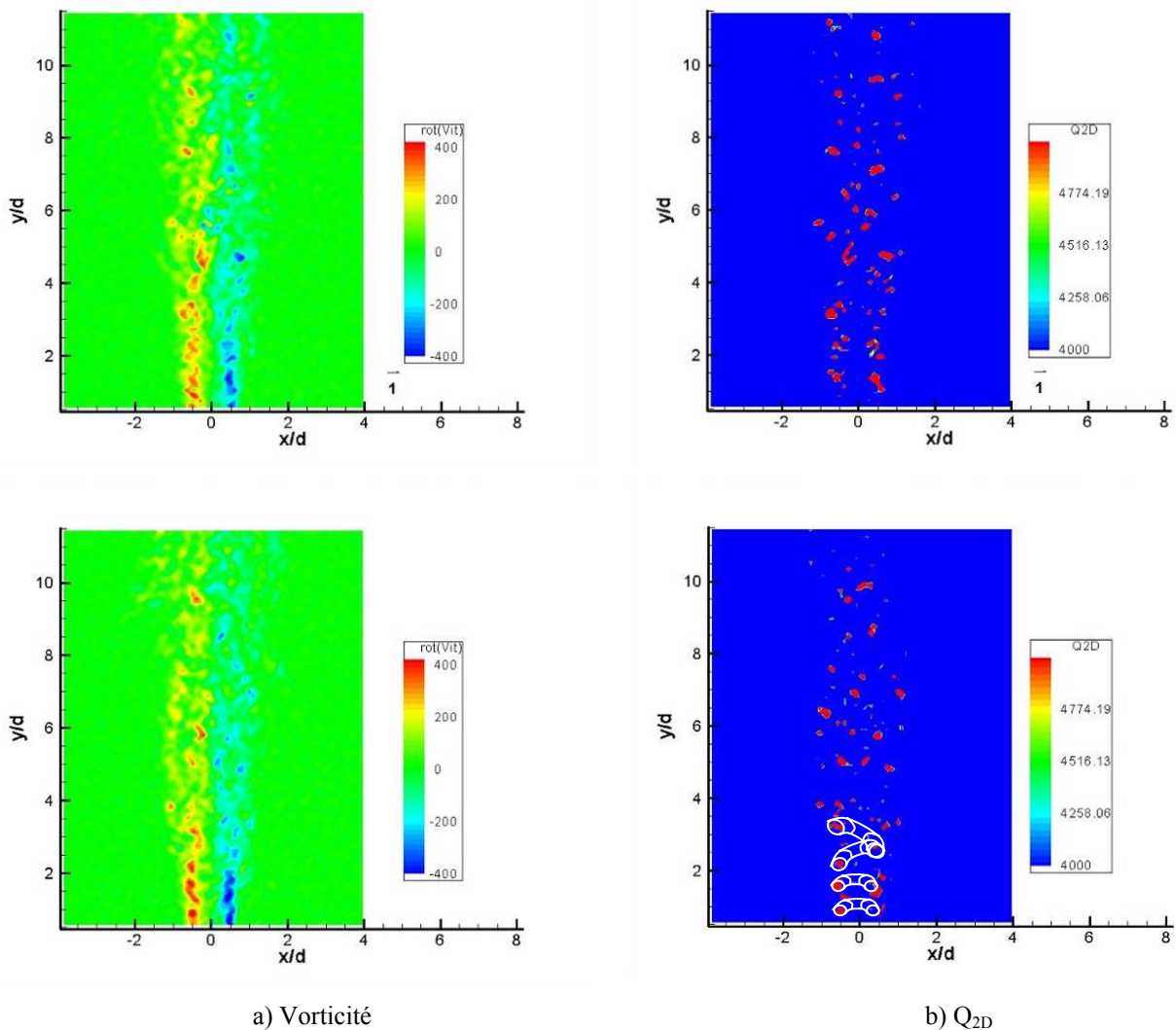


Fig. 121. Champs instantanés de vorticité et critère Q_{2D} (PRD) – haut : $t=t_1$; bas : $t=t_1+\Delta t$

L'étude des champs instantanés (Fig. 121) apporte un éclairage nouveau sur l'écoulement. La vorticité instantanée, qui traduit les rotations locales instantanées au sein d'un écoulement fluide (cf. 1.1.2), permet de localiser des zones distinctes de vorticité élevée successives directement en sortie de tube (Fig. 121a). On constate une différence avec les champs moyens de vorticité

(Fig. 93b), continus.

Toutefois une valeur non nulle de la composante calculée ω_z (définie au §2.4.4.2) n'indique pas forcément la présence d'un tourbillon, mais parfois la seule présence d'un cisaillement. Afin de s'affranchir de cette difficulté et dans le but de détecter les structures de l'écoulement étudié, le second invariant Q_{2D} du tenseur gradient de vitesse a été calculé dans son approximation bidimensionnelle (cf. 2.4.4.2). Les champs instantanés (Fig. 121b) illustrent le degré de tridimensionnalité de l'écoulement dans un plan diamétral du jet. Ces résultats sont schématisés sur la figure 122.

A la sortie du tube, on note la présence de zones en vis à vis à critère Q_{2D} élevé, de part et d'autre de l'axe du jet. Ceci suggère la formation de tourbillons toriques, conformément aux observations phénoménologiques (cf. 2.2.3) et à la bibliographie (cf. 1.2.1). Ces instabilités de Kelvin-Helmholtz prennent naissance au niveau du rebord du tube. Dans la zone de transition ils s'étirent et perdent très rapidement leur symétrie, pour participer au développement de la turbulence dans le jet en devenant des tourbillons orientés de manière aléatoire. Toutefois l'observation des champs dans le plan de mesure ne permet pas de capter ces structures tridimensionnelles. Notons de plus que la corrélation des structures entre champs instantanés successifs n'est pas possible en raison d'une fréquence d'acquisition trop faible.

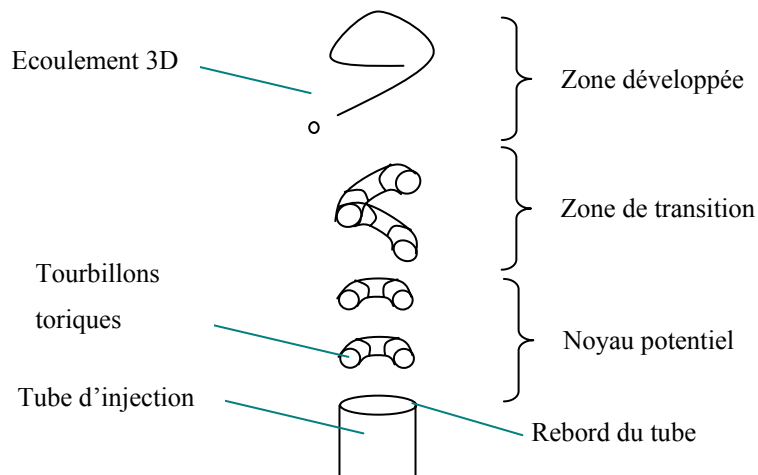


Fig. 122. Interprétation physique des champs instantanés : développement des structures turbulentes dans le jet

3.1.4. Résumé sur l'injection et l'impact sur paroi rigide

Grâce aux mesures PIV et LIF combinées, l'injection turbulente a été caractérisée en terme de vitesse et de fraction de mélange, sur les grandeurs statistiques du premier et du second ordre. L'injection moyenne présente les zones typiques d'un jet libre, du noyau potentiel jusqu'à la zone développée. Les valeurs des constantes d'autosimilarité en vitesse et concentration moyennes sont présentées dans le Tableau 10.

Etude	Re	Bu	η_u	$Bu^2 \cdot \eta_u^2$	Bc	η_c	η_c/η_u
PRD	10 000	7,0	0,079	0,31	9,7	0,095	1,19

Tableau 10 - Constantes d'autosimilarité (PRD)

L'analyse des grandeurs fluctuantes a permis de mettre en évidence le transport turbulent dans les couches de mélange, qui correspondent aux couches de cisaillement où les tensions de Reynolds sont maximales. On note que contrairement à la vitesse et à la concentration moyennes, les grandeurs fluctuantes n'ont pas encore atteint leur comportement autosimilaire.

A l'approche de la paroi, la « région d'impact » est le siège de la déflexion du jet. Les grandeurs cinématiques indiquent l'évolution de l'écoulement axial vers un jet radial. Dans cette région d'impact se situe une zone de stagnation en moyenne, où la vitesse moyenne reste faible et le mélange est défavorisé.

3.2. Influence de la surface libre (comparaison PRD/SLD)

Ce paragraphe présente l'étude expérimentale en milieu semi-infini du jet turbulent impactant une surface libre (SLD). Afin de mettre en évidence l'influence de l'interface, les résultats sont comparés avec le cas de l'impact sur une paroi rigide (PRD). Les résultats sont présentés par zone de mesures : dans un premier temps la région de jet (§3.2.2), puis la région d'impact (§3.2.3) et enfin la zone de surface libre (§3.2.4).

3.2.1. Champs globaux moyens

Le champ de vitesse de l'écoulement étudié (SLD) est présenté sur la figure 123a. Afin de comparer les deux configurations d'impact, la figure 123b montre le champ issu de la soustraction des vitesses PRD (présenté sur la Fig. 93). La cote $y/d = 15,5$ correspond à la position de la paroi rigide et à celle de la surface libre au repos.

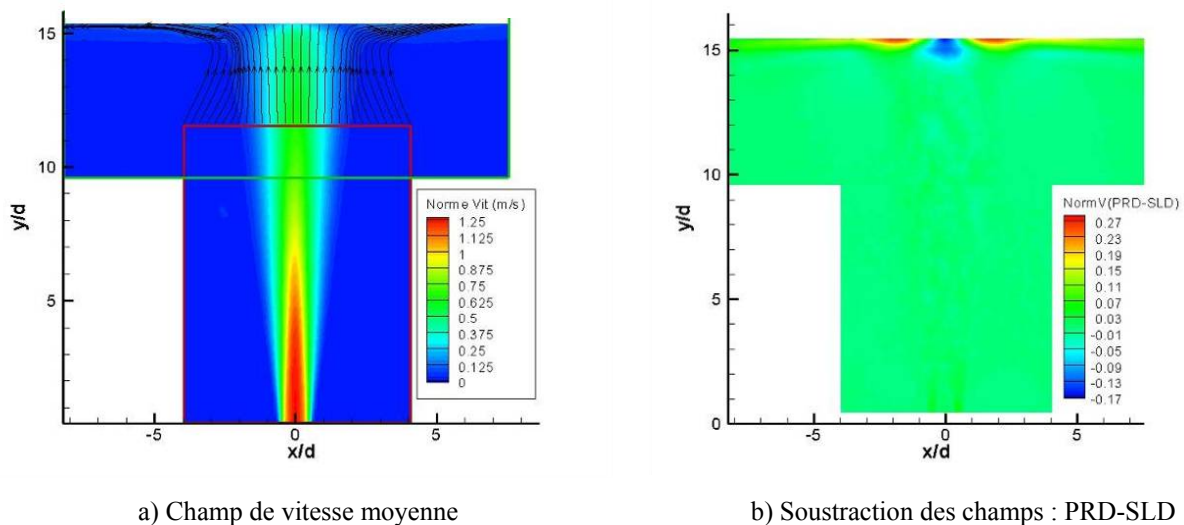


Fig. 123. Norme de la vitesse

Jusqu'à $y/d = 12$ environ, les champs de vitesse sont identiques quel que soit le type d'impact durant tout le développement du jet libre. A l'inverse les champs en région d'impact diffèrent de manière significative, notamment en ce qui concerne la zone de déflexion. La zone de sous-vitesse localisée dans le cas de la paroi rigide à $15 < y/d < 15,5$ n'est pas visible sous la surface libre. Ceci s'explique par le fait que l'interface est libre de se déplacer dans la direction verticale. Dans l'axe du jet, la position moyenne de la surface libre et le point d'arrêt se situent donc au-dessus de la surface libre au repos (comme nous le verrons lors de l'analyse des mouvements de l'interface au

§3.2.4). Par ailleurs, la condition de non glissement sur la composante tangentielle de la vitesse rencontrée dans les jets impactant une paroi rigide n'existe pas au niveau d'une surface libre.

En ce qui concerne la comparaison des champs de concentration moyenne adimensionnée obtenus par LIF (Fig. 102), on constate une zone de déflexion dont la morphologie diffère selon le type d'impact. Alors que le jet de paroi présente des isocontours rectilignes parallèles à la paroi, les isocontours dans le jet radial proche de la surface libre sont courbés.

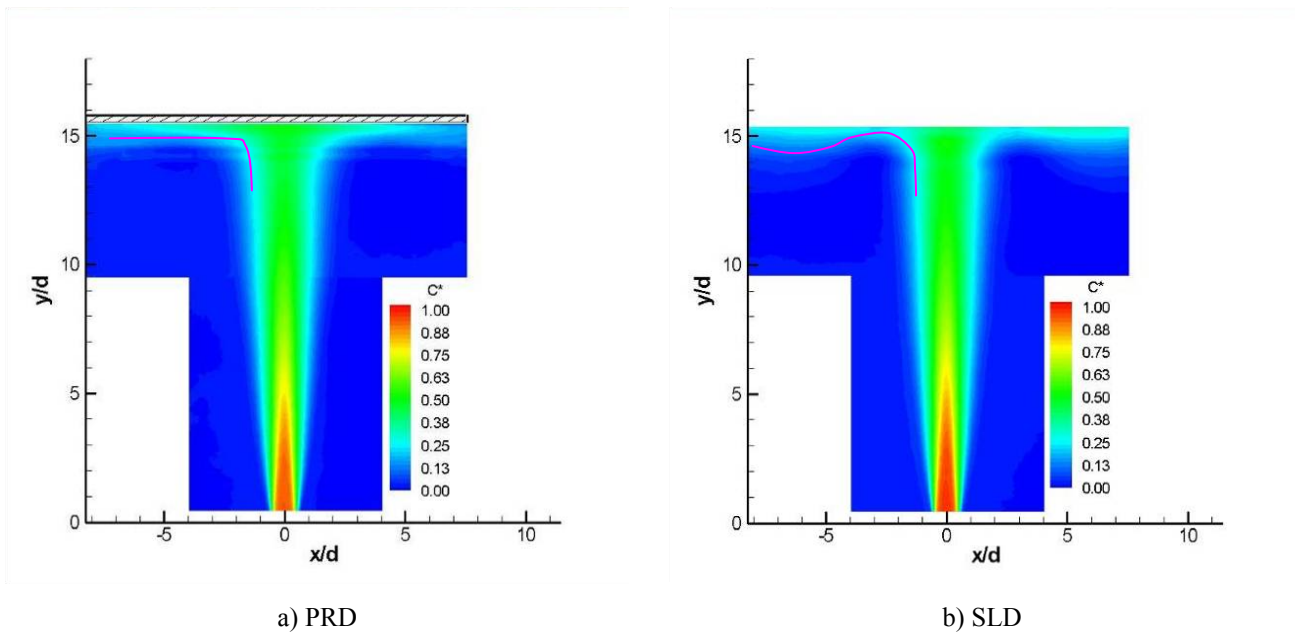


Fig. 124. Fraction de mélange moyenne

Dans la suite on s'intéresse dans un premier temps à caractériser la région de jet (§3.2.2), puis on étudie de manière plus précise la région d'impact (§3.2.3) et les mouvements de l'interface (§3.2.4).

3.2.2. Région de jet

3.2.2.1. Vitesses moyennes

La figure 125 présente les évolutions de l'inverse de la vitesse le long de l'axe du jet pour les deux configurations (cas PRD en orange et cas SLD en vert). Les décroissances de vitesse axiale se superposent en région de jet libre.

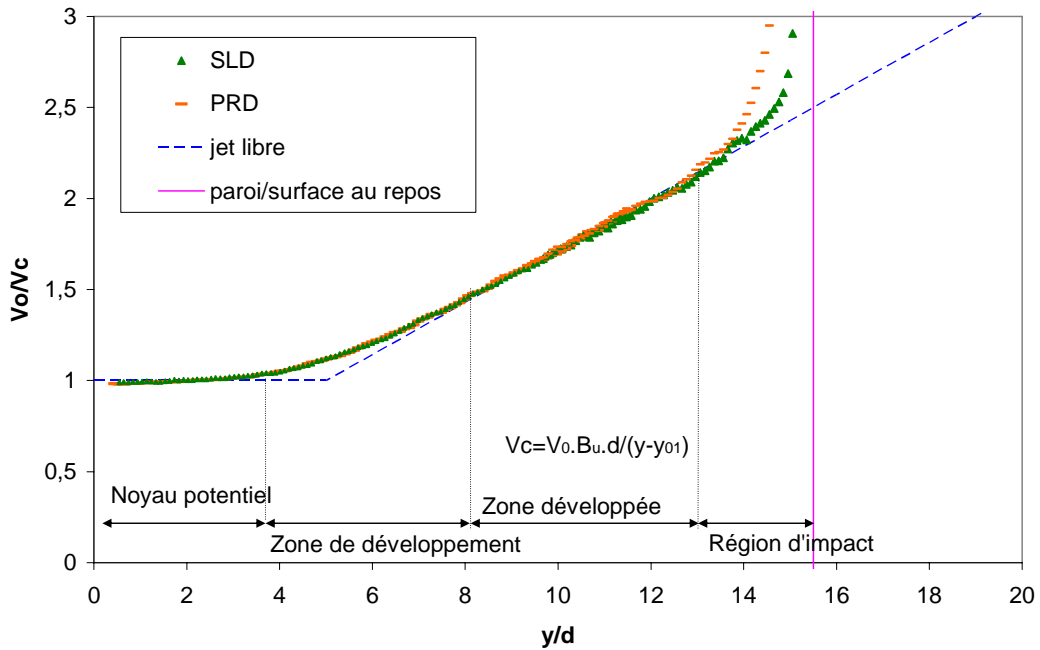
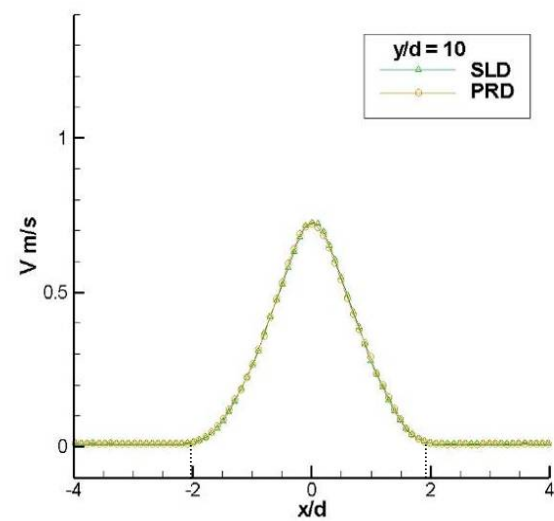
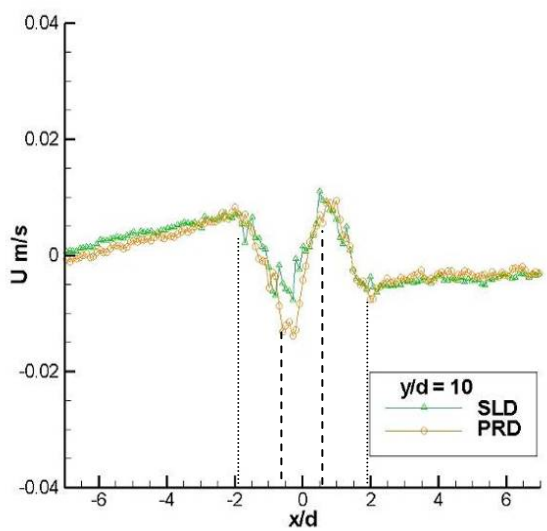
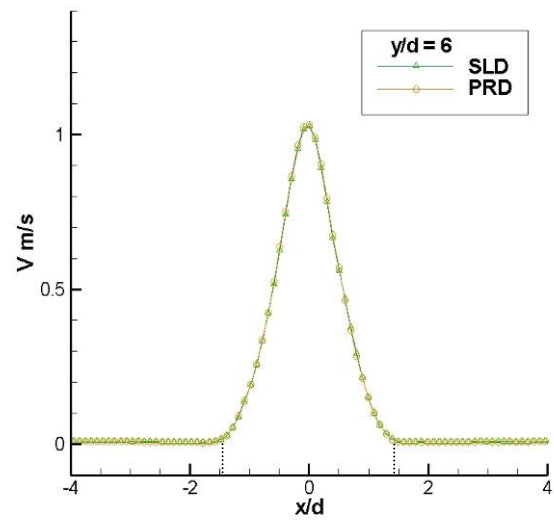
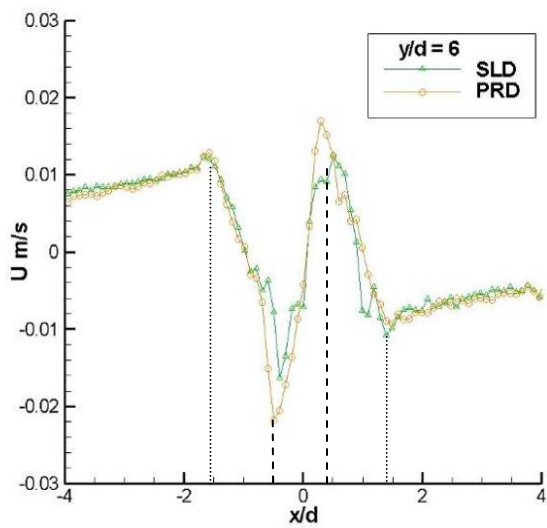
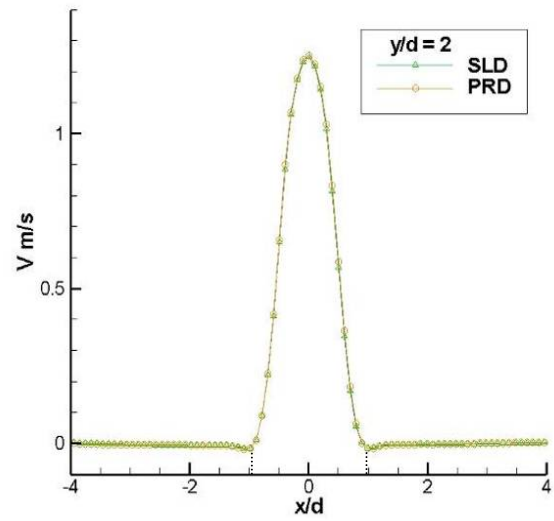
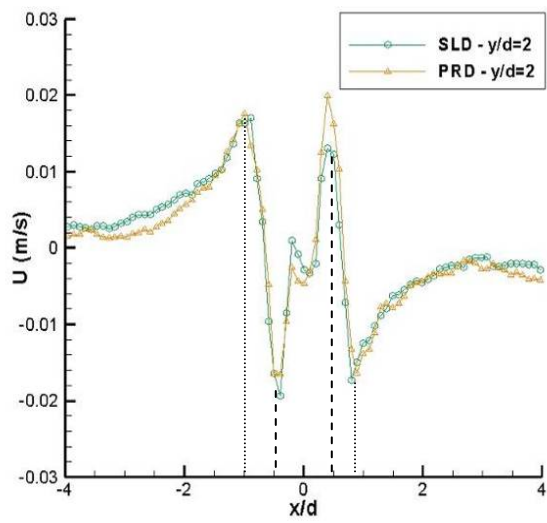


Fig. 125. Décroissance axiale de la vitesse et son inverse (SLD – PRD)

Les différentes zones (noyau potentiel, zone de développement, zone développée, région d'impact) sont visibles, notamment la ZEF sous forme d'une droite de coefficient directeur B_u . Pour les deux configurations étudiées, le développement axial du jet est identique, avec un cœur potentiel de longueur égale à $4d$ et la même valeur pour $B_u = 7,0 \pm 0,2$.

Sur la figure 126 sont reportées les évolutions transversales des composantes radiale (Fig. 126a) et longitudinale (Fig. 126b) de la vitesse. Trois distances significatives ont été choisies ($y/d = 2, 6$ et 10), correspondant respectivement aux zones de cœur potentiel, de transition et développée. Sur chaque graphe, les deux configurations sont comparées (cas PRD en orange et cas SLD en vert). On remarque que ces profils de vitesse moyenne se superposent de manière de manière quasi-parfaite tout au long du développement du jet.

Résultats & interprétation physique



a) U

b) V

Fig. 126. Évolution transversale des composantes radiales et axiales de la vitesse (SLD – PRD)

Les profils de vitesse axiale V (Fig. 126b) forment des cloches dont le maximum est situé à $x/d = 0$, sur l'axe du jet. La superposition des profils PRD et SLD est particulièrement bonne sur cette quantité. Quelle que soit le type d'impact, les profils s'étalent et leur largeur augmente de concert. La frontière entre le jet et l'écoulement au repos, définie par l'iso-vitesse 0,01 m/s (segments verticaux sur les figures 126b), s'écarte du centre de manière linéaire (Fig. 127).

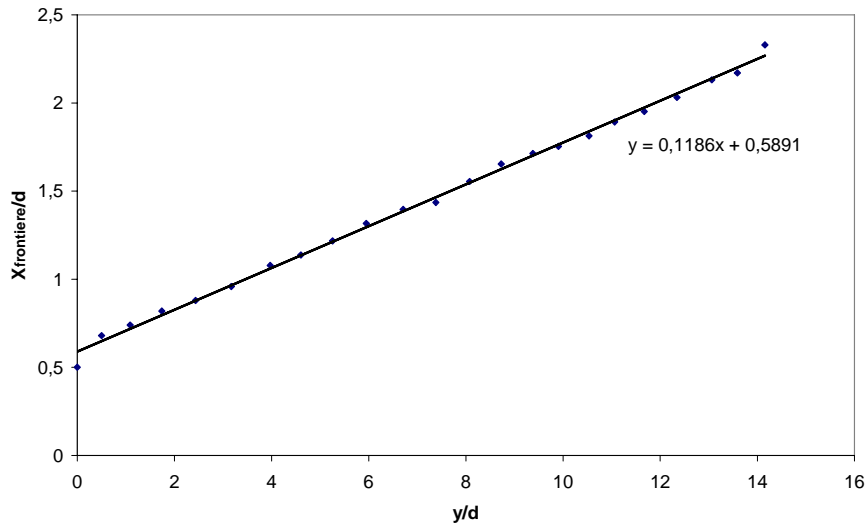


Fig. 127. Évolution de la frontière jet/ambiante le long du jet

L'évolution transversale de la composante radiale U présente un changement de signe avec passage à zéro sur l'axe du jet, ainsi que 4 extrema locaux significatifs.

Localisés à $x/d = \pm 0,5$ au début de l'injection, les extrema situés le plus au centre s'écartent très peu de l'axe du jet (tirets verticaux sur les figures 126a). Leur signe indique un flux de moment dirigé du centre vers l'extérieur.

A l'inverse, les extrema les plus extérieurs du jet s'écartent à mesure que le jet se propage (points verticaux sur les figures 126a). Ces maxima sont localisés à la frontière jet/ambiante, identifiable sur les profils de composante axiale V par le raccord à vitesse nulle hors jet. Ils sont dirigés vers le jet et représentent **l'entraînement du fluide ambiant dans les couches de cisaillement**.

L'évolution de la demi-largeur à mi-vitesse $X_{u/2}$ est tracée le long du jet pour les deux configurations d'impact (Fig. 128). Comme attendu d'après les courbes de la figure 126, les cônes d'expansion radiale de la vitesse forment le même demi-angle de $4,5^\circ$. De même le taux de propagation η_u et l'origine virtuelle y_{02} sont indépendants du cas considéré : $\eta_u = 0,079$ (soit $Ku^2 = 10,5^2$) et $y_{02}=0$. **La même équation est donc valable pour les cas PRD et SLD en zone autosimilaire.**

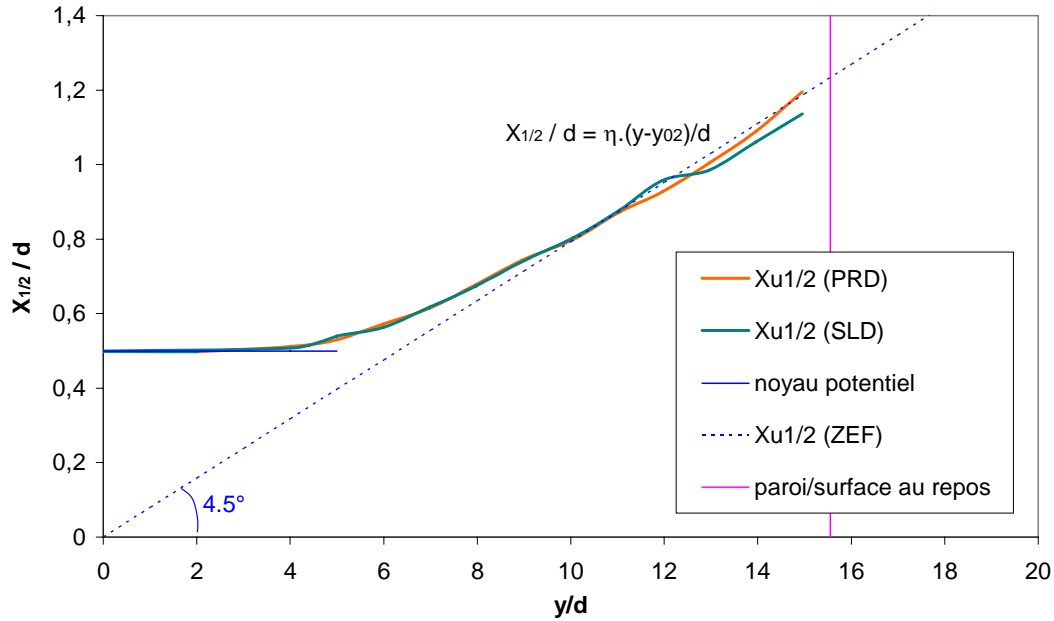


Fig. 128. Évolution de la demi-largeur $X_{u1/2}$ le long du jet (SLD – PRD)

3.2.2.2. Intensités de turbulence & Tensions de Reynolds

Les évolutions transversales des composantes radiale (Fig. 129a) et longitudinale (Fig. 129b) des fluctuations de vitesse sont présentées pour les trois distances choisies précédemment pour la vitesse moyenne.

La valeur sur l'axe ($x/d = 0$) est un minimum local entouré de deux pics de turbulence dans les couches de cisaillement ($x/d = \pm 0,5$), visibles dans la zone de noyau potentiel ($y/d = 6$) et dans la zone de transition ($y/d = 6$). Ce minimum local augmente et la différence entre le minimum et le maximum s'atténue à mesure que la turbulence dans les couches de cisaillement atteint le centre du jet, dans la zone développée ($y/d = 10$). Les deux injections ont un comportement similaire, avec des niveaux de turbulence très proches dans toutes les sections du jet.

Résultats & interprétation physique

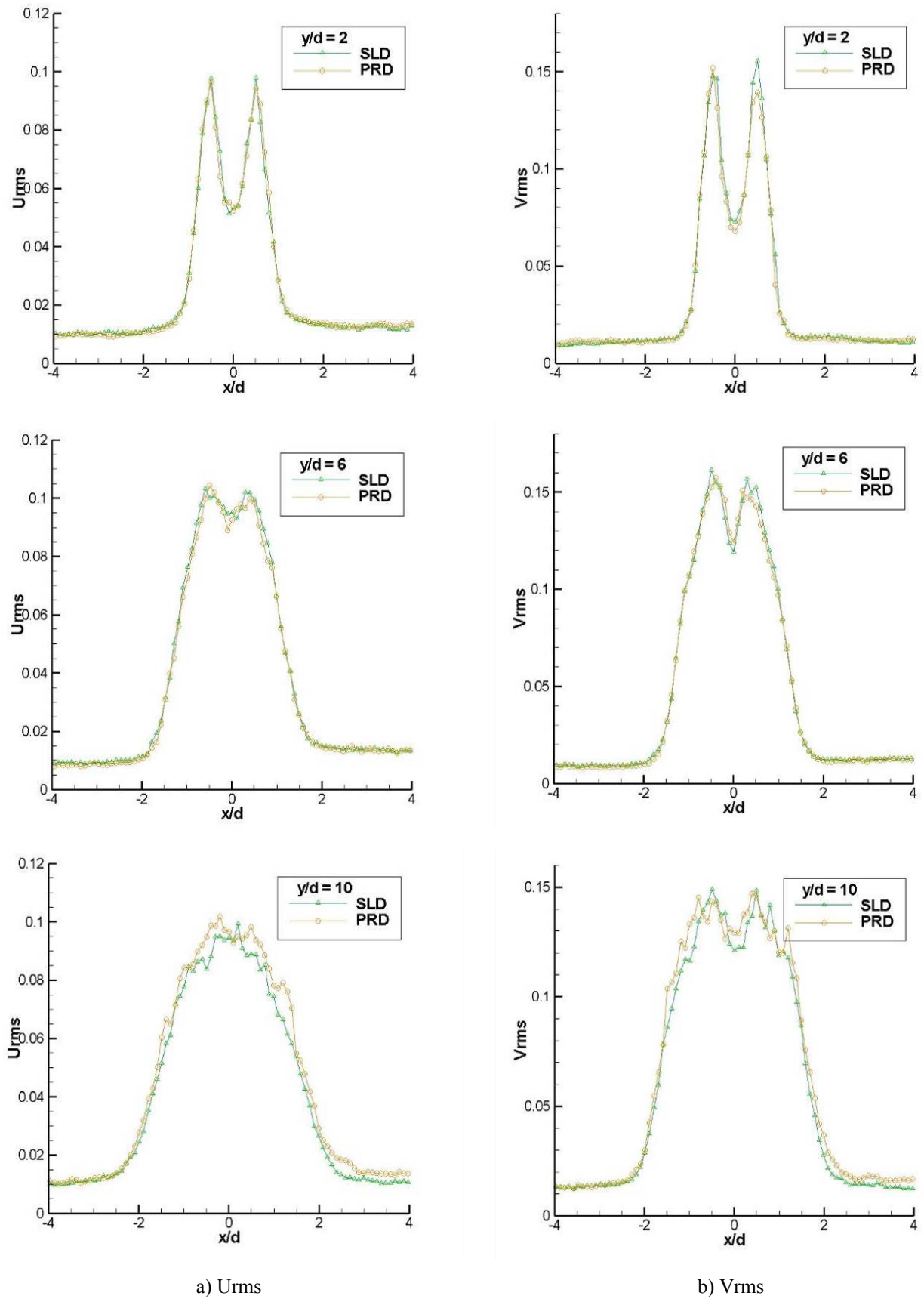


Fig. 129. Fluctuations de vitesses radiale et axiale pour différentes sections transversales (SLD – PRD)

Résultats & interprétation physique

L'évolution des fluctuations de vitesse adimensionnées par la vitesse d'injection est tracée le long de l'axe central du tube (Fig. 130). La comparaison des deux configurations montre une évolution identique pour les deux composantes de la vitesse, avec le maximum de turbulence typique à $y/d = 7$. Les légères différences sont imputables à l'incertitude de mesure.

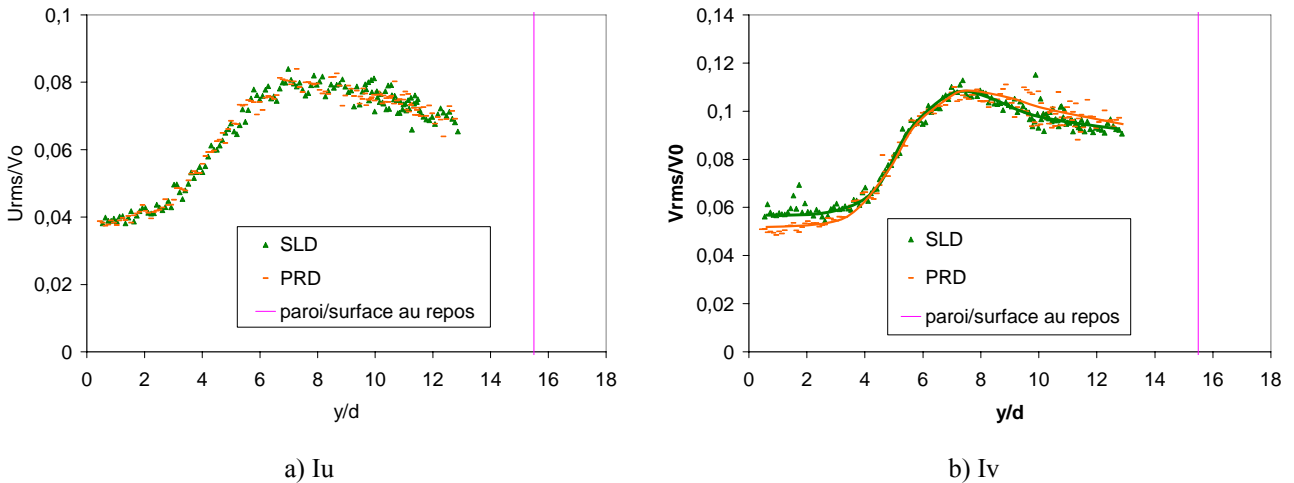


Fig. 130. Intensités de turbulence radiale et axiale le long de l'axe du jet (SLD – PRD)

Les tensions de Reynolds adimensionnées par V_0^2 sont comparées sur 6 sections transversales du jet ($y/d = 2, 4, 6, 8, 10, 12$). Les extrema représentent le maximum de tension dans les couches de cisaillement, à partir des bords du tube. Ces couches s'élargissent avec le développement du jet, mais le maximum de tension reste localisé à $x/d = \pm 0,5$ à l'image des pics de fluctuations présentés sur la figure 130. Comme l'indique les évolutions semblables PRD et SLD, **la configuration d'impact n'influe ni sur le développement des couches de cisaillement, ni sur les niveaux de tension** (0,004 quel que soit le cas).

Résultats & interprétation physique

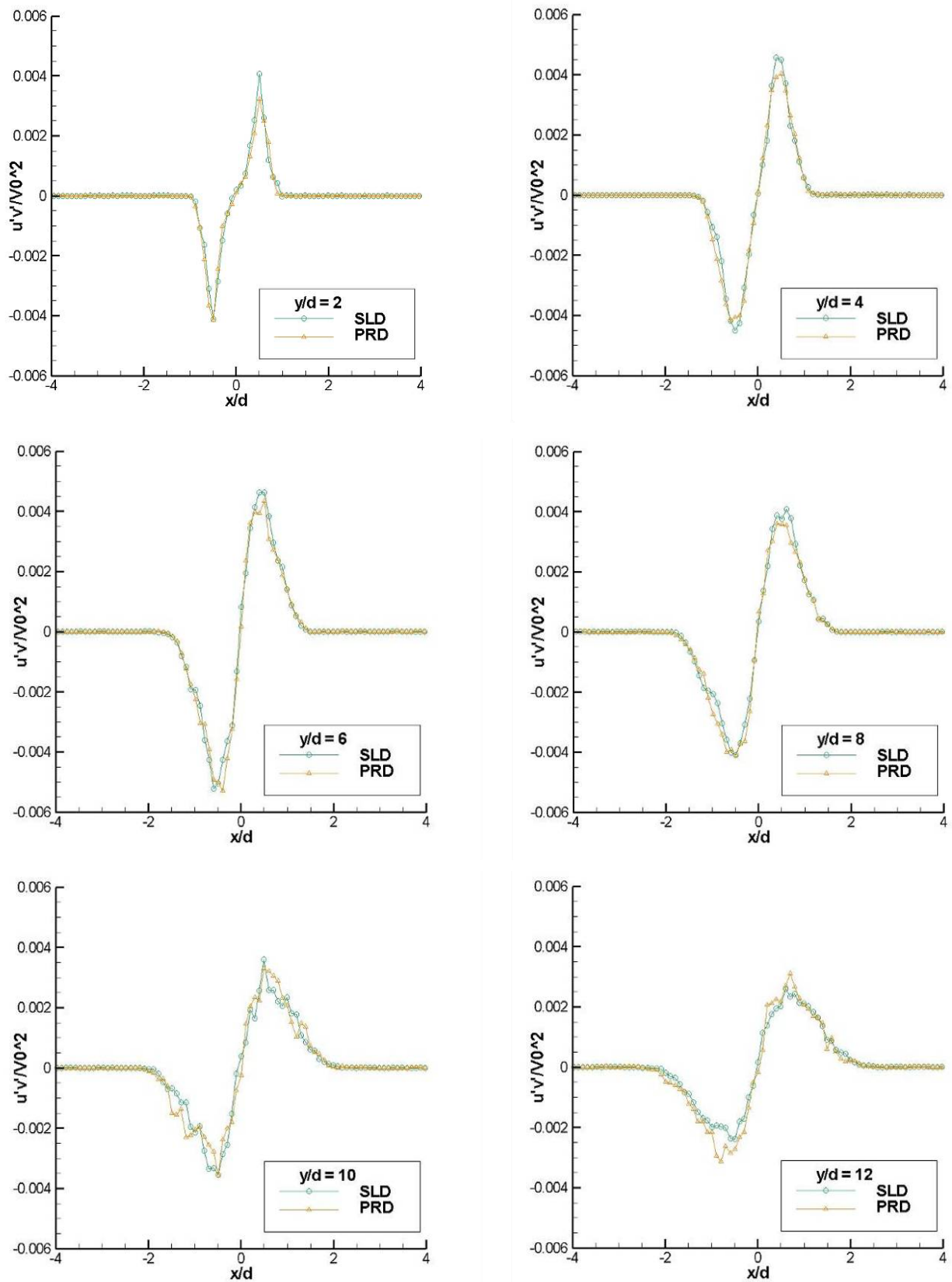


Fig. 131. Tensions de Reynolds dans le jet (SLD – PRD)

3.2.2.3. Concentration

La fraction de mélange C^* moyenne est tracée le long de l'axe dans la zone de jet (Fig. 132). Les deux configurations ne se superposent pas parfaitement, mais compte tenu de la précision de la mesure LIF ($\pm 3 \mu\text{g/L}$) les évolutions sont considérées identiques.

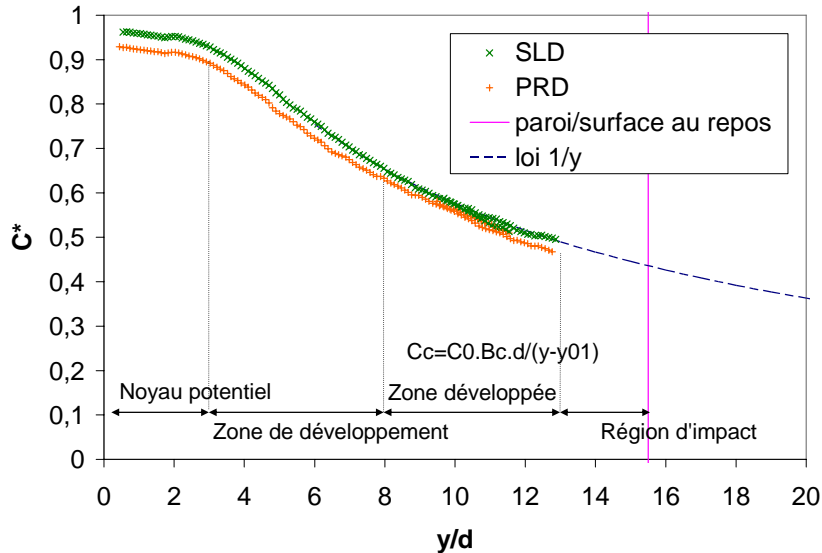


Fig. 132. Évolution de concentration sur l'axe du jet (SLD – PRD)

L'identification des zones du jet est réalisée de la même façon que pour la vitesse. La longueur du noyau potentiel L_c est de $3d$ pour les deux cas d'impact, et la zone de transition est suivie d'une zone autosimilaire dont la constante de décroissance axiale est identifiée sur la figure 133. La valeur relevée pour SLD est $B_c = 9,8 \pm 0,2$, quasiment identique à celle mesurée dans le cas PRD ($B_c = 9,7$), avec une origine virtuelle correspondante $y_{01} = -7d$.

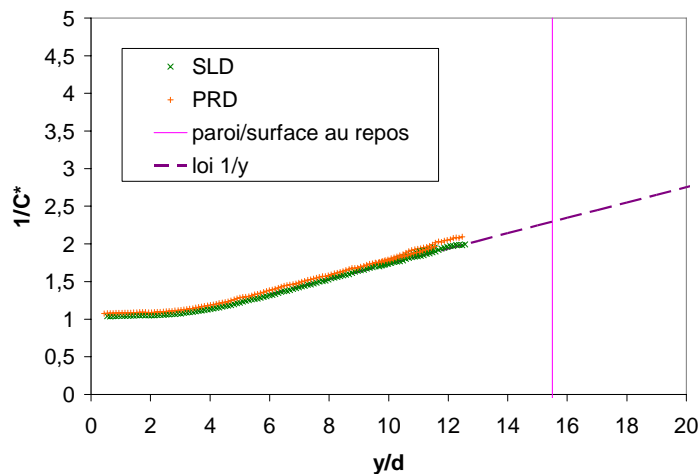
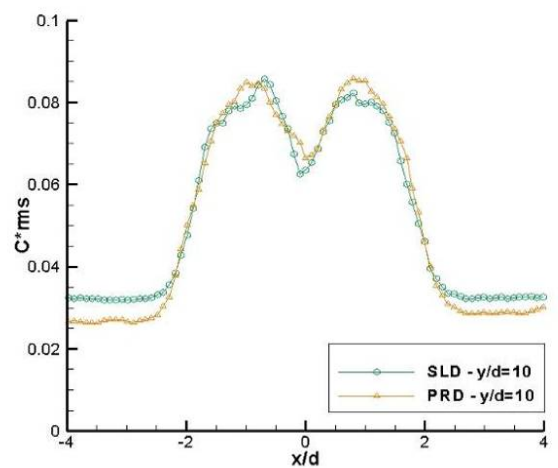
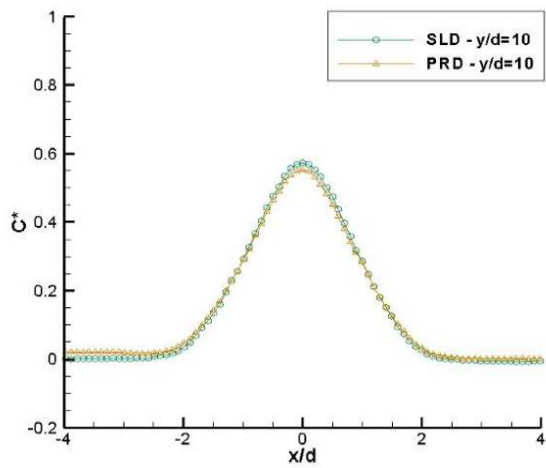
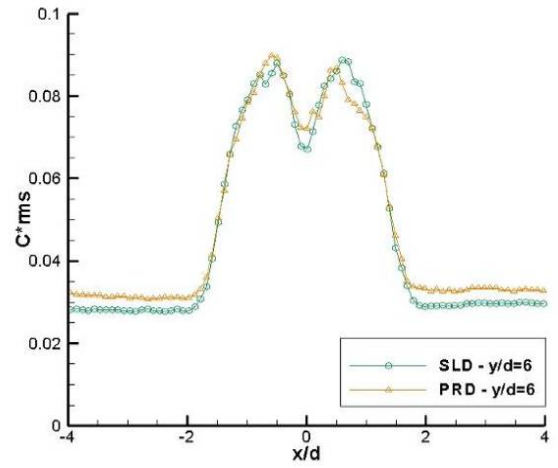
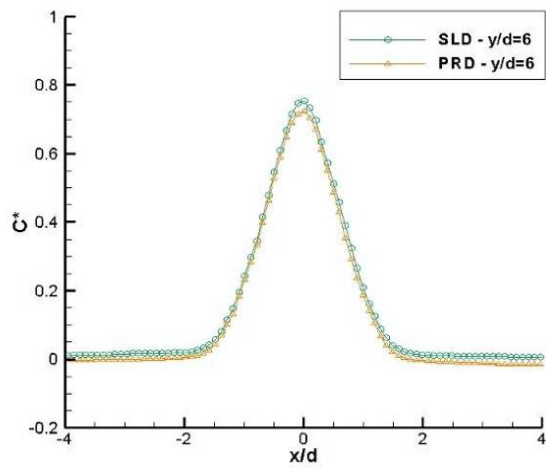
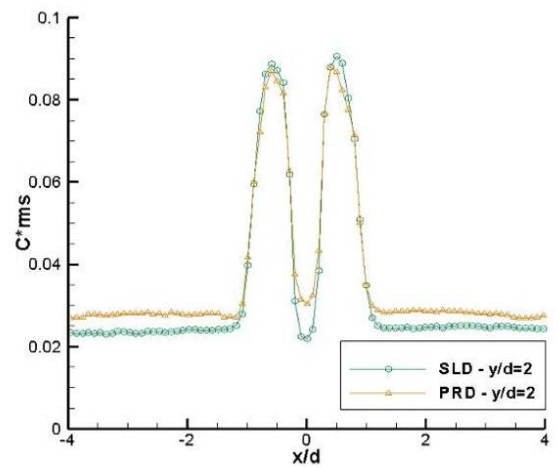
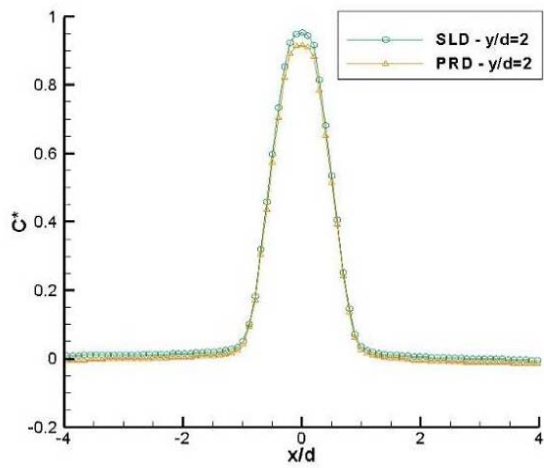


Fig. 133. Évolution de l'inverse de la concentration normalisée sur l'axe du jet (SLD – PRD)

Résultats & interprétation physique



a) C^*

b) C^*_{rms}

Fig. 134. Évolution transversale de la concentration et de ses fluctuations moyennes (SLD – PRD)

Résultats & interprétation physique

La comparaison des profils normalisés de concentration et des fluctuations associées est présentée sur la figure (Fig. 134). Les différents profils sont analogues, et les disparités restent contenues dans l'incertitude de mesure. On en déduit que **l'évolution de la concentration dans le jet est indépendante du type d'impact**, que ce soit dans la zone de noyau potentiel ($y/d = 2$), dans la zone de transition ($y/d = 6$) ou dans la zone développée ($y/d = 10$).

L'évolution des demi-largeurs à mi-concentration (Fig. 135) donne directement la valeur de la constante d'expansion radiale pour le cas SLD (asymptote horizontale en pointillés) : $\eta_c = 0,095$ ($Kc^2 = 8,8^2$), avec une origine virtuelle nulle, ce qui permet d'écrire l'équation de la concentration moyenne en zone autosimilaire, quasiment identique à celle du cas PRD :

$$C^*(x, y) = 9,8 \cdot \frac{d}{y+7} \cdot \exp\left(-8,8^2 \cdot \left(\frac{x}{y}\right)^2\right) \quad (3.4)$$

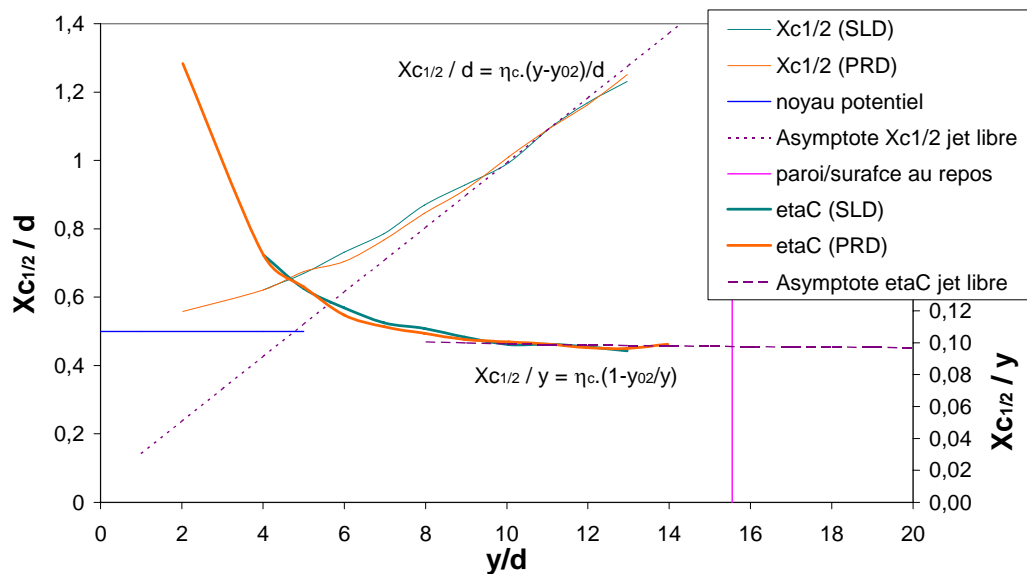
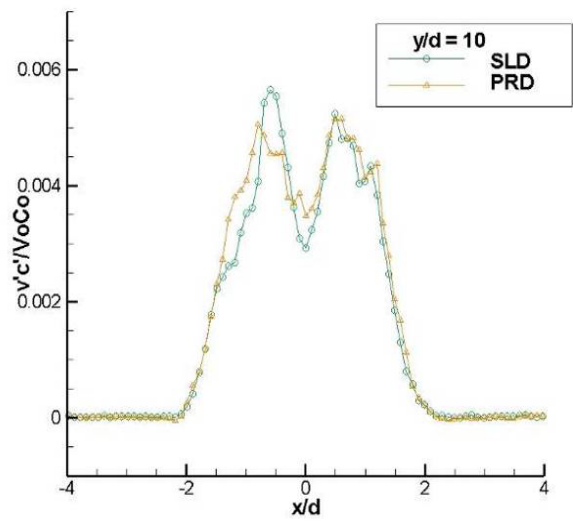
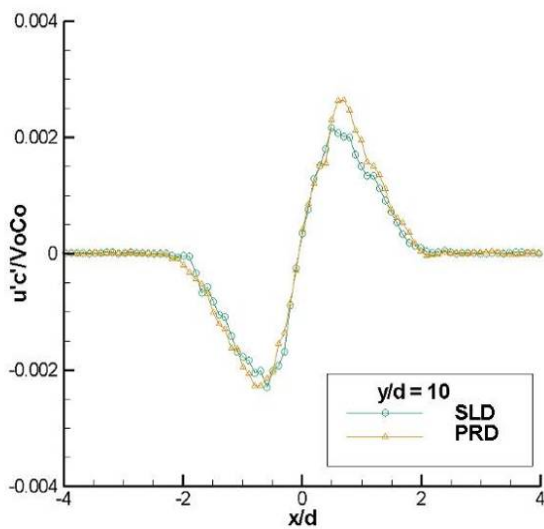
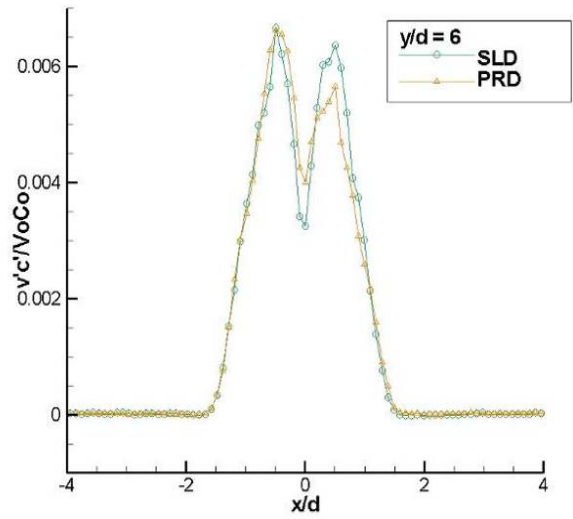
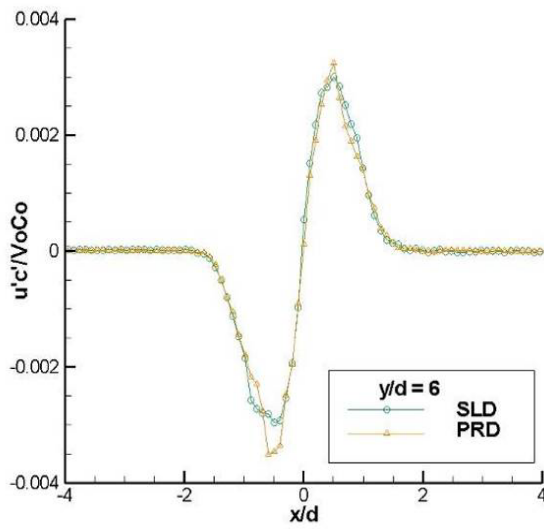
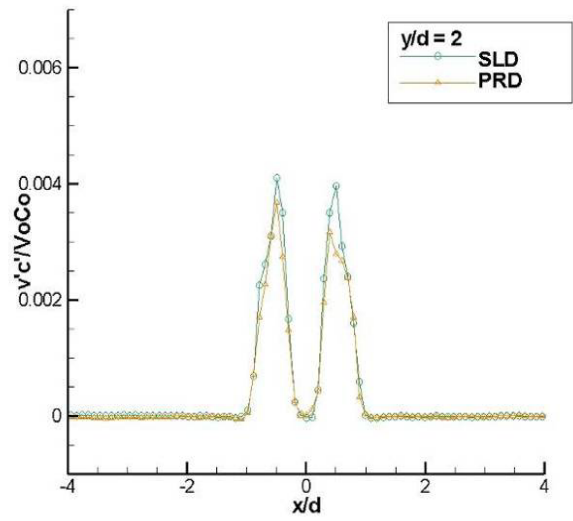
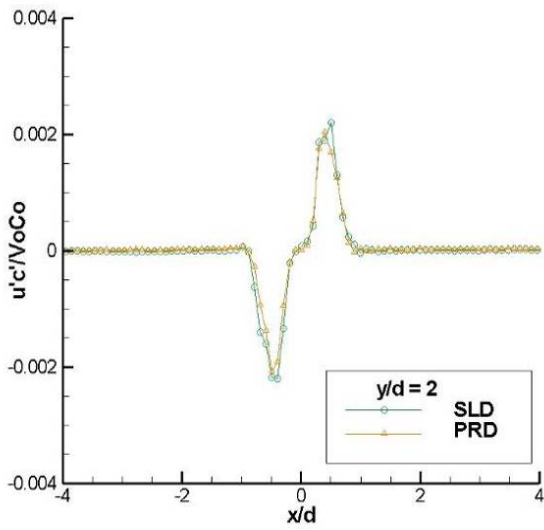


Fig. 135. Évolution de la demi-largeur des profils de concentration (SLD – PRD)

3.2.2.4. Flux turbulents

Sur la figure 136, les flux turbulents radiaux et axiaux sont comparés pour trois sections transversales du jet ($y/d = 2, 6$ et 10). Le mélange turbulent est plus élevé à l'intérieur des couches de cisaillement dont les extrema sont localisés à $x/d = \pm 0,5$. Les profils transversaux ont la même allure et les mêmes niveaux tout au long du développement du jet, quelle que soit la configuration.

Résultats & interprétation physique



a) Flux turbulent radial ($u'c'$)

b) Flux turbulent axial ($v'c'$)

Fig. 136. Profils transversaux de flux turbulents $u'c'$ et $v'c'$ dans le jet (SLD – PRD)

Notons que dans la direction principale de l'injection (Fig. 137), le brassage turbulent n'atteint le centre du jet que pour $y/d > 4$. Il est maximum à $y/d = 7$ pour les deux configurations SLD et PRD qui suivent exactement la même évolution.

Dans la zone de jet libre, le type d'impact n'a donc pas d'influence sur l'efficacité du mélange.

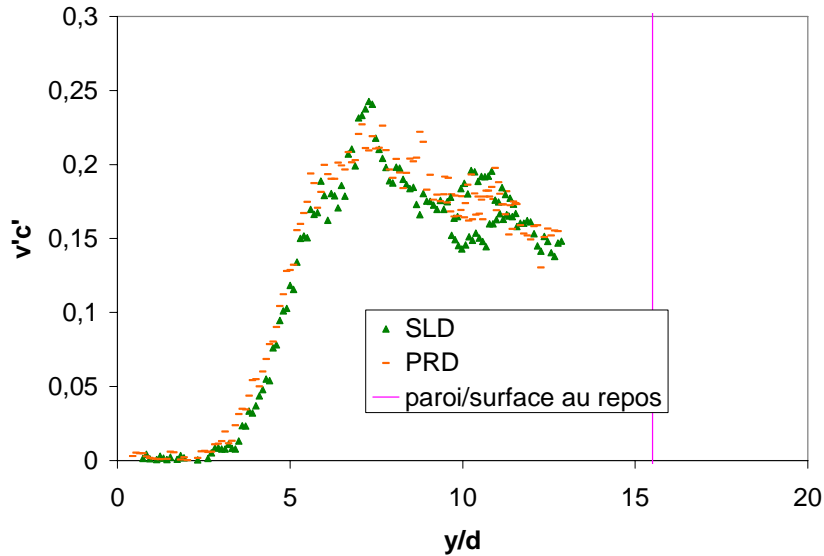


Fig. 137. Flux turbulents $v'c'$ sur l'axe du jet (SLD – PRD)

3.2.2.5. Résumé sur la comparaison en zone de jet libre

Les deux injections ont pu être comparées. En ce qui concerne les constantes d'autosimilarité, des valeurs similaires sont mesurées quel que soit le type d'impact, indiquant que ce dernier n'a aucune influence sur le développement axial et radial du jet des vitesses et concentrations moyennes (Tableau 1).

Etude	Re	Bu	η_u	$Bu^2 \cdot \eta_u^2$	Bc	η_c	η_c/η_u
SLD	10 000	7,0	0,079	0,31	9,7	0,095	1,19
PRD	10 000	7,0	0,079	0,31	9,8	0,095	1,19

Tableau 11 - Constantes d'autosimilarité (SLD et PRD)

Après avoir constaté la grande similitude entre les deux configurations en termes de transport moyen, on constate que le comportement turbulent est lui aussi le même.

Cela signifie, au regard des quantités moyennes et fluctuantes, que la présence de l'impact (paroi ou surface libre) ne modifie pas le comportement dans chacune des trois zones (cœur potentiel, zone de transition, ZEF).

3.2.3. Régions d'impact et de jet radial

Les comportements autosimilaires en vitesse ou en concentration sont habituellement conservés tout au long du développement d'un jet libre. Dans notre cas le jet est limité, soit par la paroi rigide, soit par la surface libre. Ceci donne lieu à une disparition du comportement autosimilaire, et donc à la fin de la région de jet « libre ». On peut ainsi définir la *région d'impact* comme s'amorçant lorsque la vitesse sur l'axe n'est plus inversement proportionnelle à la distance y/d . Ceci intervient à environ $y/d = 13$. A cette distance des comportements dissemblables sont observés selon la configuration envisagée.

3.2.3.1. Vitesses moyennes

Dans la zone de déflexion, la direction majoritaire de la vitesse bascule d'un jet libre à un jet de paroi : la composante axiale diminue pour laisser la place à une composante radiale majoritaire (Fig. 138). Les vitesses radiales se répartissent sur une épaisseur plus grande et sont plus faibles dans le cas de la surface libre (0,1 m/s contre 0,3 m/s dans le cas PRD). Ceci est lié à l'existence de plus grandes zones à fortes fluctuations de vitesse.

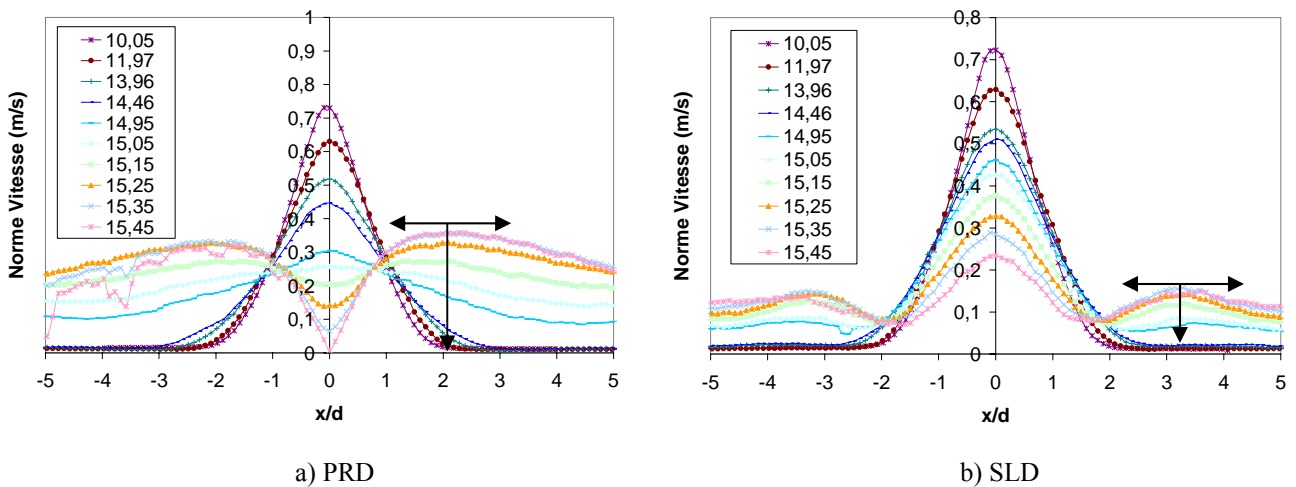


Fig. 138. Évolution de la norme de la vitesse à différentes distances de l'injection (SLD – PRD)

La norme de la vitesse met en évidence un point d'arrêt sur la paroi rigide à $y/d=15,45$. Dans le cas SLD, ce point de vitesse nulle n'est pas observé car les visualisations ne sont pas possibles à l'intérieur du dôme formé par l'interface fluctuante (il n'y a pas de mesures possibles pour $y/d > 15,5$).

La comparaison des vitesses moyennes sur l'axe dans la zone d'impact est présentée sur la figure suivante (Fig. 139). A l'approche de l'impact la vitesse diminue plus tôt et plus lentement que dans les cas à surface libre. Les courbures sont également différentes, ce qui indique que la

différence est due à la nature de l'impact.

L'épaisseur de la zone d'impact peut être identifiée grâce à l'allure des profils de vitesse moyenne, et par la comparaison avec la décroissance théorique autosimilaire. Avec cette définition, la zone d'impact débute à $y/d = 13,5$ en aval de l'injection.

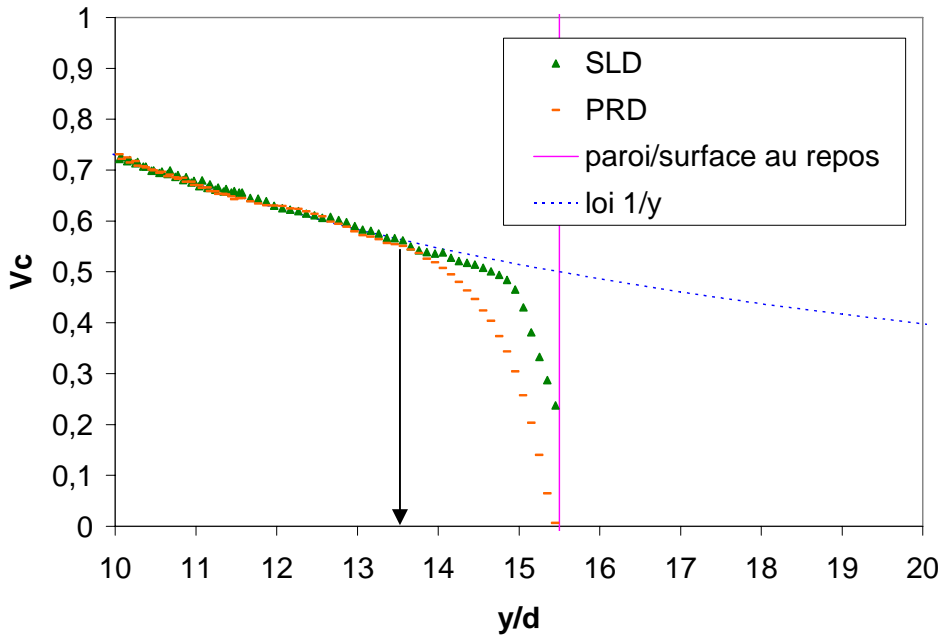


Fig. 139. Vitesse moyenne sur l'axe en zone d'impact (SLD – PRD)

La conversion en jet pariétal a lieu dans cette zone d'impact. Prise à différentes distances de l'axe central, sur des sections parallèles à l'axe du jet ($x/d = 0 ; 0,5 ; 1 ; 1,5 ; 2 ; 3 ; 4 ; 5 ; 6 ; 7$), la décroissance de la vitesse montre l'évolution du jet libre vers un jet radial (Fig. 140). L'épaisseur du jet pariétal, définie à partir de la vitesse, reste quasiment constante et égale à 1 diamètre. Dans le cas SLD la norme de la vitesse dans le jet radial est moindre, car une partie de l'énergie cinétique a été cédée à la surface libre.

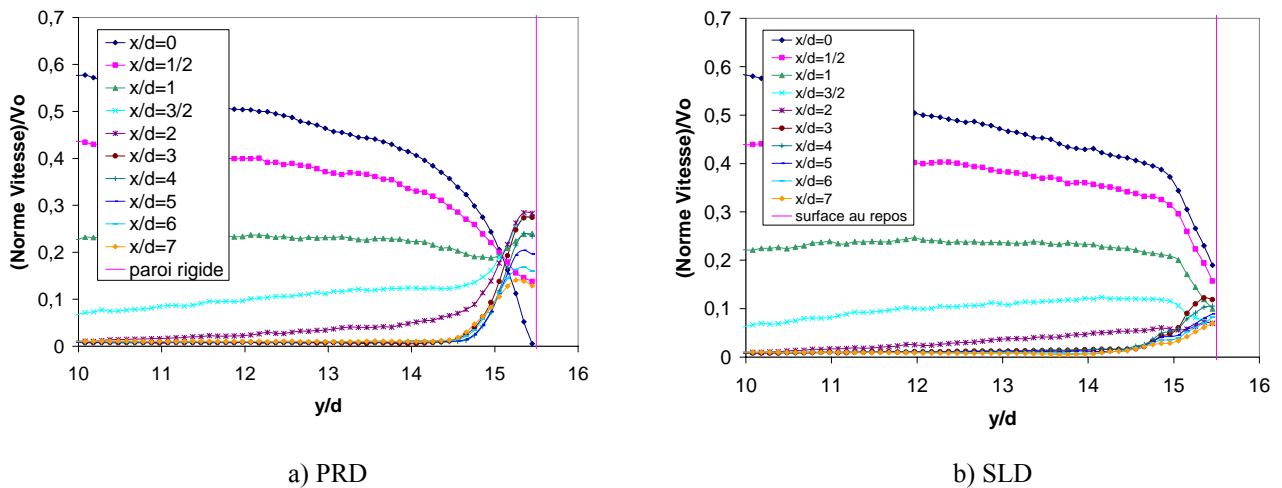


Fig. 140. Évolution de la vitesse pour différentes distances de l'axe (SLD – PRD)

Le jet radial est accéléré et un pic de vitesse est observé à $x/d = \pm 2$ dans le jet de paroi (Fig. 138). Lors de l'impact sur surface libre, ce maximum de vitesse radiale est situé à $x/d = \pm 3,5$ c'est-à-dire plus éloigné de l'axe du jet. Cette localisation correspond à celle du ressaut, où la profondeur moyenne est la plus faible (cf. §3.2.4). La conservation du débit y implique logiquement une accélération.

3.2.3.2. Intensités de turbulence

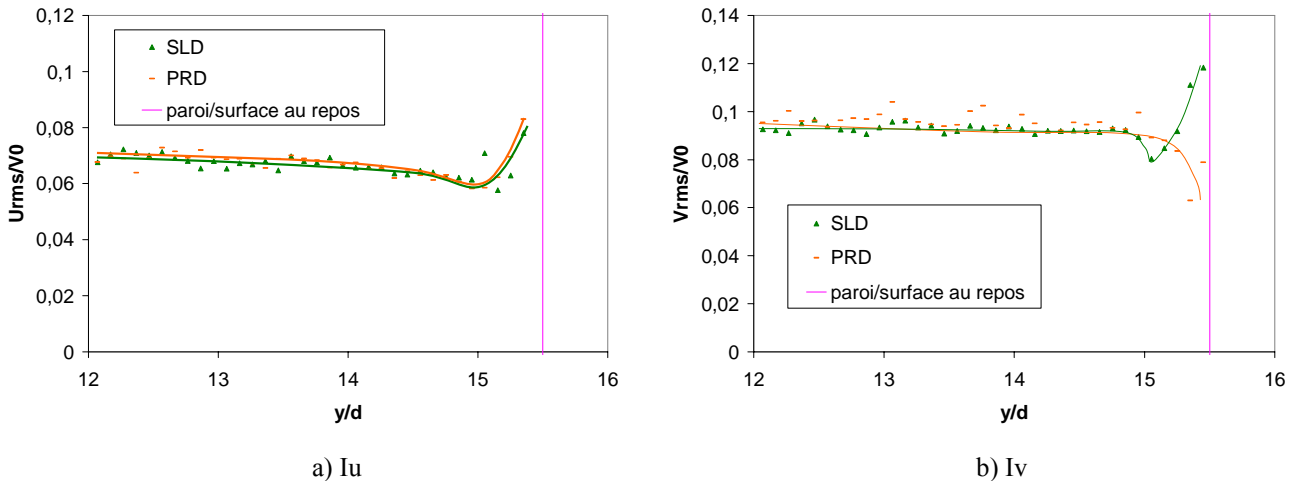


Fig. 141. Évolution des intensités turbulentes radiales et axiales sur l'axe (SLD – PRD)

Les intensités de turbulence radiales I_u (Fig. 141a) deviennent de plus en plus importantes dans les deux configurations. Sur l'axe du jet, ces fluctuations radiales sont représentatives du mouvement chaotique du jet au niveau de l'impact :

- Près de la paroi, les valeurs plus élevées de I_u sont représentatives de l'arrivée de tourbillons venant du jet qui impactent successivement la paroi.
- Près de la surface libre, les vitesses radiales sont soumises aux fluctuations horizontales intenses mises en évidence lors de l'observation de l'interface (cf. §3.2.4).

Les intensités de turbulence axiales I_v se comportent différemment selon le type d'impact (Fig. 141b). Sur l'axe, alors qu'elles chutent brutalement au voisinage de la paroi, elles s'amplifient à l'impact sur la surface. Comme vu précédemment (cf. §3.1.2.1), **la paroi joue le rôle d'un amortisseur en redistribuant les fluctuations dans une autre direction**. L'interface, par contre, est libre de se déplacer verticalement au gré des impacts de tourbillons.

Les graphes de la figure 142 présentent l'évolution des intensités de turbulence radiale et axiale sur des sections parallèles à l'axe du jet ($x/d = 1 ; 3 ; 5$), mettant en évidence la région de jet radial. Dans cette région les fluctuations radiales I_u sont plus élevées que les fluctuations axiales I_v , car la

turbulence axiale s'est redirigée avec la déflexion du jet.

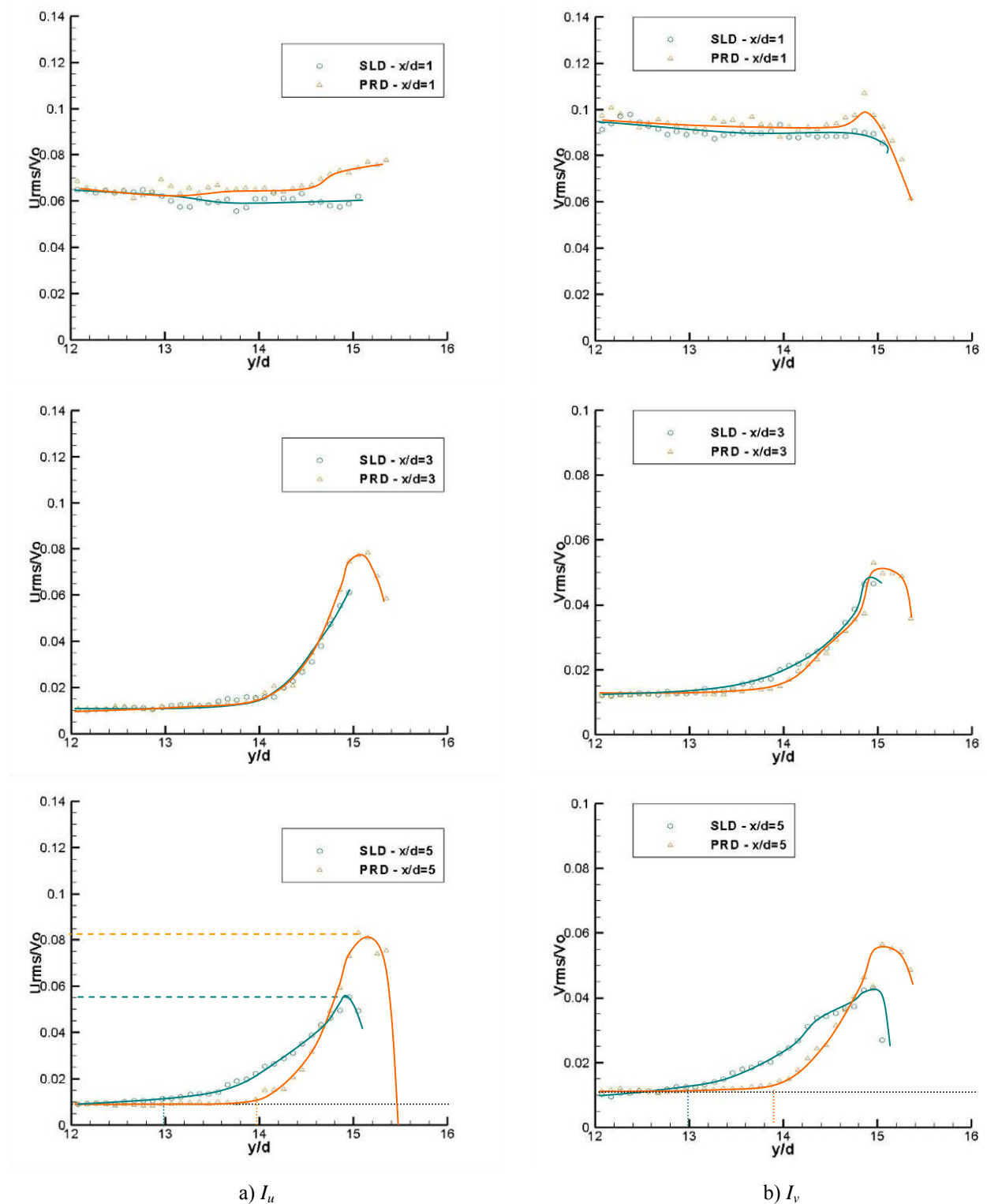


Fig. 142. Évolution des intensités turbulentes axiales et radiales parallèles à l'axe (SLD – PRD)

La section $x/d = 1$ est encore située dans le jet vertical, d'où l'existence de fluctuations sur toute la hauteur. Par contre pour $x/d > 3$ il s'agit de sections dans le jet redirigé radialement. Les fluctuations de vitesse sont donc presque nulles pour $y/d < 13$ (en dehors du jet radial), et sont maximales à $y/d = 15$. Le niveau de turbulence du jet de paroi ($I_u = 0,08$) est 20% plus élevé que

dans le jet de surface libre ($I_u = 0,06$). Toutefois la couche turbulente de ce dernier cas est plus épaisse, jusqu'à $y/d = 13$ (contre $y/d = 14$ pour le jet pariétal).

La normalisation des fluctuations de vitesse par l'énergie cinétique turbulente réduite définie précédemment (cf. 2.4.4) permet de mettre en évidence le bilan énergétique dans le développement du jet (Fig. 143). Dans le cône potentiel ($0 < y/d < 4$), on observe simultanément l'augmentation de U_{rms}^2/E_{kr} (courbe de tendance en rose) et la diminution de V_{rms}^2/E_{kr} (courbe de tendance en bleu). Ceci indique que l'énergie est transférée vers la composante radiale. Puis la tendance s'inverse à la fin du cône potentiel ($y/d = 4$) ; c'est alors vers la composante axiale que le transfert d'énergie s'effectue (courbe de tendance en bleue), durant tout le développement du jet, et ce jusqu'au début de la zone autosimilaire ($y/d = 8$). Les contributions restent stables dans la ZEF ; il n'y a plus de transfert d'énergie vers une composante particulière, ce qui indique l'isotropie dans le jet. Dans la région d'impact ($y/d > 12$), le transfert vers la composante radiale reprend car le jet est dévié dans cette direction. Dans les deux configurations PRD et SLD, l'anisotropie est brisée à cause de l'impact.

Lors de la **comparaison des deux types d'impacts, aucune différence** notable n'est observée. **Les transferts d'énergie sont caractéristiques des différentes zones du jet**, et la tridimensionnalisation est complète pour $8 < y/d < 12$.

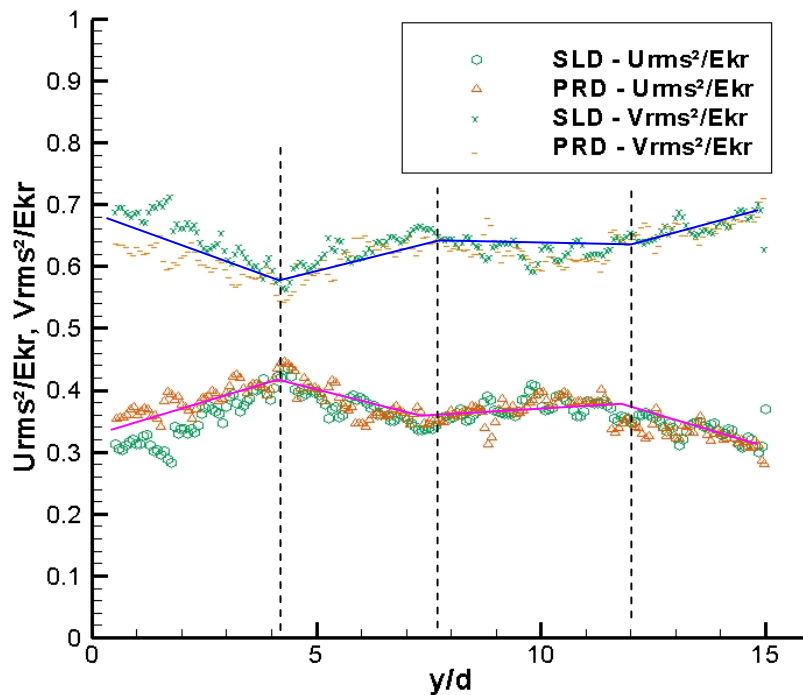


Fig. 143. Bilan énergétique (SLD – PRD)

3.2.3.3. Tensions de Reynolds et Energie cinétique turbulente

Les champs d'énergie cinétique turbulente réduite E_{kr} (Fig. 144) indiquent que la paroi redistribue l'énergie cinétique verticale en un mouvement horizontal. La répartition d'énergie après impact sur surface libre est plus localisée autour du jet.

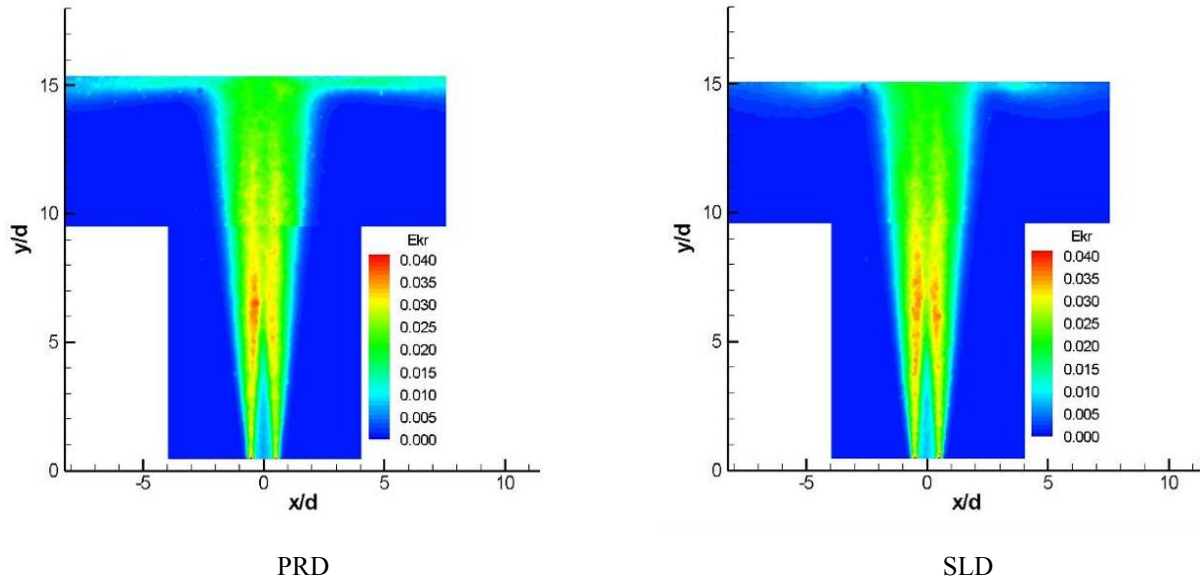
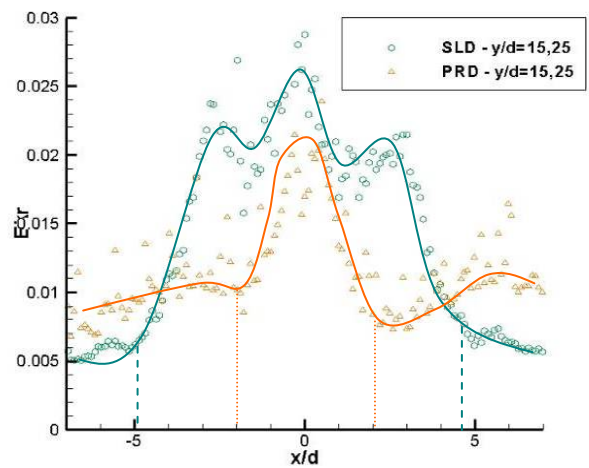
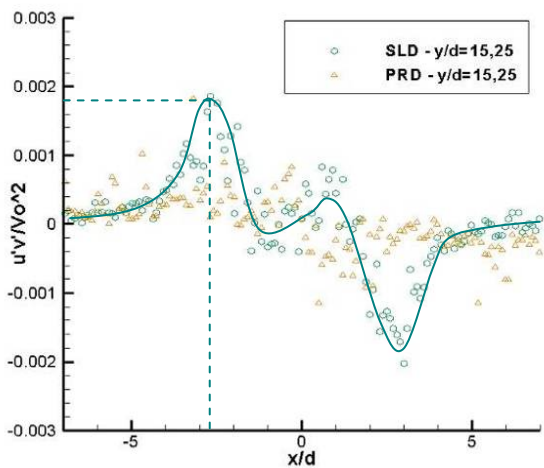
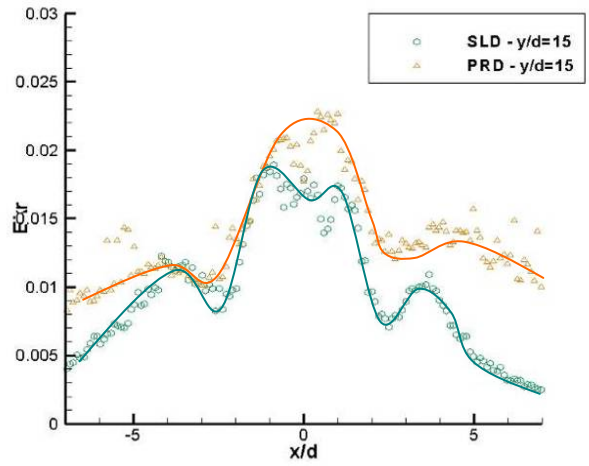
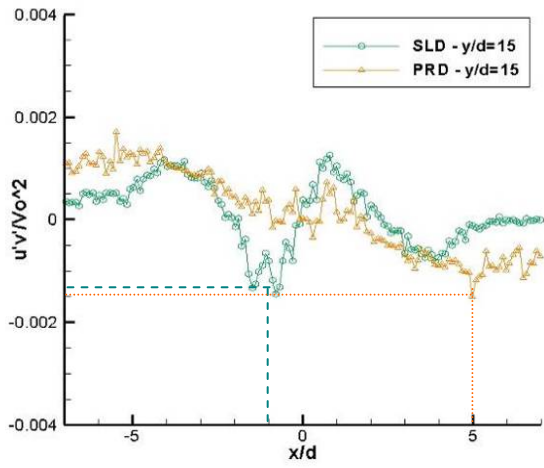
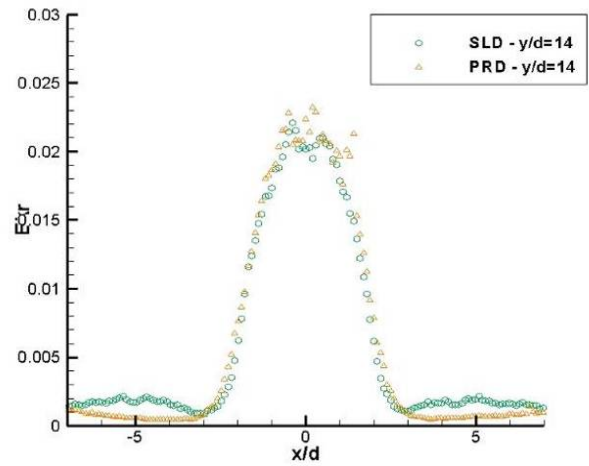
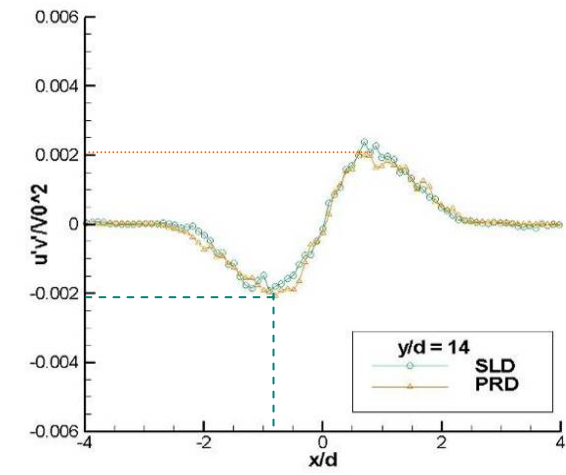


Fig. 144. Champs moyens d'Énergie cinétique réduite (SLD – PRD)

Les distributions des tensions de Reynolds adimensionnées et de l'énergie cinétique turbulente en zone d'impact sont représentées sur la figure 145. Dans cette zone les tensions de Reynolds présentent une inversion de signe dû à la transition d'un jet développé en un jet radial, et implique un passage à zéro dans la zone d'impact. Cette inversion apparaît entre $y/d=14$ et $y/d=15$ pour le cas de l'impact sur paroi rigide (l'extrema de tension à droite du jet passe de $+0,002$ à $-0,0015$), et vers $y/d=15,25$ pour la surface libre (l'extrema de tension à gauche du jet passe de $-0,002$ à $+0,0018$).

Les distributions d'énergie cinétique turbulente réduite, identiques pour $y/d=0$ à 14 , divergent dès $y/d > 15$: elles sont plus élevées dans le cas de l'impact sur surface libre, et ce sur une plus grande surface. Alors que dans le cas PRD l'énergie cinétique turbulente est concentrée sur un cercle de rayon $\pm 2d$, dans le cas de la surface libre, la zone de niveaux élevés apparaît pour $-5 < x/d < +5$. Ceci peut être interprété par le fait que l'impact sur surface libre est beaucoup moins contraint ; l'interface peut se déplacer librement dans la direction verticale. Ainsi, lorsqu'un tourbillon impacte une surface libre, il est possible **qu'une partie de son énergie cinétique soit convertie en énergie potentielle communiquée aux ondes de surface, puis redistribuée sur une plus grande zone, voire amplifiée.**

Résultats & interprétation physique



a) $u'v'$

b) E_{kr}

Fig. 145. Profils transversaux des tensions de Reynolds et d'énergie turbulente en zone d'impact (SLD – PRD)

3.2.3.4. Concentration moyenne & Fluctuations de concentration

Comme vu sur la figure 124, le champ moyen de concentration moyenne est similaire au champ de vitesse moyenne, avec la déflexion de la couche de mélange à l'approche de l'impact. Les profils de concentration normalisée moyenne C^* sur l'axe (Fig. 146) présentent un minimum à environ $1,5d$ de l'impact, suivi d'une remontée près de l'impact. La similitude avec le cas PRD suggère la présence d'une zone de sous-vitesse. Il semble que le colorant soit piégé dans cette zone malgré les fluctuations de vitesse intenses dans cette région (Fig. 147).

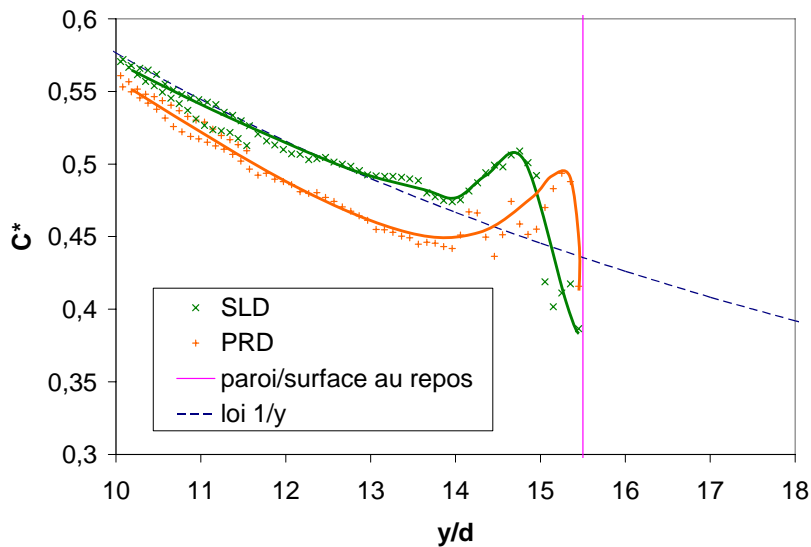


Fig. 146. Concentration normalisée moyenne sur l'axe du jet ($x/d=0$) (SLD – PRD)

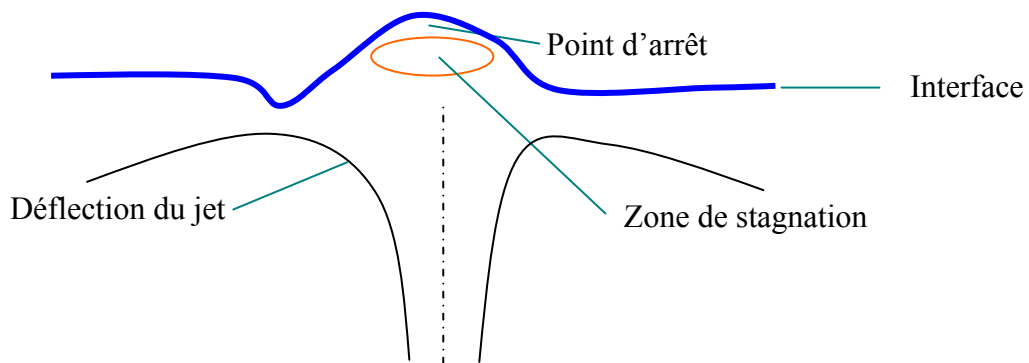


Fig. 147. Schéma de la région d'impact (SLD)

Les figures 148 présentent l'évolution longitudinale des concentrations moyenne (148a) et fluctuante normalisées (148b) sur des droites parallèles à l'axe du jet ($x/d = 3 ; 4 ; 6$). Pour $x/d = 3$, les concentrations moyennes et les rms sont similaires quel que soit le cas. Cependant pour des sections plus éloignées de l'axe central ($x/d \geq 4$), les profils axiaux de fluctuations de concentration dévoilent une zone de mélange de part et d'autre du jet plus grande dans la zone d'impact sur

Résultats & interprétation physique

surface libre que dans le cas PRD. En effet dans le cas SLD les fluctuations de concentration sont encore significatives jusqu'à $y/d = 11,5$ contre $y/d = 13$ dans le cas PRD (pour $x/d = 6$).

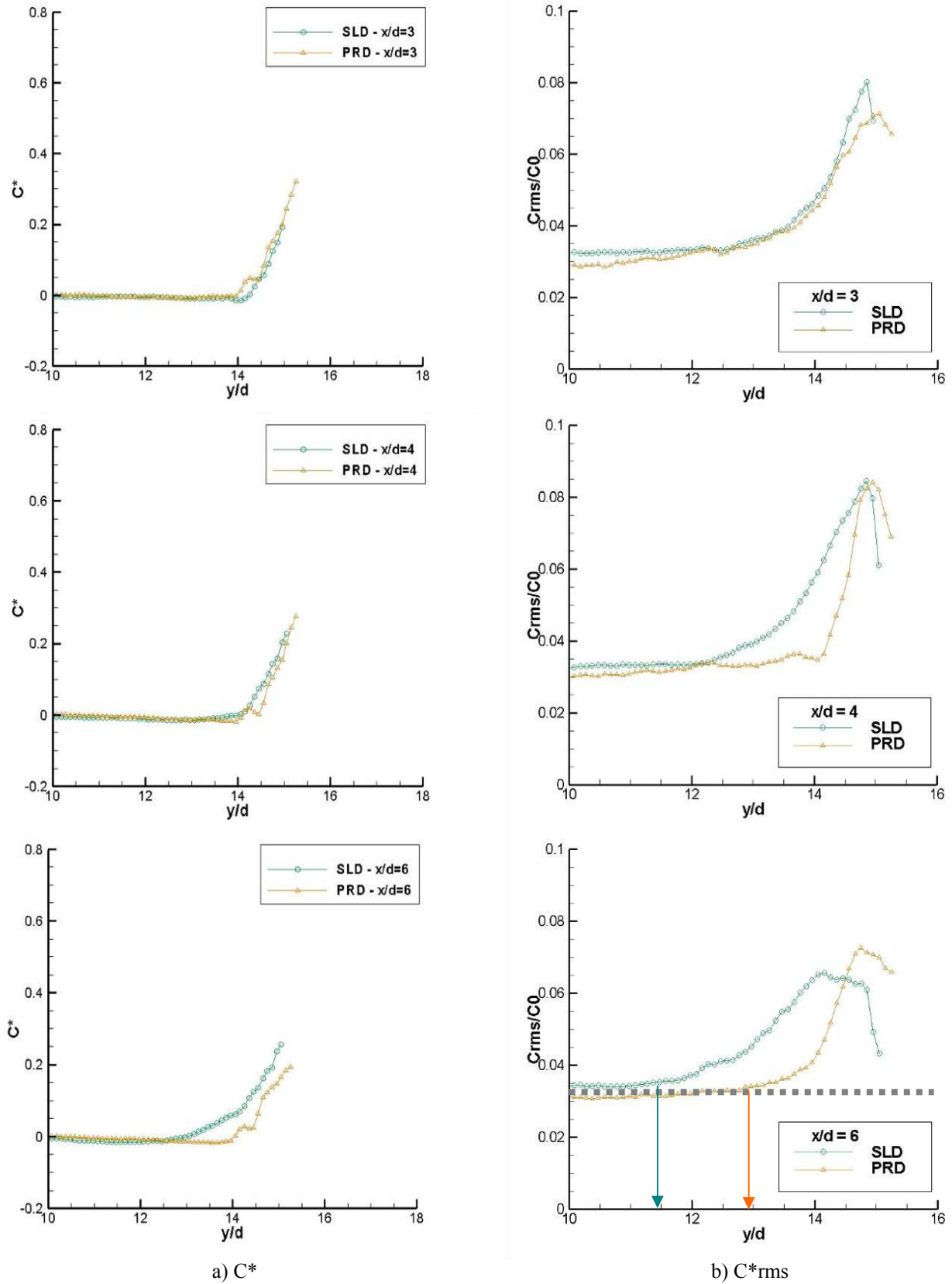


Fig. 148. Évolution des statistiques de concentration pour différentes distances de l'axe (SLD – PRD)

Résultats & interprétation physique

Les courbes de C_{rms} sont utilisées afin d'estimer l'épaisseur de la couche de mélange radiale. Cette grandeur est déterminée à partir du point présentant un niveau de fluctuation de concentration égal à la moitié du niveau maximal atteint dans cette section (Cette épaisseur de demi- C_{rms} est notée $Y_{C_{1/2}}$). La couche de mélange dans le jet pariétal (PRD) définie ainsi possède une épaisseur quasiment constante de 1 à 1,3 d. En ce qui concerne l'impact sur surface libre, l'épaisseur de la couche de mélange augmente avec la propagation du jet radial avec une pente dix fois supérieure, pour atteindre le double de l'épaisseur PRD (Fig. 149).

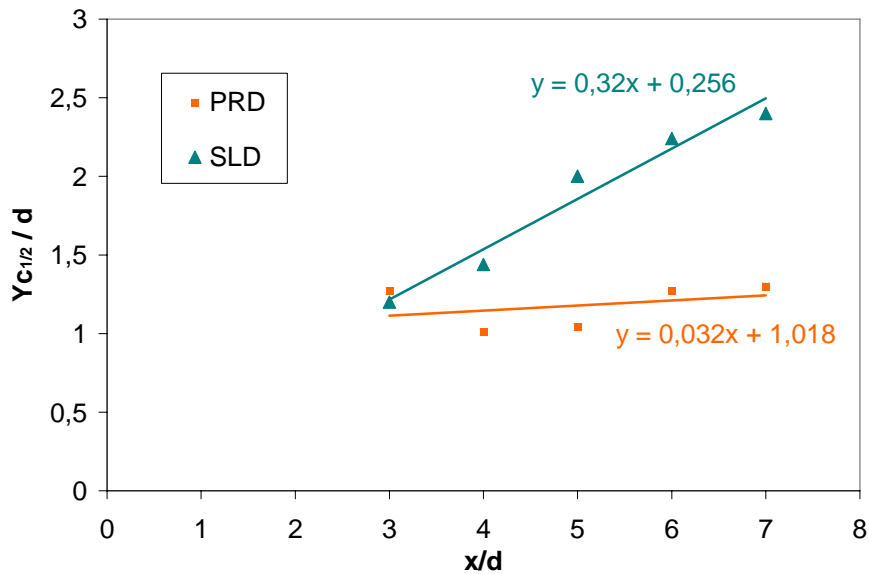


Fig. 149. Évolution de l'épaisseur de la couche de mélange le long du jet radial (SLD – PRD)

Le zone de mélange est plus étendue et celui-ci est amélioré par la présence de l'interface fluctuante, ceci à partir de $x/d = 3,5$ qui correspond à la position du ressaut moyen observé en phénoménologie (cf. 2.2.3).

Afin de déterminer l'origine de ce mélange plus important dans le cas de la surface libre, les mesures à l'interface sont exploitées dans la suite.

3.2.4. Mesures à l'interface

3.2.4.1. Phénoménologie

Remarquons dans un premier temps que le nombre de RICHARDSON au niveau de l'interface est de :

$$Ri = \frac{D_{jet} (\rho_{eau} - \rho_{air}) g}{\rho_{eau} U_{jet}^2} \approx 10 \quad (3.5)$$

Avec U_{jet} et D_{jet} la vitesse et le diamètre du jet à $y/d = 16$. Par extrapolation du champ de vitesse (Fig. 123), $U_{jet} \approx 0,2$ m/s et le diamètre du jet est $D_{jet} \approx 0,04$ m. Selon la classification établie par [FRIEDMANN & KATZ 1999], cette valeur place les phénomènes observés dans le régime 2 de surface libre déformée avec ressaut hydraulique ($1 < Ri < 15$).

Les mesures par ombroscopie permettent de connaître la position de l'interface dans la zone d'impact (Fig.150). La surface, initialement plane et horizontale, se change en un dôme proéminent de liquide. Cette conformation arrondie se déforme et oscille de manière aléatoire dans le temps et l'espace. Dans la zone éloignée de l'impact ($x/d > 6$), l'interface est quasiment horizontale et fluctue en vaguelettes de ± 1 mm autour d'un niveau moyen situé 1 mm au-dessus de la position de repos.



Fig. 150. Visualisation de l'interface par ombroscopie (intervalles de 25 ms)

Schématiquement, la surface libre prend la forme d'une cloche plus ou moins aplatie et d'altitude maximale supérieure à la position de repos (Fig. 151).

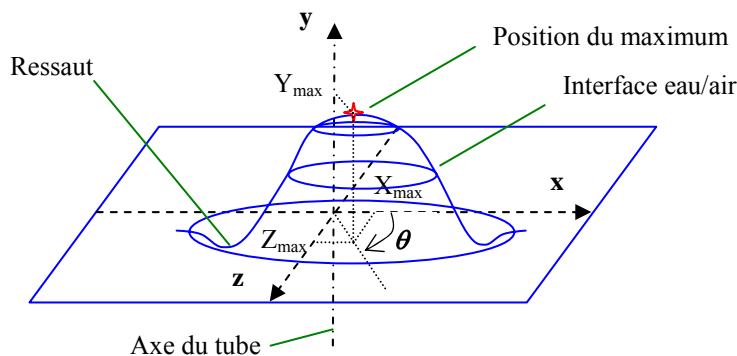


Fig. 151. Schéma de la déformation de l'interface eau/air

Cette forme de cloche est déformée à chaque instant et présente parfois **plusieurs maxima locaux**, comme sur l'image de la figure 152.



Fig. 152. Maxima locaux multiples

Elle possède également un ressaut à sa périphérie qui s'enfonce sous le niveau initial, comme attendu avec la valeur du nombre de Richardson. Le ressaut n'est alors pas visible sur les images obtenues par ombroscopie. Les coordonnées du maximum global de l'interface X_{max} , Y_{max} , Z_{max} sont définies dans un repère secondaire dont l'origine est située sur l'axe du tube au niveau de la surface libre au repos. La position en coordonnées cylindriques autour de l'axe vertical y est notée (r_{max}, θ_{max}) (Fig. 151).

La superposition de 2000 contours successifs permet d'obtenir un nuage indiquant la probabilité de présence de l'interface (Fig. 153).

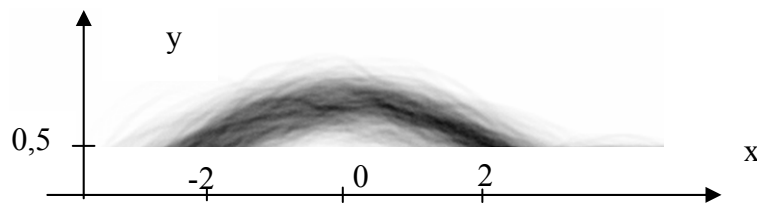


Fig. 153. Nuage de présence de l'interface dans le plan xOz

En considérant les niveaux de gris sur un segment vertical, on détermine la position la plus probable de l'interface à cette abscisse. L'interface moyenne est obtenue par extraction de plusieurs tranches verticales. Ce procédé n'est applicable que pour des tranches situées à l'intérieur d'un cercle de diamètre égal à $2d$. Au-delà, le nuage obtenu n'est plus représentatif de la position moyenne de l'interface.

Pour mettre en évidence leur symétrie, les profils moyens obtenus dans les deux directions (XY et XZ) sont centrés et superposés à leurs symétriques. On remarque qu'ils sont parfaitement superposables dans les deux directions (Fig. 154). **L'interface moyenne possède donc une géométrie de révolution.**

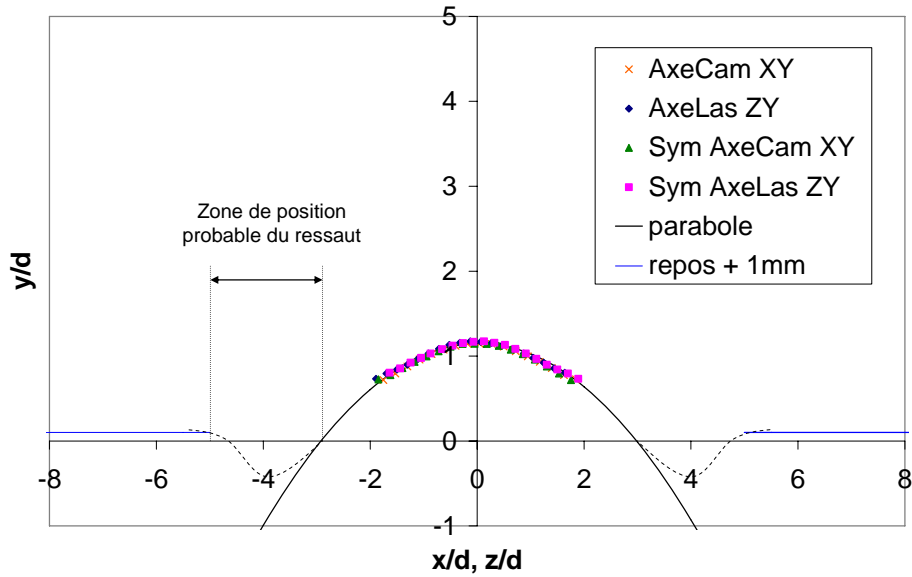


Fig. 154. Interface moyenne

Par extrapolation de la topologie de la surface libre moyenne avec une parabole (courbe noire) et raccord au niveau de liquide loin de l'impact (segments bleus), **le lieu du minimum moyen du ressaut hydraulique (pointillés) est déterminé sur un cercle de diamètre $\pm 4d$** , conformément aux observations en vue de dessus (cf. 2.2.3).

3.2.4.2. Statistiques générales

Un algorithme est conçu de manière à mesurer la position du maximum de la surface (Fig. 155) avec une incertitude de un pixel, soit $\pm 0,2$ mm.



Fig. 155. Traitement des images et détection du maximum

A partir des deux vues simultanées à 90° (vue n°1 dans l'axe du laser et vue n°2 dans une axe perpendiculaire), les trois coordonnées spatiales du maximum sont déterminées.

La position du maximum du dôme est dans un premier temps analysée en terme de statistiques du premier et second ordre à partir de 2200 images. Les valeurs moyennes obtenues (Tableau 12) indiquent que la hauteur moyenne de l'interface $\langle Y_{max} \rangle$ est environ 12 mm au dessus de la position au repos. Par ailleurs, ce maximum est désaxé de 4 mm dans la direction z par rapport à l'axe du tube. Ce décalage est dû à une verticalité du tube imparfaite, et correspond à un défaut angulaire

d'une valeur égale à $\text{Arc tan} \left(\frac{\langle Z_{\max} \rangle}{h + \langle Y_{\max} \rangle} \right) = 1,3^\circ$.

	$\langle X_{\max} \rangle$ (mm)	$\langle Z_{\max} \rangle$ (mm)	$\langle Y_{\max} \rangle$ (mm)	$\langle r_{\max} \rangle$	$\langle \theta_{\max} \rangle$
Moyenne	0,06	-4,45	(155 +) 11,76	7,12	0,10
Ecart-type	5,23	6,16	2,08	3,83	1,85

Tableau 12 - Coordonnées moyennes du maximum de l'interface en régime établi

Il est particulièrement intéressant de noter que la fonction densité de probabilité (PDF) des altitudes maximales suit une loi gaussienne (Fig. 156). L'origine des fluctuations verticales est donc liée à un phénomène aléatoire. Il s'agit de l'effet des structures turbulentes issues du jet qui impactent et déforment la surface libre, évoqué par [ZHENG 2003] pour justifier les oscillations verticales.

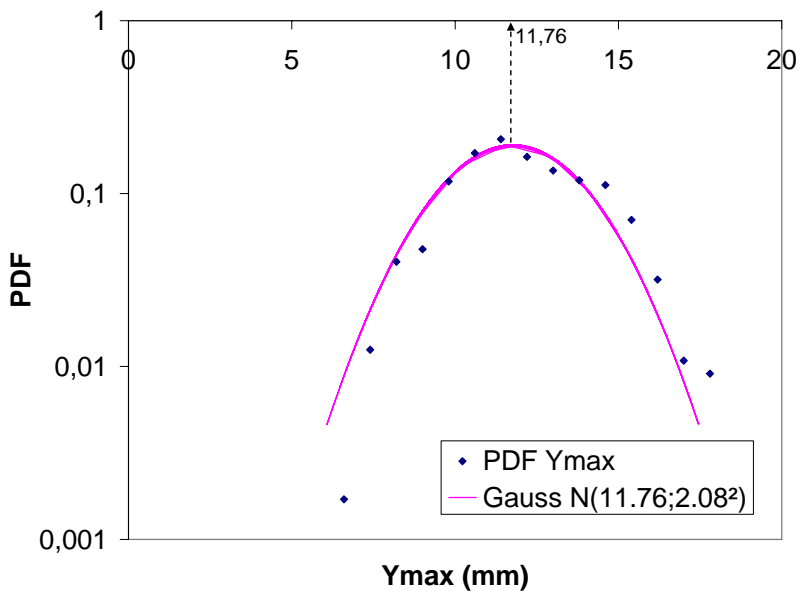


Fig. 156. Histogramme de répartition de l'altitude maximum

Les écart-types montrent que les fluctuations verticales sont presque trois fois plus faibles que les fluctuations horizontales. Cela signifie que les oscillations du dôme dans un plan horizontal ($O'xz$) sont plus élevées que dans la direction verticale y . On peut remarquer que le nombre de FROUDE au niveau de l'interface est $Fr_i = \frac{1}{\sqrt{Ri}} \approx 0,3$. Les effets de gravité sont donc non négligeables comparés aux effets inertiels, et tendent à atténuer et amortir les mouvements de la surface libre. A partir d'expériences de jets impactants, [FRIEDMANN & KATZ 1999] ont déduit une loi phénoménologique donnant l'altitude moyenne de l'interface par rapport à la surface au repos à partir du nombre Richardson, valable pour $Ri > 2$:

$$\langle Y_{\max} \rangle = K \cdot D_i \cdot Ri^{-1/3} \tag{3.6}$$

Où K est une constante empirique égale à 0,72. Dans notre cas cette loi conduit à une estimation de $\langle Y_{max} \rangle \approx 13$ mm, en bon accord avec la valeur mesurée. Cette loi est donc valable dans notre cas.

3.2.4.3. Distributions spatiales

Les oscillations horizontales ont tendance à excentrer le dôme de liquide, comme l'atteste la répartition du maximum vue de dessus (Fig. 157). Pour une meilleure lecture, les coordonnées des points sont centrées par rapport à la position moyenne (Tableau 12). Le maximum global du dôme oscille à l'intérieur d'un cercle dont le rayon est environ deux fois le diamètre du tube d'injection. De plus la répartition à l'intérieur de ce cercle n'est pas uniforme, ce qui illustre le fait que X_{max} et Z_{max} ne sont pas indépendantes. Pour cette raison les statistiques seront analysées en termes de distance au centre et répartition angulaire r_{max} et θ_{max} .

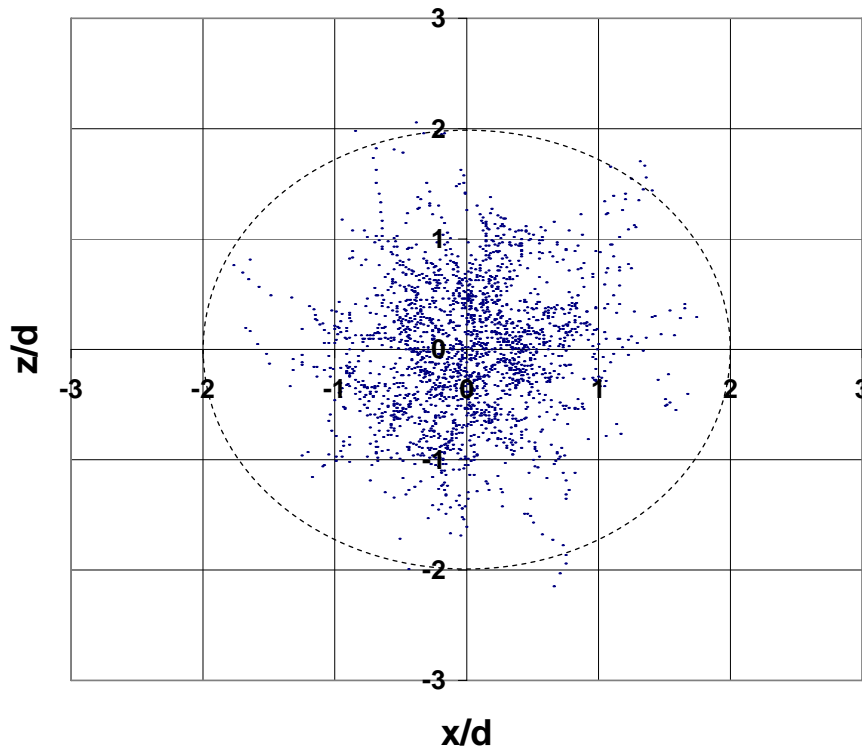


Fig. 157. Positions du maximum dans un plan horizontal et Histogramme de répartition angulaire

La répartition angulaire permet d'examiner l'effet des conditions aux limites ou du confinement de la cavité de mesures. Le paramètre angulaire θ_{max} est défini à partir des coordonnées cartésiennes X_{max} et Z_{max} centrés par rapport à la moyenne :

$$\theta_{\max} = \text{signe}(X_{\max}) \cdot \text{Arc cos} \left(\frac{Z_{\max}}{\sqrt{X_{\max}^2 + Z_{\max}^2}} \right) \in [-\pi; \pi] \quad (3.7)$$

Avec

$$r_{\max} = \sqrt{X_{\max}^2 + Z_{\max}^2} \quad (3.8)$$

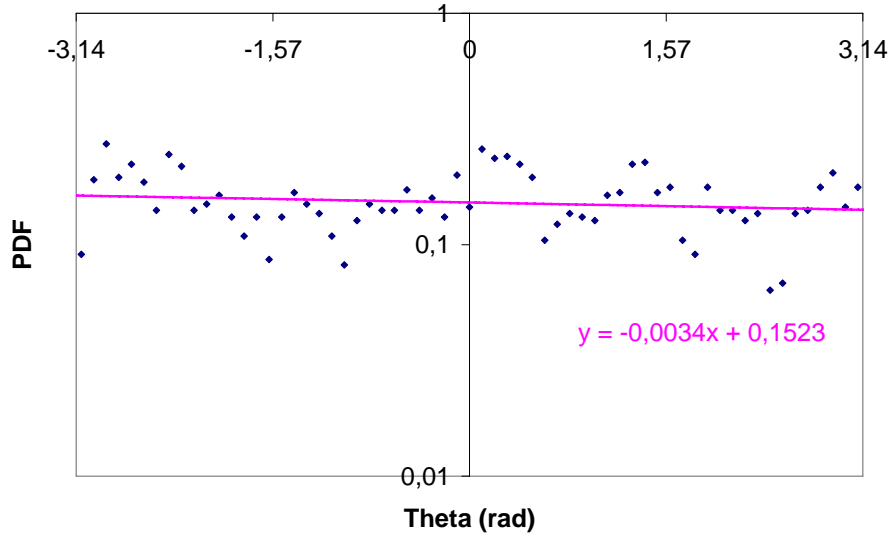


Fig. 158. Histogramme de répartition angulaire

La PDF correspondant aux mesures (ligne rose) tend vers une distribution uniforme (Fig. 158). De plus, les moments d'ordre un ($\theta_{max} = 0,1$) et d'ordre deux ($\theta_{rms} = 1,85$) sont comparables à ceux d'une distribution uniforme (définie par une $PDF(\theta) = \frac{1}{2\pi} \approx 0,159$ pour $\theta_{max} \in [-\pi; \pi]$, une valeur moyenne égale à zéro et un écart-type correspondant égal à $\sqrt{\frac{(2\pi)^2}{12}} \approx 1,813$). Il n'y a donc pas de direction préférentielle ; le phénomène mesuré est isotrope dans le plan **Oxz**.

La fonction densité de probabilité du module $r_{\max} = \sqrt{X_{\max}^2 + Z_{\max}^2}$ est présentée sur la figure 159. Elle possède l'allure d'une loi de Rayleigh, dont le maximum de probabilité est localisé à $\sigma = 6$ mm.

$$PDF(r_{\max}) = \frac{r_{\max}}{\sigma^2} \exp\left(\frac{-r_{\max}^2}{2 \cdot \sigma^2}\right) \quad (3.9)$$

Cette valeur diffère de l'écart-type de r_{\max} (égal à 3,83 mm), qui est la valeur attendue dans le cas d'une loi de module d'un vecteur gaussien isotrope. Ceci peut être lié soit au fait que les

variables X_{max} et Z_{max} sont corrélées, soit à l'existence d'un processus non aléatoire.

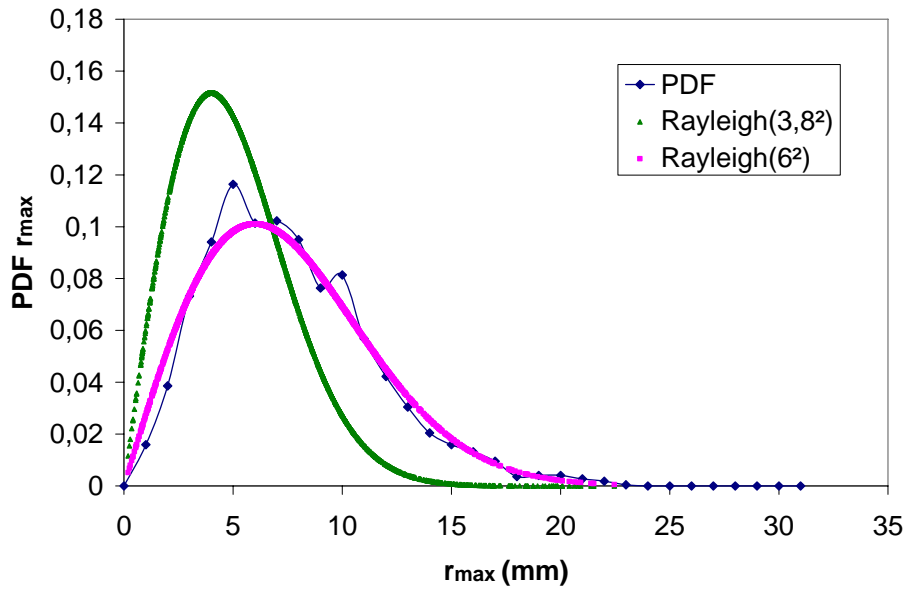


Fig. 159. Evolution temporelle de la distance au centre du maximum

La fonction densité de probabilité de la distance au centre r_{max} est normalisée par l'aire des couronnes ($2\pi r dr$). L'histogramme de répartition ainsi normalisé (Fig. 160) tend vers une distribution gaussienne avec $\sigma = 6$ mm :

$$PDF(\tilde{r}_{max}) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left(\frac{-\tilde{r}_{max}^2}{2 \cdot \sigma^2}\right) \quad (3.10)$$

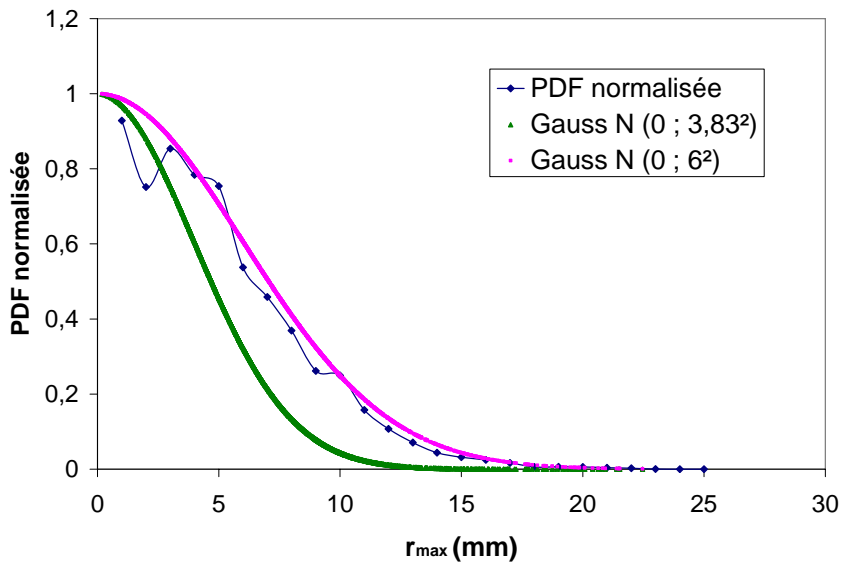


Fig. 160. Histogramme de répartition de r_{max} normalisé par l'aire des couronnes ($2\pi r dr$)

L'écart avec la loi Normale attendue $\mathcal{N}_2(0 ; 3,83)$ suggère là encore la présence d'un processus non aléatoire ou corrélé dans le comportement de la surface libre. Ceci sera étudié dans le chapitre

suivant (§3.2.4.4).

Le maximum étant parfois très éloigné du centre de l'axe, l'évolution de l'altitude est tracée selon sa distance par rapport au centre. La figure 161 indique que l'altitude du maximum est plus grande lorsque celui-ci est situé près du centre. Inversement l'altitude est plus faible lorsque le maximum est excentré.

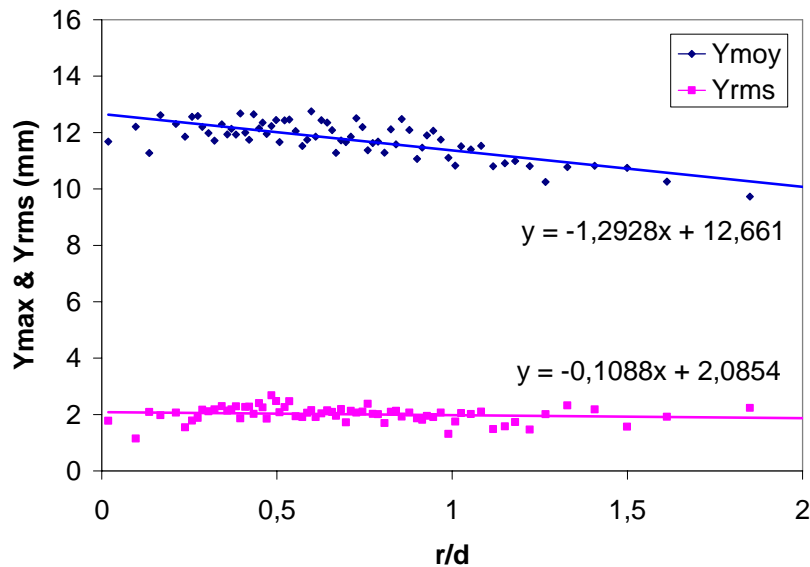


Fig. 161. Altitude du maximum en fonction de son éloignement au centre

Par contre l'écart-type reste le même (2 mm) quel que soit la position du maximum, même lorsque celui-ci est éloigné du centre. Ceci est à relier au profil aplati de V_{rms} à l'approche de l'interface : les fluctuations sont quasiment identiques pour $-2 < x/d < 2$.

3.2.4.4. Evolution temporelle (mouvements)

Une analyse temporelle est conduite sur les signaux des trois coordonnées spatiales du maximum global. Pour une meilleure résolution, l'acquisition de nouvelles images par ombroscopie rapide est utilisée. En effet la fréquence d'acquisition utilisée pour les mesures synchronisées avec la PIV/LIF (4 Hz) est insuffisante pour pouvoir considérer la surface libre comme « figée », et suivre correctement les mouvements de cette dernière. Le nouveau jeu de données est acquis à une fréquence de 200 Hz, soit des intervalles de 5 ms entre chaque image.

L'évolution temporelle des coordonnées (Fig. 162) met encore en exergue la grande disparité entre le niveau de fluctuations verticales (en bleu) et horizontales (en vert et en rose). Pour [ZHENG 2003] deux phénomènes distincts sont à l'origine des oscillations verticales (swelling) d'une part et horizontales (fluttering) d'autre part :

Résultats & interprétation physique

- Les variations d'altitudes sont reliées aux structures tourbillonnaires impactant successivement la surface libre.
- Les mouvements horizontaux, quant à eux, sont liés à des instabilités de direction du jet.

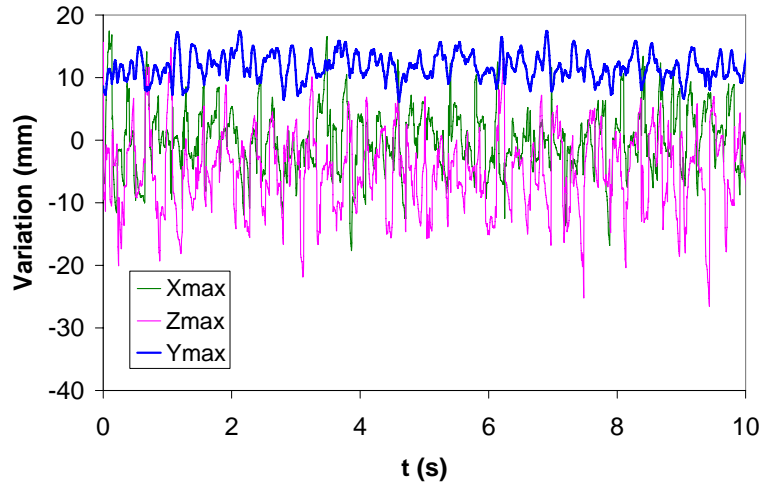


Fig. 162. Évolution temporelle des trois coordonnées du maximum

De plus, alors que les oscillations verticales sont continues, on remarque des oscillations horizontales discontinues. Ceci traduit le fait que la position du maximum global de l'interface n'est pas une fonction continue dans l'espace. L'existence de maxima locaux en mouvement entraîne des « sauts » dans la position du maximum global, comme l'illustre la figure suivante (Fig. 163). Notons que la composante verticale est toujours une fonction continue du fait de la topologie de l'interface, qui sépare l'espace en deux parties (l'air au-dessus et l'eau en dessous).

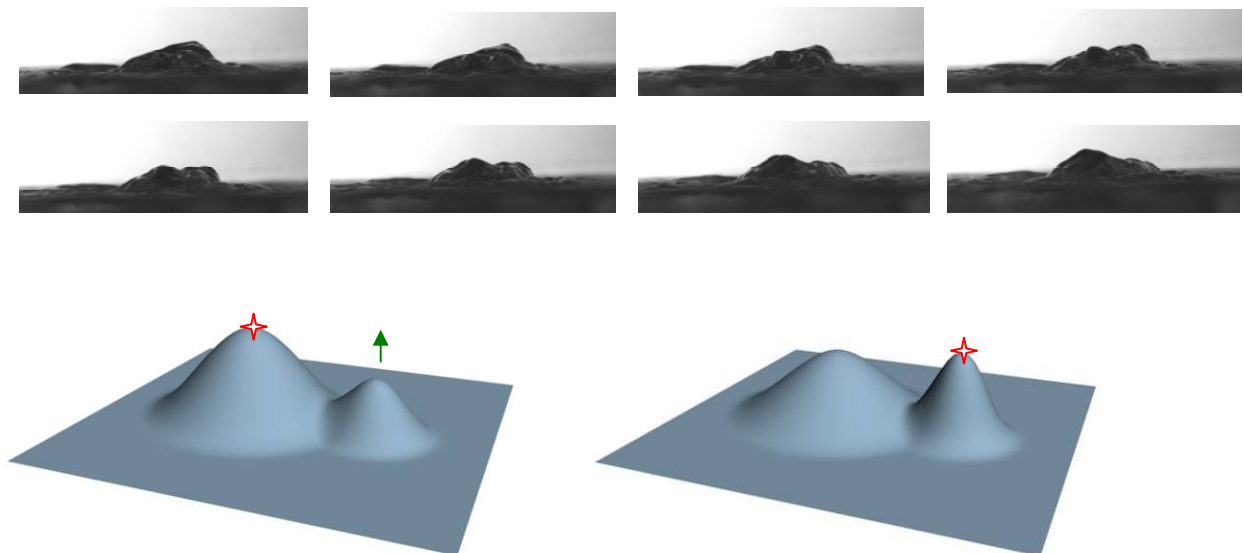


Fig. 163. Discontinuité de position du maximum global

Résultats & interprétation physique

Ces sauts sont séparés par des transitions à évolution continue de durée variable. Cette continuité du phénomène peut être évaluée au moyen d'un critère sur la distance entre deux positions successives. Si la distance entre les deux points consécutifs est inférieure à une certaine valeur critique ξ , l'évolution est considérée comme continue, et ce jusqu'à ce que la distance soit supérieure à ξ . En reliant des points successifs vue de dessus correspondant à une même occurrence, on observe des trajectoires continues, prenant la forme de « filaments » de longueur variable (Fig. 164). Ces filaments sont caractéristiques du caractère corrélé des mouvements de la surface libre, et expliquent pourquoi les distributions de r_{\max} ne correspondent pas à la loi gaussienne attendue (cf. Fig. 160).

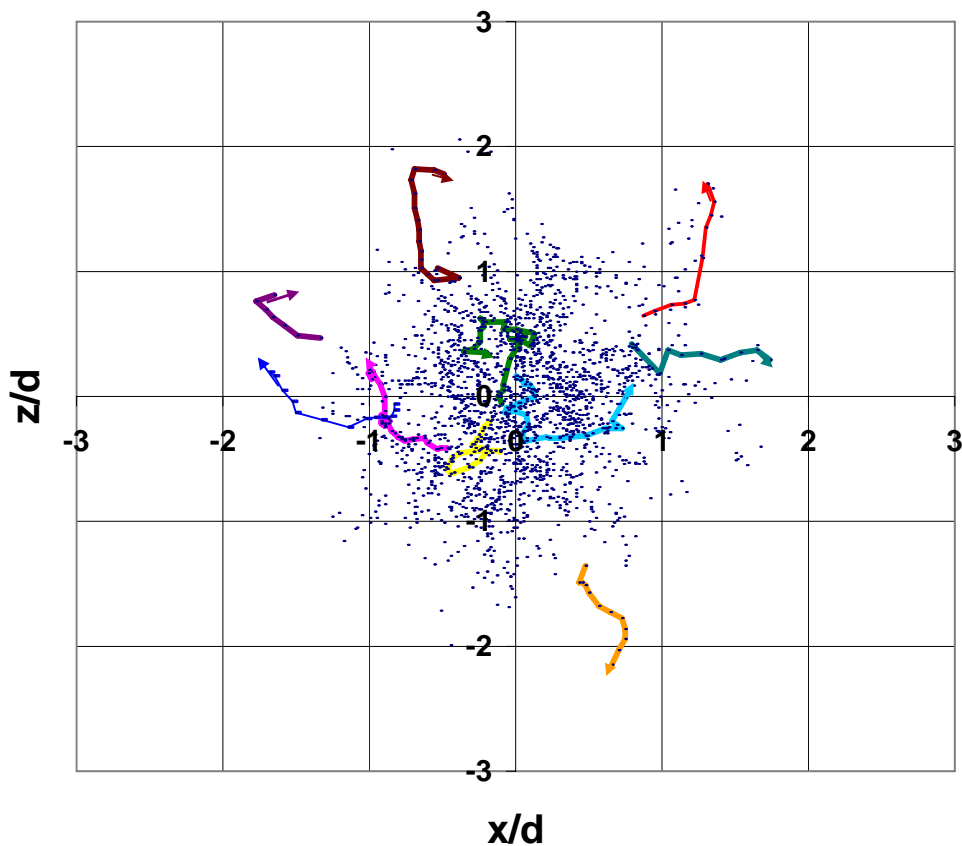


Fig. 164. Filaments représentant les positions successives du maximum dans un plan horizontal

On détermine ainsi le nombre d'occurrences continues et leur temps caractéristique τ_f . A partir de l'observation des images obtenues, le critère de continuité ξ est déterminé entre 1,5 mm et 2 mm. D'une manière générale lorsque le critère ξ devient moins contraignant (plus élevé), le nombre de trajectoires continues identifiées diminue, car certains filaments se concatènent : des trajectoires discontinues sont connectées de manière erronée. Parallèlement leur durée moyenne augmente. Les résultats pour différents critères donnent une durée moyenne de filaments de l'ordre de 30 ms (Tableau 13).

Résultats & interprétation physique

ξ	Nombre	Durée moyenne τ_f (ms)	Durée [0;20]	Durée [20;40]	Durée [40;80]	Durée [80;160]
1,5	302	28	164	74	52	12
1,8	279	32	136	69	55	19
2	266	34	122	64	60	20

Tableau 13 – Caractéristiques des trajectoires continues

L'analyse individuelle des filaments au cours du temps est effectuée en observant 15 filaments choisis au hasard parmi les plus longs. La figure 165 présente l'évolution de l'altitude au cours de ces occurrences continues.

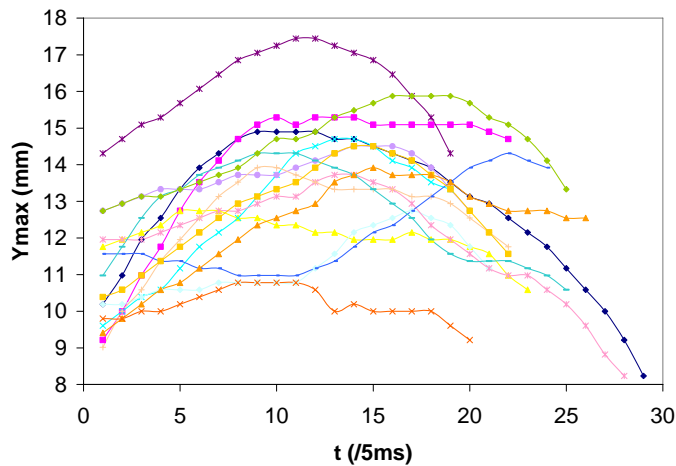


Fig. 165. Evolution temporelle de l'altitude du maximum global

Il apparaît que la quasi-totalité des filaments suit une évolution temporelle similaire. Cette dernière consiste en une augmentation de l'altitude suivie d'une diminution. Parallèlement, les filaments s'éloignent du centre moyen. La figure 166 indique l'évolution de la distance r_{max} au cours du temps, pour les 15 mêmes filaments que la figure 165.

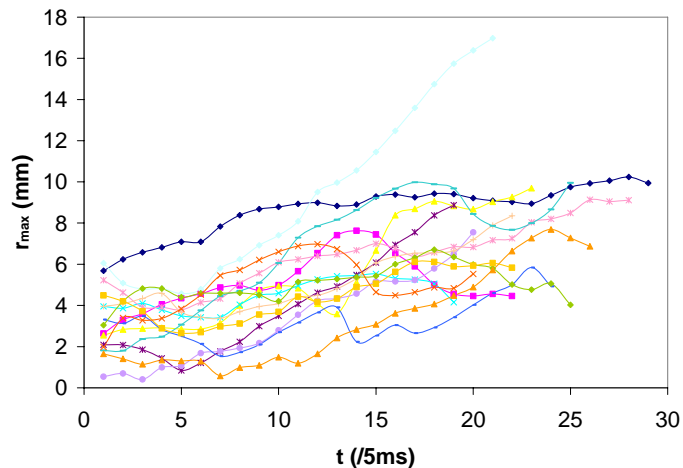
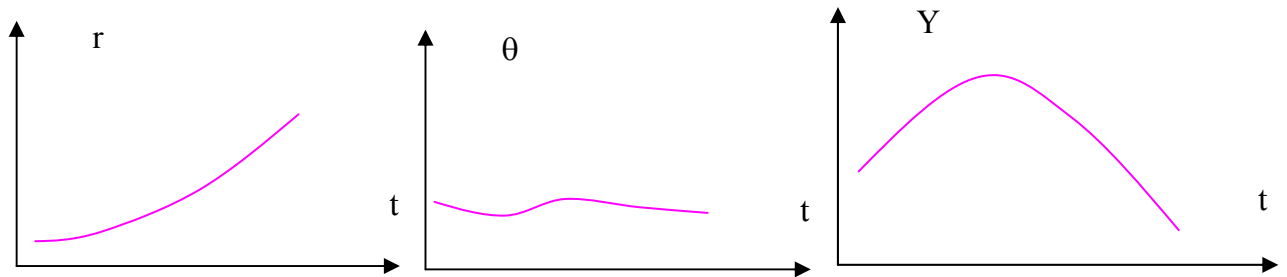


Fig. 166. Evolution temporelle de la distance au centre du maximum

La tendance générale indique que les filaments sont plus éloignés du centre en fin de vie qu'au début. De plus ils ne naissent pas forcément au centre.



Ainsi l'analyse individuelle des filaments indique qu'ils sont globalement dirigés vers l'extérieur, et l'évolution de leur altitude confirme le schéma de saut proposé sur la figure 163.

3.2.4.5. Analyse fréquentielle

L'analyse des fréquences est effectuée par une Transformée de Fourier Rapide (FFT) sur les trois signaux correspondant aux trois coordonnées du maximum du dôme (Fig. 167). Pour ces signaux, le nombre de données retenu est $2^{11} = 2048$.

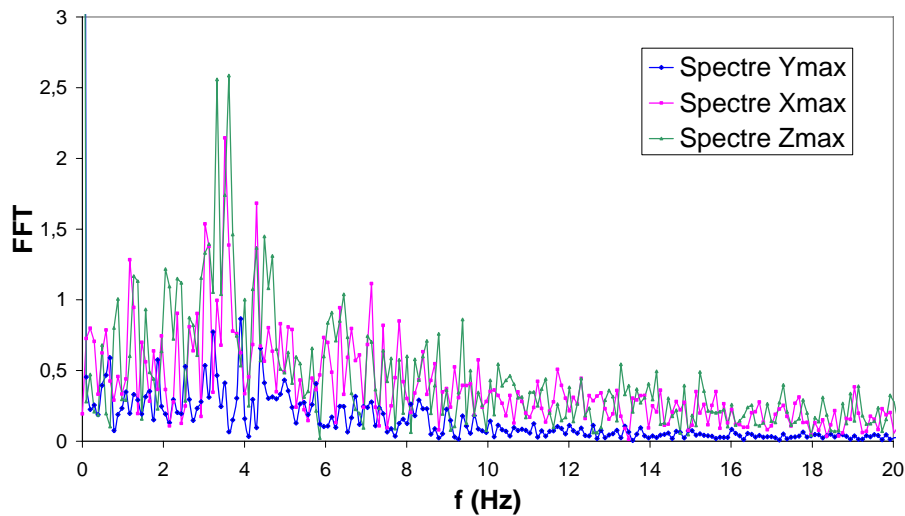


Fig. 167. FFT des coordonnées du maximum

De faibles fréquences (< 10 Hz) sont principalement observées sur chacun des signaux. Aucune fréquence n'est définie concernant les fluctuations verticales. Ce résultat est cohérent avec les observations de [ZHENG 2003] qui n'observe des fréquences que pour des distances d'impact $h/d \leq 5$, c'est-à-dire lors d'un impact de jet transitionnel qui contient des structures en développement (cf. 1.4.1). Dans notre cas la turbulence dans le jet est complètement développée au moment de l'impact ; la dynamique de l'écoulement est très chaotique et dominée par des

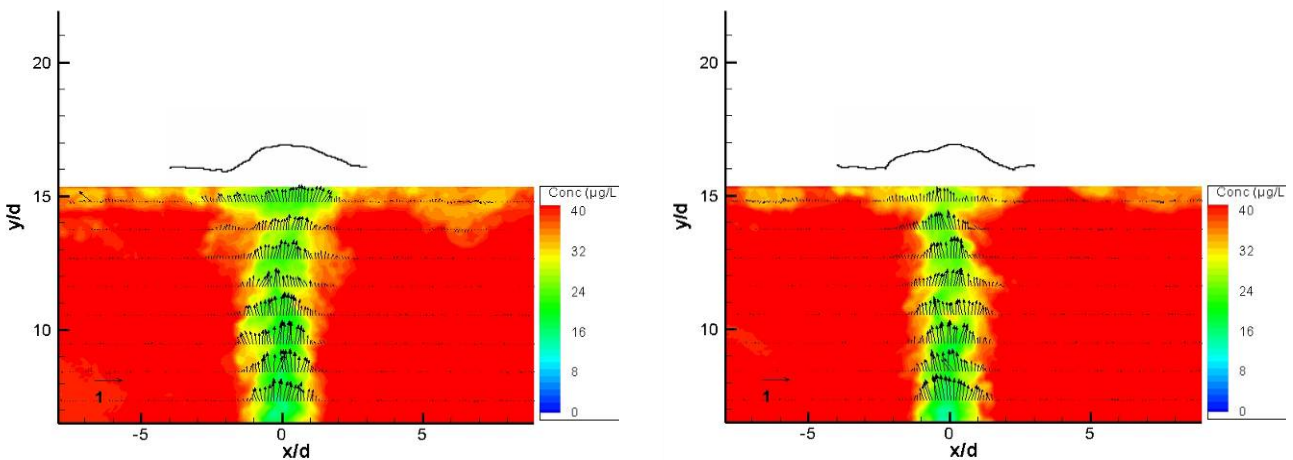
fluctuations des grandes structures, imposées par les petites échelles de la turbulence. La présence d'un spectre continu d'échelles tourbillonnaires explique l'absence de fréquence particulière.

A l'inverse, en ce qui concerne les oscillations horizontales, un faible pic est localisé à 3,5 Hz (Fig. 167). Cette fréquence est proche de celle trouvée par [ZHENG 2003] qui attribue ces oscillations à un mode hélicoïdal du jet, à l'instar de [GIORGIUTTI *et al.* 1998]. En effet, lorsque la couche de cisaillement s'élargit, ce mode est celui qui possède le plus important taux d'accroissement [MATTINGLY & CHANG 1974, MORRIS 1976].

3.2.5. Champs instantanés en zone d'impact

Pour tenter d'en comprendre le couplage, les données instantanées obtenues sur la positions de l'interface sont mises en parallèle avec les vitesses, lorsque le maximum global est situé dans le plan de mesure.

Les zones de fluctuations élevées de concentration sont localisées dans le jet incident et dans le jet pariétal. Ces zones correspondent d'une part aux couches de mélange (couches de cisaillement du jet vertical) et d'autre part au passage intermittent du jet. Le jet pariétal ne doit pas être vu comme un jet constant axisymétrique, mais plutôt comme une **succession de tourbillons dans des directions différentes**, comme le montrent les champs de concentration moyenne instantanés (Fig. 168), ici synchronisés aux profils de surface libre obtenus par ombroscopie dans le même axe de visualisation. Ces champs instantanés montrent la déflexion de la couche de mélange à l'approche de la surface, ainsi que l'existence d'une succession d'impacts de tourbillons, indiquée par le balayage du jet au niveau de l'impact.



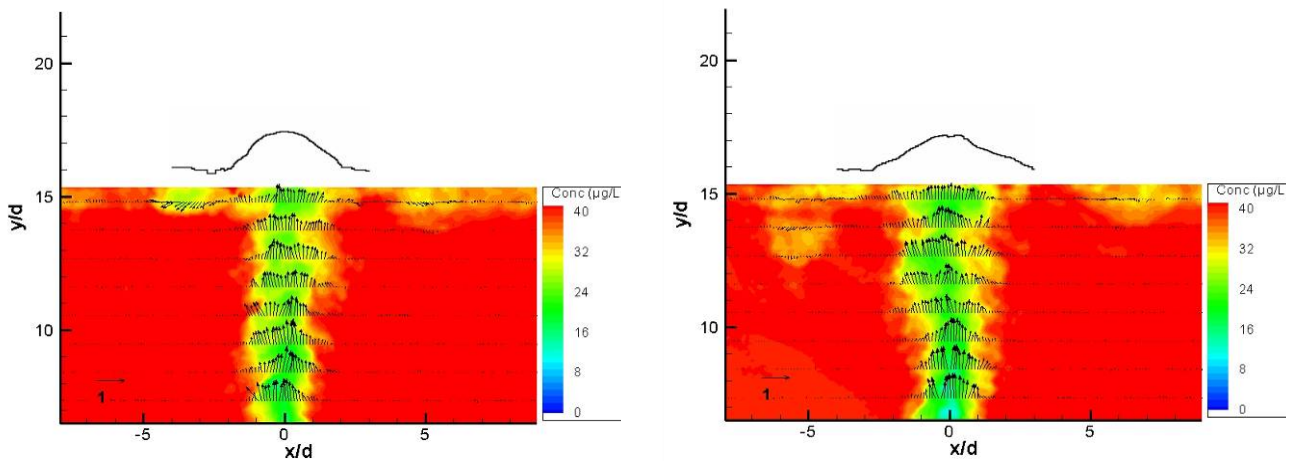


Fig. 168. Champs instantanés de vitesse / concentration / interface (intervalles 250 ms)

Il nous a été impossible de corréler les spectres de fréquences obtenus sur les mouvements de la surface libre avec les fluctuations de vitesse. En effet le traitement en fréquence des vitesses est limité par la fréquence d'acquisition du système PIV/LIF.

Cependant l'observation des champs couplés vitesse / concentration / interface donnent quelques indications. Tout d'abord une corrélation est observée entre les profils de vitesse sous l'interface et la forme de la surface libre. De plus l'éjection de paquets de colorant vers le bas après l'impact, également observée en phénoménologie (cf. §2.2.3), est liée au déplacement latéral du dôme.

3.2.6. Résumé du jet impactant une surface libre

Les caractéristiques de la turbulence dans le cas d'une injection turbulente et de l'impact sur une paroi rigide et une surface libre ont été mesurées au moyen du dispositif mis en œuvre.

Les évolutions de vitesse et de concentration atteignent des comportements autosimilaires à partir de $y/d = 8$. Les fluctuations de vitesse et de concentration mettent notamment en évidence un maximum situé à $y/d = 7$. Le type d'impact n'a aucune influence sur le développement axial et radial du jet turbulent, que ce soit en termes de vitesses ou de mélange dans l'injection.

L'influence de l'impact est sensible à partir de $y/d = 13$. L'action de l'interface sur la turbulence dans l'écoulement est mesurée au niveau de la couche de mélange du jet radial et des intensités de turbulence dans la zone d'impact. Les mesures de la position de l'interface fournissent des statistiques spatiales et temporelles, ainsi que la possibilité de corréler avec les champs instantanés de vitesse-concentration.

3.3. Cas confiné d'impact sur surface libre (SLC)

3.3.1. Influence du confinement (comparaison SLD/SLC)

Afin d'étudier l'influence du confinement sur l'injection et l'impact du jet surface libre, les configurations SLD et SLC ont été confrontées. Le cas SLC est constitué d'un volume 20 fois inférieur au cas SLD. Du fait de la présence de la cellule de confinement, la hauteur du ménisque au repos est de 160 mm au lieu de 155 mm dans le cas déconfiné (SLD).

3.3.1.1. Morphologie des champs moyens

La figure suivante présente la distribution spatiale de la norme de la vitesse et de la vorticité de l'injection à l'intérieur de la cellule de confinement (Fig. 169). Ces champs diffèrent peu de ceux correspondant au jet non confiné (SLD, Fig. 123). On retrouve les vitesses élevées dans le cône potentiel, suivi du développement du jet.

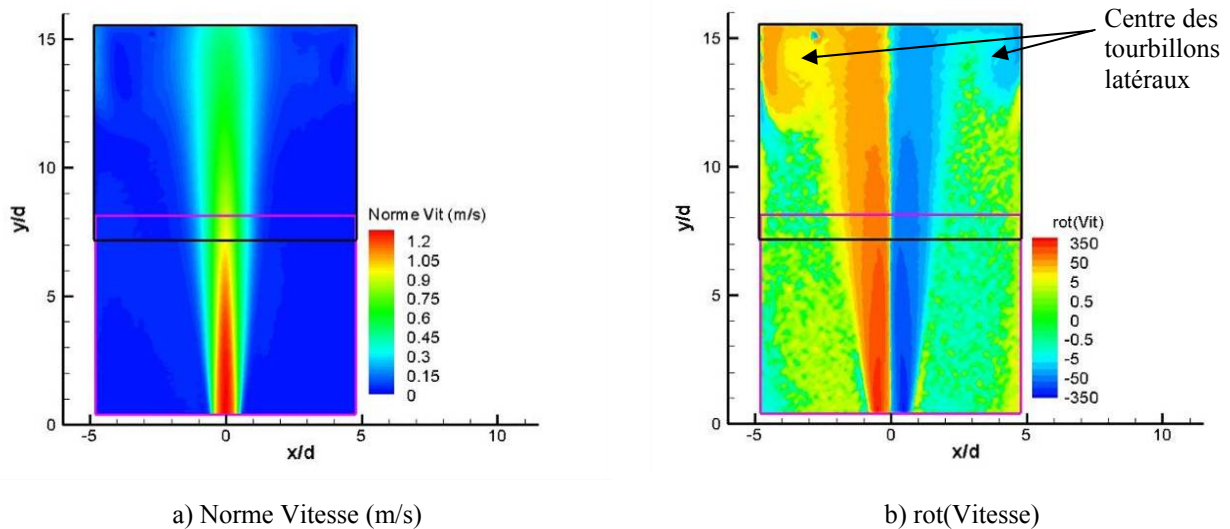


Fig. 169. Champs de vitesse et de vorticité (SLC)

En ce qui concerne le rotationnel de la vitesse, on note la présence de tourbillons localisés autour du jet pour $12 < y/d < 15,5$. D'axes perpendiculaires à l'axe du tube, ces tourbillons sont situés entre le jet et les parois verticales situées à $x/d = \pm 5$. Leur centre est localisé à $x/d = \pm 4$ et $y/d = 14$.

La décomposition de la vitesse en composantes radiale et axiale (Fig. 170) montre distinctement le retour de fluide à $y/d = 12$ vers le jet après avoir longé les parois.

Résultats & interprétation physique

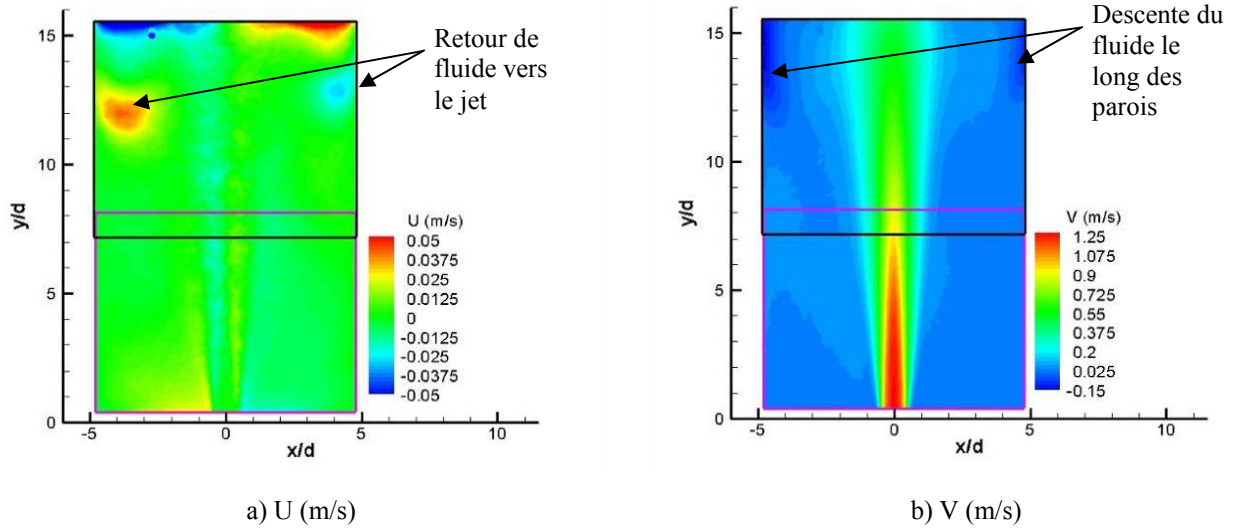


Fig. 170. Champs de vitesses radiale et axiale

Les fluctuations moyennes de vitesse sont présentées sur la figure suivante (Fig. 171). Elles sont maximales dans le jet à une distance d'environ $y/d = 8$. Les zones de fluctuations minimales correspondent aux zones de vorticité minimale, au cœur des tourbillons latéraux moyens.

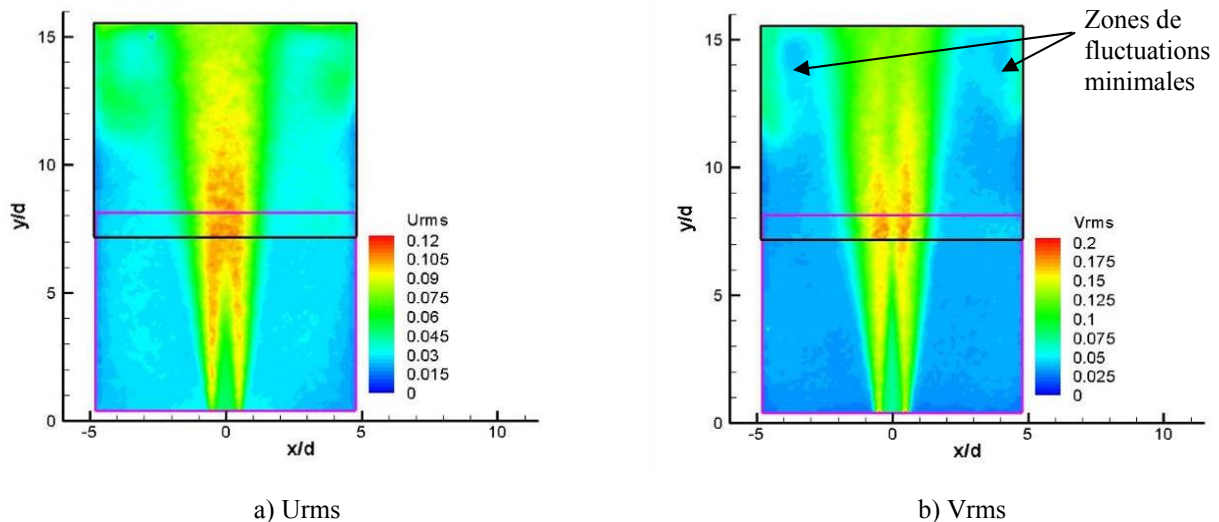


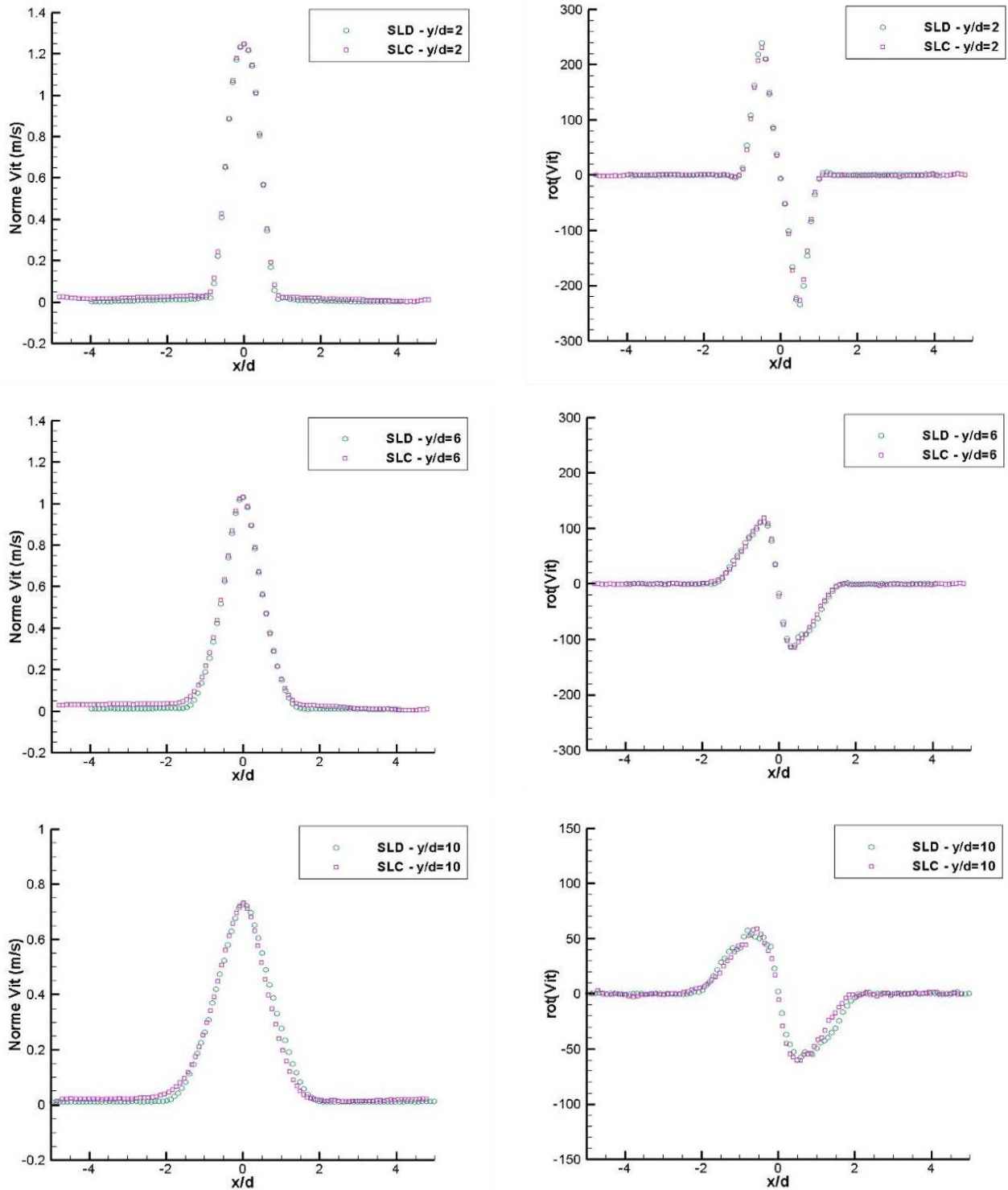
Fig. 171. Champs de fluctuations moyennes de vitesse

3.3.1.2. Vitesses et vorticité moyennes

Zone de développement du jet

Les profils transversaux moyens de vitesse et de vorticité dans la zone de jet sont tracés sur la figure 172 pour 3 distances ($y/d = 2 ; 6 ; 10$), avec les cas confiné (points roses) et non-confiné (points verts).

Résultats & interprétation physique



a) Norme Vitesse (m/s)

b) rot(Vitesse)

Fig. 172. Évolution transversale de la vitesse et de la vorticité

Les profils se superposent parfaitement sur tout le développement du jet ($0 < y/d < 12$), ce qui indique que **le confinement employé (10d) n'a pas d'influence sur le développement axial du jet**. Les maxima de vorticité restent localisés à $x/d = 0,5$ comme dans le cas SLD.

Résultats & interprétation physique

Les vitesses moyennes normalisées sur l'axe sont présentées sur le graphique (Fig. 173a). On distingue les différentes zones du jet libre, avec un cœur potentiel de longueur $L_u = 4d$, suivi d'une zone de développement et d'une zone autosimilaire où la décroissance est proportionnelle à $1/y$. La région d'impact quant à elle débute à $y/d = 13$.

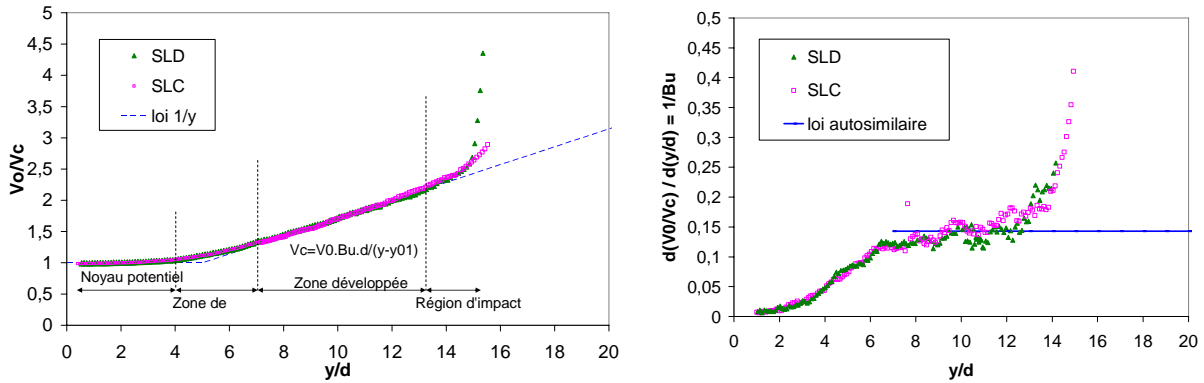


Fig. 173. Évolution axiale de la vitesse (SLC-SLD)

La dérivée de l'inverse de la vitesse (Fig. 173b) permet de constater que la valeur de $B_u = 7,0$ est identique à celle trouvée pour le cas non confiné (SLD).

Par ailleurs l'évolution transversale de la vitesse, représentée par la demi-largeur $X_{u1/2}$ du profil de vitesse axiale le long du jet (Fig. 174) met en évidence le cône d'expansion radial de la vitesse, qui forme un angle de $4,4^\circ$. Le taux de propagation η_u et l'origine virtuelle y_{02} sont très proches des valeurs du cas non confiné (SLD) : $\eta_u = 0,078 \pm 0,002$ (soit $Ku^2 = 10,7^2$) et $y_{02} = 0$.

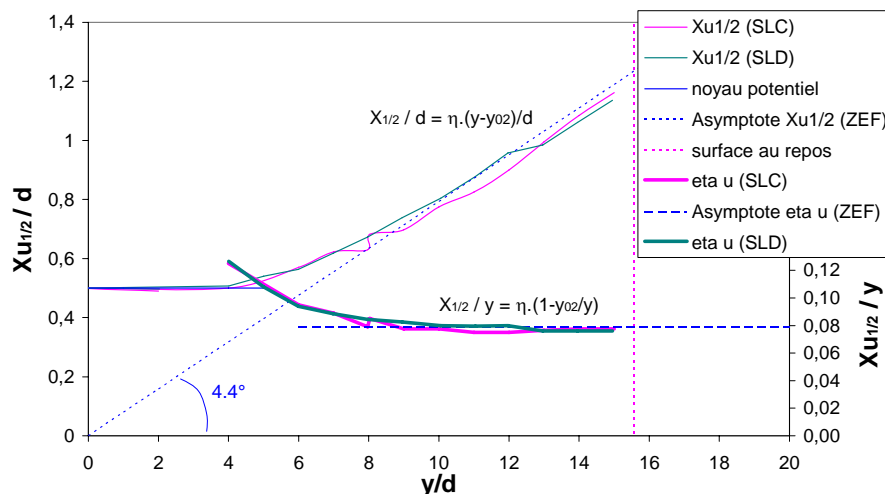


Fig. 174. Évolution transversale de la vitesse (SLC-SLD)

Les différentes valeurs des constantes autosimilaires pour les deux configurations à surface libre étudiées sont résumées dans le tableau (Tableau 14).

Résultats & interprétation physique

Configuration	Re	B_u	η_u	$B_u^2 \cdot \eta_u^2$
SLD	10 000	7,0	0,079	0,31
SLC	10 000	7,0	0,078	0,30

Tableau 14 – Comparaison des constantes d'autosimilarité (SLC – SLD)

Comme précédemment, on constate une grande similitude quantitative dans les premières zones de développement du jet. En conséquence, **le confinement employé (10d) n'a pas d'influence sur le développement du jet en moyenne**, que ce soit au niveau de la décroissance de vitesse le long du jet ou de son expansion radiale.

Région d'impact

En zone d'impact, les profils de vitesse (Fig. 175a) sont similaires dans la zone de jet ($|x/d| < 3$). Par contre, dans le cas confiné latéralement (SLC), il existe une zone où la vitesse réaugmente ($|x/d| > 4$), au voisinage des parois de la cellule de confinement. Ceci est lié aux recirculations (absentes dans le cas déconfiné SLD) localisées entre le jet, la surface, et les parois verticales. Ces recirculations sont responsables de mouvements de liquide le long des parois, dirigés vers le fond de la cavité.

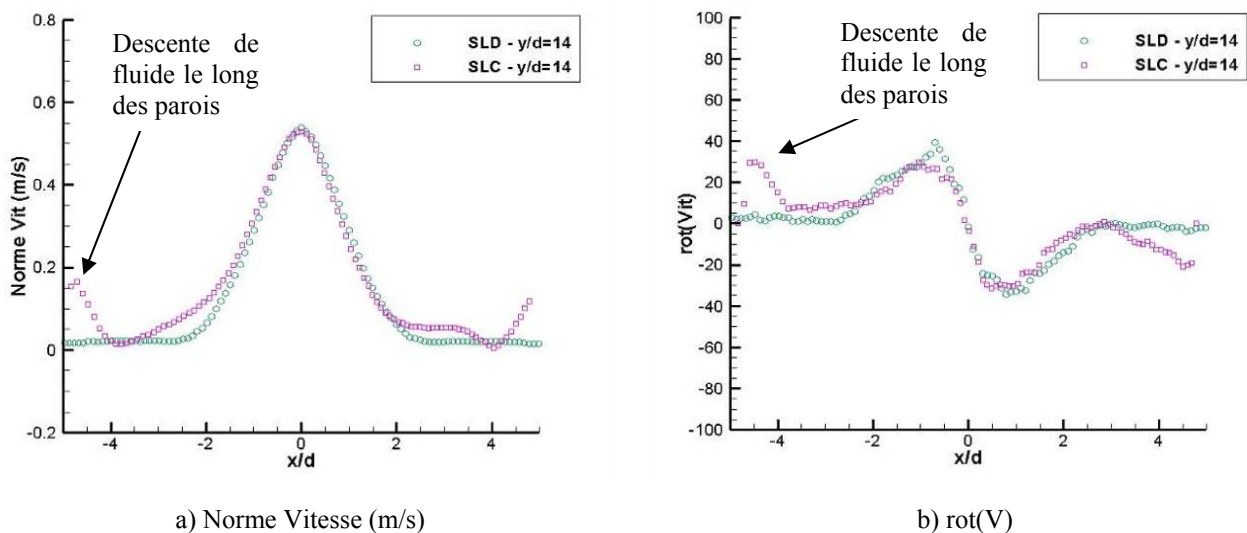


Fig. 175. Évolution des profils de vitesse et de vorticité (zone d'impact) (SLC – SLD)

Alors que la vorticité (Fig. 175b) est quasiment nulle en dehors de la zone de jet pour le cas non confiné (SLD), la présence de recirculations de grande échelle localisées entre le jet, les parois et la surface libre, implique des zones à rotationnel est élevé pour le cas SLC.

3.3.1.3. Intensités de turbulence

D'un point de vue écoulement moyen le confinement n'a pas d'influence sur le développement du jet. Qu'en est-il lorsque l'on observe l'évolution des fluctuations de vitesse ? Bien que le niveau de turbulence ambiant soit légèrement supérieur dans le cas confiné (3% contre 1%), des niveaux identiques sont observés tout au long du jet (Fig. 177). Une différence notable apparaît pour $y/d = 12$, où les niveaux de fluctuations augmentent au voisinage des parois ($4 < |x/d| < 5$), lieu de présence des tourbillons localisés précédemment évoqués.

L'évolution des intensités de turbulence sur l'axe, par contre, ne présente pas de différence notable due à la cellule de confinement (Fig. 176).

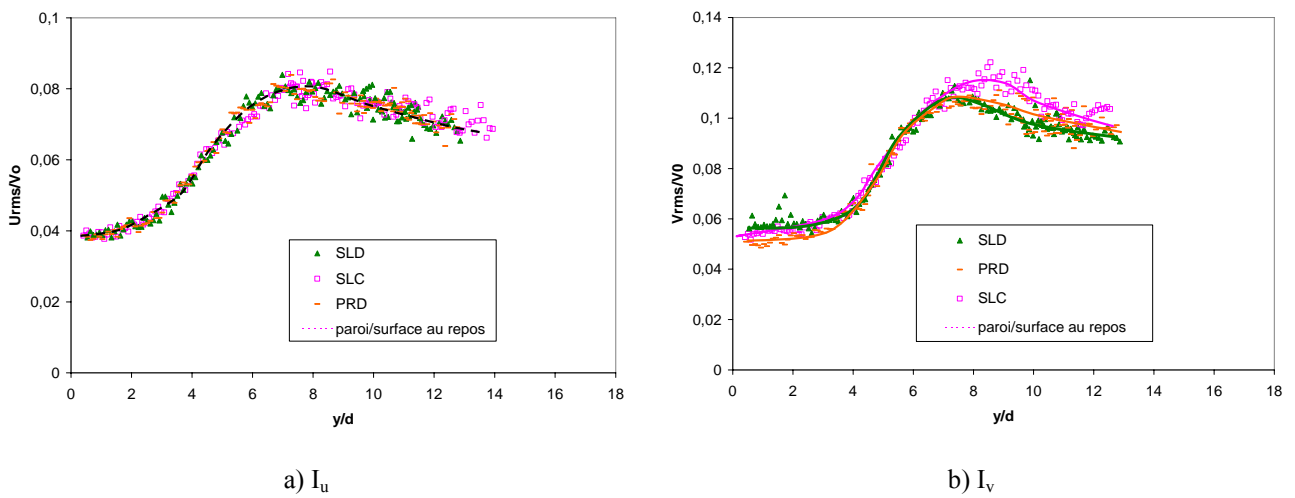


Fig. 176. Évolution des intensités de turbulence sur l'axe

L'influence du confinement latéral est donc limitée à des zones situées en dehors du jet, et n'a pas d'effet sur le développement du jet.

Résultats & interprétation physique

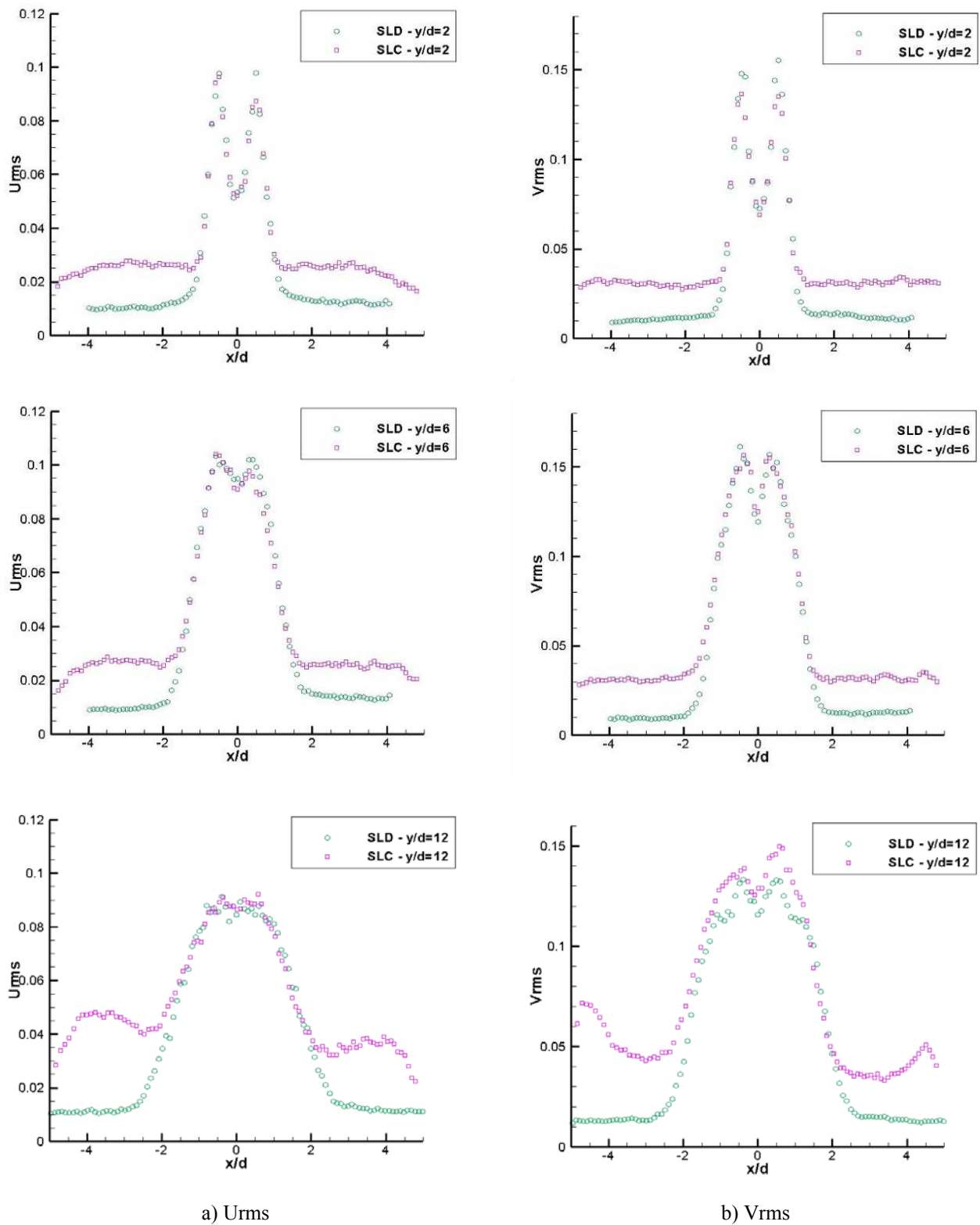


Fig. 177. Évolution des fluctuations de vitesse (SLC – SLD)

3.3.1.4. Évolution temporelle de la concentration

Dans le cas SLC, il est important de noter que l'injection remplit la cellule de confinement (2L) à un débit de 4,7 L/min. Au regard de la durée de l'expérience, le colorant est très rapidement mélangé au jet d'eau pure qui entre dans la cavité, si bien qu'il n'existe pas de régime permanent en moyenne. L'évolution de la concentration n'étant pas stationnaire (indépendante du temps), il n'est pas réaliste de moyenner les champs de concentration obtenus. Ceci est illustré par la comparaison de la concentration sur l'axe moyennée sur des nombres d'images de plus en plus grands (Fig. 178). Alors que le cas SLD converge très rapidement (Fig. 178a), aucune convergence n'est observée dans le cas confiné (Fig. 178b). Pour un durée d'injection « infinie », toute trace de colorant disparaît et la concentration est nulle dans toute la cavité (asymptote horizontale $C^* = 1$).

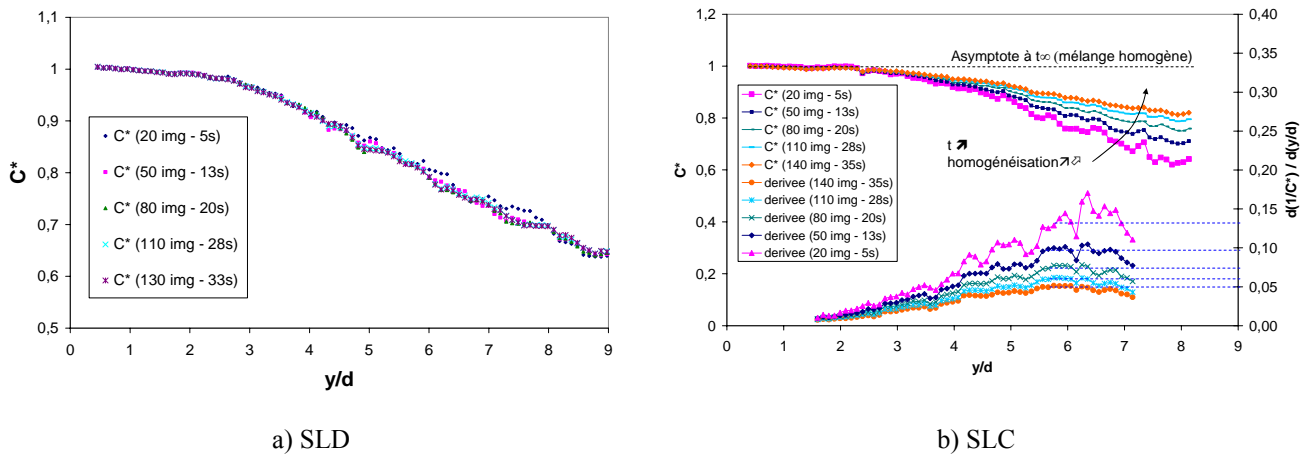


Fig. 178. Stationnarité de la concentration sur l'axe du jet

Pour cette raison aucune concentration ou fluctuation moyennes n'ont été calculées.

L'influence du confinement est notable sur l'évolution du traceur et du mélange.

Du point de vue de la concentration, une dilution progressive du colorant au cours de l'expérience est mise en évidence. Alors que dans le cas non confiné (SLD), la concentration est constante en tout point durant toute la durée de l'expérience (aux fluctuations turbulentes près), l'évolution temporelle dans la cellule de confinement est toute autre. La variation de concentration correspondant à quatre points choisis dans l'écoulement, sur et en dehors de l'axe, est tracée sur le graphe suivant, où chaque point correspond à une image instantannée (Fig. 179). On observe une décroissance de la concentration dans le temps : Le colorant est peu à peu dilué par le jet d'eau pure et évacué à l'extérieur de la cellule de confinement. La concentration tend vers zéro dans toute la cavité. La zone diluée le plus rapidement est située sur l'axe du jet.

Résultats & interprétation physique

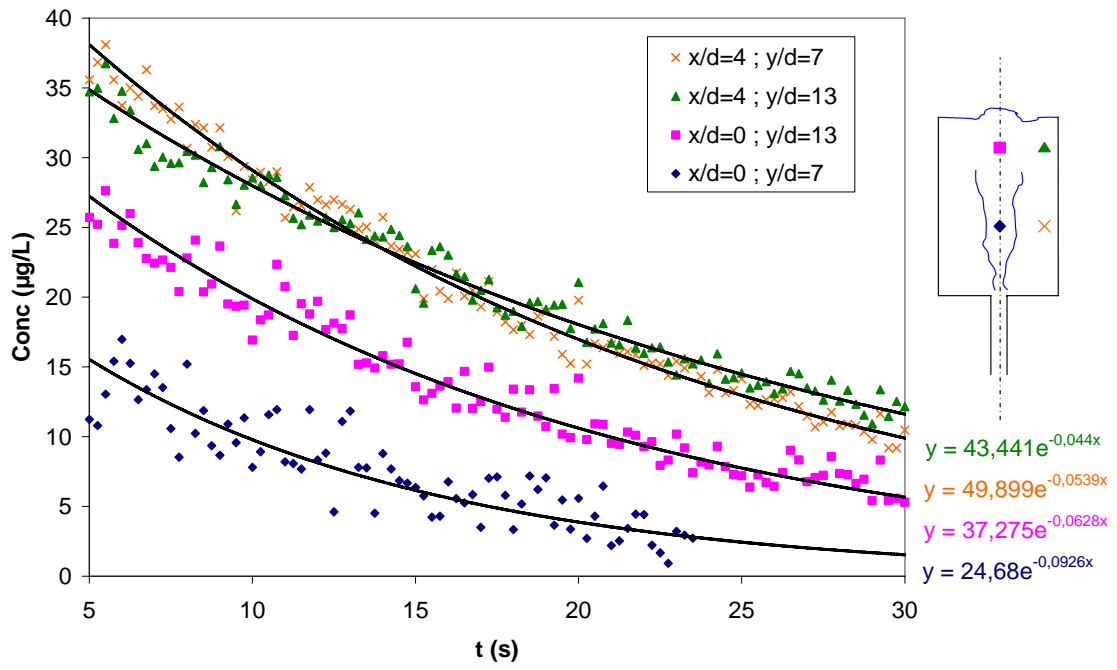


Fig. 179. Évolution temporelle de la concentration en R6G en 4 points de l'écoulement

3.3.2. Comparaison LES/SLC

Bien que cette étude soit expérimentale, l'un des objectifs de ce travail est de comparer les résultats avec ceux issus d'un code de calcul employé par le Laboratoire TREFLE pour simuler les écoulements turbulents en présence d'interfaces. La mise en œuvre du code de calcul a été effectuée par MM. Stéphane VINCENT et Jérôme LAROCQUE. Dans un premier temps, les modèles et schémas numériques sont brièvement exposés. Dans un second temps, les dimensions du domaine de calcul ainsi que les conditions aux limites sont détaillées. Puis les résultats issus de la simulation numérique sont comparés à ceux précédemment présentés dans le cas SLC.

3.3.2.1. Simulation Numérique

L'outil numérique employé pour cette campagne de simulations, Aquilon, est un code de simulation des grandes échelles (LES) développé au sein du laboratoire TREFLE.

On considère l'eau et l'air comme deux fluides incompressibles non miscibles, référencés respectivement par $k = 1$ et $k = 0$. Dans chaque phase k , la dynamique de l'écoulement est décrite par les équations de Navier-Stokes :

$$\rho_k \left(\frac{\partial u}{\partial t} + u \cdot \nabla u \right) = -\nabla P + \rho g + \mu_k \Delta u + F_{TS} \quad (3.11)$$

$$\nabla \cdot u = 0 \quad (3.12)$$

où F_{TS} est un terme source dû à la tension superficielle.

Formulation du modèle 1-Fluide

Dans le cadre des écoulements diphasiques, le modèle 1-fluide est utilisé. Les conditions de saut (conservation de la masse et de la vitesse) à l'interface sont ajoutées au système précédent afin de construire un système d'équations valides dans tout le domaine, quel que soit la phase. La formulation est simplifiée par l'introduction d'une fonction couleur χ qui décrit l'évolution de l'interface [KATAOKA 1986], définie par un échelon de Heavyside :

$$\chi(x, t) = \begin{cases} 1 & \text{si } x \in \text{phase 1} \\ 0 & \text{si } x \in \text{phase 0} \end{cases} \quad (3.13)$$

Avec cette fonction couleur, les variables locales 1-fluide sont définies par :

$$\rho = \chi \rho_1 + (1 - \chi) \rho_0 \quad (3.14)$$

$$\mu = \chi \mu_1 + (1 - \chi) \mu_0 \quad (3.15)$$

Résultats & interprétation physique

$$u = \chi u_1 + (1 - \chi) u_0 \quad (3.16)$$

$$P = \chi P_1 + (1 - \chi) P_0 \quad (3.17)$$

Les équations de Navier-Stokes peuvent alors être écrites dans le cadre de la formulation 1-fluide ([MAGNAUDET & EAMES 2000], [SCARDOVELLI & ZALESKI 1999]) :

$$\rho \left(\frac{\partial u}{\partial t} + u \cdot \nabla u \right) = -\nabla P + \rho g + \mu \Delta u + F_{TS}(\chi) \quad (3.18)$$

$$\nabla \cdot u = 0 \quad (3.19)$$

$$\frac{\partial \chi}{\partial t} + u \cdot \nabla \chi = 0 \quad (3.20)$$

L'équation d'advection (3.20) décrit les modifications topologiques de la surface libre : La fonction couleur est advectée par la vitesse u , si bien que l'évolution des deux phases est connue. L'isosurface $\chi = 0,5$ détermine la position de la surface libre.

Le terme dû à la tension de surface, F_{TS} , est modélisé en utilisant la méthode CSF (Continuum Surface Force) basée sur les travaux de [BRACKBILL *et al.* 1992] :

$$F_{TS} = \sigma \nabla \cdot \left(\frac{\nabla \chi}{\|\nabla \chi\|} \right) \nabla \chi \quad (3.21)$$

Filtrage LES

La résolution du système d'équation 1-fluide nécessite un maillage suffisamment fin pour prendre en compte l'ensemble des échelles tourbillonnaires, (*i.e.* des mailles de taille inférieure à l'échelle de Kolmogorov). Ceci entraînerait des coûts de calculs excessifs dans la configuration tridimensionnelle étudiée. Afin de surmonter cette difficulté, un formalisme de Simulation des Grandes Echelles (LES pour Large Eddy Simulation) est employé. Cette approche consiste à résoudre les mouvements turbulents de grande échelle et à modéliser les effets des échelles plus petites. La séparation d'échelles est obtenue mathématiquement par l'application d'un produit de convolution entre une fonction filtre $G(x,t)$ et la variable $f(x,t)$ à filtrer. La variable filtrée $\bar{f}(x,t)$ peut être définie par :

$$\bar{f}(x,t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} G(x-y, t-t') f(y,t') dy dt' \quad (3.22)$$

Dans notre cas l'opération de filtrage est réalisée par un filtre spatial défini par le maillage :

$$G(x,t) = G(x) = \begin{cases} 1/\bar{\Delta} & \text{si } x < \bar{\Delta}/2 \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (3.23)$$

avec la longueur de coupure $\bar{\Delta} = (\Delta x \Delta y \Delta z)^{1/3}$. En appliquant le filtre $G(x)$ au système d'équations 1-fluide, le système d'équations filtrées fait apparaître quatre termes sous-maille [LABOURASSE *et al.* 2007]. Plusieurs études ont montré l'influence majeure du tenseur de contrainte sous-maille devant les autres termes, si bien que dans ce travail seul ce terme sera modélisé et les autres seront négligés.

Les effets de la turbulence étant assimilable à des effets dissipatifs intervenant dans le phénomène de diffusion moléculaire, le terme de contrainte sous-maille peut être modélisé par une viscosité turbulente :

$$\tau_t = -2\mu_t \bar{S} = -2\mu_t (\nabla \bar{u} + \nabla^T \bar{u}) \quad (3.24)$$

où S est le tenseur taux de déformation et μ_t est la viscosité turbulente.

Modélisation sous-maille

Des études [SAGAUT 1998] ayant montré que le modèle de [SMAGORINSKY 1963] (cf. 1.1.3.3) devenait très dissipatif à l'interface, un modèle de viscosité auto-adaptative est choisi. Ce modèle d'échelles mixtes proposé par [SAGAUT 1998], fait intervenir les contributions de la longueur de coupure $\bar{\Delta}$ et de l'énergie cinétique des modes les plus résolus q_{sm} :

$$\mu_t = \rho C_M \bar{\Delta}^{-1+\alpha} \sqrt{(2\bar{S}_{ij}\bar{S}_{ij})}^{\alpha/2} (q_{sm}(x,t))^{\frac{1-\alpha}{2}} \text{ avec } \bar{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \quad (3.25)$$

Où α est un paramètre dont la valeur choisie est $\alpha = 0,5$: entre 0 (modèle énergétique sous-maille) et 1 (modèle de SMAGORINSKY). C_M est la constante d'échelle mixte évaluée à 0,06 et q_{sm} est calculé au moyen d'un filtrage de la vitesse résolue.

Schémas numériques

Les équations de l'écoulement sont discrétisées à l'aide de la méthode des volumes finis. La discrétisation est du second ordre en temps et en espace (centré), sur un maillage cartésien conforme. Une procédure implicite de Lagrangien Augmenté ([FORTIN & GLOWINSKI 1982], [VINCENT *et al.* 2004]) est implémentée pour traiter le couplage vitesse-pression et pour imposer la contrainte de divergence nulle. La résolution du système linéaire est effectuée par un calcul itératif BiCG stab II ([GUSTAFSSON 1978], [VAN DER VORST 1992]).

L'approche numérique dédiée au traitement du suivi de l'interface est la méthode Volume Of Fluid (VOF) avec schéma TVD [VINCENT & CALTAGIRONE 2000], qui présente l'avantage d'une implémentation simple et d'une réduction de la diffusion numérique au niveau de la discontinuité.

Maillage

Le domaine de calcul est présenté sur la figure 180.

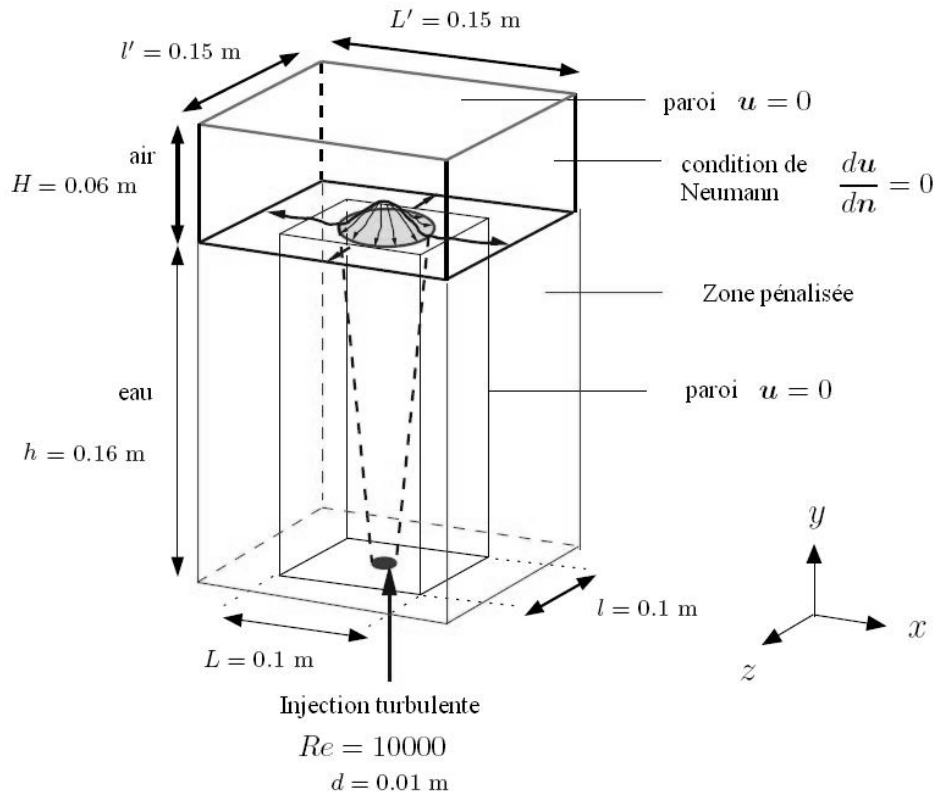


Fig. 180. Domaine de calcul : dimensions et conditions aux limites

Le maillage cartésien est raffiné et constant dans le jet (12 points dans le diamètre de l'injection). Le raffinement est ajusté d'après l'échelle intégrale estimée dans la zone autosimilaire par $0,17X_{u_{1/2}}$ [WYGNANKY & FIEDLER 1969], de l'ordre du millimètre. Le pas vertical est constant et égal à 1,8 mm. Les caractéristiques du maillage sont présentées dans le Tableau 15.

Direction	X	Z	Y
Dimension (mm)	150	150	220
Nombre de points	80	80	120
Pas du maillage	0,75	0,75	1,8

Tableau 15 – Caractéristiques du maillage

L'évacuation horizontale du fluide est reproduite par pénalisation numérique qui conditionne un comportement solide (viscosité infinie) dans un volume qui entoure la cavité. Les zones pénalisées sont représentées par des lignes rouges sur le schéma (Fig.181). La sortie du domaine est effectuée par une condition de Neumann.

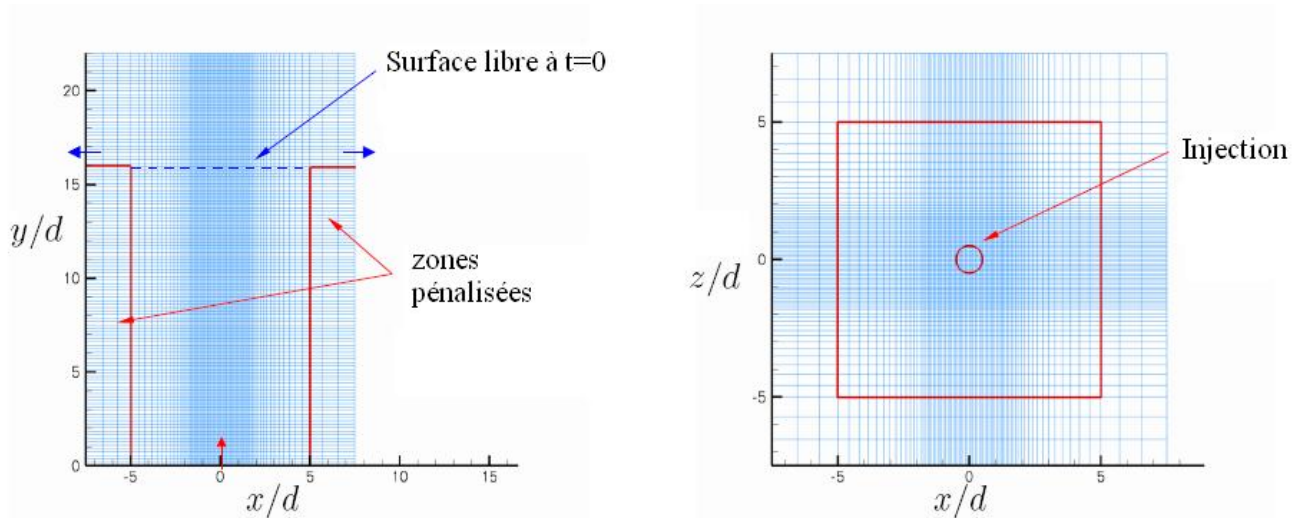


Fig. 181. Maillage (en bleu) et zones pénalisées (en rouge)

Conditions aux limites d'entrée

Le traitement numérique des conditions aux limites d'entrée est très important pour la précision du système physique. Des méthodes de génération synthétique de la turbulence ont été développées afin d'introduire des conditions d'entrée turbulentes réalistes. Afin d'imposer des vitesses « physiques » à l'entrée du domaine de calcul, la procédure suivante est employée :

- imposition du profil de vitesse moyenne expérimentale dans le tube, interpolé sur les points du maillage
- génération artificielle et superimposition de fluctuations de vitesses générée par la méthode de [KLEIN *et al.* 2003] à chaque pas de temps.

Durée du calcul

Le calcul est effectué sur 10 secondes physiques, avec un champ instantané toutes les millisecondes (1000 Hz). Afin de s'affranchir de tout phénomène transitoire lié à la mise en régime de l'écoulement, seules les 5 dernières secondes sont utilisées pour calculer les grandeurs moyennes de l'écoulement. Au total ce sont donc 5000 champs qui sont moyennés pour assurer une bonne convergence des données.

3.3.2.2. Comparaisons des champs moyens

Le champ bidimensionnel affiché sur la figure 182a représente la vitesse dans une section diamétrale extraite du calcul LES 3D. La position moyenne de la surface libre est également présentée (courbe rose) : La simulation apporte des informations dans les zones inaccessibles expérimentalement pour des valeurs de $y/d > 15,5$. La zone de sous-vitesse est mise en évidence

Résultats & interprétation physique

dans l'axe du jet, sous la position moyenne de la surface libre ($y/d = 17$).

La différence entre les niveaux de vitesse expérimentaux (cas SLC) et numériques est présentée sur la figure 182b. Les principaux écarts sont localisés dans la zone de transition et proche des parois latérales, où la vitesse axiale calculée est supérieure à celle obtenue par les mesures PIV. L'origine de ces différences est certainement liée à un maillage sous-résolu dans cette zone.

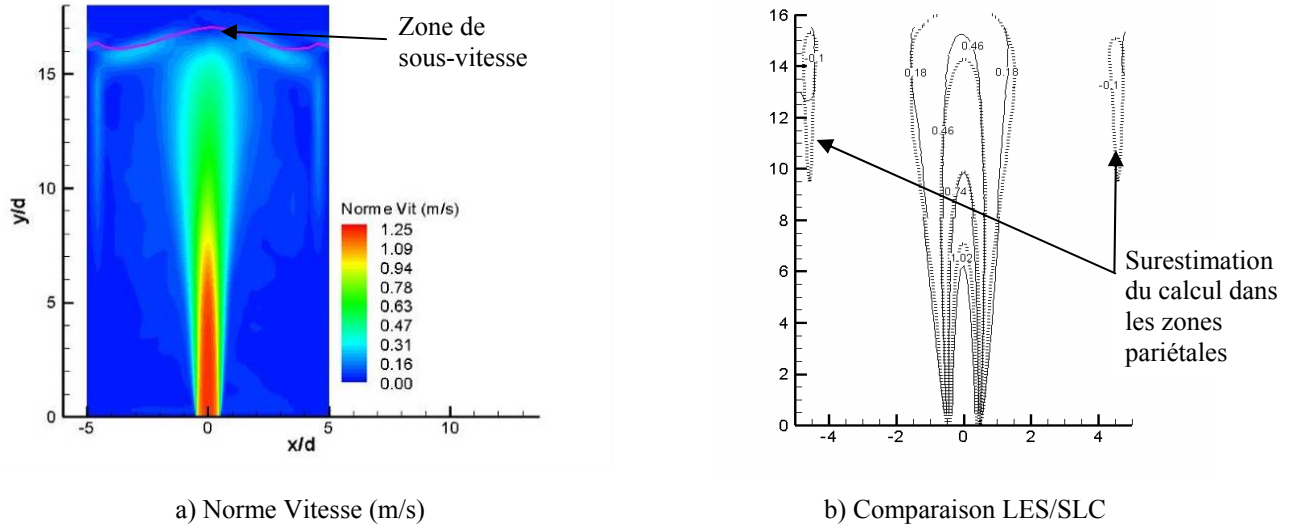


Fig. 182. Champs moyens de vitesse

Les champs numériques de fluctuations de vitesses radiale et axiale sont présentés sur la figure 183. Dans le jet, le niveau de fluctuation est maximal pour $8 < y/d < 11$ et $-1 < x/d < 1$. Dans la région d'impact, les fluctuations radiales atteignent leur maximum au niveau de la position moyenne de l'interface, pour $|x/d| > 1$.

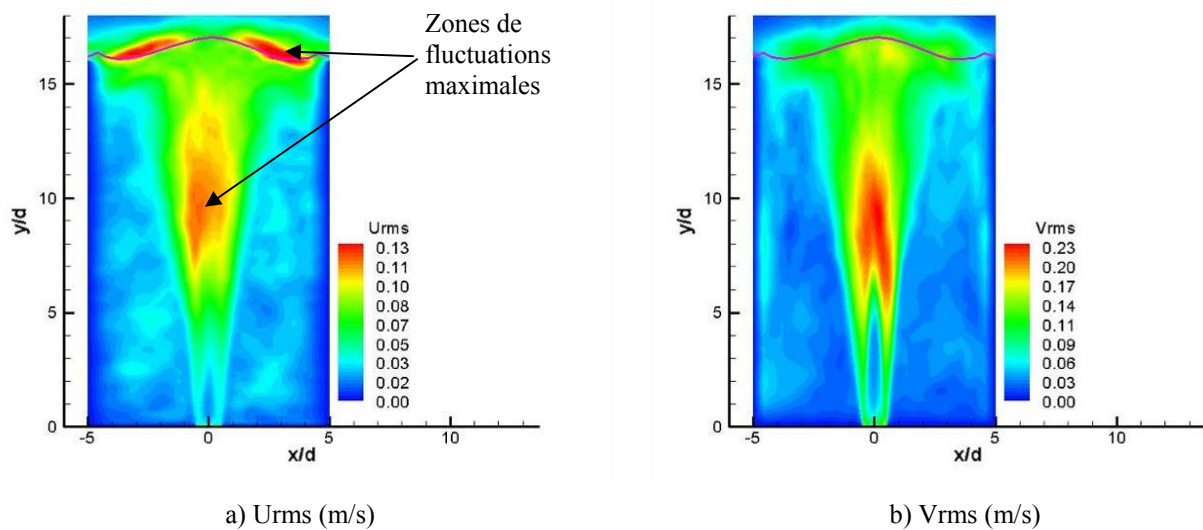
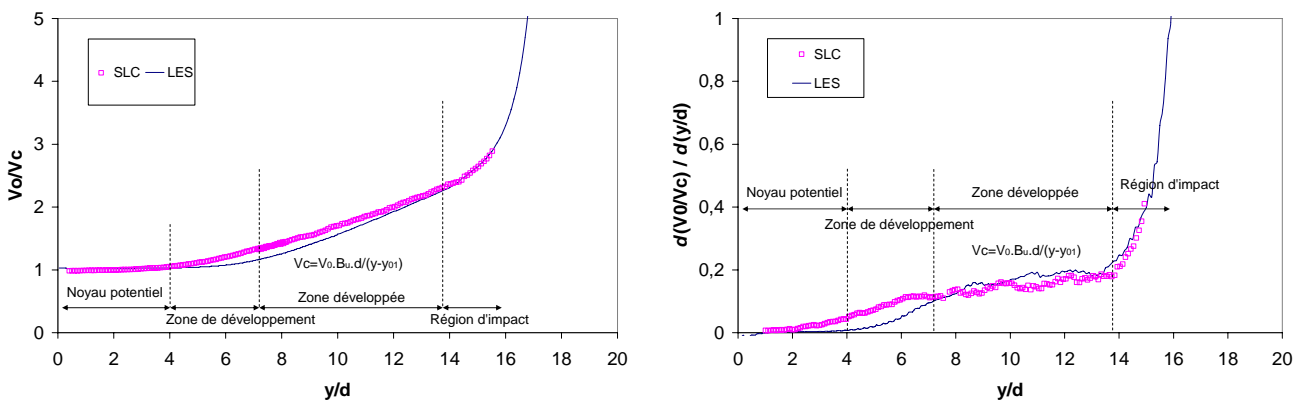


Fig. 183. Champs moyens de fluctuations de vitesse (LES)

3.3.2.3. Structure du jet turbulent et évolutions sur l'axe

La figure 184a montre les décroissances de vitesse numérique et expérimentale le long de l'axe du jet. Cette courbe dévoile la structure typique des jets impactants avec les différentes zones identifiées à l'aide de la dérivée de V_0/V_c (Fig. 184b). La simulation numérique indique une longueur du cœur potentiel supérieure aux mesures. D'après le critère à 95% précédemment utilisé pour la détermination du cœur potentiel, la décroissance de la vitesse débute à $L_{u_exp}/d = 4$ pour les données PIV contre $L_{u_num}/d = 5$ pour les résultats LES. En conséquence, de petits écarts apparaissent dans la zone de développement et dans la zone développée. La constante de décroissance axiale B_u est 7,0 expérimentalement et 5,3 numériquement (origines virtuelles y_{01} prises à -2 et 0 respectivement). Ces deux résultats sont dans la gamme des valeurs rencontrées dans la littérature sur les jets libres turbulents : $5,5 < B_u < 7,2$ (cf. 1.2.2.2).



a) Norme Vitesse (m/s)

b) Comparaison LES/SLC

Fig. 184. Décroissance axiale de la vitesse (LES – SLC)

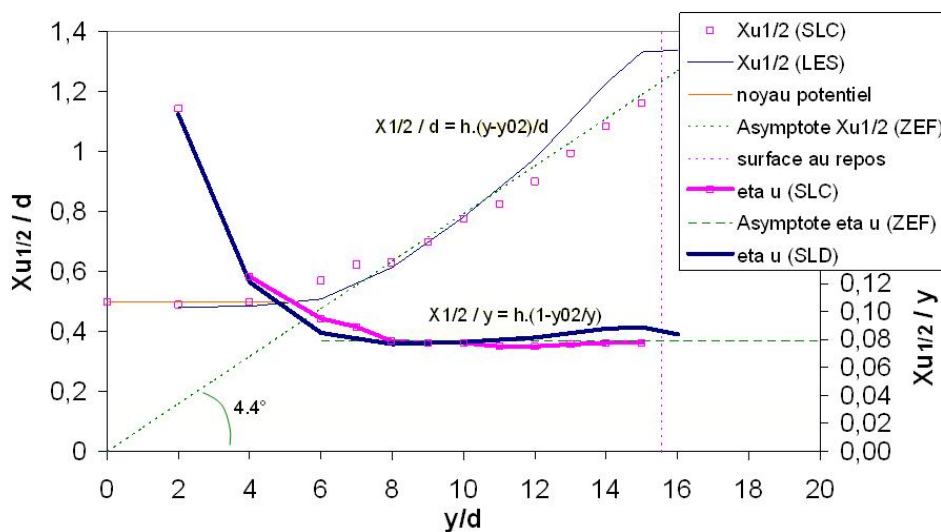


Fig. 185. Evolution de la demi-largeur de la vitesse (LES – SLC)

Du fait de l'élargissement linéaire du jet, la constante de propagation peut être déterminée à

partir de l'évolution axiale de la demi-largeur du jet $X_{u1/2}$ (Fig. 185). La constante de propagation numérique $\eta_{u_num} = 0,095$ est supérieure à la valeur expérimentale du fait de la surestimation de la longueur du cœur potentiel. Les résultats numériques restent toutefois cohérents puisque $B_u^2 \eta_u^2 = 0,31$.

Sur la figure 186 les intensités de turbulence axiales sont tracées le long de l'axe du jet. Les différentes études expérimentales et numériques sur les jets libres turbulents indiquent une forte dispersion des données sur les fluctuations de vitesse (cf. 1.2.3). Ceci est lié au fait que le développement du jet est particulièrement sensible aux conditions aux limites d'entrée qui gouvernent les instabilités de Kelvin-Helmholtz primaires (tourbillons perpendiculaires à l'axe principal) et secondaires (tourbillons longitudinaux) dans le cœur potentiel et la zone de transition du jet. La dynamique du jet simulée est donc sensible à la taille du maillage à l'entrée (ici de l'ordre de grandeur de la taille des tourbillons de Kelvin-Helmholtz générés), et à la turbulence synthétique (non-physique) générée à l'entrée. Il en résulte une décroissance des fluctuations immédiatement après le début de l'injection, ce qui entraîne un retard dans la transition à la turbulence.

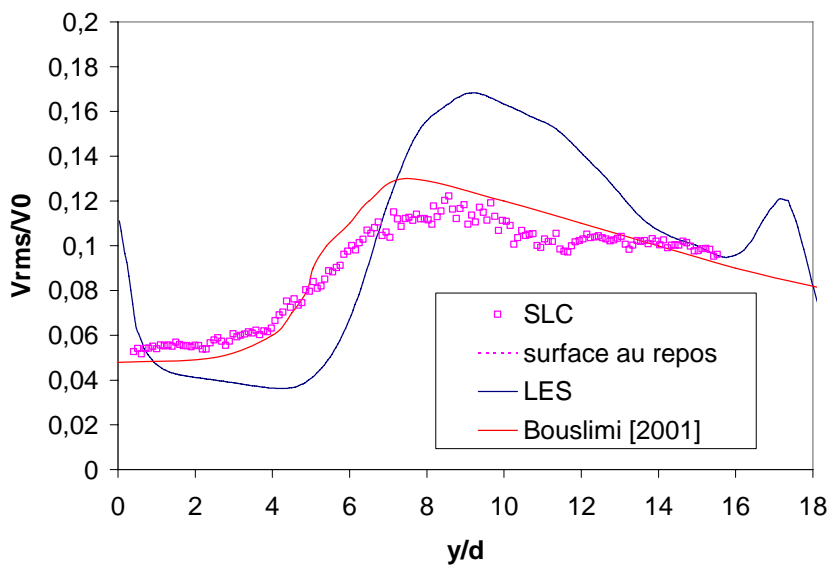


Fig. 186. Evolution de l'intensité de turbulence le long de l'axe (LES – SLC)

Le maximum numérique obtenu à la fin de la zone de transition est donc décalé ($y/d = 9$) par rapport aux pics obtenus par PIV et observés dans les jets libres ($y/d = 7$) [BOUSLIMI 2001]. La transition numérique, plus brutale, conduit à des intensités de turbulence supérieures (17%) à la valeur obtenue en PIV (11%).

Les fluctuations diminuent ensuite dans la zone autosimilaire. A $y/d = 16$, dans la région d'impact, le calcul indique une augmentation de la turbulence axiale déjà observée lors des mesures SLD (Fig. 141), mais hors du domaine de mesure pour le cas SLC.

3.3.2.4. Evolutions transversales

Les figures suivantes (Fig. 187 à 189) présentent les profils transversaux de vitesse, fluctuations et tensions de Reynolds pour différentes distances à l'injection, depuis le cœur potentiel jusqu'à la région d'impact.

Cœur potentiel : $y/d = 2$ (Fig. 187)

Dans le cœur potentiel, les effets visqueux sont négligeables devant les phénomènes inertiels. La vitesse moyenne calculée se superpose parfaitement aux données expérimentales. Des différences apparaissent sur les fluctuations de vitesse. En effet dans cette zone les RMS et tensions de Reynolds numériques sont sous-estimées par le calcul. Toutefois, dans les couches de cisaillement, des niveaux plus grands que sur l'axe sont observés, que ce soit numériquement ou expérimentalement.

Zone de transition : $y/d = 6$ (Fig. 187)

Dans la zone de transition ($y/d = 6$), le développement des instabilités entraîne une augmentation soudaine du niveau de turbulence. Les fluctuations calculées augmentent plus rapidement que les données expérimentales, donnant lieu à des tensions de cisaillement et des intensités turbulentes axiales plus élevées. La transition à la turbulence est difficile à prédire précisément du fait des interactions complexes entre les différents modes tourbillonnaires. En ce qui concerne les vitesses moyennes, un bon accord est obtenu à la fois sur la composante radiale et axiale.

Zone développée : $y/d = 10$ et $y/d = 12$ (Fig. 188)

Dans la zone d'écoulement établi, les vitesses moyennes s'écartent linéairement au taux de propagation déterminé précédemment. Les profils numériques sont légèrement plus larges. De plus, les RMS et les tensions de Reynolds restent 30% à 40% supérieures. Cette surestimation peut être reliée à la longueur du cœur potentiel, également surestimée dans le calcul LES. En effet, la jonction des couches de cisaillement à la fin du noyau potentiel gouverne la transition du jet. Pour cette raison, la transition simulée intervient plus tard et de manière plus soudaine, donnant des valeurs plus élevées pour les intensités turbulentes au début de la zone autosimilaire.

Région d'impact : $y/d = 14$ et $y/d = 15$ (Fig. 189)

Dans la région d'impact, les profils de vitesse mettent en évidence une forte décroissance sur l'axe et des vitesses négatives près des parois latérales liées aux tourbillons localisés entre le jet et la surface libre. Le niveau de turbulence et les tensions de cisaillement sont correctement prédits excepté pour les couches limites près des parois verticales où des jets descendants, observés précédemment, se forment. Une différence importante est également notée pour $y/d = 15$.

Résultats & interprétation physique

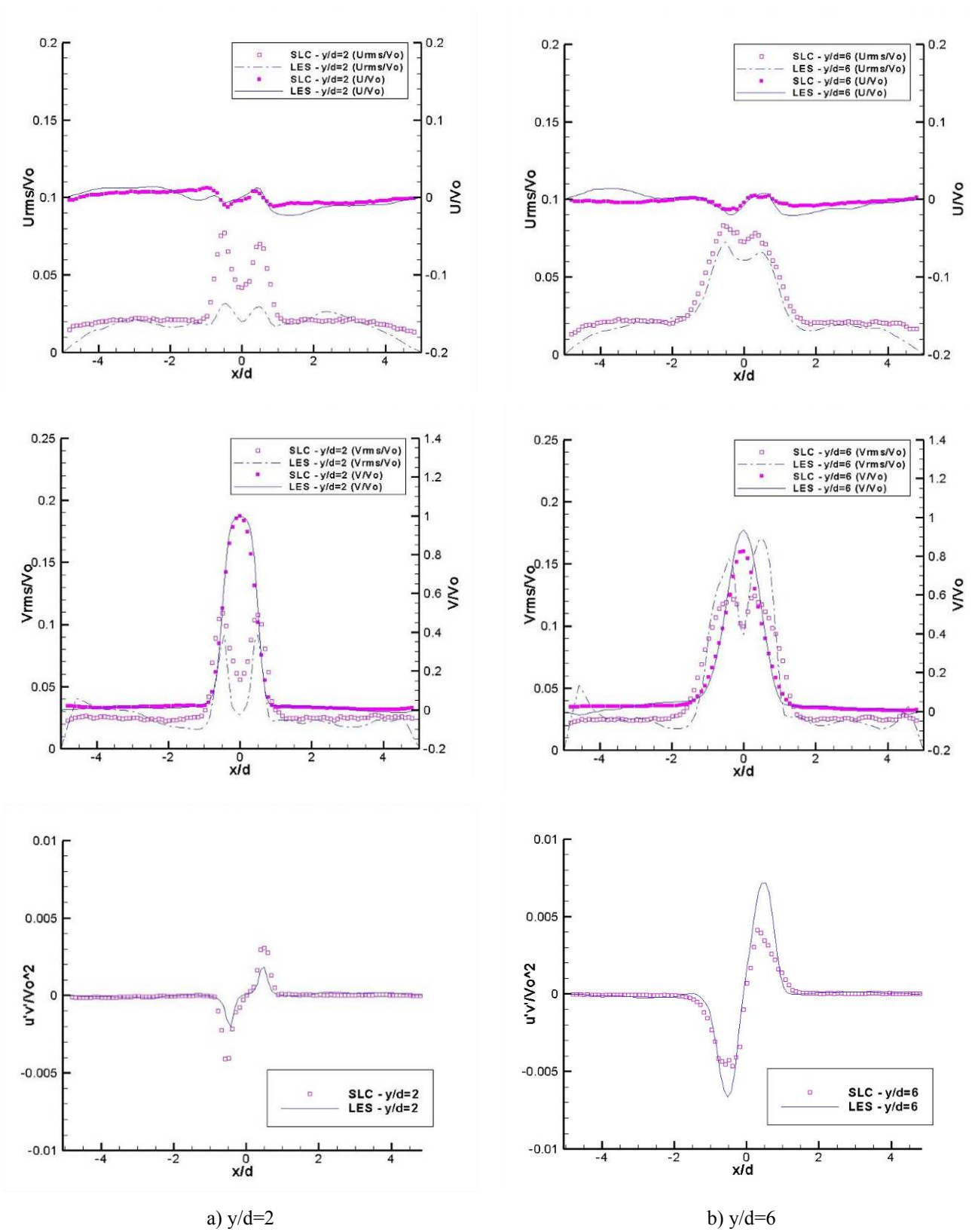
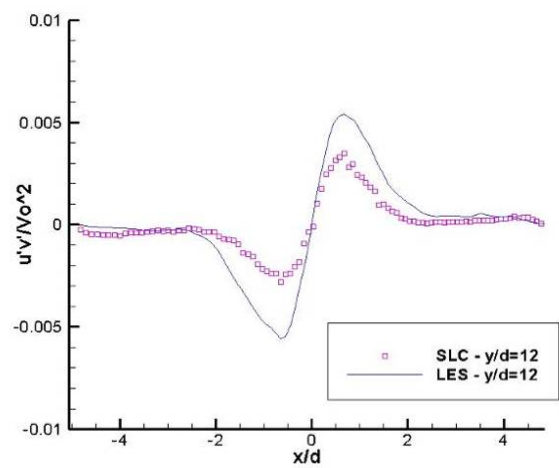
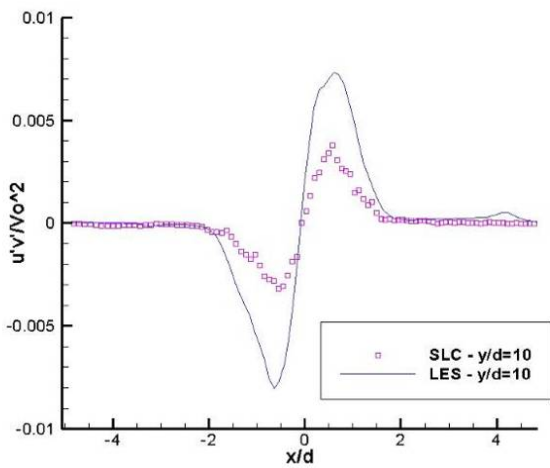
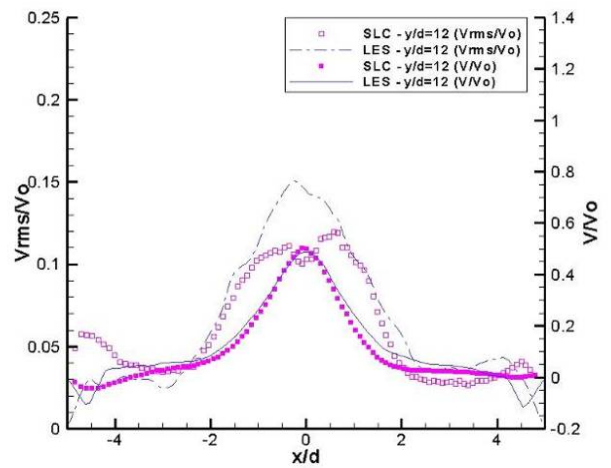
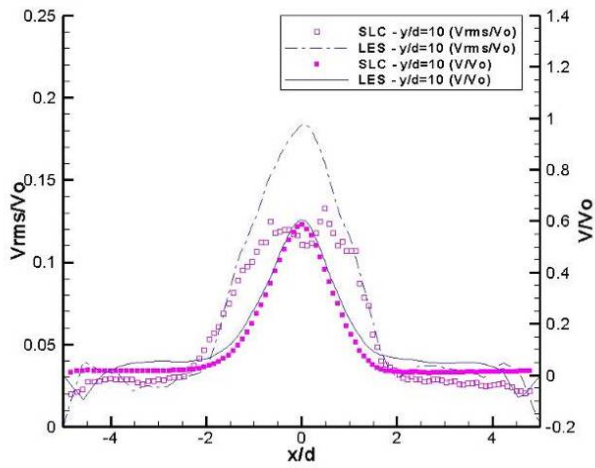
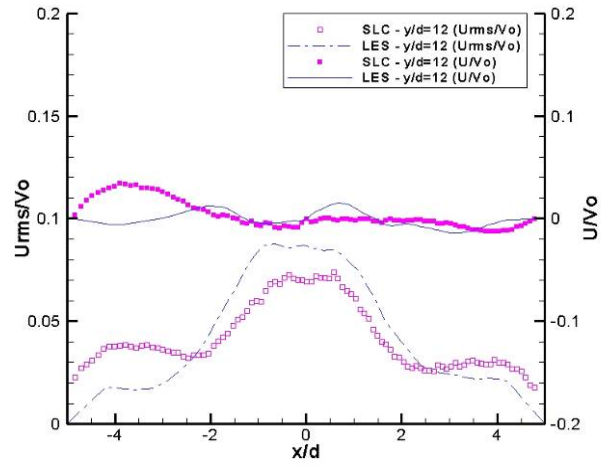
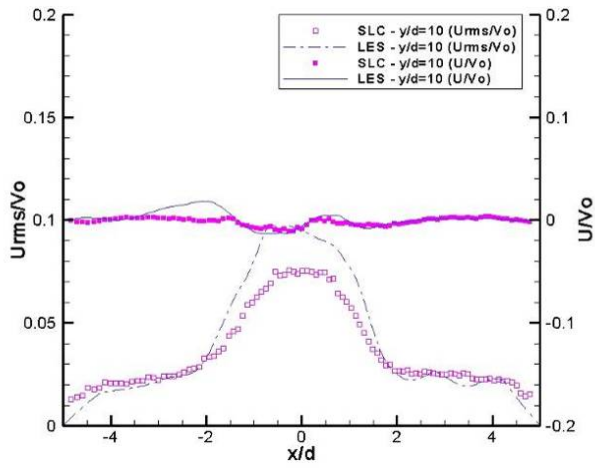


Fig. 187. Évolution des vitesses, fluctuations et tensions de Reynolds (noyau potentiel et zone de transition) (LES – SLC)

Résultats & interprétation physique



a) $y/d=10$

b) $y/d=12$

Fig. 188. Évolution des vitesses, fluctuations et tensions de Reynolds (zone développée) (LES – SLC)

Résultats & interprétation physique

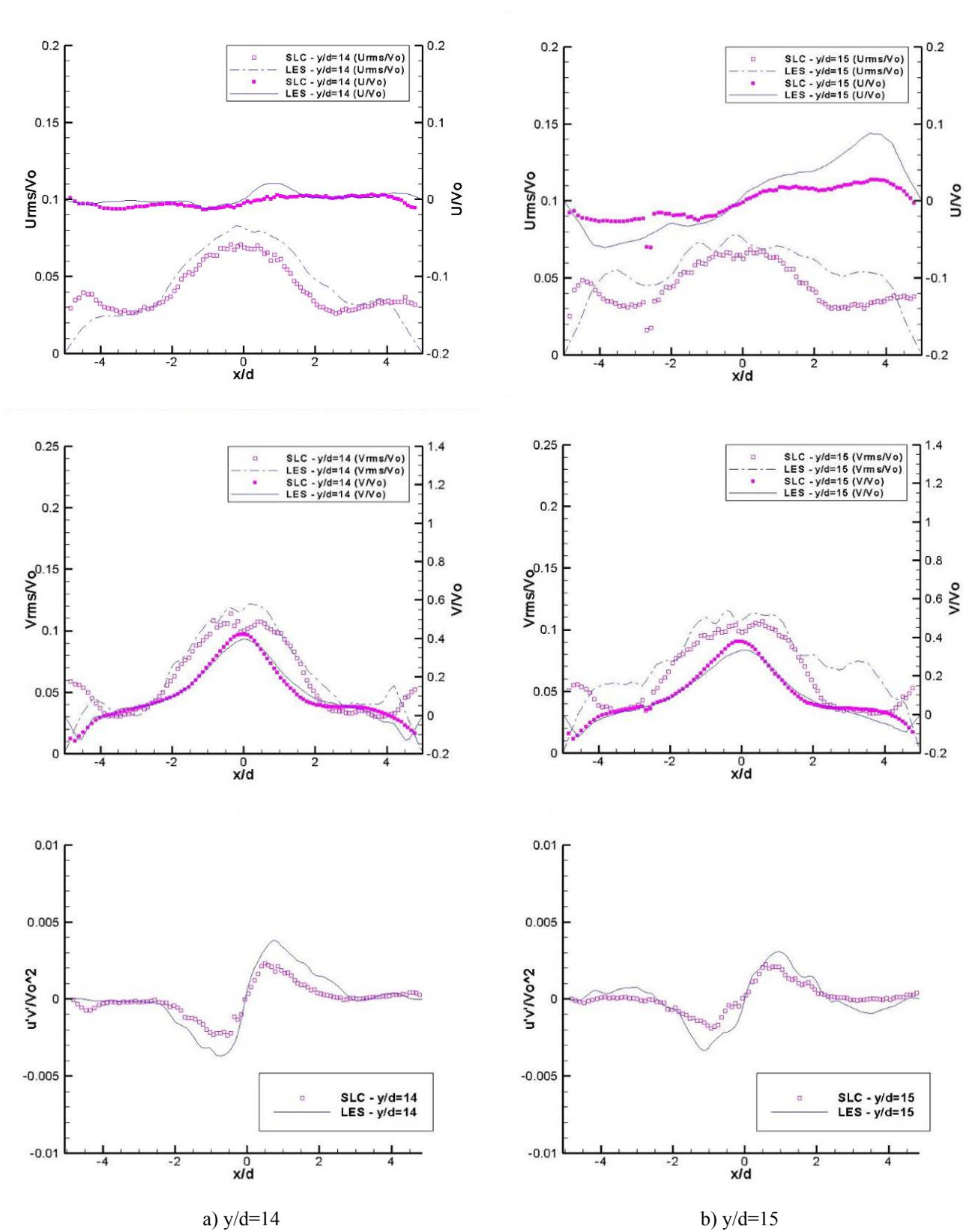


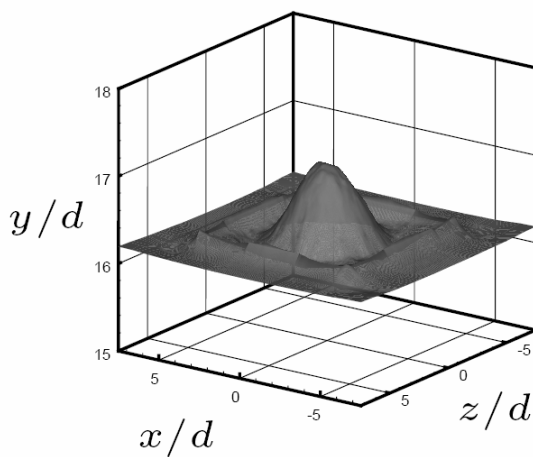
Fig. 189. Évolution des vitesses, fluctuations et tensions de Reynolds (région d'impact) (LES – SLC)

3.3.3. Morphologie de l'interface (Comparaison LES/SLC/SLD)

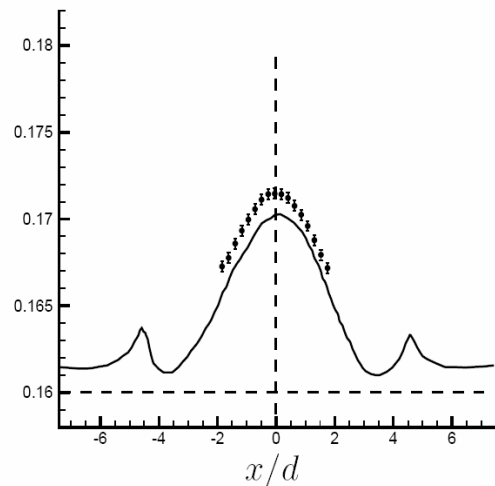
Les deux vues simultanées à 90° fournissent des informations quantitatives sur les trois coordonnées spatiales du maximum. Numériquement, l'interface est détectée par l'isovaleur de la fonction couleur filtrée à $\bar{\chi} = 0,5$.

3.3.3.1. Interface moyenne

L'interface numérique moyenne est tracée sur la figure 190a. Sa symétrie est représentative de la convergence des données. Les résultats de l'ombroscopie SLC et des calculs numériques sont comparés dans le plan (x,y) sur la figure 190b. Les deux résultats ont une forme semblable, mais le dôme numérique moyen est légèrement inférieur au dôme observé. Le minimum du ressaut hydraulique observé en phénoménologie (cf. 2.2.3) et estimé par extrapolation (cf. 3.2.4.1) sur un cercle à $|x/d| = 4$ est prédit au même endroit par le calcul.



a) Interface moyenne 3D (LES)



b) Profil recentré de l'interface moyenne (LES – SLC)

Fig. 190. Interface moyenne

3.3.3.2. Statistiques générales

Les trois coordonnées spatiales du maximum sont obtenues aussi bien numériquement qu'expérimentalement. Le comportement statistique de ce point particulier donne une information sur l'interaction entre la turbulence sous l'interface et les mouvements de cette dernière.

Les statistiques du premier et second ordre des données relevées sur les positions du maximum sont reportées dans le Tableau 16.

Résultats & interprétation physique

	$\langle X_{max} \rangle$ (mm)	$\langle Z_{max} \rangle$ (mm)	$\langle Y_{max} \rangle$ (mm)	Y_{rms} (mm)	r_{rms} (mm)	$\langle \theta_{max} \rangle$	θ_{rms}
SLC	3,62	-4,04	160 + 12,49	2,15	10,3	0,14	1,84
LES	0,89	-0,25	160 + 15,25	3,48	13,3	-0,09	1,76
SLD	0,06	-4,45	155 + 11,76	2,08	-	0,10	1,85

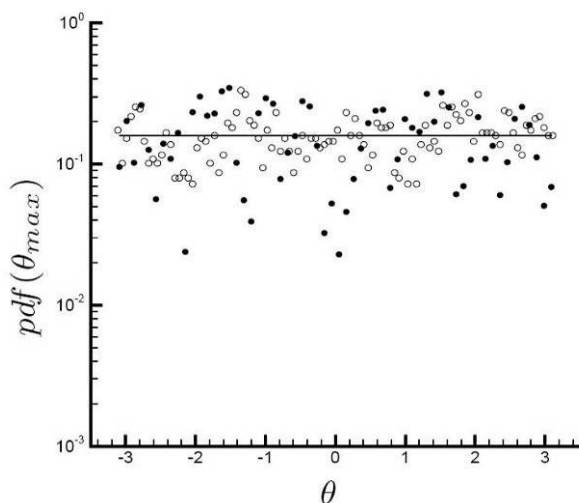
Tableau 16 - Coordonnées moyennes du maximum de l'interface en régime établi (LES – SLC – SLD)

Ces données indiquent une altitude moyenne expérimentale égale à 12,5 mm, et 15,3 mm numériquement. Le maximum est de nouveau excentré par rapport à l'axe du tube (de 4 mm environ dans les deux directions horizontales x et z , ce qui correspond à une erreur de positionnement d'environ un degré). Dans la direction x , ce sont les parois de la cellule de confinement qui sont la cause du décalage. Mis à part cela, **aucune différence notable avec les mesures hors confinement n'est constatée**. L'excentration numérique quant à elle reste inférieur au millimètre, soit $0,3^\circ$. Dans la suite les données sont recentrées pour analyser les résultats indépendamment de l'excentration.

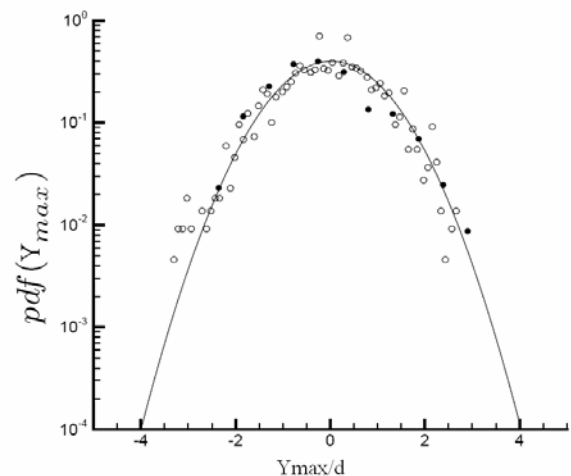
Les fluctuations du dôme dans un plan horizontal ($O'xz$) sont encore une fois plus élevées ($r_{rms} = 10,3$ et $13,3$) que dans la direction verticale y ($Y_{rms} = 2,15$ et $3,48$).

3.3.3.3. Distribution spatiale

La distribution angulaire des points maximum est reportée sur la figure 191a. On peut voir que les distributions expérimentales (SLC, cercles vides) et numériques (LES, points noirs) tendent vers la distribution uniforme décrite précédemment (cf. §3.2.4.3).



a) Distribution angulaire (LES – SLC)



b) Distribution de l'altitude (LES – SLC) comparée à une Gaussienne $N(0,1^2)$

Fig. 191. Histogrammes de répartition normalisés (points = LES – cercles = SLC)

L'histogramme de répartition de l'altitude (Fig. 191b) est centré par rapport à la moyenne et

normalisé de manière à obtenir un écart-type de 1. Les deux PDF numériques et expérimentales peuvent alors être comparées à une courbe de Gauss normale centrée $\mathcal{N}_0(0,1^2)$. Cette répartition gaussienne de l'élévation de la surface libre est également observée à nombre de Froude élevée dans le cas d'un jet turbulent parallèle à une surface libre ([HONG & WALKER 2000]). Ce comportement gaussien est à relier au comportement aléatoire des structures turbulentes qui impactent la surface libre, causant ainsi les déformations verticales.

3.3.3.4. Evolution temporelle

Expérimentalement, l'évolution temporelle des coordonnées du maximum global (Fig. 192) met encore en exergue la grande disparité entre le niveau de fluctuations verticales (en vert) et horizontales (en bleu et en rose).

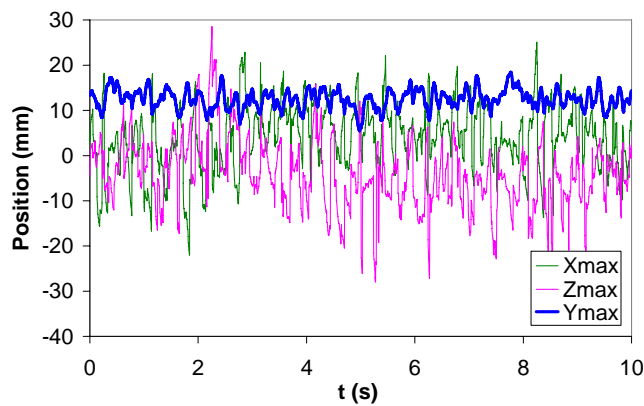


Fig. 192. Fluctuations des coordonnées du maximum global (SLC)

Une analyse fréquentielle est menée par une Transformée de Fourier Rapide (FFT) sur les signaux des trois coordonnées spatiales du maximum global de l'interface du cas confiné (Fig. 193).

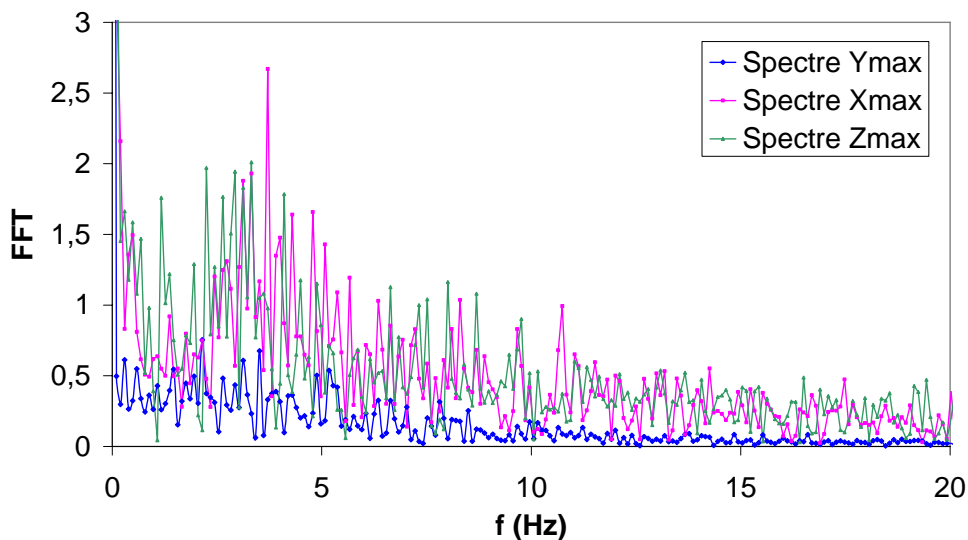


Fig. 193. Évolution temporelle des trois coordonnées du maximum (SLC)

Résultats & interprétation physique

A l'image des fluctuations dans le cas non confiné, aucune fréquence n'est définie concernant les fluctuations verticales. Pour ce qui est des oscillations horizontales, un faible pic est localisé à 3,7 Hz sur la composante **x**. Il est beaucoup plus diffus sur la composante **z**. Cette fréquence, proche de celle trouvée dans le cas SLD, suggère encore la présence d'oscillations liées aux mouvements du jet.

Numériquement, par contre, aucune fréquence particulière n'est mise en évidence.

L'étude de la continuité des filaments est réalisée avec le même critère sur la distance entre deux positions successives, ξ égal à 2 mm. Pour comparaison, les résultats expérimentaux donnent une durée moyenne de filaments τ_f de 33 ms (Tableau 17), avec une répartition très voisine de celle obtenue avec le cas SLD.

Cas	ξ	Nombre	Durée moyenne τ_f (ms)	Durée [0;20]	Durée [20;40]	Durée [40;80]	Durée [80;160]
SLC	2	274	33	120	76	56	21
SLD	2	266	34	122	64	60	20

Tableau 17 – Comparaison des trajectoires continues (SLC – SLD)

Les filaments identifiés dans les résultats numériques sont plus courts en moyenne ($\tau_f = 23$ ms).

Cas	ξ	Nombre	Durée moyenne τ_f (ms)	Durée [0;10]	Durée [10;30]	Durée [30;50]	Durée [>50]
SLC	2	274	33	74	95	66	41
LES	2	152	23	61	48	26	17

Tableau 18 – Comparaison des trajectoires continues (SLC – LES)

Un autre moyen d'estimer la durée de vie moyenne des évolutions continues de surface libre est d'utiliser une fonction de corrélation temporelle sur les coordonnées du maximum (r_{max} , Y_{max}) :

$$R_r = \frac{\langle r_{max}(t)r_{max}(t+\tau) \rangle}{\langle r_{max}(t)r_{max}(t) \rangle} \quad (3.26)$$

$$R_y = \frac{\langle Y_{max}(t)Y_{max}(t+\tau) \rangle}{\langle Y_{max}(t)Y_{max}(t) \rangle} \quad (3.27)$$

La figure 194 montre la corrélation temporelle du maximum dans les directions axiale et radiale. Toutes les corrélations décroissent rapidement, et oscillent autour de zéro, indiquant que la convergence n'est pas atteinte pour cette quantité. Il est cependant possible d'approcher un temps intégral caractéristique par l'intégrale temporelle de R jusqu'au premier zéro de la fonction, au temps t_l [PIQUET 1999] :

$$\tau_r = \int_0^{t_1} R_r dt \text{ et } \tau_y = \int_0^{t_1} R_y dt \quad (3.28)$$

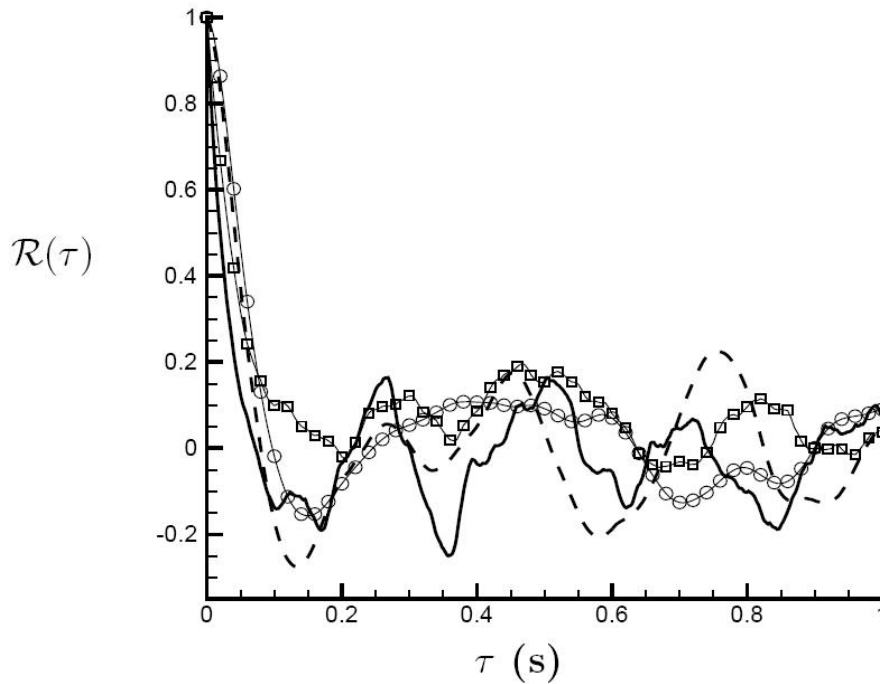


Fig. 194. Fonction de corrélation temporelle du point d'élévation maximum dans les directions radiales (trait plein = LES, carrés = SLC) et axiales (pointillés = LES, cercles = SLC)

Les durées de vies numériques et expérimentales sont comparées dans le Tableau 19. Ces valeurs sont à comparer avec les durées de vies moyennées sur tous les filaments τ_f .

Cas	τ_y (ms)	τ_r (ms)
SLC	48	44
LES	42	24

Tableau 19 – Comparaison des durées de vie (SLC – LES)

La durée de vie moyenne d'un filament est estimée à 20~30 ms par la moyenne globale, et de 20~40 ms par les fonctions de corrélation directionnelles. Les deux procédures sont en accord.

3.4. Synthèse de la partie résultats

Dans cette partie une synthèse de résultats obtenus est proposée, afin de développer quelques lois de comportement phénoménologiques.

3.4.1. PRD

La première campagne d'essais (PRD) a permis d'étudier l'injection turbulente et son impact sur une paroi rigide. Le jet produit dans la cavité d'essais a été caractérisé en termes de vitesse et de mélange. Il est constitué des zones typiques des jets libres. Le profil moyen de vitesses atteint un comportement autosimilaire à partir de $y/d = 7$, avec des valeurs pour les constantes d'autosimilarité en accord avec la littérature sur les jets libres. L'évolution de la vitesse moyenne axiale en zone autosimilaire ($8 < y/d < 13$) est définie par :

$$\frac{V(x, y)}{V_0} = 7,0 \cdot \frac{d}{y+2} \cdot \exp\left(-10,5^2 \cdot \left(\frac{x}{y}\right)^2\right) \quad (3.29)$$

Les grandeurs fluctuantes indiquent un mélange maximal dans les couches de cisaillement. Une région d'impact est définie près de la paroi, où les grandeurs cinématiques divergent du comportement de « jet libre ». Dans cette région se situe une zone de stagnation, où la vitesse moyenne tend vers zéro et où le mélange est défavorisé (Fig.195). Après l'impact, le jet est redirigé en jet pariétal le long de paroi.

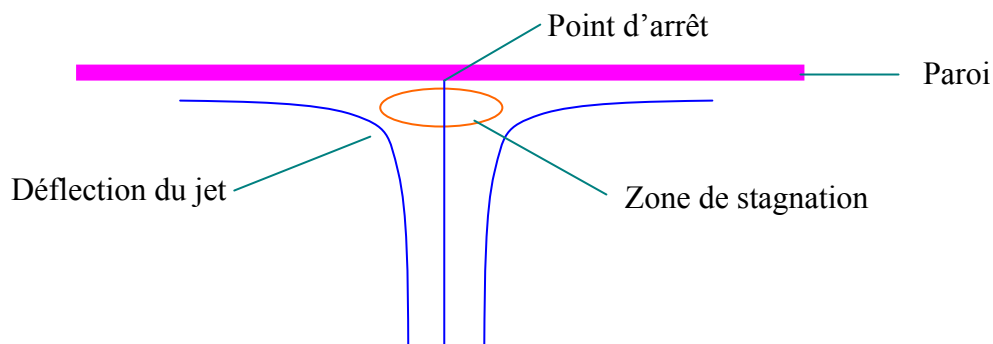


Fig. 195. Schéma de la région d'impact sur paroi rigide

3.4.2. SLD

La deuxième campagne de mesures (SLD) a concerné l'étude du même jet, impactant une interface liquide/gaz. Les résultats obtenus ont été comparés au cas de l'impact sur paroi rigide, afin

de mettre en évidence l'influence de la surface libre sur la turbulence et le mélange. L'analyse de la région de jet libre montre que le développement axial et radial du jet est identique quel que soit le type d'impact, que ce soit en termes de vitesse ou de mélange. En revanche, dans la région d'impact, les comportements diffèrent.

Si l'on souhaite conserver l'écriture conventionnelle rencontrée pour les jets libres, le profil de vitesse moyenne sur l'axe peut être approché par la **loi phénoménologique** suivante, valable pour la ZEF *et* la région d'impact (Fig. 196, courbe pointillée) :

$$\frac{V_0}{V_c} = \frac{1}{B_u} \left(\frac{y - y_{0i}}{d} \right) + \frac{1}{q} \frac{h}{(y - h)} \quad (3.30)$$

Le premier terme restitue le comportement autosimilaire en zone développée, et le second terme décrit la décélération à l'approche de l'impact. Cette équation fait intervenir le paramètre q dont la valeur diffère selon la configuration d'impact : $q = 25$ pour PRD et $q = 50$ pour SLD. Ce paramètre peut être interprété comme un facteur d'amortissement de la vitesse à l'approche de l'impact.

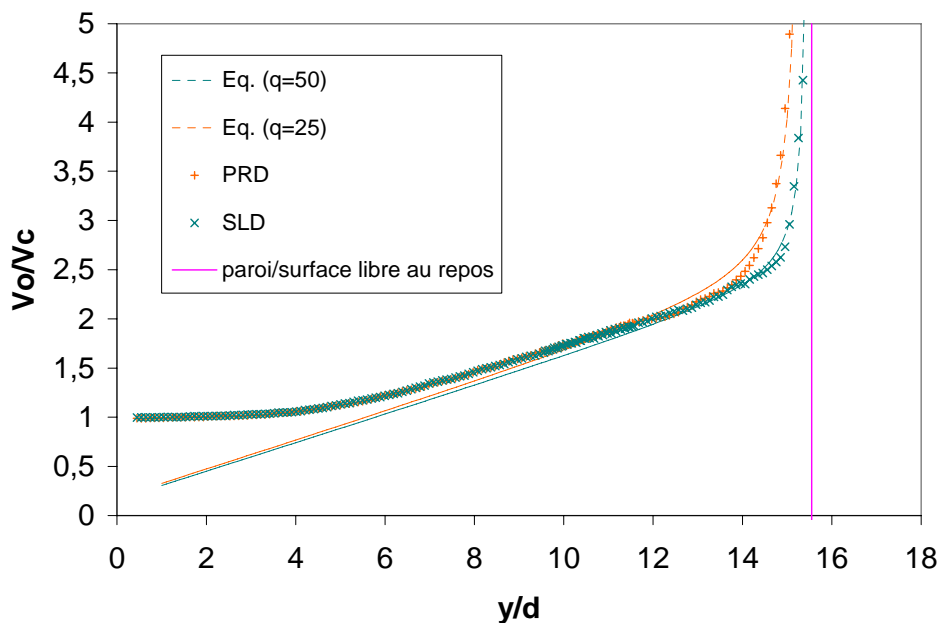


Fig. 196. Loi phénoménologique décrivant la vitesse moyenne sur l'axe (ZEF+région d'impact)

Il est cependant intéressant d'établir une relation décrivant à la fois le noyau potentiel, la zone de développement, la ZEF et la région d'impact. L'équation suivante possède l'avantage de décrire **l'ensemble des régions du jet impactant**, dans une formulation simple qui conserve la dépendance en y/h et y/d :

$$\frac{V_0}{V_c} = 1 + a \left(\frac{y}{d} \right)^b + \frac{1}{q} \frac{h}{(y - h)} \quad (3.31)$$

Cette loi phénoménologique a été rendue possible à condition de sacrifier le terme autosimilaire

(B_u) au profit d'une loi en puissance de y introduisant deux constantes d'ajustement, $a = 0,0069$ et $b = 1,92$ (Fig. 196, trait plein).

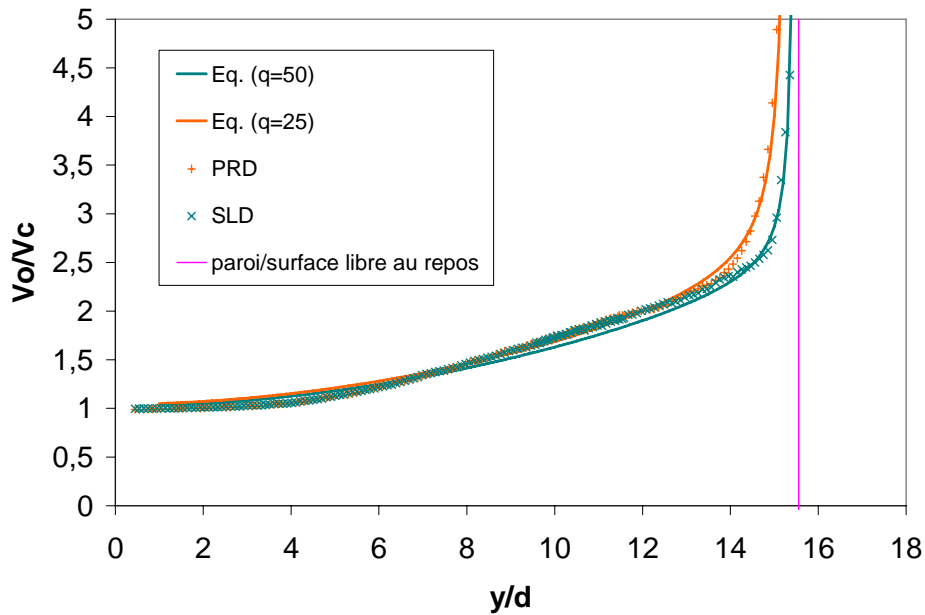


Fig. 197. Loi phénoménologique décrivant la vitesse moyenne sur l'axe (région de jet+région d'impact)

En région d'impact, l'énergie cinétique turbulente mesurée est supérieure dans le cas diphasique. Lors de l'impact sur surface libre, une partie de l'énergie cinétique du jet est communiquée aux ondes de surface, puis redistribuée dans toute la zone influencée par les déformations de la surface libre. Le **mélange** est ainsi **favorisé par** la présence de **l'interface** fluctuante, dont les mouvements éjectent des paquets de colorant hors de la zone d'impact.

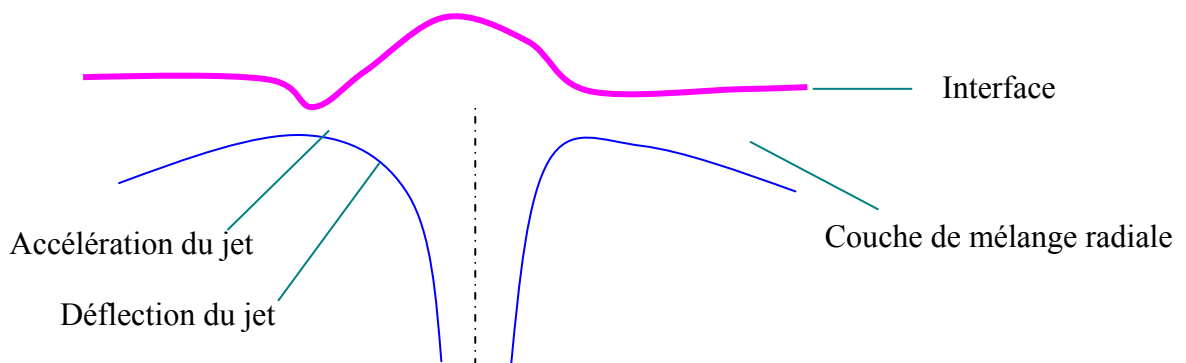


Fig. 198. Schéma de la région d'impact (SLD)

L'épaisseur de la couche de mélange $Y_{c1/2}$ sous la surface libre augmente dans le jet radial suivant la loi (cf. Fig. 149) :

$$\left. \frac{Y_{c1/2}}{d} \right|_{SLD} = 0,32 \cdot \frac{y}{d} + 0,256 \quad (3.32)$$

Elle est toujours supérieure à celle observée dans le cas paroi rigide : $\left. \frac{Y_{c1/2}}{d} \right|_{PRD} \approx 1$.

Les mouvements de la surface libre sont décrits en termes de statistiques et d'évolution temporelle. Il apparaît que deux mouvements distincts, verticaux et horizontaux, sont responsables des déplacements de la surface libre. Les fluctuations verticales, dont la distribution est gaussienne, sont liées à un phénomène aléatoire, effet de tourbillons successifs issus du jet qui impactent et déforment l'interface. Les fluctuations horizontales ont un comportement différent, et des motifs organisés (« filaments ») sont observés. A ceci s'ajoute l'existence d'une fréquence caractéristique à 3,5 Hz qui semble être liée à un mode hélicoïdal du jet.

3.4.3. SLC

La troisième campagne de mesure (SLC) est consacrée à l'étude du confinement. Dans notre cas, le développement moyen du jet n'est pas affecté par le confinement latéral (Tableau 20), que ce soit au niveau de la décroissance de vitesse le long du jet (B_u) ou de son expansion radiale (η_u).

Configuration	Re	Bu	η_u
PRD	10 000	7,0	0,079
SLD	10 000	7,0	0,079
SLC	10 000	7,0	0,078

Tableau 20 – Comparaison des constantes d'autosimilarité (PRD – SLD – SLC)

De plus, les caractéristiques de la zone d'impact et les mouvements de l'interface sont similaires avec ou sans confinement.

Ce cas de comparaison confiné a été modélisé numériquement par un code de calcul LES-VOF. Malgré quelques différences dans la zone de transition, le rapprochement des résultats numériques et des données expérimentales indique des comportements similaires en zone développée, en région d'impact, de même que pour le comportement de l'interface.

Une analyse de signaux temporels en terme de densité spectrale pourrait être menée sur des résultats obtenus par des techniques locales (LDV) donnant accès à des taux d'acquisition plus élevés. Ceci permettrait de corrélérer les mesures de vitesse aux positions de surface libre.

CONCLUSION

On s'intéresse dans ce travail à la compréhension des phénomènes d'interaction entre la turbulence et l'interface entre deux fluides. L'examen des études réalisées à ce sujet a mis en évidence le manque de données expérimentales sur la turbulence au voisinage d'une surface libre perturbée. L'approche expérimentale choisie pour cette étude a consisté à étudier une injection liquide turbulente et son interaction avec une surface libre.

Un banc d'essais modulaire a été conçu et mis en place. Le dispositif expérimental mis en œuvre est fondé sur l'utilisation de techniques de mesures optiques permettant de mesurer les caractéristiques de la turbulence et du mélange dans un écoulement turbulent. La vitesse du fluide est mesurée dans un plan matérialisé par une nappe laser à l'aide d'une technique de Vélocimétrie par Image de Particules (PIV). Une technique inverse de Fluorescence Induite par Laser (LIF) a été développée pour l'étude du mélange. La mesure de la position de la surface libre a été effectuée par une technique d'ombroscopie biaxiale, combinée à la PIV/LIF pour une mesure simultanée de champs de vitesse, de concentration et de déformation de surface libre.

Trois campagnes d'expériences ont été réalisées en faisant varier les configurations de l'écoulement (PRD, SLD, SLC).

Le dispositif de mesure a permis de caractériser l'injection turbulente produite, en termes de vitesse, de turbulence et de mélange. Le profil moyen de vitesses atteint un comportement autosimilaire, avec des valeurs pour les constantes d'autosimilarité en accord avec la littérature sur les jets libres.

L'impact du jet avec une paroi rigide a permis de valider le dispositif, puis les interactions du jet avec une paroi rigide et une surface libre ont été examinées et mises en parallèle. L'étude comparative a mis en valeur plusieurs faits remarquables. Tout d'abord, le développement du jet est le même quelle que soit le type d'impact. Seule une zone relativement faible et proche de l'interface est affectée par l'impact. Le mélange quant à lui est favorisé par les fluctuations de la surface libre, dont les mouvements sont dus aux effets conjoints du mouvement global du jet et de l'impact de tourbillons issus du jet.

Les résultats acquis dans le cas confiné indiquent que le confinement latéral employé n'a aucun effet sur le développement du jet ou les mouvements de la surface libre. Ces résultats ont été confrontés à des calculs LES. Sur ce cas de comparaison, un bon accord a été mis en évidence. La réalisation de calculs numériques plus fins en terme de maillage et incluant une modélisation des

termes diphasiques de l'équation d'advection devrait permettre de décrire plus finement la transition à la turbulence dans le jet.

L'ensemble des résultats obtenus constitue une base de données expérimentale permettant les comparaisons avec des simulations numériques. Le moyen d'essai et les techniques mises en place offrent de nombreuses perspectives d'étude du mélange turbulent dans les écoulements liquides, par exemple sur les phénomènes transitoires lors du remplissage par une injection turbulente.

Annexe A : sources laser

Il existe différents types de sources lasers, résumées dans le tableau suivant (Tableau 21).

TYPE	MILIEU ACTIF	POMPAGE	λ (nm)	COULEUR	UTILISATION
Gaz atomique	He-Ne	champ électrique	632.8	Rouge	continu (0.1~100mW)
	Vapeur métallique (Cu, Au)		500~1500		pulsé 20ns (quelques mJ)
Gaz ionisé	Ar ion (Ar^+)		488 et 514	Bleu-vert	continu (0.1W~40kW)
	Kr ion (Kr^+)		650-570	Orange	
Gaz moléculaire	CO2	décharge élec. HT	10600	IR	continu (1W~45kW)
	N2		337	UV	pulsé 100ns (1mJ~100mJ)
	Excimères (excited dimer) : ArF, KrF ou XeCl	décharge électrique transverse	193, 248 ou 308	UV	pulsé 10~60ns (1mJ~500mJ)
Solide	Rubis	flash de Xe	694	Rouge	pulsé 30ns~500ns (0.1J~10J)
	Nd :YAG (Yt-Al grenat)	lampe flash (Xe, Kr)	1064	IR	pulsé 30ps~25ms (0.1mJ~100J)
Colorant liquide			350~1000	visible	continu ou pulsé
Semi-conducteur	Mini-YAG doublé		532	vert	pulsé
	Diodes	courant électrique	620~2000	rouge~IR	continu

Tableau 21 - Les différents types de lasers

Annexe B : Discussion sur la taille des fenêtres d'interrogation

Avec la méthode PIV il est supposé que la vitesse de l'écoulement est uniforme dans chaque fenêtre d'interrogation. En conséquence, pour capter la dissipation turbulente, la résolution spatiale doit théoriquement être de $5\eta_K$ [AANEN *et al.* 1999]. Cependant le choix de la taille des fenêtres d'interrogation est guidé par un second critère antagoniste : réaliser des mesures sur un domaine de l'écoulement le plus vaste possible pour une matrice CCD de dimensions figées. Dans notre cas l'ensemble des critères implique une limite inférieure à la dimension des fenêtres d'interrogation de 1 mm. Cette valeur étant supérieure à l'échelle de Kolmogorov évaluée directement en sortie de tube ($10\ \mu\text{m}$), il convient de se poser la question de l'existence de gradients de vitesse au sein d'une zone d'interrogation.

Pour ce faire une étude de convergence en maillage a été réalisée grâce à des mesures de vitesse sur l'axe du jet immédiatement en sortie du tube ($x/d = y/d = 0$) en modifiant la taille des fenêtres d'interrogation : $1000^2\ \mu\text{m}^2$, $175^2\ \mu\text{m}^2$, $90^2\ \mu\text{m}^2$ et $50^2\ \mu\text{m}^2$. Les traitements à $1000^2\ \mu\text{m}^2$ correspondent à une série d'images obtenues avec l'objectif de 28 mm. Afin d'avoir un nombre suffisant de particules dans les fenêtres d'interrogation, les autres traitements sont réalisés sur des mesures acquises avec un objectif de 105 mm et un doubleur de focale (Tamron AF).

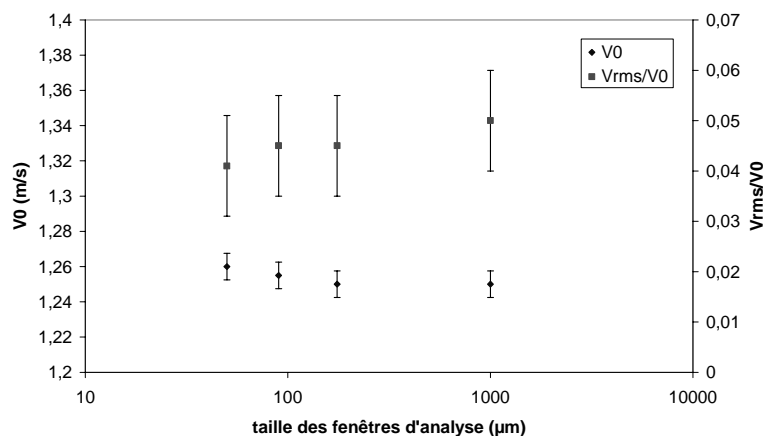


Fig. 199. Influence de la taille des fenêtres d'interrogation sur les vitesses et les intensités de turbulence axiales en sortie de tube

Le graphique suivant (Fig. 199) présente l'évolution des vitesses moyennes et des fluctuations de vitesse pour chaque taille de fenêtres d'interrogation. Les barres d'erreurs correspondent ici à la dispersion des mesures, de $\pm 1\%$. Compte tenu de cette incertitude de mesure, on constate une estimation de la vitesse moyenne et des intensités turbulentes sensiblement identiques, quelle que soit la taille utilisée pour l'analyse. Cette comparaison étant réalisée dans la zone où l'échelle de Kolmogorov est la plus petite, les mesures plein champ (avec $N_{pix}^2 = 1000^2\ \mu\text{m}^2$) sont considérées valides dans tout le domaine de l'écoulement.

Annexe C : Observations de l'interface par radioscopie

Devant l'impossibilité d'utiliser la LIF comme moyen de mesure, une approche en radioscopie par rayons X est envisagée. Le dispositif de mesure est schématisé sur la figure 200. On utilise simultanément une caméra vidéo classique et la radioscopie X pour visualiser l'interface eau/air.

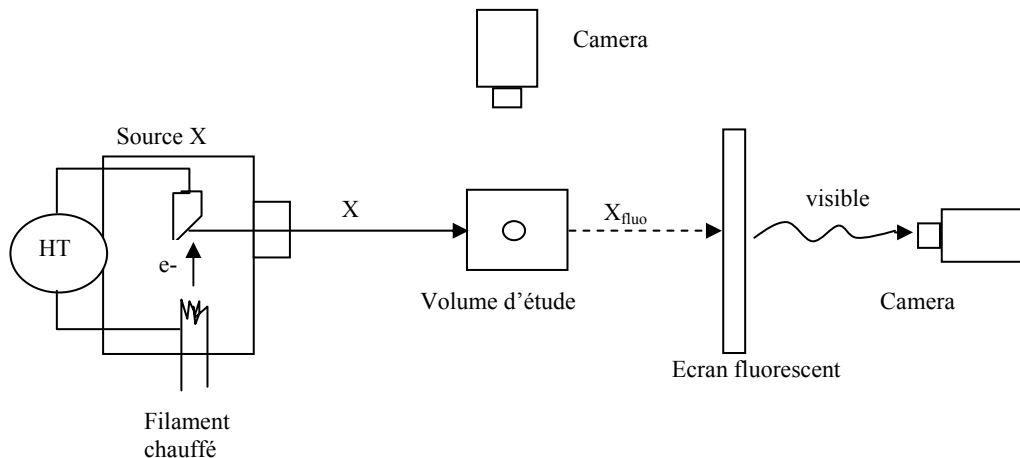


Fig. 200. Dispositif de mesure par radioscopie (vue de dessus)

La radioscopie effectue des radiographies successives et enregistre 25 images par seconde. La production de rayons X se fait lors de la collision d'électrons sur une anode en tungstène (W). Ces électrons sont émis par un filament et accélérés par une différence de potentiel élevée ($\Delta U=70$ kV) en direction de l'anode.

Le photon X entre en collision avec un électron des couches internes de l'atome d'eau ou d'air rencontré dans le volume d'étude, et lui transfère son énergie en l'éjectant. Le retour de l'atome à l'état fondamental s'accompagne d'une émission d'énergie sous forme d'un photon X de fluorescence (effet photoélectrique).

L'intensité I d'un faisceau électromagnétique décroît exponentiellement en fonction de l'épaisseur de matière traversée x :

$$I(x) = I_0 \cdot e^{-\mu(E,M) \cdot x} \quad (4.1)$$

où I_0 est l'intensité du faisceau incident et μ le coefficient d'atténuation linéaire (qui croît en fonction du numéro atomique du milieu M , et décroît en fonction de l'énergie des photons incidents E). L'image visible en niveaux de gris, formée sur un écran fluorescent, donne - pour un milieu homogène comme l'eau - une carte des épaisseurs rencontrées.

Le cliché suivant montre un profil de surface obtenu (Fig. 201). L'air (la matière la moins

dense) y apparaît en blanc et l'eau en gris, et d'autant plus sombre que l'épaisseur dans la direction de propagation des photons X est grande.

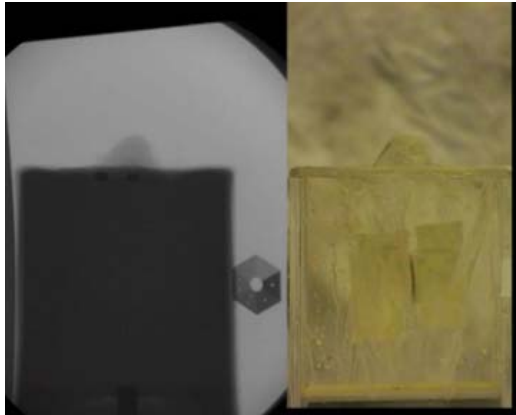


Fig. 201. Radioscopie X (gauche) et vidéo standard (droite) de l'écoulement: ($V_0 = 1m/s$)

Ainsi la radioscopie apporte une meilleure visualisation de l'interface que la vidéo standard, mais compte tenu des erreurs qu'elle accumule (changement de contraste à l'interface eau/air est progressif, flou de bougée, aberrations optiques), il est difficile de l'envisager pour visualiser un profil dans une section donnée.

Annexe D : Déformations optiques dans le tube

Soit X l'origine réelle du rayon lumineux, i_1 l'angle entre le rayon incident et la normale à la surface du tube (OA), et i_2 l'angle réfracté au dioptre eau/verre. On évalue la distance XY afin d'exprimer OX (distance réelle) en fonction de OY (mesure déformée).

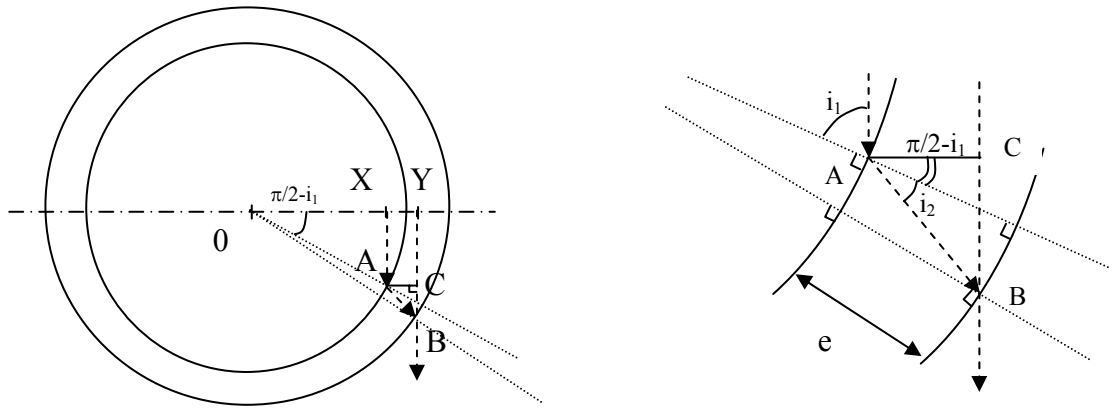


Fig. 202. Déformations optiques dues au cylindre : Chemin optique et notations

$$XY = AC = AB \cos(\widehat{BAC}) \quad (4.2)$$

La distance AB vaut en première approximation $AB = \frac{e}{\cos(i_2)}$, avec e l'épaisseur du tube.

$$\widehat{BAC} = (\pi/2 - \widehat{OAX}) + i_2 = (\pi/2 - i_1) + i_2 \quad (4.3)$$

$$OY = OX - XY = OX - \frac{e}{\cos(i_2)} \cdot \cos(\pi/2 - i_1 + i_2) \quad (4.4)$$

D'après la loi de réfraction de SNELL-DESCARTES :

$$n_{\text{eau}} \cdot \sin(i_1) = n_{\text{verre}} \cdot \sin(i_2), \text{ avec } \sin(i_1) = \frac{OX}{r} \text{ et } \sin(i_2) = \frac{n_{\text{eau}}}{n_{\text{verre}}} \frac{OX}{r} \quad (4.5)$$

Ainsi, on déduit l'expression suivante reliant OY et OX

$$OY = OX - \frac{e}{\cos\left[\arcsin\left(\frac{n_{\text{eau}}}{n_{\text{verre}}} \frac{OX}{r}\right)\right]} \cdot \cos\left(\pi/2 - \arcsin\left(\frac{OX}{r}\right) + \arcsin\left(\frac{n_{\text{eau}}}{n_{\text{verre}}} \frac{OX}{r}\right)\right) \quad (4.6)$$

En remplaçant les valeurs numériques connues ($n_{\text{eau}}=1,25$; $n_{\text{verre}}=1,33$; $d=10$ mm ; $e=1,5$ mm), une régression linéaire donne une très bonne approximation : $OY = 1,009527 \cdot OX - 0,000474$ avec un coefficient de corrélation linéaire $R^2 = 0.999995$. La courbure du cylindre induit donc une légère

dilatation de l'image, maximale au voisinage de la paroi et nulle sur l'axe du tube. En inversant la relation obtenue, on obtient l'expression de l'abscisse réelle en fonction de l'abscisse déformée optiquement :

$$OX = 0,99056 \cdot OY + 0,000047 \quad (4.7)$$

Les données obtenues dans le tube sont donc corrigées au moyen de cette relation.

Annexe E : Écoulements dans un tube

Turbulence établie en conduite

En pratique, la distance au-delà de laquelle on peut considérer que le régime turbulent est établi en conduite dépend de nombreux facteurs, tels que la nature du régime (laminaire ou turbulent) ou la forme du profil de vitesses en entrée de la conduite, le nombre de REYNOLDS global, la rugosité de la paroi. Selon les indications rapportées par HINZE [1959], elle peut se situer entre 20 et 100 fois le diamètre de la conduite. Les mesures de LAUFER [1953] indiquent que la turbulence est totalement établie dans un tube dès lors que ce dernier mesure plus de 40 d.

Vitesse débitante et vitesse maximale sur l'axe

Le rapport entre la vitesse débitante et la vitesse maximale sur l'axe dépend du nombre de REYNOLDS. La courbe suivante (Fig. 203) donne une moyenne de résultats expérimentaux avec des tubes lisses.

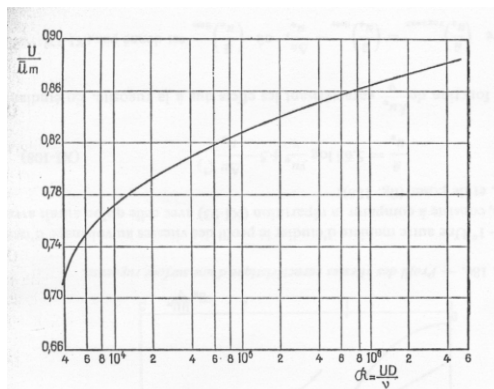


Fig. 203. Variations de $V/V_c(0)$ avec Re (tubes lisses)

Dans le domaine $5.10^3 < Re < 4.10^6$, elle peut être représentée par l'expression [COANTIC]:

$$\frac{\bar{V}}{V_c} = 0,71 + 0,10 \sqrt{\log_{10} \left(\frac{Re}{4200} \right)} \quad (4.8)$$

Soit, pour un $Re=10\ 000$, un rapport $U/V_c=0,77$.

On définit la vitesse de frottement par :

$$u_* = \sqrt{\frac{\tau_p}{\rho}} \quad (4.9)$$

avec τ_p le frottement à la paroi. Notons que le régime est considéré hydrauliquement lisse

lorsque $\frac{ku_*}{\nu} < 5$ où k est la rugosité du tube.

Distribution de vitesse moyenne : Analyse multi-échelles & lois logarithmiques

La distribution de vitesse moyenne dans le tube peut être décrite à l'aide de plusieurs lois par une analyse multi-échelles.

L'écoulement dans le tube est décomposé en différentes zones à l'aide d'une épaisseur adimensionnelle définie par :

$$y^+ = \frac{y \cdot u_*}{\nu} \quad (4.10)$$

avec $y = \frac{d_{inj}}{2} - r$ la distance à la paroi du tube.

- **Zone pariétale** (sous-couche visqueuse : $y^+ < 10$) \Rightarrow Loi de paroi linéaire :

Profil linéaire en sous-couche visqueuse (prédominance des effets visqueux) : $u^+ = \frac{\bar{U}}{u_*} = y^+$

- **Zone tampon** ($10 < y^+ < 30$) : **zone de transition** mal définie où se fait progressivement le raccordement au profil logarithmique. RANNIE a proposé la forme empirique :

$$\frac{\bar{U}}{u_*} = 14,54 \cdot \operatorname{tgh}\left(\frac{y^+}{14,54}\right) \quad (4.11)$$

- **Zone de recouvrement** (sous-couche inertielle : $y^+ > 30$) \Rightarrow Loi logarithmique :

Profil logarithmique en région interne :

$$u^+ = \frac{\bar{U}}{u_*} = \frac{1}{\chi} \ln(y^+) + C \quad (4.12)$$

expression universelle qui introduit la constante de von KARMAN $\chi \approx 0,41$ et une constante d'intégration $C \approx 5,50$. En régime pleinement rugueux $\frac{ku_*}{\nu} > 70$, la loi de viendrait :

$$u^+ = \frac{\bar{U}}{u_*} = \frac{1}{\chi} \ln\left(\frac{y}{k}\right) + B \text{ avec } B = 8,48 \text{ [NIKURADSE 1933].}$$

- **Zone externe** ($y^+ > 100$) \Rightarrow Loi déficitaire logarithmique :

Profil logarithmique en région externe: $\frac{(\bar{U}_c - \bar{U})}{u_*} = -\frac{1}{\chi} \ln\left(\frac{y}{d_{inj}/2}\right) + B'$ (par raccordement

asymptotique), où $B' = 0,8$ [LAUFER 1953]. Applicable au cas de la région centrale du tube, où on a un « noyau central » sous contrôle de l'agitation turbulente

Distribution de vitesse moyenne : Lois puissances

La distribution des vitesses moyennes peut être globalement représentée avec un bon degré d'approximation par une loi analytiquement plus simple, de forme puissance :

$$\frac{\bar{U}}{U_c} = \left(\frac{y}{d_{inj}/2} \right)^n \quad (4.13)$$

L'exposant n diminue avec le nombre de REYNOLDS global, mais les mesures de NIKURADSE [1933] permettent d'exprimer cette dépendance de façon très simple en fonction du seul coefficient de perte de charge, que ce soit en conduite lisse ou rugueuse : $n = \sqrt{\Lambda}$, *i.e.* $n=1/6$ pour $Re=4000$ et $n=1/7$ pour $Re=100\,000$.

En prenant $n=1/7$, on obtient une bonne approximation jusqu'à $r/(d/2)=0,9$ et en étendant cette loi à toute la section on trouve pour la vitesse débitante : $\frac{\bar{U}}{U_c} = 0,817$

Selon BARRENBLATT [1993], la loi puissance peut s'expliciter de la manière suivante :

$$\frac{\bar{U}}{u_*} = \left(\frac{1}{\sqrt{3}} \ln(Re) + \frac{5}{2} \right) \cdot (y^+)^{3/(2 \ln(Re))} \quad (4.14)$$

Il est important de noter que les lois puissances de profils de vitesse moyenne en turbulence de conduite sont aussi rigoureuses que les lois logarithmiques. Cependant elles ne reposent pas sur les mêmes hypothèses. Cette question est d'ailleurs toujours d'actualité.

Coefficient de perte de charge

En régime laminaire, la chute de pression le long de la conduite est directement liée à l'intégrale du taux de dissipation sur la section droite :

$$\frac{dP}{dx} = -\frac{1}{q_v} \int_0^R \Phi \times 2\pi r \cdot dr \quad (4.15)$$

Où $q_v = \int_0^R U \times 2\pi r \cdot dr$ est le débit volumique dans la conduite, $\Phi = 2\mu S_{ij} S_{ij}$ le taux de dissipation visqueuse, avec μ la viscosité dynamique et $S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right)$ le tenseur symétrique des vitesses de déformation.

Le coefficient de perte de charge Λ sans dimension est défini par :

$$\Lambda = -\frac{\Delta P}{\Delta x} \cdot d_{inj} / \left(\frac{1}{2} \rho U_{moy}^2 \right) \quad (4.16)$$

Où d est le diamètre hydraulique de la conduite et U_{moy} la vitesse débitante.

En régime laminaire, on déduit directement des équations de NAVIER-STOKES que $\Lambda = 64 \cdot \text{Re}^{-1}$

Le régime turbulent est beaucoup plus dissipatif. En effet, pour un tuyau lisse et un nombre de REYNOLDS compris entre 10^4 et 10^5 , BLASIUS donne la loi semi-empirique suivante :

$$\Lambda = 0.3164 \cdot \text{Re}^{-1/4} \quad (4.17)$$

Par ailleurs le coefficient de perte de charge peut s'écrire en fonction du coefficient de frottement C_f et donc de la vitesse de frottement :

$$\Lambda = 4C_f = 8 \left(\frac{u_*}{U_{\text{moy}}} \right)^2 \quad (4.18)$$

Ce qui permet de relier la vitesse de frottement au REYNOLDS de l'écoulement :

$$\frac{u_*}{U_{\text{moy}}} = 0,1989 \cdot \text{Re}^{-1/8} \quad (4.19)$$

Soit, pour un $\text{Re}=10\,000$, $u_*=0,063 \cdot U_{\text{moy}}$

Intensité de turbulence

L'intensité de turbulence axiale dans la partie centrale d'un tube dépend uniquement du REYNOLDS de l'écoulement. Elle peut s'exprimer à l'aide d'une loi empirique [FLUENT 2001] :

$$I_v = \frac{V_{\text{RMS}_c}}{V_c(0)} = 0.16 \cdot \text{Re}^{-1/8} \quad (4.20)$$

soit environ 5% pour un $\text{Re}=10\,000$

TABLE DES FIGURES ET DES TABLEAUX

<i>Fig. 1. Cascade d'énergie et échelles de la turbulence</i>	18
<i>Fig. 2. Spectre d'énergie cinétique de la turbulence développée</i>	20
<i>Fig. 3. Plan de symétrie d'un jet circulaire turbulent à $Re=10\ 000$ [DIMOTAKIS 1983]</i>	27
<i>Fig. 4. Évolution au court du temps d'une instabilité de KELVIN-HELMOLTZ</i>	27
<i>Fig. 5. Structure du jet [RADY 2004] s</i>	28
<i>Fig. 6. Représentation schématique de la structure du jet libre</i>	29
<i>Fig. 7. Décroissance de vitesse sur l'axe (Mesures PIV à $Re=16\ 000$ par [WEISGRABER & LIEPMANN 1998])</i>	31
<i>Fig. 8. Profil transversal de vitesse : [FUKUSHIMA et al. 2000]</i>	32
<i>Fig. 9. Cône d'expansion radiale de vitesse (schéma)</i>	32
<i>Tableau 1 - Conditions expérimentales et constantes d'autosimilarité pour des jets libres</i>	33
<i>Fig. 10. Évolution de l'intensité de turbulence axiale le long de l'axe d'un jet libre</i>	34
<i>Fig. 11. Profil transversal autosimilaire des intensités de turbulence radiale et axiale [FUKUSHIMA et al. 2000]</i>	35
<i>Fig. 12. Profil transversal autosimilaire des tensions de Reynolds</i>	35
<i>Tableau 2- Conditions expérimentales et résultats pour des jets libres dans l'eau</i>	38
<i>Fig. 13. Profils autosimilaires de flux turbulent : a) axial ; b) radial ([WEBSTER 2001])</i>	39
<i>Fig. 14. Structure du jet impactant [RADY 2004]]</i>	40
<i>Tableau 3 - Conditions expérimentales de quelques études sur les jets impactants</i>	42
<i>Fig. 15. Différents jets impactants [RADY 2004]: a) impact du noyau potentiel; b) impact du jet transitionnel</i>	42
<i>Fig. 16. Evolution de la vitesse sur l'axe du jet pour différentes distances d'impact [MAUREL & SOLLIEC 2001]</i>	43
<i>Fig. 17. Régimes de surface libre : faibles déformations [FRIEDMAN & KATZ 1999]</i>	44
<i>Fig. 18. Régimes de surface libre : ressaut hydraulique [FRIEDMAN & KATZ 1999]</i>	45
<i>Fig. 19. Schéma du mécanisme rétroactif (d'après [ZHENG et al. 2003])</i>	46
<i>Fig. 20. Régimes de surface libre : fontaine [FRIEDMAN & KATZ 1999]</i>	46
<i>Fig. 21. Rapport de forme de l'interface en fonction du nombre de Richardson [FRIEDMAN & KATZ 1999]</i>	47
<i>Fig. 22. Observations de [BOUCHET et al. 2002] : évolution temporelle des méandres du jet</i>	48
<i>Fig. 23. Principe de la PIV</i>	52
<i>Fig. 24. Diffusion lumineuse par une particule de 10 microns [RAFFEL 1998]</i>	53
<i>Tableau 4 - Principales particules utilisées en PIV</i>	54
<i>Fig. 25. Notations temporelles</i>	56
<i>Fig. 26. Chronogramme en simple exposition et exemple d'images obtenues avec deux particules</i>	57
<i>Fig. 27. Découpage des images en fenêtres d'interrogation et numérotation des pixels dans chaque fenêtre</i>	57
<i>Fig. 28. Évaluation du déplacement moyen local dans une fenêtre d'interrogation</i>	58
<i>Fig. 29. Exemple d'interpolation sub-pixel parabolique du pic de corrélation</i>	59
<i>Fig. 30. Principe de la LIF</i>	61
<i>Fig. 31. Absorption et fluorescence</i>	62
<i>Fig. 32. Spectre d'absorption et spectre d'émission de fluorescence de la fluorescéine</i>	63
<i>Fig. 33. Diagramme de JABLONSKI</i>	63
<i>Tableau 5 - Colorants fluorescents utilisés en LIF</i>	64

Fig. 34. Courbe d'étalonnage LIF en concentration [DING 2003].....	65
Fig. 35. Mesure par LIF qualitative : [COTEL 1997] (à gauche) et [ZHENG 2003] (à droite).....	68
Fig. 36. Mesure avec des particules fluorescentes [FRIEDMANN & KATZ 1999].....	68
Fig. 37. Mesure par projection d'un réseau de marques [TANAKA 2000].....	69
Fig. 38. Mesure par projection d'un réseau de franges en lumière structurée [KOUYI 2004].....	69
Fig. 39. Mesure par réflexion de palettes de couleurs [DABIRI & GHARIB 2001].....	70
Fig. 40. Décomposition de la surface en facettes et détermination de la géométrie.....	70
Fig. 41. Schéma de la cavité d'essais reliée au banc hydraulique (dimensions en mm).....	72
Fig. 42. Photographies du banc hydraulique : cuve, débitmètre, armoire de commande.....	73
Fig. 43. Plan de la cavité : a. vue de dessus; b. vue de face.....	74
Fig. 44. Photographie de la cavité.....	74
Fig. 45. Schéma des différentes configurations d'impact.....	75
Fig. 46. Photographie de la cavité en configuration PRD.....	76
Fig. 47. Visualisation de l'injection par coloration à la bétadine.....	76
Fig. 48. Schéma des phénomènes observés dans le jet impactant une surface libre.....	77
Fig. 49. Photographies de la surface libre pour différentes profondeurs d'injection ($V_{inj} = 1$ m/s).....	78
Fig. 50. Hauteur maximale de l'interface.....	78
Fig. 51. Différents régimes de surface libre : faibles déformations (I), ressaut hydraulique (II), fontaine (III).....	79
Fig. 52. Diagramme de phases (régimes de surface libre).....	80
Fig. 53. Évolution de l'échelle de Kolmogorov le long de l'axe du jet.....	81
Tableau 6 – Caractéristiques du traceur employé.....	82
Fig. 54. Système d'optiques pour le reconditionnement du faisceau laser en nappe : a. Vue de côté b. Vue de dessus...	83
Fig. 55. Laser Nd :YAG sur traverse micrométrique.....	84
Fig. 56. nappe laser vue de dessus et son profil d'intensité lumineuse.....	84
Fig. 57. Zones de mesure étudiées.....	85
Fig. 58. Mire de calibration des images.....	86
Fig. 59. Influence de la contre-plongée sur l'image de la mire : a) axe caméra perpendiculaire ; b) contre-plongée....	86
Fig. 60. Image des particules ensemençant la cavité de mesure (négatif).....	87
Fig. 61. Chronogramme de l'acquisition PIV.....	88
Fig. 62. Histogramme des déplacements pour une image donnée.....	89
Tableau 7 – Critères PIV.....	91
Fig. 63. Localisation des points d'étude de la convergence.....	93
Fig. 64. Convergence statistique de la vitesse et des rms.....	94
Fig. 65. Spectre d'absorption et spectre d'émission de fluorescence de la rhodamine 6G.....	95
Fig. 66. Schéma du système de mesure combinée PIV/LIF.....	97
Fig. 67. Diagrammes temporels : a. pour 3 cycles ; b. zoom sur le début d'un cycle.....	97
Fig. 68. Courbe d'étalonnage LIF en concentration pour un pixel donné.....	98
Fig. 69. a) Image de référence I_{maxREF} ($C_0=40$ $\mu\text{g/L}$) – b) Image après normalisation.....	99
Fig. 70. Éclairage d'une éprouvette pour différentes concentrations.....	100
Fig. 71. Mécanisme de fluorescence hors plan (points roses = molécules de R6G ; points noirs = particules PIV)....	101

Fig. 72. a) Image initiale ($C_{ex}=C_{in}=40 \mu\text{g/L}$) – b) Image normalisée	101
Fig. 73. Niveaux de gris normalisés pour différentes concentrations intérieure et extérieure	102
Fig. 74. Schéma de conversion	104
Fig. 75. Conversion $NvG \Rightarrow$ Concentration d'une image de validation ($C_{in} = 20\text{g/L}$ et $C_{ex} = 40\mu\text{g/L}$)	105
Fig. 76. Conversion $NvG \Rightarrow$ Concentration d'une image de validation.....	105
Tableau 8 - Dispersion temporelle de l'intensité fluorescée	106
Fig. 77. Histogramme des fluctuations temporelles de l'intensité de fluorescence pour un pixel donné	106
Fig. 78. Visualisation de l'interface par fluorescence.....	110
Fig. 79. Schéma du système d'acquisition.....	111
Fig. 80. Images de l'interface en ombroscopie et traitement	112
Fig. 81. Images de fluorescence dans les premiers instants de l'injection ($t_0+110\text{ms}$, 150ms , 220ms)	113
Fig. 82. Évolution temporelle de la concentration en dehors du jet.....	114
Fig. 83. Réflexions verticales dans le tube d'injection	115
Fig. 84. Masque de caoutchouc autour du tube – gauche : vue de dessus, droite : vue de de face.....	115
Fig. 85. Vitesses moyennes adimensionnée par la vitesse au centre du tube.....	116
Fig. 86. Vitesses moyennes adimensionnée – Comparaison avec des données expérimentales et DNS.....	117
Fig. 87. Intensité de turbulence axiale – Comparaison avec des données expérimentales et DNS.....	117
Fig. 88. Intensité de turbulence radiale – Comparaison avec des données expérimentales et DNS	118
Fig. 89. Evolution de l'échelle de Kolmogorov dans une section de tube	119
Fig. 90. Photographie du banc expérimental	120
Fig. 91. Schéma des différentes configurations d'impact.....	120
Tableau 9 - Conditions de mesure	121
Fig. 92. Système de référence et origine du repère en sortie de tube	123
Fig. 93. Champs moyens de Norme et rotationnel de la vitesse (PRD).....	125
Fig. 94. Évolution de la composante axiale de la vitesse le long de l'axe du tube (PRD).....	126
Fig. 95. Inverse de la décroissance axiale de la vitesse (PRD).....	127
Fig. 96. Évolution transversale de la norme de la vitesse (PRD).....	127
Fig. 97. Évolution transversale de la vitesse axiale normalisée (PRD)	128
Fig. 98. Évolution de la demi-largeur $X_{u1/2}$ le long du jet (PRD).....	128
Fig. 99. Évolution du nombre de Reynolds le long du jet (PRD).....	129
Fig. 100. Evolution des composantes de la vitesse le long du jet (PRD).....	130
Fig. 101. Évolution de la vitesse pour différentes distances de l'axe (PRD).....	131
Fig. 102. Champs moyens de concentration (PRD).....	132
Fig. 103. Évolution de concentration sur l'axe du jet (PRD).....	133
Fig. 104. Schéma de la région d'impact (PRD).....	133
Fig. 105. Évolution de concentration normalisée sur l'axe du jet (PRD)	134
Fig. 106. Évolution transversale de la concentration pour différentes valeurs de la distance y/d (PRD).....	134
Fig. 107. Évolution de la demi-largeur des profils de concentration (PRD).....	135
Fig. 108. Comparaison des cônes de vitesse (ligne) et de concentration (croix) (PRD).....	136
Fig. 109. Champs moyens de Fluctuations de vitesses axiale et radiale (PRD).....	137

Fig. 110. Intensités de turbulence radiale et axiale le long de l'axe du jet (PRD).....	138
Fig. 111. Intensités de turbulence normalisées par V_c (PRD).....	139
Fig. 112. Intensités de turbulence axiale normalisées par V_c (PRD).....	139
Fig. 113. Évolution des intensités turbulentes axiales et radiales parallèles à l'axe (PRD).....	140
Fig. 114. Champs moyens de Tensions de Reynolds et Énergie cinétique réduite (PRD).....	140
Fig. 115. Profils transversaux de Tensions de Reynolds adimensionnées (PRD).....	141
Fig. 116. Fluctuations de concentration (PRD).....	142
Fig. 117. Fluctuations de concentration sur l'axe (PRD).....	143
Fig. 118. Champs moyens de Flux turbulents moyens radiaux ($u'c'$) et axiaux ($v'c'$) (PRD).....	143
Fig. 119. Flux turbulents $v'c'$ sur l'axe du jet (PRD).....	144
Fig. 120. Evolutions transversales des flux turbulents (PRD).....	145
Fig. 121. Champs instantanés de vorticité et critère Q_{2D} (PRD) – haut : $t=t_1$; bas : $t=t_1+\Delta t$	146
Fig. 122. Interprétation physique des champs instantanés : développement des structures turbulentes dans le jet	147
Tableau 10 - Constantes d'autosimilarité (PRD).....	148
Fig. 123. Norme de la vitesse	149
Fig. 124. Fraction de mélange moyenne	150
Fig. 125. Décroissance axiale de la vitesse et son inverse (SLD – PRD).....	151
Fig. 126. �volution transversale des composantes radiales et axiales de la vitesse (SLD – PRD).....	152
Fig. 127. �volution de la frontière jet/ambiante le long du jet.....	153
Fig. 128. �volution de la demi-largeur $X_{u/2}$ le long du jet (SLD – PRD).....	154
Fig. 129. Fluctuations de vitesses radiale et axiale pour différentes sections transversales (SLD – PRD).....	155
Fig. 130. Intensités de turbulence radiale et axiale le long de l'axe du jet (SLD – PRD).....	156
Fig. 131. Tensions de Reynolds dans le jet (SLD – PRD).....	157
Fig. 132. �volution de concentration sur l'axe du jet (SLD – PRD).....	158
Fig. 133. �volution de l'inverse de la concentration normalisée sur l'axe du jet (SLD – PRD).....	158
Fig. 134. �volution transversale de la concentration et de ses fluctuations moyennes (SLD – PRD).....	159
Fig. 135. �volution de la demi-largeur des profils de concentration (SLD – PRD).....	160
Fig. 136. Profils transversaux de flux turbulents $u'c'$ et $v'c'$ dans le jet (SLD – PRD).....	161
Fig. 137. Flux turbulents $v'c'$ sur l'axe du jet (SLD – PRD).....	162
Tableau 11 - Constantes d'autosimilarité (SLD et PRD).....	162
Fig. 138. �volution de la norme de la vitesse à différentes distances de l'injection (SLD – PRD).....	163
Fig. 139. Vitesse moyenne sur l'axe en zone d'impact (SLD – PRD).....	164
Fig. 140. �volution de la vitesse pour différentes distances de l'axe (SLD – PRD).....	164
Fig. 141. �volution des intensités turbulentes radiales et axiales sur l'axe (SLD – PRD).....	165
Fig. 142. �volution des intensités turbulentes axiales et radiales parallèles à l'axe (SLD – PRD).....	166
Fig. 143. Bilan �nerg�tique (SLD – PRD).....	167
Fig. 144. Champs moyens d'énergie cinétique réduite (SLD – PRD).....	168
Fig. 145. Profils transversaux des tensions de Reynolds et d'énergie turbulente en zone d'impact (SLD – PRD).....	169
Fig. 146. Concentration normalisée moyenne sur l'axe du jet ($x/d=0$) (SLD – PRD).....	170
Fig. 147. Schéma de la région d'impact (SLD).....	170

Fig. 148. Évolution des statistiques de concentration pour différentes distances de l'axe (SLD – PRD).....	171
Fig. 149. Évolution de l'épaisseur de la couche de mélange le long du jet radial (SLD – PRD).....	172
Fig. 150. Visualisation de l'interface par ombroscopie (intervalles de 25 ms).....	173
Fig. 151. Schéma de la déformation de l'interface eau/air.....	173
Fig. 152. Maxima locaux multiples.....	174
Fig. 153. Nuage de présence de l'interface dans le plan xOz	174
Fig. 154. Interface moyenne.....	175
Fig. 155. Traitement des images et détection du maximum.....	175
Tableau 12 - Coordonnées moyennes du maximum de l'interface en régime établi.....	176
Fig. 156. Histogramme de répartition de l'altitude maximum.....	176
Fig. 157. Positions du maximum dans un plan horizontal et Histogramme de répartition angulaire.....	177
Fig. 158. Histogramme de répartition angulaire.....	178
Fig. 159. Evolution temporelle de la distance au centre du maximum.....	179
Fig. 160. Histogramme de répartition de r_{max} normalisé par l'aire des couronnes ($2\pi r dr$).....	179
Fig. 161. Altitude du maximum en fonction de son éloignement au centre.....	180
Fig. 162. Évolution temporelle des trois coordonnées du maximum.....	181
Fig. 163. Discontinuité de position du maximum global.....	181
Fig. 164. Filaments représentant les positions successives du maximum dans un plan horizontal.....	182
Tableau 13 – Caractéristiques des trajectoires continues.....	183
Fig. 165. Evolution temporelle de l'altitude du maximum global.....	183
Fig. 166. Evolution temporelle de la distance au centre du maximum.....	183
Fig. 167. FFT des coordonnées du maximum.....	184
Fig. 168. Champs instantanés de vitesse / concentration / interface (intervalles 250 ms).....	186
Fig. 169. Champs de vitesse et de vorticité (SLC).....	187
Fig. 170. Champs de vitesses radiale et axiale.....	188
Fig. 171. Champs de fluctuations moyennes de vitesse.....	188
Fig. 172. Évolution transversale de la vitesse et de la vorticité.....	189
Fig. 173. Évolution axiale de la vitesse (SLC-SLD).....	190
Fig. 174. Évolution transversale de la vitesse (SLC – SLD).....	190
Tableau 14 – Comparaison des constantes d'autosimilarité (SLC – SLD).....	191
Fig. 175. Évolution des profils de vitesse et de vorticité (zone d'impact) (SLC – SLD).....	191
Fig. 176. Évolution des intensités de turbulence sur l'axe.....	192
Fig. 177. Évolution des fluctuations de vitesse (SLC – SLD).....	193
Fig. 178. Stationnarité de la concentration sur l'axe du jet.....	194
Fig. 179. Évolution temporelle de la concentration en R6G en 4 points de l'écoulement.....	195
Fig. 180. Domaine de calcul : dimensions et conditions aux limites.....	199
Tableau 15 – Caractéristiques du maillage.....	199
Fig. 181. Maillage (en bleu) et zones pénalisées (en rouge).....	200
Fig. 182. Champs de vitesse.....	201
Fig. 183. Champs de fluctuations de vitesse (LES).....	201

Fig. 184. Décroissance axiale de la vitesse (LES – SLC).....	202
Fig. 185. Evolution de la demi-largeur de la vitesse (LES – SLC).....	202
Fig. 186. Evolution de l'intensité de turbulence le long de l'axe (LES – SLC)	203
Fig. 187. Évolution des vitesses, fluctuations et tensions de Reynolds (noyau potentiel et zone de transition)	205
Fig. 188. Évolution des vitesses, fluctuations et tensions de Reynolds (zone développée) (LES – SLC).....	206
Fig. 189. Évolution des vitesses, fluctuations et tensions de Reynolds (région d'impact) (LES – SLC).....	207
Fig. 190. Interface moyenne	208
Tableau 16 - Coordonnées moyennes du maximum de l'interface en régime établi (LES – SLC – SLD)	209
Fig. 191. Histogrammes de répartition normalisés (points = LES – cercles = SLC).....	209
Fig. 192. Fluctuations des coordonnées du maximum global (SLC).....	210
Fig. 193. Évolution temporelle des trois coordonnées du maximum (SLC).....	210
Tableau 17 – Comparaison des trajectoires continues (SLC – SLD).....	211
Tableau 18 – Comparaison des trajectoires continues (SLC – LES).....	211
Fig. 194. Fonction de corrélation temporelle du point d'élévation maximum dans les directions radiales)	212
Tableau 19 – Comparaison des durées de vie (SLC – LES).....	212
Fig. 195. Schéma de la région d'impact sur paroi rigide.....	213
Fig. 196. Loi phénoménologique décrivant la vitesse moyenne sur l'axe (ZEF+région d'impact).....	214
Fig. 197. Loi phénoménologique décrivant la vitesse moyenne sur l'axe (région de jet+région d'impact).....	215
Fig. 198. Schéma de la région d'impact (SLD)	215
Tableau 20 – Comparaison des constantes d'autosimilarité (PRD – SLD – SLC).....	216
Tableau 21 - Les différents types de lasers.....	219
Fig. 199. Influence de la taille des fenêtres d'interrogation sur les vitesses.....	220
Fig. 200. Dispositif de mesure par radioscopie (vue de dessus)	221
Fig. 201. Radioscopie X (gauche) et vidéo standard (droite) de l'écoulement: ($V_0 = 1\text{m/s}$).....	222
Fig. 202. Déformations optiques dues au cylindre : Chemin optique et notations.....	223
Fig. 203. Variations de $V/V_c(0)$ avec Re (tubes lisses).....	225

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- Aanen L., Telesca A., Westerweel J.** (1999) : Measurement of turbulent mixing using PIV and LIF. *Machine Graphics & Vision* 8 : 529-543
- Abdel-Rahmann AA, Chakroun W, Al-Fahed SF.** (1997) : LDA measurements in the turbulent round jet. *Mechanics Research Communications* 24 : 277-288
- Abramovitch GN.** (1963) : *The theory of turbulent jets*. MIT Press, Cambridge, Mass.
- Adrian R.J.** (1988) : Statistical Properties of particle image velocimetry measurements in turbulent flow. *Laser Anemometry in Fluid Mechanics Volume III*, ed RJ Adrian *et al.* (Lisbon Instituto Superior Tecnico) : 115-29
- Adrian R.J.** (1991) : Particle-imaging techniques for experimental fluid mechanics. *Annu. Rev. Fluid Mech.* 23 : 261-304
- Babu PC & Mahesh K.** (2004) : Upstream entrainment in numerical simulations of spatially evolving round jets. *Phys. Fluids* 16 (10)
- Bailly C & Comte-Bellot G.** (2003) : *Turbulence*. CNRS Editions, Paris
- Barenblatt GI.** (1993) : Scaling laws for fully developed turbulent shear flows. *J. Fluid Mech.* 248 : 513-520
- Barret TK.** (1989) : Nonintrusive optical measurements of turbulence and mixing in a stably-stratified fluid. PhD thesis, University of California
- Bendat J.S. & Piersol A.G.** (1986) : *Random Data: Analysis and Measurement Procedure*. New York, Wiley, 1986
- Bernal LP.** (1988) : The statistics of the organized vortical structure in turbulent mixing layers. *Phys. Fluids* 31 : 2533–2543
- Bilsky AV, Kaipov PR, Markovitch DM, Tokarev MP.** (2005) : Application of Proper Orthogonal Decomposition to the analysis of velocity fields in turbulent impinging jet flows. *6th Int. Symp. On PIV*, Pasadena, California, USA
- Bouchet G., Climent E., Maurel A.** (2002) : Instability of a confined jet impinging on a water/air free surface. *Europhysics Letters* 59 (6) : 827-833.
- Bousslimi M, Gharbi A, Amielh M, Taieb L.** (2001) : Scalar triple moments in variable-density turbulent jets: experiment and model. *Experimental Thermal and Fluid Science* 25 : 283-291
- Brackbill JU, Chomaz JM, Huerre P.** (1992) : A continuum method for modelling surface tension. *J. Comput. Phys.* 100(335)
- Bresson A.** (2000) : *Techniques d'imagerie quantitatives : FIL appliqué aux écoulements et aux combustions*. Thèse de doctorat, Université de Rouen
- Bresson A., Brossard, Gicquel, Grisch** (2003) : Simultaneous temperature, concentration and velocity fields measurements in a turbulent heated jet using combined LIF & PIV. *48th Int. Symp. on optical science & Technol*, San Diego, aout 2003
- Bresson A. & Grisch F.** (2001) : Imagerie quantitative de Fluorescence Induite par Laser. *ASTELAB 6^{ème} salon international des laboratoires d'essai de paris* (mars 2001) 33.1-33.8
- Brown, G.L. & Roshko, A.** (1974) : On density effects and large structures in turbulent mixing layers. *Journal of Fluid Mechanics* : 775-816

- Candel S.** (1995) : *Mécanique des fluides*. Dunod, Paris.
- Chassaing P.** (1979) : *Mélange turbulent de gaz inertes dans un jet de tube libre*. Thèse de Doctorat d'Etat no 42, Institut National Polytechnique de Toulouse, ENSEEIHT - IMFT
- Chassaing P.** (2000) : *Turbulence en Mécanique des Fluides*. Cépaduès, Toulouse.
- Chen C.J. & Rodi W.** (1980) : *A Review of Experimental Data : Vertical Turbulent Buoyant Jets*. HMT, the science and applications of heat and mass transfer, vol. 4. Pergamon Press, 1980
- Comolet R.** (1980) : *Mécanique expérimentale des Fluides – Tome II : Dynamique des Fluides Réels*. Masson, Paris (France), 3e éd (1980 ?)
- Corrsin S.** (1946) : Investigation of flow in an axially symmetrical heated air jet. *Technical Report Wash. Wartime Report W-94*, NACA
- Cotel AJ, Gjestvang JA, Ramkhelawan NN, Breidenthal RE.** (1997) : Laboratory experiments of a jet impinging on a stratified interface. *Experiments in Fluids* 23 : 155-160
- Crow S.C. & Champagne F.H.** (1971) : Orderly structure in jet turbulence. *J. Fluid Mech.* 48 : 547-591
- Dabiri D & Gharib M.** (2001) : Simultaneous free-surface deformation and near-surface velocity measurements. *Experiments in Fluids* 30 : 381-390
- Dahm W.J.A. & Dimotakis P.E.** (1987) : Measurements of entrainment in mixing in turbulent jets. *AIAA J.* 25 : 1216-1223
- Dahm W.J.A. & Dimotakis P.E.** (1990) : Mixing at large Schmidt number in the self-similar far field of turbulent jets. *J. Fluid Mech.* 217 : 299-330
- David L., Jarny S, Thomas L, Calluau D, Rifflart PF.** (2006) : PIV 2.5D3C : Mesure d'interfaces et de surfaces 3D. *Congrès Francophone de Techniques Laser*. Toulouse, septembre 2006
- Deusch S. & Dracos T.** (2000) : Time resolved 3D passive scalar concentration-field imaging by laser induced fluorescence in moving liquids. *Swiss Meas. Sci. Technol.*, 12, 188-200
- Deusch S.** (1998) : *Imaging of turbulent mixing by LIF*. Swiss federal institute of technology Zurich. PhD Thesis.
- Dimotakis P.E. & Brown G.L.** (1976) : The mixing at high Reynolds number. *J. Fluid Mech.* 76 : 535-560
- Dimotakis P.E., Miake-Lye R.C., Papantoniou D.A.** (1983) : Structure and dynamics of round turbulent jets. *Phys Fluid* 26 : 3185-3192
- Dimotakis PE.** (1993) : Some issues on turbulent mixing and turbulence. *Turbulence Symp. in honor of W. C. Reynolds*, March 93 (Monterey, CA)
- Ding R., Revstedt J, Fuchs L.** (2003) : LIF study of mixing in circular impinging jets - effects of boundary conditions. *Proceedings of PSFVIP-4*, June 3-5, Chamonix (FRA) 2003
- Eggels JGM, Unger F, Weiss MH, Westerweel J, Adrian RJ, Friedrich R, Nieuwstadt FTM.** (1994) : Fully developed turbulent pipe flow : a comparison between direct numerical simulation and experiment. *J. Fluid Mech.* 268 : 175-209
- Fearweather M & Hargrave GK.** (2002) : Experimental investigation of an axisymmetric, impinging turbulent jet – Part1. Velocity Field. *Experiment In Fluids* 33 : 464-471

- Fischer HB, List EJ, Koh RCY, Imberger J, Brooks NH.** (1979) : Mixing in inland and coastal waters. Academic Press, New York.
- Fitzgerald JA, Garimella SV.** (1998) A study of the flow field of a confined and submerged impinging jet. *Int J Heat Mass. Transfer* 41:1025–1034
- Fortin M & Glowinski R.** (1982) : *Méthodes de lagrangien augmenté. Application à la résolution numérique de problèmes aux limites.* Dunod, 1982
- Friedman PD & Katz J.** (1999) : The flow and mixing mechanisms caused by the impingement of an immiscible interface with a vertical jet. *Phys. Fluids* 11 : 2598-2606
- Förthmann E.** (1936) : *Turbulent jet expansion.* NACA TM 789
- Friehe CA, Van Atta CW, Gibson CH.** (1971) : Jet turbulence: dissipation rate measurements and correlations. In *AGARD Turbulent Shear Flows, CP-93, 18-1-18-7*
- Fukushima C., Aanen L., Westerweel J.** (2000) : Investigation of the mixing process in an axisymmetric turbulent jet using PIV and LIF. *10th Int. Symp. of Laser Techniques to Fluid Mech.*, Lisbon (2000)
- Giralt F, Chia C, Trass O.** (1977) : Characterization of the impingement region in an axisymmetric turbulent jet. *Ind. Eng. Chem. Fundam.* 16 : 21-28
- Giorgiutti F, Laurent L, Daviaud F.** (1998) : Coupling of rotating water jets by surface waves. *Physical Review E* 58 (1) : 512-521
- Guillard F., Fritzon R.; Revstedt J., Alden M.** (1998) : Mixing in a confined turbulent impinging jet using Planar laser-induced fluorescence. *Exp. Fluids* 25 (2) : 143-150
- Gupta S., Pavageau M, Brinster J, Tkatschenko I, Paillere H.** (2006) : Experimental evaluation of double jet air curtains for cellular confining of a polluted zone. *12th Int. Symp. On Flow Visualization*, Göttingen, Germany
- Gustafsson I.** (1978) : *On first and second order symmetric factorization methods for the solution of elliptic difference equations.* PhD dissertation, Chalmers University of Technology
- Gutmark E & Wygnanski I.** (1976) : The Planar Turbulent Jet. *J. Fluid. Mech.* 73 (3) : 465-495
- Hinze J.O.** (1959) : *Turbulence.* 2nd ed., McGraw-Hill Book Company, New York, (1975).
- Hong WL & Walker DT.** (2000) : Reynolds-averaged equations for free-surface flows with applications to high-Froude-number jet spreading. *Journal of Fluid Mechanics* 417 : 183-209
- Houard S., Daviaud F., Bergé P.** (1996) : "Phase-locking modes in a bidimensional network of coupled water jets. *Physica D* 99 : 318-338
- Houcine I, Vivier H, Plasari E, David R, Villermaux J.** (1996) : PLIF technique for measurements of concentration fields in continuous stirred tank reactors. *EiF* 22 : 95-102
- Hu H., Saga T., Kobayashi T., Taniguchi N.** (2000) : Research on the vortical and turbulent structures in the lobed jet flow using LIF and PIV techniques. *Meas. Sci. Technol.* 11 : 698-711.
- Hussein JH, Capp SP, George WK.** (1994) : Velocity measurements in high-Re-number, momentum conserving, axisymmetric, turbulent jet. *J. Fluid Mech.* 258 : 31-75 (1994)
- Jablonski AZ.** (1935) : Über den Mechanismus der Photolumineszenz von Farbstoffphosphoren. *Zeitungsschrift für Physik* 94 : 38-46

- Jeong J & Hussein F.** (1995) : On the identification of a vortex. *J. Fluid Mech.* 285 : 69
- Johari H. & Paduano R.** (1997) : Dilution and mixing in an unsteady jet. *Exp. Fluids* 23 : 272-280
- Kataoka I.** (1986) : Local instant formulation of two-phase flow. *Int. J. of Multiphase Flows* 12(5) : 745-758
- Kataoka K, Suguro M, Degawa H, Maruo K, Mihata I** (1987) : Effect of surface renewal due to large-scale eddies on jet impingement heat transfer. *Int. J. Heat Mass Transfer* 30 : 559-567
- Keane R.D. & Adrian R.J.** (1990) : Optimization of particle image velocimeters. *Meas Sci. Technol* 1 : 1202-1215
- Keane R.D. & Adrian R.J.** (1991) : Optimization of particle image velocimeters II. *Meas Sci. Technol* 2 : 963-974
- Keane R.D. & Adrian R.J.** (1992) : Theory of cross-correlation of PIV images. *Appl. Sci. Res.* 49 : 191-215
- Klein M, Sadiki A, Janicka J.** (2003) : A digital filter based generation of inflow data for spatially developing direct numerical or large eddy simulations. *Journal of Computational Physics* 186 : 652-665
- Kolmogorov AN.** (1941) : The local structure of turbulence in incompressible viscous fluid for very large Reynolds numbers. *Dokl. Akad. Nauk Arm. SSSR* 30 : 301-305
- Koochesfahani M. & Dimotakis P.E.** (1986) : LIF measurements of mixed fluid concentration in a liquid plane shear layer. *AIAA J.* 23 : 1700-1707
- Labourasse E, Lacanette D, Toutant A, Vincent S, Lubin P, Lebaigue O, Caltagirone JP, Sagaut P.** (2007) : Towards large eddy simulation of isothermal two-phase flows: governing equations and a priori tests. *Journal of Multiphase Flows* 33 : 1-39
- Laufer J.** (1953) : The structure of turbulence in fully developed pipe flow. *National Advisory Committee on Aeronautics TN* 2954
- Law A. W.-K. & Wang H.** (2000) : Measurements of mixing processes with combined DPIV and PLIF. *Exp. Thermal and Fluid Science* 22 : 213-229
- Law N. S., Khoo B. C., Chew T. C.** (1999) : Turbulence structure in the immediate vicinity of the shear-free air-water interface induced by a deeply submerged jet. *Exp. In Fluids* 27 : 321-331 (1999)
- Lemoine F., Wolff M., Lebouche M.** (1996) : Simultaneous concentration and velocity measurements using combined LIF and LDA : Application to turbulent transport. *Exp. in Fluids* 20 : 319-327
- Lesieur M.** (1994) : *La turbulence*. Presses Universitaires de Grenoble, Grenoble.
- Liepmann HW.** (1952) : Aspects of the turbulence problem. *E. Angew. Math. Phys.* 3 : 407-426
- Lindken R, DiSilvestro F, Westerweel J, Nieuwstadt FTM.** (2002) : Turbulence measurements with π -PIV in large-scale pipe flow. *Proc. 11th Int. Symp. on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics*, Lisboa, Portugal
- Lipeme Kouyi G.** (2004) : *Expérimentations et modélisations tridimensionnelles de l'hydrodynamique et de la séparation particulaire dans les déversoirs d'orage*. Thèse de Doctorat, Université Louis Pasteur Strasbourg I

- Livingood JNB & Hrycak P.** (1973) : Impingement heat transfer from turbulent air stream jets to flat plates – A literature survey. *NASA TM X-2778*
- Lubbers CL, Brethouwer G., Boersma BJ.** (2001) : Simulation of the mixing of a passive scalar in a round turbulent jet. *Fluid Dynamics Research* 28 : 189-208
- Madarame H, Okamoto K, Iida M.** (2002) : Self-induced sloshing caused by an upward round jet impinging on the free surface. *Journal of Fluids and Structures* 16 : 417-433
- Magnaudet J & Eames I.** (2000) : The motion of high-Reynolds number bubbles in homogeneous flow. *Annu. Rev. Fluid Mech.* 32 : 659
- Mattingly GE & Chang CC.** (1974) : Unstable Waves on an Axisymmetric Jet Column. *J. Fluid. Mech.* 65 : 541-640
- Maurel A., Cremer S., Jenffer P.** (1997) : Experimental study of a submerged fountain. *Europhysics Letters* 39 (5) : 503-508
- Maurel A., Ern P., Zielinska B.J.A., Wesfreid** (1996) : Experimental study of self-sustained oscillations in a confined jet. *Physical Review E*, Volume 54, Number 4 : 3643-3651
- Maurel S. & Solliec C.** (2001) : A turbulent plane jet impinging nearby and far from a flat plate. *Experiments in Fluids* 31 : 687-696
- Meyer K.E., Ozcan O., Larsen R.S.** (2000) : Point and planar LIF for velocity-concentration correlations in a jet in cross flow. *10th Int. Symposium on applications of laser techniques to fluid mechanics*, July 2000
- Morris PJ.** (1976) : Turbulence measurements in subsonic and supersonic axisymmetric jets in a parallel stream. *AIAA J.* 14 : 1468–1475.
- Nishino K, Samada M, Kasuya K, Torii K.** (1996) : Turbulence statistics in the stagnation region of an axisymmetric impinging jet flow. *Int. J. Heat and Fluid Flow* 17: 193-201
- Owen F.K.** (1976) : Simultaneous laser measurements of instantaneous velocity and concentration in turbulent mixing flows. *AGARD Conf. Proc.* n°193 : Applications of non-intrusive instrumentation in fluid flow research
- Panchapakesan NR & Lumley JL.** (1993) : Turbulence measurements in axisymmetric jets of air and helium. *J. Fluid. Mech.* 246 : 197-223
- Papanicolaou PN & List E.J.** (1988) : Investigation of round vertical turbulent buoyant jets. *JFM* 195 : 341-391
- Papantoniou DP & List E.J.** (1989) : Large Scale structure in the far field of buoyant jets. *JFM* 209 : 151-190
- Picquet J.** (1999) : *Turbulent Flows. Models and Physics.* Springer Verlag, Berlin, Germany.
- Pope S.B.** (1998) : The vanishing effect of molecular diffusivity on turbulent dispersion : implications for turbulent mixing and the scalar flux. *JFM* 359 : 299-312 (1998)
- Pope S.B.** (2000) : *Turbulent Flows.* Cambridge University Press, 2000
- Quinn WR.** (2006) : Upstream nozzle shaping effects on near field flow in round turbulent free jets. *European Journal of Mechanics B/Fluids* 25 : 279-301
- Raffel M., Willert C., Kompenhans J.** (1998) : *Particle Image Velocimetry.* Springer Verlag, Berlin
- Rajaratnam N.** (1976) : *Turbulent jets*, Elsevier, New-York

- Reichardt H.** (1942) : Gesetzmäßigkeiten der freien Turbulenz. *VDI-Forschungsheft* 414
- Reungoat D, Rivière N, Fauré J-P.** (2007) : 3C-PIV and PLIF Measurements in Turbulent Mixing : Round Jet Impingement. *Journal of Visualization* 10(1) : 99-110
- Reynolds O.** (1883) : *An experimental investigation of the circumstances which determine whether the motion of water shall be direct and sinuous, and the law of resistance in parallel chanel.* Phil. Trans. Roy. Soc. : 51-105
- Richardson LF** (1922) : *Weather prediction by numerical process.* Cambridge University Press
- Rivière N, Reungoat D, Fauré JP, Biotteau E, Caltagirone JP.** (2006) : Turbulent mixing and oscillations of a confined submerged jet impinging on a water/air free surface. *12th Int. Symposium on Flow Visualization* 8.5, Göttingen, Germany
- Rockwell D. & Naudasher E.** (1979) : Self-sustained oscillations of impinging free shear layer. *Ann. Rev. Fluid. Mech.* 11 : 67
- Rodi W.** (1972) : *The prediction of free turbulent boundary layers by use of a two-equation model of turbulence.* PhD Thesis, Mech. Eng. Dept., Imp. College, Londres
- Roshko A.** (1954) : On the development of turbulent wakes from vortex streets. *National Advisory Committee on Aeronautics, Technical Report* 1191.
- Rudman M & Blackburn HM.** (2003) : The effect of shear thinning behaviour on turbulent pipe flow. *Third Int. Conf. on CFD in the Minerals and Process Industries*, Melbourne, Australia
- Saadeh M., Strauss K., Schneider T.** (1997) : A combined PIV/LIF system for the measurement of heterogeneous drag reduction effects in a pipe-flow. *Exp. in Fluids* 22 : 292-299
- Sagaut P.** (1998) : *Large Eddy Simulation for incompressible flows – An Introduction.* Springer Verlag
- Saylor J.** (1995) : Photobleaching of disodium fluorescein in water. *EiF* 18 : 445-447
- Scarano F & Riethmuller M.** (1999) : Iterative multigrid approach in PIV image processing with discrete window offset. *EiF* 26 : 513-523
- Scardovelli R & Zaleski S.** (1999) : Direct numerical simulation of free-surface and interfacial flow. *Annu. Rev. Fluid Mech.* 31 : 567-603
- Shy SS.** (1995) : Mixing dynamics of jet interaction with a sharp density interface. *Exp. Therm. Fluid. Sci.* 10 : 355-369
- Shy SS & Breidenthal RE.** (1990) : Turbulent stratified interfaces. *Phys. Fluids A* 3 (5) : 1278-1285
- Smagorinsky J.** (1963) : General circulation experiments with the primitive equations. *Mon. Weath. Rev.* 91, 3 : 99-164
- Tanaka G, Ishitsu Y, Okamoto K, Madarame H.** (2002) : Simultaneous Measurement of Free-surface and Turbulence Interaction using Specklegram Method and Stereo-PIV. *Proc. 11th Int Symp on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics*, Lisboa, Portugal
- Tennekes H & Lumley JL.** (1972) : *A first course in turbulence.* MIT Press, Cambridge, Mass.
- Townsend A.A.** (1956) : *The structure of turbulent shear flow.* University Press, Cambridge. 2nd edition (1976)

- Van der Vorst HA.** (1992) : A fast and smoothly converging variant of Bi-CG for the solution of non-symmetric linear systems. *SIAM J. Sci. Stat. Computing* 44 : 631-644
- Vincent S & Caltagirone JP.** (2000) : A One cell local multigrid method for solving unsteady incompressible multiphase flows. *Journal of Computational Physics* 163 : 172-215
- Vincent S, Caltagirone JP, Lubin P, Randrianarivelo TN.** (2004) : An adaptative augmented lagrangian method for three-dimensional multi-material flows. *Comput. Fluids* 33 : 1273-1289
- Vinçont J.Y.** (1999) : Détermination des flux turbulents de masse dans le sillage d'un obstacle. Thèse de l'Ecole Centrale de Lyon.
- Walker D.A.** (1986) : A fluorescence technique for measurements of concentration in mixing liquids. *J. Phys. E : Sci. Instrum.* 20 : 217-224
- Webster DR, Roberts PJW, Ra'ad L.** (2001) : Simultaneous DPTV/PLIF meas of a turbulent jet. *EiF* 30 : 65-72
- Weisgraber T.H. & Liepmann D.** (1998) : Turbulent structure during transition to self-similarity in a round jet. *Exp. in Fluids* 24 : 210-224
- Westerweel J.** (1993) : DPIV - Theory and Application. *PhD Thesis*, Delft University Press, Netherlands
- Westerweel J, Adrian RJ, Eggels JGM, Nieuwstadt FTM.** (1993) : Measurements with PIV of fully developed turbulent pipe flow at low Reynolds numbers. In *Applications Laser Techniques in Fluid Mechanics*, pp476-499. Springer Verlag, Berlin
- Westerweel J.** (1997) : Fundamentals of Digital Particle Image Velocimetry. *Meas. Sci. Technol.* 8 : 1379-1392
- Westerweel J.** (1998) : Effect of sensor geometry on the performance of PIV. *Proc. 9th Int Symp on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics*, Lisboa, Portugal
- Willert C.E. & Gharib M.** (1991) : Digital Particle Image Velocimetry. *Exp. Fluids* 10 : 181-193
- Wynanski I & Fiedler HE.** (1969) : Some measurements in the self-preserving jet. *Journal of Fluid Mechanics* 38 : 577-612
- Xu G. & Antonia RA.** (2002) : Effect of different initial conditions on a turbulent round free jet. *Experiments in Fluids* 33 : 677-683
- Yule A.J.** (1978) : Large scale structure in the mixing layer of a round jet. *J. Fluid Mech* 89 : 413-432
- Zheng J.** (2003) : *An experimental study on a submerged water jet impinging upon a free air-water surface.* PhD dissertation, Kobe University
- Zheng J, Kataoka K, Yoshimura T, Ohmura N.** (2003) : Dynamics of a surface bump generated by an air-water free surface jet impingement. *J. Chemical Engineering of Japan* 36 : 147-154

SOMMAIRE

NOMENCLATURE : NOTATIONS & DEFINITIONS	11
INTRODUCTION	13
1. ÉTUDE BIBLIOGRAPHIQUE	17
1.1. LES ECOULEMENTS TURBULENTS	17
1.2. JET LIBRE TURBULENT.....	26
1.3. JET IMPACTANT UNE SURFACE RIGIDE	40
1.4. JET IMPACTANT UNE SURFACE LIBRE.....	44
1.5. BILAN & CADRE DE L'ETUDE	49
2. DISPOSITIFS EXPERIMENTAUX ET TECHNIQUES DE MESURE	51
2.1. TECHNIQUES DE MESURES	51
2.2. DISPOSITIF EXPERIMENTAL	71
2.3. MESURES DE VITESSE PAR VELOCIMETRIE PAR IMAGES DE PARTICULES	81
2.4. MESURES DE CONCENTRATION PAR FLUORESCENCE INDUITE PAR LASER.....	95
2.5. MESURES A L'INTERFACE.....	110
2.6. VALIDATION DES CONDITIONS D'INJECTION.....	113
2.7. SYNTHESE DE LA PARTIE DISPOSITIFS DE MESURES	120
3. RESULTATS & INTERPRETATION PHYSIQUE	123
3.1. ETUDE DU JET IMPACTANT UNE PAROI RIGIDE (PRD).....	124
3.2. INFLUENCE DE LA SURFACE LIBRE (COMPARAISON PRD/SLD).....	149
3.3. CAS CONFINE D'IMPACT SUR SURFACE LIBRE (SLC)	187
3.4. SYNTHESE DE LA PARTIE RESULTATS	213
CONCLUSION	217
TABLE DES FIGURES ET DES TABLEAUX	229
REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES	235