



HAL
open science

Chute d'un nuage de particules dans une turbulence diffusive. Etude des couplages entre phases par diagnostics optiques

Laure Vignal

► **To cite this version:**

Laure Vignal. Chute d'un nuage de particules dans une turbulence diffusive. Etude des couplages entre phases par diagnostics optiques. Dynamique des Fluides [physics.flu-dyn]. Institut National Polytechnique (Toulouse), 2006. Français. ⟨NNT : 2006INPT044H⟩. ⟨tel-04575015⟩

HAL Id: tel-04575015

<https://hal.science/tel-04575015v1>

Submitted on 14 May 2024

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

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



HAL Authorization



THÈSE

Présentée pour obtenir le titre de
DOCTEUR DE L'INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE TOULOUSE

École doctorale : Transfert, Dynamique des Fluides, Énergétique, Procédés

Spécialité : DYNAMIQUE DES FLUIDES

Chute d'un nuage de particules dans une turbulence diffusive Etude des couplages entre phases par diagnostics optiques

Par

Laure VIGNAL

Soutenue le 7 Juillet 2006 à l'Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse

devant le jury composé de :

O. SIMONIN	Président
A. CARTELLIER	Rapporteur
B. OESTERLÉ	Rapporteur
E. K. LONGMIRE	Examinatrice
B. LECORDIER	Examineur
L. BEN	Examineur
J. BORÉE	Directeur de thèse
V. ROIG	Directrice de thèse

N° d'ordre : 2358

*à mes grands-parents,
à ma maman,
à Franck*

Résumé

Ce travail expérimental s'inscrit dans le cadre des études sur les écoulements diphasiques et porte plus particulièrement sur la caractérisation des interactions entre une phase porteuse gazeuse et une phase dispersée composée de particules solides : i.e. la dispersion des particules, la formation d'amas de particules, et leur effet sur la modification de l'écoulement porteur. La plupart des résultats expérimentaux, obtenus dans des configurations complexes, ne peuvent être comparés que difficilement à la théorie et aux résultats numériques. Le premier travail a ainsi consisté à réaliser un dispositif expérimental présentant un écoulement monophasique avec un régime proche de la THI (Turbulence Homogène Isotrope) et permettant de se placer dans des régimes d'écoulement propices à l'apparition de concentration préférentielle. L'écoulement retenu est celui engendré par un jet d'air confiné dans un tube fermé hermétiquement en son sommet. Cet écoulement présente bien une zone de turbulence diffusive. Les grandeurs caractéristiques de cet écoulement (vitesse moyenne, fluctuations de vitesse, cisaillement, moments d'ordre 3 et 4) sont comparables à celles rapportées dans la littérature.

L'écoulement diphasique est obtenu en utilisant un système d'ensemencement de particules assurant une injection régulière et spatialement homogène des particules par le haut du tube. L'originalité de l'expérience consiste à mesurer simultanément les champs de vitesse des particules et du fluide par une méthode optique non intrusive afin d'analyser le couplage entre les deux phases. Ces résultats ont été obtenus à l'aide d'une méthode de diagnostic optique, couplant la technique de PIV 2D2C (2 dimensions 2 composantes) classique et une méthode de PTV mise au point dans le cadre de cette étude. Cette méthode reste robuste pour des écoulements présentant des zones de fortes surconcentrations en particules, dans le cas de cette étude où la fraction moyenne volumique en particules est de l'ordre de 10^{-5} . L'obtention de mesures fiables et simultanées sur les deux phases par couplage PIV/PTV a fait l'objet d'un soin particulier.

L'analyse des statistiques des champs de vitesse fluide diphasique dans la partie haute du tube met en évidence que la présence des particules provoque une augmentation de l'énergie cinétique turbulente par rapport à l'écoulement monophasique et fait perdre le caractère isotrope de l'écoulement. Une analyse de la position instantanée des particules dans différentes régions du tube met en évidence un régime de concentration préférentielle caractérisé par la formation d'amas de particules au sein de l'écoulement. Nous proposons un modèle de production d'énergie cinétique turbulente par les fluctuations de concentration des particules associées aux amas en présence de gravité. Malgré le caractère dilué en particules de notre écoulement, la formation d'amas modifie fortement la turbulence du fluide. Cette même dynamique collective des particules, regroupées en amas, pourrait être une piste intéressante afin d'expliquer aussi la modification du mouvement relatif moyen des particules.

Mot clés : concentration préférentielle, écoulement diphasique, mesure PIV/PTV simultanées, modification de la turbulence.

Abstract

This experimental work lies within the scope of the studies on the two-phase flows and concerns more particularly the characterization of the interactions between a carrier gas phase and a dispersed phase consisting in solid particles : i.e. the dispersion of the particles, the clusters generation and their effect on the continuous phase. The majority of the experimental results, obtained in complex configurations, can be compared only with difficulty with existing theory and numerical results. Thus, the first work consisted in carrying out an experimental apparatus presenting a single-phase flow with a region as similar as possible to homogeneous and isotropic turbulence, and in making possible the apparition of preferential concentration in two-phase flow. The single-phase flow consisted in a vertical air jet confined in a tube closed hermetically at the top section, which presents a zone of diffusive turbulence. The characteristic sizes of this flow (mean velocity, velocity fluctuations, shearing, moments of order 3 and 4) are the same with those reported in the literature.

The two-phase flow is obtained by using a stationary and spatially homogeneous injection of particles from the top of the tube. The originality of the experiment consists in simultaneous measurements of the velocity fields of the particles and of the fluid by a non-intrusive optical method in order to analyse the coupling between the two phases. These results are obtained using a method of optical diagnostic, coupling the traditional technique of PIV 2D2C (2 dimensions 2 components) and a method of PTV developed in this study. This method remains robust for flows with zones of strong over-concentrations in particles, in this study where the average volume fraction in particles is of about a 10^{-5} . The simultaneous measurements on the two phases by coupling PIV and PTV were the particular careful aim of this work.

The analysis of the statistics of the velocity fields of the two-phase flow in the high part of the tube highlights that the particles cause an increase of the turbulent kinetic energy compared to the single-phase flow and a loss of the isotropic character of the flow. An analysis of the instantaneous position of the particles in various areas of the tube demonstrates that a region of preferential concentration exists. It is characterised by the presence of clusters of particles. We suggest a model of turbulent kinetic energy production by the fluctuations of concentration of the particles associated with clusters in the presence of gravity. In spite of low volume fraction of particles, the formation of cluster strongly modifies the turbulence of the fluid. This same collective dynamics of the particles could be an interesting track in order to analyse the modification of the average relative movement of the particles.

Keywords : preferential concentration, two-phase flow, simultaneous measurement PIV/PTV, modification of turbulence.

Remerciements

Ce travail de thèse a été réalisé au sein du groupe Ecoulements Et Combustion (EEC) de l'Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse dans le cadre d'une bourse du Ministère de l'Education Nationale, de la Recherche et de la Technologie.

Mes remerciements chaleureux vont en premier lieu à mes directeurs de thèse, Véronique Roig et Jacques Borée. Leur enthousiasme et leur soutien ont été pour moi des éléments de motivation essentiels. La complémentarité de leur approche et de leurs conseils scientifiques, les nombreuses discussions que nous avons pu avoir ensemble ont été pour moi une importante source d'enrichissement. Leur gentillesse et leur écoute m'ont permis de ne pas perdre courage dans les moments difficiles. Merci aussi pour leur grande disponibilité, même le week-end quand la fin se faisait sentir. Je peux dire sincèrement qu'ils ont été pour moi des directeurs de thèse parfaits.

Je tiens aussi à exprimer mes très sincères remerciements à Livier Ben sans qui ce travail expérimental n'aurait pas pu être mené dans de si bonnes conditions. Ses idées, sa réactivité ont permis d'avancer rapidement et efficacement dans la conception du montage expérimental. D'autre part, son investissement total dans le développement de l'algorithme de PTV a été déterminant concernant les résultats obtenus dans le cadre de cette thèse. Finalement, sa gentillesse et son attention à mon égard m'ont permis de retrouver le moral dans les instants délicats.

Je remercie également tous les membres du jury qui ont accepté d'évaluer mon travail de thèse. Je remercie tout d'abord Olivier Simonin, président du jury, pour ses remarques constructives et ses conseils durant toute la durée de la thèse. J'adresse toute ma reconnaissance à Alain Cartellier et Benoît Oesterlé pour avoir accepté d'être rapporteurs de cette thèse et pour l'intérêt qu'ils ont manifesté pour ce travail, ainsi qu'à Ellen K. Longmire, examinatrice, et Bertrand Lecordier, membre invité, qui ont apporté leur regard extérieur sur ce travail.

Je remercie Georges Charnay, directeur du groupe EEC, de m'avoir accueilli dans son groupe de recherche, ainsi que François Charru, directeur du groupe Interface, qui m'ont tous les deux permis de réaliser cette thèse de manière transversale entre les groupes Ecoulement Et Combustion et Interface.

Je tiens à exprimer toute ma gratitude à Gérard Couteau, Laurent Mouneix et Cédric Trupin pour la conception et la réalisation du montage expérimental, et à Moïse Marchal et au Service Signaux et Images (Jean-Félix Alquier, Hervé Ayrolles et Emanuel Cid) pour la mise en place des techniques expérimentales, sans qui ce travail expérimental n'aurait pas pu être mené à son terme.

Merci également à Sébastien Cazin qui a pris une part active au développement de la nouvelle technique de mesure PTV développée dans cette thèse et qui m'a permis de tester la PIV rapide. J'espère qu'il pourra poursuivre ce travail au sein de l'IMFT et le diffuser à de nouveaux utilisateurs potentiels.

Je souhaite aussi remercier Rudy Bazile qui a participé au démarrage de ce projet de recherche dans le groupe EEC et Florence Colombies, secrétaire du groupe EEC, indispensable au bon fonctionnement du groupe.

Je remercie Muriel Sabater et Gwenaëlle Hareau, du Service Reprographie, ainsi que Gilles Martin, Yannick Exposito, Jean-Pierre Bombaud et Gérard Leblanc, du Service Informatique, pour leur disponibilité et leur efficacité.

J'adresse mes remerciements sincères à l'ensemble des groupes EEC et Interface : thésards, post-doc, permanents et stagiaires qui m'ont accompagné durant cette thèse. Et de façon plus générale, merci à : Anaig, Anne, Anthony, Arthur, Brice, Brice M., Emeline, Gaspard, Guillaume, Hervé, Jérôme, Julien, Laurent B., Mamour, Magali, Mathieu, Olivier, Sylvain, Thomas, Vincent, Vincent M., Virginie, Yannick.

De façon plus personnelle, je tiens à dire toute ma joie d'avoir passée ces 3 ans et ½ de thèse avec ma P'tite collègue Caro. Malgré des hauts et des bas, je suis heureuse de nous savoir maintenant « docteurs » !

Un grand merci aux Toulousains, Marseillais, Grenoblois, Orthéziens d'avoir été présents lors de ma soutenance...rien de mieux pour mettre en confiance.

Pour finir, ce travail n'aurait pas pu bien se passer sans le soutien indispensable de ma famille durant toutes mes années d'études et plus particulièrement de ma maman qui n'a jamais cessé de m'apporter ses encouragements et de grandes bouffées de réconfort. Merci également à Franck pour son soutien quotidien, son écoute très attentionnée et sa joie de vivre communicative qui m'a toujours permis de relativiser les difficultés.

Mon dernier mot sera pour ma grand mère : « Voilà, j'ai enfin fini mes études Mémette ! » et ma dernière pensée partira vers mon pépé qui nous a quitté trop tôt. Je vous dédie à tous les deux ce travail...

Table des matières

Nomenclature	19
Chapitre I Introduction, Contexte et Plan de l'étude	25
I.1 Caractéristiques de l'étude	27
I.1.1 Classification des écoulements gaz-solides	27
I.1.2 Paramètres physiques caractéristiques du problème	27
I.1.2.1 Paramètres représentatifs de la turbulence de la phase continue	28
I.1.2.2 Paramètres représentatifs de la dynamique de la phase dispersée	29
I.1.2.3 Paramètres représentatifs de l'interaction fluide-particules	30
I.2 Mécanismes physiques à l'œuvre	32
I.2.1 Dispersion de particules et concentration préférentielle dans un écoulement turbulent	32
I.2.2 Modification du mouvement relatif moyen et de la turbulence de la phase porteuse par les particules en présence de concentration préférentielle	33
I.3 Modèle à deux fluides/approche eulérienne dans l'étude des écoulements diphasiques	34
I.4 Plan de l'étude	37
Chapitre II Installation expérimentale et moyens de mesure	39
II.1 Introduction	39
II.2 Mise en œuvre de l'expérience	40
II.2.1 Dimensionnement	40
II.2.2 Dispositif expérimental	43
II.2.2.1 Dispositif d'alimentation en air	44
II.2.2.2 Le tube en verre et la cuve en PVC	47
II.2.2.3 Injecteur de particules solides	49
II.3 Mesure par imagerie laser - Acquisition des données	52
II.3.1 Configuration expérimentale	53
II.3.2 Mise en place du système d'imagerie laser	54
II.3.2.1 Caméra d'acquisition des images	54
II.3.2.2 Laser PIV	55
II.3.2.3 Synchronisation laser – caméra (Figure II.14)	55
II.4 Structure de l'écoulement monophasique	57
II.4.1 Structure de l'écoulement moyen dans l'étude d'un écoulement de jet confiné	59
II.4.2 Evolution des principales grandeurs sur l'axe	59
II.4.2.1 Moments d'ordre 1 et 2	59
II.4.2.2 Moments d'ordre 3 et 4	63

II.4.2.3	<i>Lois d'évolutions axiales des moments statistiques d'ordre 1 à 4</i>	64
II.4.3	Bilan d'énergie et présentation des différentes zones de l'écoulement	66
II.4.3.1	<i>Bilan d'énergie cinétique axial</i>	66
II.4.3.2	<i>Zone d'expansion du jet de $z/D \approx 0$ à 1.5</i>	70
II.4.3.3	<i>Zone de transition de $z/D \approx 1.5$ à 4.3</i>	72
II.4.3.4	<i>Zone de turbulence diffusive affine de $z/D \approx 4.3$ à 6.3</i>	73
II.4.3.5	<i>Zone haute de fin du tube ($z/D > 6.3$)</i>	79
II.4.3.6	<i>Corrélations en 2 points pour $z/D > 3.5$</i>	80
II.4.4	Conclusions	82
Chapitre III Traitements associés aux mesures par imagerie laser		83
III.1	Introduction	83
III.2	Vélocimétrie par images de particules (PIV)	84
III.2.1	Présentation de l'algorithme de PIV utilisé	84
III.2.1.1	<i>Filtrage des images instantanées</i>	85
III.2.1.2	<i>1ère passe : PIV standard</i>	86
III.2.1.3	<i>2ème passe : Décalage de mailles itératif et déformation de mailles</i>	88
III.2.1.4	<i>Post-traitement : détection et élimination des vecteurs faux</i>	90
III.2.2	Performances des mesures PIV en écoulement turbulent monophasique	92
III.2.2.1	<i>Limites des mesures PIV et optimisation des paramètres de calcul dans le cas d'un écoulement monophasique 2D</i>	95
III.2.2.2	<i>Performances de l'algorithme de PIV dans le cas d'un écoulement monophasique 3D</i>	100
III.2.2.3	<i>Exemples de tests de l'algorithme PIV sur des images réelles d'écoulement monophasique</i>	104
III.2.3	Performances de l'algorithme de PIV en écoulement turbulent diphasique	105
III.2.3.1	<i>Influence des éléments de substitution des particules sur la mesure PIV en écoulement diphasique</i>	107
III.2.3.2	<i>Suppression des particules des images diphasiques réelles</i>	115
III.3	Développement du programme de suivi de particules (PTV)	118
III.3.1	Principe de l'algorithme de PTV développé pour cette étude	118
III.3.1.1	<i>Séparation de phases (particules-traceurs)</i>	118
III.3.1.2	<i>Appariement et vitesses des particules</i>	120
III.3.2	Validation du programme de PTV	122
III.3.2.1	<i>Validation des étapes de détection et d'appariement des particules</i>	123
III.3.2.2	<i>Tests sur la mesure de vitesses des particules avec des images de synthèse</i>	127
III.3.2.3	<i>Validation de la mesure de vitesses des particules sur des images « réelles »</i>	130
Chapitre IV Analyse de l'écoulement diphasique gaz-particules		134
IV.1	Introduction	134
IV.2	Fraction volumique en particules	135
IV.3	Nombres adimensionnels caractéristiques de l'interaction entre phases	136

IV.4	Champs des vitesses moyennes	140
IV.4.1	Evolutions longitudinales des vitesses moyennes du fluide	140
IV.4.2	Evolutions longitudinales des vitesses moyennes des particules	141
IV.4.3	Evolutions transversales des vitesses moyennes du fluide et des particules	143
IV.5	Analyse de la turbulence par des mesures au point	146
IV.5.1	Evolutions longitudinales des fluctuations de vitesses du fluide	146
IV.5.2	Evolutions longitudinales des fluctuations de vitesses des particules	149
IV.5.3	Evolutions transversales des fluctuations de vitesses	152
IV.5.4	Analyse des moments d'ordre supérieur et des lois d'affinité pour la phase fluide	156
IV.5.4.1	<i>Modifications des moments d'ordre 3</i>	156
IV.5.4.2	<i>Lois d'évolutions axiales des moments statistiques d'ordre 1 à 4 du fluide</i>	159
IV.5.5	Bilan énergétique sur l'axe pour le fluide	160
IV.6	Conclusions	163
	Chapitre V Concentration préférentielle et mouvement relatif moyen	165
V.1	Introduction	165
V.2	Caractérisation de la concentration préférentielle	166
V.2.1	Description statistique de la distribution spatiale des particules	166
V.2.1.1	<i>Densité de probabilité de la concentration en particules</i>	166
V.2.1.2	<i>Mesure de l'écart à une distribution aléatoire uniforme</i>	167
V.2.2	Analyse du champ de concentration en particules, preuve de l'existence des amas	169
V.2.3	Mécanismes de formation des amas et localisation dans l'écoulement	173
V.2.4	Echelles de temps et de longueur caractéristiques des amas	177
V.2.4.1	<i>Echelles de longueur</i>	177
V.2.4.2	<i>Echelles de temps</i>	179
V.3	Modification de la turbulence par les particules	183
V.3.1	Structure spatiale de l'écoulement turbulent	183
V.3.1.1	<i>Corrélations des vitesses du fluide en deux points et échelles intégrales de longueur</i>	183
V.3.1.2	<i>Corrélations des vitesses des particules en deux points</i>	186
V.3.2	Modèle d'alimentation de l'énergie cinétique du fluide par des effets de flottabilité	188
V.4	Vitesses du fluide vues par les particules	192
V.4.1	Statistiques conditionnelles des vitesses du fluide	192
V.4.1.1	<i>Intérêt et définition des statistiques du fluide « vu » par les particules</i>	192
V.4.1.2	<i>Mise en œuvre de la méthode de mesure</i>	192
V.4.1.3	<i>Validation de la méthode de mesure</i>	193

V.4.2	Analyse qualitative du mouvement relatif moyen	197
V.4.2.1	<i>Résultats expérimentaux</i>	197
V.4.2.2	<i>Effet de surconcentration en particules abordé dans la littérature</i>	199
V.4.3	Présentation des moments d'ordre 2 des vitesses conditionnelles, et des covariances des vitesses des deux phases	200
	Conclusions et Perspectives	203
Annexe II.1	Evolution du dispositif expérimental	209
Annexe II.2	Etalonnage du col sonique	211
Annexe III.1	Principe de l'algorithme de PIV	213
Annexe III.2	Synthèse de la procédure de calcul PIV mise en place dans le logiciel BkPiv (Maurel 2001)	215
Annexe V.1	Champs de corrélation 2D	217
	Bibliographie	219

Nomenclature

Lettres latines

A_{ij}	termes d'advection par le mouvement moyen vertical ($j=z$) et horizontal ($j=r$)
c	fraction volumique locale et instantanée de particules
c_{amas}	fraction volumique locale de particules dans les amas
$C(C_{ij})$	matrice des corrélations discrètes
C_D	coefficient de traînée
C_{uiui}	coefficients de corrélation 2D
c'	fluctuation de la fraction volumique locale de particules
d	diamètre de l'injecteur du fluide
d_p	diamètre des particules solides
$d_{traceurs}$	diamètre des traceurs d'huile du fluide
D	diamètre intérieur du tube
$D\mu_i$	termes de diffusion par la viscosité
D'	diamètre intérieur de la couronne annulaire de sortie du fluide
\bar{e}	énergie cinétique turbulente moyenne
$f(\Delta z)$	coefficient de corrélation longitudinale des vitesses du fluide en deux points
g	gravité
$g(\Delta r)$	coefficient de corrélation transversale des vitesses du fluide en deux points
h	hauteur du tube d'aspiration d'huile dans les ensemenceurs
H	hauteur du tube expérimental
H'	hauteur caractéristique de l'écoulement de jet confiné
I_{if}, I_{ip}	termes interfaciaux du bilan de quantité de mouvement
k	énergie cinétique turbulente
K_T	coefficient de forme
L	échelle de longueur de décroissance exponentielle des moments
$L_{1/2}$	$\frac{1}{2}$ largeur du jet
L_{amas}	échelle de longueur des amas de particules ou pseudo-particules

L_{turb}	échelle de longueur caractéristique de la turbulence
L_{zr}	échelle intégrale de longueur transversale de l'écoulement fluide
L_{zz}	échelle intégrale de longueur longitudinale de l'écoulement fluide
M_n	moment d'ordre n
P_f	pression moyenne de la phase fluide
Prod_{ij}	termes de production par le mouvement moyen, termes de production faisant intervenir les contraintes de Reynolds normales ($i=j$) et tangentielles ($i \neq j$)
p'	pression fluctuante de la phase fluide
Q	débit de fluide
$R_{u_i u_i}(\delta z)$	coefficient de corrélation des vitesses des particules en deux points pour des décalages verticaux
$R_{u_i u_i}(\delta r)$	coefficient de corrélation des vitesses des particules en deux points pour des décalages transversaux
Re_{initial}	nombre de Reynolds initial
Re_L	nombre de Reynolds turbulent basé sur l'échelle intégrale de longueur longitudinale de la turbulence
Re_λ	nombre de Reynolds turbulent basé sur la micro-échelle de longueur transversale de Taylor
Re_p	nombre de Reynolds particulaire
Rp_i	termes de redistribution par les fluctuations de pression
St	nombre de Stokes
St_k	nombre de Stokes basé sur le temps caractéristique des échelles de Kolmogorov
St_L	nombre de Stokes basé sur l'échelle intégrale longitudinale de longueur de l'écoulement L_{zz}
$St_{L/2}$	nombre de Stokes basé sur l'estimation de la $\frac{1}{2}$ largeur du jet
T_{amas}	échelle de temps de persistance des amas de particules
T_e	échelle de temps de retournement des tourbillons
$T_{L/2}$	échelle de temps de l'écoulement turbulent basé sur l'estimation de la $\frac{1}{2}$ largeur du jet
T_{NH}	temps lié à l'inhomogénéité du champ turbulent le long de la trajectoire des particules

T_{res}	temps de résidence des particules dans une structure tourbillonnaire de taille L_{zz}
T_t	échelle de temps représentative de la dynamique de la phase fluide
T_{p_i}	termes de transport par les fluctuations de pression
$T_{u_{ij}}$	termes de transport/diffusion vertical ($j=z$) et radial ($j=r$) par la turbulence
u_k	échelle de vitesse de Kolmogorov
U_0	vitesse initiale du fluide
U_i, U_{if}	vitesse instantanées du fluide
$U_{i\text{axe}}, U_{if\text{axe}}$	vitesse instantanée du fluide sur l'axe
U_{ip}	vitesse instantanées des particules
U_{Tp}	vitesse terminale de chute des particules
$\overline{U_i}, \overline{U_{if}}$	vitesse moyennes du fluide
$\overline{U_{ip}}, \langle U_{ip} \rangle_p$	vitesse moyennes des particules
$\langle U_{if} \rangle_p$	vitesse moyennes du fluide « vu » par les particules
$\overline{U_{irel}}$	vitesse relative moyenne entre les deux phases
$\overline{U_{zRchute}}$	vitesse relative de chute des particules selon la direction z
$\overline{\tilde{U}_{zp}}$	vitesse moyenne verticale des particules présentes dans un amas
$\overline{\tilde{U}_{zpis}}$	vitesse moyenne verticale des particules isolées positionnées de façon préférentielle dans l'écoulement turbulent
$\overline{\tilde{U}_{zamas}}$	vitesse moyenne verticale des particules liée à leur positionnement dans des amas
u'_i, u'_{if}	fluctuations turbulentes instantanées de vitesse du fluide
$u'_{i\text{axe}}, u'_{if\text{axe}}$	fluctuations turbulentes instantanées de vitesse du fluide sur l'axe
u'_{ip}	fluctuations turbulentes instantanées de vitesse des particules
$\langle u'_{if} \rangle_p$	vitesse fluctuantes du fluide « vu » par les particules
$\langle u'_{if} u'_{jf} \rangle_p$	composantes du tenseur d'ordre deux des vitesses du fluide « vu » par les particules
$\langle u'_{if} u'_{jp} \rangle_p$	composantes du tenseur des covariances des vitesses entre phases
$\langle u'^2_{ip} \rangle_p$	variances des vitesses des particules

Lettres grecques

α	rapport du diamètre d'entrée du jet sur le diamètre du tube
α_{amas}	fraction volumique de particules dans un amas
α_f	fraction volumique du fluide
α_p	fraction volumique moyenne en particules
β	rapport de la section d'entrée du fluide sur la section de sortie du fluide
β_k	rapport entre la vitesse de glissement et la vitesse caractéristique de la turbulence du fluide basée sur l'échelle de Kolmogorov
β_L	rapport entre la vitesse de glissement et la vitesse caractéristique de la turbulence du fluide basée sur l'échelle intégrale
γ	rapport entre la hauteur et le diamètre du tube
$\delta(\alpha_{amas})$	variation de fraction volumique de particules dans un amas
ε	taux de dissipation visqueuse d'énergie
ε_i	termes de dissipation par la viscosité
η_k	échelle de longueur de Kolmogorov
λ	nombre moyen de particules dans S_{zone}
λ_g	micro-échelle de Taylor
μ_f	viscosité dynamique du fluide
ν_f	viscosité cinématique du fluide
ξ_{up}	coefficient de corrélation entre u'_{zf} et ρ'
ρ	masse volumique équivalente du mélange fluide – particules
ρ_{amas}	masse volumique des amas ou pseudo-particules
ρ_f	masse volumique du fluide
ρ_p	masse volumique des particules
$\rho_{traceurs}$	masse volumique des traceurs d'huile du fluide
ρ'	fluctuation de masse volumique du mélange fluide - particules
σ	écart-type de la fonction de distribution $P(N)$
$\sigma_{Poisson}$	écart-type de la distribution de Poisson
Σ	estimateur comparant les écart-types σ et $\sigma_{Poisson}$
Σ_{max}	maximum de l'estimateur Σ
τ_k	temps caractéristique des échelles de Kolmogorov

τ_p	temps de réponse des particules
τ_{traceurs}	temps de réponse des traceurs d'huile du fluide
φ	facteur d'anisotropie
ω	paramètre fonction des fluctuations de vitesses propres à l'écoulement étudié

Indices

i, j	indices de composante
f	indice de la phase fluide
p	indice de la phase particulaire
'	indice de fluctuation par rapport à la moyenne
$\overline{(\cdot)}$	opérateur de moyenne sur la phase considérée
$\langle \cdot \rangle_p$	opérateur de moyenne portant sur la localisation des particules
$ \cdot $	symbole de valeur absolue
$*, +$	symboles de normalisation

Abréviations

1D	1 Dimension
2D	2 Dimensions
3D	3 Dimensions
2D2C	2 Dimensions 2 Composantes
DNS	<i>Direct Numerical Simulation</i> – simulation numérique directe
PIV	<i>Particle Image Velocimetry</i> - vélocimétrie par imagerie de particules
PTV	<i>Particle Tracking Velocimetry</i> - vélocimétrie par suivi de particules
THI	Turbulence Homogène Isotrope

Chapitre I

Introduction, Contexte et Plan de l'étude

Les écoulements turbulents chargés en particules sont très nombreux dans la nature (dispersion de particules dans l'atmosphère, sédimentation d'aérosols...) et dans les applications technologiques (combustion, procédés de fabrications, séparation, mélange de sprays,...). L'interaction entre les particules et la turbulence joue souvent un rôle important pour déterminer la performance des appareils industriels. Mais les modélisations développées pour prédire de tels écoulements souffrent d'une compréhension encore imparfaite de l'interaction des particules avec les différentes échelles tourbillonnaires de l'écoulement. Ceci entraîne un besoin d'expériences de base afin d'enrichir théories et simulations numériques.

Ce travail de thèse, réalisé à l'Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse, s'inscrit dans ce cadre et porte sur l'étude expérimentale des interactions entre un nuage de fines particules solides et un écoulement gazeux turbulent dans des conditions particulières qui font apparaître d'importantes modifications dans l'organisation spatiale du champ instantané de concentration en particules. Le but de cette expérience est de comprendre l'influence de ce phénomène de « concentration préférentielle » sur la dispersion et sur la vitesse relative des particules, et d'analyser le couplage inverse i.e. l'influence des particules et notamment de la ségrégation spatiale en particules sur la structure de la turbulence de l'écoulement porteur.

Du point de vue métrologique, nous avons développé une méthode de diagnostic optique couplant des techniques de PIV (*Particle Image Velocimetry* ou vélocimétrie par imagerie de particules) et de PTV (*Particle Tracking Velocimetry* ou vélocimétrie par suivi de particules) 2D2C semblable à celle utilisée par Khalitov & Longmire (2002) afin d'accéder simultanément aux champs cinématiques de la phase gazeuse et de la phase dispersée et d'analyser les couplages entre phases. Le savoir-faire concernant la technique de PIV étant déjà bien maîtrisé au laboratoire (Maurel 2001), l'effort technique s'est porté sur le développement de l'algorithme de PTV adapté à l'expérience.

A l'issue des campagnes expérimentales, nous avons pu accéder à une mesure spatiale à la fois des vitesses des deux phases et du champ de répartition des particules. L'étude permet aussi d'évaluer l'influence des regroupements de particules, même à faible fraction volumique, sur l'estimation du mouvement relatif moyen entre phases et sur la vitesse de chute des particules au sein de l'écoulement turbulent.

Dans les écoulements turbulents diphasiques dispersés gaz-particules, divers régimes d'interactions entre les phases peuvent être observés. Et les grands mécanismes physiques à l'œuvre sont donc les suivants.

- La dispersion des particules par la turbulence consiste en un transport des particules par l'agitation turbulente à laquelle ces particules répondent (cf. les études de Tchen 1947, Hinze 1975, Deutsch & Simonin 1991). Ces mécanismes de dispersion peuvent dans certains régimes aboutir à la formation de concentration préférentielle.
- La concentration préférentielle consiste en un régime où des surconcentrations de particules très localisées apparaissent, y compris dans un écoulement homogène en moyenne statistique, et cela en raison d'effets d'inertie amenant un positionnement privilégié des particules dans certaines zones de l'écoulement (cf. revue de Eaton et Fessler 1994).
- La présence des particules peut en retour modifier la turbulence de la phase porteuse à travers des mécanismes de couplage inverse liés au mouvement relatif et aux hétérogénéités du champ de concentration en particules (cf. Crowe 2000).

Dans ce chapitre, loin de prétendre réaliser une analyse bibliographique exhaustive sur un champ de recherche extrêmement vaste, nous présentons simplement les éléments fondamentaux qui nous sont apparus nécessaires à l'analyse et à la compréhension de la dynamique de l'écoulement étudié. Nous présentons donc tout d'abord les nombres adimensionnels caractéristiques du comportement dynamique du système étudié. Nous indiquons ensuite quelques pistes bibliographiques qui ont soutenu notre réflexion et notre analyse. Enfin, parce que nous avons à étudier un écoulement qui présente des inhomogénéités, nous avons eu recours pour la discussion de certains résultats à la confrontation avec les prédictions issues d'un modèle eulérien à deux fluides. Nous présentons donc succinctement ce modèle.

I.1 Caractéristiques de l'étude

I.1.1 Classification des écoulements gaz-solides

Les phénomènes physiques intervenant dans les écoulements turbulents gaz-solides sont divers (dispersion des particules, collisions, modification de la dynamique du fluide par les particules,...) et différents selon les caractéristiques des deux phases. Plusieurs classements des écoulements diphasiques turbulents gaz-particules ont été proposés en fonction de différents paramètres (fraction volumique, chargement massique en particules).

Nous présentons ici la classification en fonction de la fraction volumique en particules α_p (Elghobashi 1994) :

- $\alpha_p < 10^{-4}$: ce cas représente la classe des écoulements diphasiques très dilués. Le mécanisme prépondérant à appréhender pour comprendre la dynamique de l'écoulement diphasique est la dispersion des particules par la turbulence du fluide. La présence des particules est plutôt réputée ne pas affecter la dynamique de la phase fluide porteuse.
- $10^{-4} < \alpha_p < 10^{-2}$: dans ce régime, la présence des particules modifie la turbulence. Ce régime est couramment appelé régime de couplage inverse.
- $10^{-2} < \alpha_p$: ce cas représente la classe des écoulements diphasiques fortement chargés en particules. Les interactions inter-particules (collisions, interactions hydrodynamiques) deviennent prépondérantes par rapport aux autres mécanismes. Ce sont elles qui gouvernent pour l'essentiel la dynamique de l'écoulement.

I.1.2 Paramètres physiques caractéristiques du problème

Dans ce paragraphe, nous introduisons les paramètres physiques et les nombres adimensionnels représentatifs des écoulements diphasiques turbulents gaz-solides. Ces paramètres sont divisés selon trois classes : les paramètres caractéristiques de la phase fluide continue, ceux de la phase solide dispersée et ceux qui caractérisent l'interaction entre ces deux phases.

1.1.2.1 Paramètres représentatifs de la turbulence de la phase continue

On note ρ_f la masse volumique de l'air, μ_f la viscosité dynamique de l'air.

Energie de la turbulence

La turbulence est tout d'abord caractérisée par son niveau énergétique qui comme en turbulence homogène et isotrope sera caractérisé par $\overline{u_{zf}^2}$ la variance des vitesses longitudinales du fluide.

Echelles de longueur

Plusieurs échelles de longueur caractérisent l'écoulement turbulent fluide. Tout d'abord, les échelles intégrales de longueur¹ longitudinale L_{zz} et transversale L_{zr} sont caractéristiques des dimensions des grandes structures de l'écoulement. Ensuite, λ_g la micro-échelle de Taylor et η_k l'échelle de longueur de Kolmogorov caractérisent les petites échelles intermittentes et dissipatives présentes au sein de l'écoulement.

Ci-dessous sont données les relations permettant de calculer ces échelles de longueur dans le cas d'un écoulement turbulent homogène isotrope :

$$\lambda_g^2 = 15\nu_f \overline{u_{zf}^2} / \varepsilon \quad \text{et} \quad \eta_k = (\nu_f^3 / \varepsilon)^{1/4}$$

où - ν_f la viscosité cinématique de l'air

- ε le taux de dissipation d'énergie $\varepsilon = (\overline{u_{zf}^2})^{3/2} / L_{zz}$ selon les relations de THI.

Nous utiliserons ces relations pour caractériser les ordres de grandeur des échelles associées aux petites structures turbulentes réputées assez isotropes.

Echelles de temps

Les échelles de temps caractéristiques de la turbulence de la phase fluide sont T_e l'échelle de temps de retournement des tourbillons et τ_k le temps caractéristique des échelles de Kolmogorov estimé à partir des relations strictement valables en turbulence homogène isotrope :

$$T_e = L_{zz} / \sqrt{\overline{u_{zf}^2}} \quad \tau_k = \sqrt{\nu_f / \varepsilon} = \sqrt{\nu_f L_{zz} / \overline{u_{zf}^2}^{3/2}} .$$

¹ Les notations adoptées (indices zz et zr au lieu de f et g) pour ces échelles ne sont pas conventionnelles, mais elles trouvent leur origine dans les notations associées au repère d'étude de notre écoulement.

Nombres de Reynolds turbulents

Deux nombres de Reynolds turbulents peuvent être définis : l'un basé sur l'échelle intégrale de longueur longitudinale de la turbulence Re_L , et l'autre basé sur la micro-échelle de longueur transversale de Taylor Re_λ .

Le nombre de Reynolds intégral Re_L est estimé à partir des mesures de l'énergie cinétique du mouvement fluctuant du gaz et de l'échelle intégrale de longueur longitudinale. Quant au nombre de Reynolds de Taylor Re_λ , il est calculé à partir de l'échelle de longueur transversale de Taylor λ_g dont l'ordre de grandeur est évalué en considérant les relations de la THI (cf. expression ci-dessus).

Ces nombres de Reynolds s'écrivent donc sous les formes suivantes :

$$Re_L = L_{zz} \sqrt{u_{zf}^2} / \nu_f \qquad Re_\lambda = \lambda_g \sqrt{u_{zf}^2} / \nu_f .$$

En turbulence homogène isotrope on a les relations suivantes entre échelles :

$$\frac{T_e}{\tau_k} = Re_L^{1/2} = \frac{Re_\lambda}{\sqrt{15}} \qquad \frac{L_{zz}}{\eta_k} = Re_L^{3/4} = \frac{Re_\lambda^{3/2}}{15^{3/4}} .$$

Ces relations illustrent en quoi ces nombres de Reynolds de la turbulence sont caractéristiques de la largeur du spectre des fluctuations de la turbulence.

1.1.2.2 Paramètres représentatifs de la dynamique de la phase dispersée

La phase dispersée se caractérise tout d'abord par le diamètre d_p des particules solides et leur masse volumique ρ_p qui est très supérieure à ρ_f la masse volumique de l'air.

Nombre de Reynolds particulaire

Le nombre de Reynolds particulaire caractéristique du mouvement relatif est défini par :

$$Re_p = \rho_f d_p |U_{zf} - U_{zp}| / \mu_f$$

où - U_{zf} et U_{zp} les vitesses respectivement du fluide et des particules selon la direction verticale z.

Dans notre étude Re_p restera inférieur à l'unité. Lorsque $Re_p \ll 1$, l'écoulement relatif autour de la particule est de type écoulement de Stokes i.e. rampant, où les effets inertiels sont négligeables par rapport à ceux de la viscosité. Le coefficient de traînée se met alors sous la forme $C_D = 24/Re_p$ pour des particules solides sphériques. La correction d'Oseen peut cependant être apportée à l'expression du coefficient de traînée pour des nombres de

Reynolds particulières inférieurs à 1 : $C_D = \frac{24}{Re_p} \left[1 + \frac{3}{16} Re_p + \frac{9}{160} Re_p^2 \ln Re_p + o(Re_p^2) \right]$ (cf.

Fabre et Legendre 2003). C'est ce coefficient de traînée intégrant la correction d'Oseen que nous avons utilisé dans cette étude.

Temps de relaxation des particules et vitesse terminale de chute des particules

Le temps de réponse des particules τ_p est déduit de l'équation de la trajectoire d'une particule isolée et s'écrit sous la forme :

$$\tau_p = \frac{\rho_p d_p^2}{18\mu_f} \text{ si } Re_p \ll 1$$

$$\tau_p = \frac{4\rho_p d_p}{3\rho_f C_D U_{Tp}} \text{ avec } C_D \text{ donné par Oseen et } U_{Tp} \text{ la vitesse terminale de chute}$$

des particules si Re_p plus important mais inférieur à 1.

C'est cette deuxième expression du temps de relaxation des particules intégrant la correction d'Oseen que nous avons utilisé par la suite dans cette étude.

La vitesse terminale de chute des particules U_{Tp} est aussi déduite de l'équation de la trajectoire d'une particule isolée qui en régime permanent traduit l'équilibre entre la force de traînée et le poids de la particule. Ainsi, en valeur absolue elle vaut $|U_{Tp}| = |\tau_p g|$.

1.1.2.3 Paramètres représentatifs de l'interaction fluide-particules

Un premier paramètre adimensionnel permettant notamment la classification des écoulement diphasiques (cf. § I.1.1) est la fraction volumique en particules α_p qui compare le volume de particules et le volume de fluide contenus dans un même volume élémentaire. Ce paramètre permet d'estimer a priori si l'écoulement diphasique est dilué en particules ou non.

Notre étude concerne un écoulement dilué, avec des nombres de Reynolds du mouvement relatif Re_p petits devant 1, et le diamètre des particules reste toujours plus petit que l'échelle de Kolmogorov. Aussi, pour une turbulence donnée, les paramètres adimensionnels caractéristiques de l'interaction particules – turbulence sont ici le nombre de Stokes et le paramètre β_L (ou β_k).

Nombres de Stokes

De façon générale, le nombre de Stokes permet de comparer le temps caractéristique des particules τ_p à celui représentatif de la dynamique de la phase fluide T_t :

$$St = \tau_p / T_t .$$

Le choix de l'échelle de temps représentative de la phase fluide T_t permet de comparer le temps caractéristique des particules à différentes échelles de temps de l'écoulement turbulent fluide. Le choix des échelles de temps de la turbulence sera discuté au chapitre IV (§ IV.3). Mais d'ores et déjà on peut introduire les deux nombres de Stokes, couramment utilisés dans la littérature, qui font intervenir les échelles extrêmes :

$$St_L = \tau_p / T_e \quad \text{et} \quad St_k = \tau_p / \tau_k .$$

Paramètre β_L (ou β_k)

Un autre nombre adimensionnel doit être estimé pour rendre compte de l'interaction gaz-particules : le paramètre β_L (ou β_k) qui va permettre de mettre en évidence l'importance des effets relatifs de la gravité et de la turbulence. Il compare la vitesse terminale de chute des particules U_{Tp} et une échelle de fluctuation de vitesse du fluide. Le choix de $\sqrt{u_{zf}^{\prime 2}}$ ou de l'échelle de Kolmogorov $u_k = \left(\nu_f \overline{u_{zf}^{\prime 3}} / L_{zz} \right)^{0.25}$ pour cette échelle permet de définir 2 nombres adimensionnels :

$$\beta_L = \left(\overline{U_{zp}} - \overline{U_{zf}} \right) / \sqrt{u_{zf}^{\prime 2}} \quad \text{et} \quad \beta_k = \left(\overline{U_{zp}} - \overline{U_{zf}} \right) / u_k .$$

Le rapport β_L représente aussi l'inverse du rapport entre le temps de résidence T_{res} des particules dans une structure tourbillonnaire de longueur L_{zz} ($T_{res} = \frac{L_{zz}}{\overline{U_{zp}} - \overline{U_{zf}}}$ où $\overline{U_{zp}}$ et $\overline{U_{zf}}$ sont respectivement les vitesses moyennes verticales des particules et du fluide) et le temps de retournement T_e de cette même structure. Il caractérise donc l'importance du croisement de trajectoires qui peut entre autres modifier la dispersion des particules (Deutsch 1992 par exemple).

I.2 Mécanismes physiques à l'œuvre

I.2.1 Dispersion de particules et concentration préférentielle dans un écoulement turbulent

L'analyse initiale de la diffusion en turbulence homogène stationnaire d'éléments fluide (Batchelor 1949) a été étendue au cas de la dispersion de particules solides par Tchen (1947), Hinze (1975), Gouesbet *et al.* (1984) notamment. La théorie de Tchen-Hinze permet d'obtenir, sous certaines conditions, une relation reliant l'énergie cinétique turbulente des particules à celle du fluide porteur. Dans cette théorie, les forces de masse ajoutée, de Basset et de portance dans l'équation du mouvement de particules solides sont négligées et plusieurs hypothèses sont faites telles que : Re_p faible, particules sphériques suivant le même élément fluide durant leur vie, turbulence du fluide homogène et stationnaire et domaine du champ fluide infini.

Deutsch & Simonin (1991) et Deutsch (1992) ont étendu cette théorie à des Re_p plus élevés pour lesquels les particules ne suivent pas le même élément de fluide durant leur vie. Ils modélisent ainsi le croisement de trajectoires en introduisant les caractéristiques de la turbulence « vue » par les particules, et mettent en avant l'idée qu'il n'y a aucune raison *a priori* que ces grandeurs soient identiques à celles relatives aux éléments fluides.

La dispersion des particules dans les écoulements turbulents dilués a été largement étudiée. De nombreux auteurs (Eaton et Fessler 1994, Longmire et Eaton (1992 et 1994)) ont mis en évidence le rôle du nombre de Stokes pour caractériser la sensibilité des particules à l'écoulement porteur.

Des résultats expérimentaux et des études numériques récents ont aussi révélé l'apparition, sous certaines conditions d'interactions entre la turbulence et les particules, d'un phénomène dit de « concentration préférentielle », qui peut apparaître en raison d'effets d'inertie des particules (Squires et Eaton 1990, Fessler *et al.* 1994, Février 2000, Khalitov & Longmire 2001, Aliseda *et al.* 2002, Yang et Shy 2005). Les mécanismes à l'origine de la concentration préférentielle créent l'accumulation de particules dans des régions spécifiques de l'espace d'une phase porteuse turbulente (Eaton & Fessler 1994). Les particules se positionnent préférentiellement à l'extérieur des structures tourbillonnaires et sont expulsées de leur centre. Ce phénomène de concentration préférentielle apparaît pour une large gamme d'écoulements et notamment pour les écoulements turbulents homogènes. Les caractéristiques

des amas de particules apparaissant dans l'écoulement porteur, telles que leur taille, leur surconcentration, leur temps de formation, ont été étudiées à la fois dans des études expérimentales (Fessler *et al.* 1994, Aliseda *et al.* 2002, Yang et Shy 2005) et numériques (Squires et Eaton 1990 et 1991, Wang et Maxey 1993, Février 2000).

Ces effets de concentration préférentielle ont été étudiés surtout pour des valeurs de β_L faibles ou nulles. Dans ces conditions la concentration préférentielle a un maximum d'efficacité pour des valeurs de St_L de l'ordre de 0.15 (Février 2000) ou de $St_k=1$ (Fessler *et al.* 1994, Wang et Maxey 1993). Mais les régimes à plus fortes valeurs de β_L ont été peu étudiés.

Il reste des questions ouvertes concernant la concentration préférentielle : notamment celle de mieux appréhender les échelles spatiales et temporelles qui la caractérisent, et celle des couplages inverses qu'elle peut amplifier via des effets collectifs des particules.

I.2.2 Modification du mouvement relatif moyen et de la turbulence de la phase porteuse par les particules en présence de concentration préférentielle

De nombreux auteurs ont étudié la modification du mouvement relatif moyen et de la turbulence de la phase porteuse en présence de particules. Nous avons restreint notre analyse bibliographique aux études menées en turbulence homogène et isotrope ou dans des situations expérimentales proches de ce cas de référence.

La vitesse de chute des particules est renforcée dans les régimes de concentration préférentielle (Wang et Maxey 1993, Février 2000). Cet effet s'explique, pour des particules qui répondent à la turbulence dans des gammes de St_k proches de 1, par leur positionnement préférentiel dans les phases descendantes en périphéries des tourbillons. Récemment, Aliseda *et al.* (2002) ont également étudié les modifications supplémentaires de la vitesse de chute induites par les variations de concentration dans les amas de particules formés en périphérie de tourbillon. Bosse *et al.* (2006) ont confirmé que cette modification supplémentaire provient du couplage inverse à partir de simulations numériques directes.

La turbulence de la phase porteuse peut également être modifiée par la présence des particules notamment pour des faibles fractions volumiques de solide dans les régimes de concentration préférentielle. Il est délicat de tirer des conclusions définitives sur les mécanismes qui sont à l'origine de ce couplage inverse. Mais on peut retenir les points suivants. Tout d'abord, Squires et Eaton (1990) ont montré que la modification de la

turbulence n'est pas identique à toutes les échelles, et qu'elle dépend du nombre de Stokes. L'énergie cinétique des petites échelles est augmentée, et celle des grandes échelles plutôt atténuée. Dans la plupart des études de référence, une atténuation globale de l'énergie cinétique de la turbulence du fluide porteur est cependant mise en évidence (Squires et Eaton 1990, Elghobashi et Truesdell 1993, Boivin *et al.* 1998). Mais schématiquement, pour une fraction volumique de solide donnée, l'amplification ou l'atténuation du montant énergétique global de la turbulence dépend de la valeur du nombre de Stokes (Poelma et Ooms 2006). Celui-ci fixe en effet le positionnement dans la densité spectrale d'énergie de la frontière entre les échelles atténuées ou renforcées. Ce nombre de Stokes fixe donc la part des petites échelles qui voient leur énergie augmenter, et celle des échelles qui voient leur énergie diminuer. En présence de gravité, Elghobashi et Truesdell (1993) ont montré que la modulation de la turbulence est également anisotrope, et que l'énergie cinétique fluctuante verticale est renforcée. Yang et Shy (2005) ont confirmé dans une étude expérimentale à $St_k=1.9$ que la présence de particules génère une amplification de toutes les échelles du spectre de vitesse verticale, alors que seules les petites échelles sont renforcées pour les vitesses horizontales. Ils ont également mesuré des augmentations de l'énergie cinétique turbulente particulièrement importantes pour des régimes dilués mais caractérisés par des paramètres β_L d'ordre 1.

I.3 Modèle à deux fluides/approche eulérienne dans l'étude des écoulements diphasiques

L'approche à deux fluides ou approche eulérienne consiste à décrire de manière macroscopique continue l'écoulement de la phase dispersée (comme celui de la phase fluide) et à la traiter de manière statistique afin d'aboutir aux équations locales continues de bilan de masse, de concentration, de quantité de mouvement et d'énergie cinétique pour les particules. Ces équations sont ensuite couplées aux équations de transport du fluide porteur par l'intermédiaire de termes de transfert aux interfaces.

Les mesures expérimentales PIV/PTV mises en place dans la présente étude s'apparentent à des mesures de type eulérien car la phase dispersée est caractérisée par des statistiques locales autour d'un point fixe sur un grand nombre d'échantillons. Nous avons donc comparé nos résultats expérimentaux au modèle à deux fluides en adoptant la formulation du modèle proposé par Simonin (1991) pour les écoulements diphasiques. Le détail des équations de ce

modèle est présenté de manière complète dans les travaux de Simonin (1990 et 1991) et Deutsch (1992). Ce modèle introduit notamment la notion de fluide « vu » par les particules qui permet de rendre compte des statistiques conditionnelles des vitesses du fluide au voisinage de particules.

Nous rappelons les équations du mouvement moyen des deux phases dans cette formulation du modèle à deux fluides.

Notations

Les notations utilisées dans ce paragraphe sont les suivantes :

- la phase gazeuse et la phase dispersée sont référencées respectivement par les indices « f » et « p »
- α_f et α_p sont les fractions volumiques respectivement du gaz et des particules
- ρ_f et ρ_p sont les masses volumiques respectivement du gaz et des particules
- P_f est la pression moyenne de la phase gazeuse
- τ_p est le temps de relaxation des particules
- les vitesses associées au fluide correspondent aux vitesses du fluide non perturbé par le voisinage d'une particule mais tenant compte des autres particules présentes dans l'écoulement. Pour la phase fluide, les vitesses instantanées sont notées U_{zf} , U_{rf} , les vitesses moyennes $\overline{U_{zf}}$, $\overline{U_{rf}}$ et les fluctuations turbulentes instantanées de vitesse u'_{zf} , u'_{rf}
- les vitesses moyennes et fluctuantes du fluide « vu » par les particules sont notées $\langle U_{zf} \rangle_p$, $\langle U_{rf} \rangle_p$ et $\langle u'_{zf} \rangle_p$, $\langle u'_{rf} \rangle_p$
- Pour les particules, les vitesses instantanées sont notées U_{zp} , U_{rp} , les vitesses moyennes $\overline{U_{zp}}$, $\overline{U_{rp}}$ et les fluctuations de vitesses instantanées u'_{zp} , u'_{rp} .

Hypothèses

- les équations ci-dessous sont présentées pour un jet axisymétrique, à l'aide des coordonnées cylindriques (z,r)
- nous considérons qu'il n'existe aucun transfert de masse entre les deux phases et que les particules sont suffisamment dispersées pour ne pas interagir entre elles (notamment pas de collisions)
- la diffusion moléculaire a été négligée devant la diffusion turbulente.

Bilan de masse

En coordonnées cylindriques (z,r) pour un jet axisymétrique, les bilans de masse des deux phases s'écrivent :

$$\frac{\partial \alpha_k \rho_k}{\partial t} + \frac{\partial \alpha_k \rho_k \overline{U_{zk}}}{\partial z} + \frac{\partial \alpha_k \rho_k r \overline{U_{rk}}}{r \partial r} = 0 \quad \text{avec } k = p \text{ ou } f$$

Equation géométrique

$$\alpha_f + \alpha_p = 1$$

Bilan de quantité de mouvement

Les équations de quantité de mouvement projetées selon les directions longitudinale (z) et transversale (r) sont de la forme :

$$\alpha_k \rho_k \frac{\partial \overline{U_{zk}}}{\partial t} + \alpha_k \rho_k \left(\overline{U_{zk}} \frac{\partial \overline{U_{zk}}}{\partial z} + \overline{U_{rk}} \frac{\partial \overline{U_{zk}}}{\partial r} \right) = -\alpha_k \frac{\partial P_f}{\partial z} - \alpha_k \rho_k g - \rho_k \left(\frac{\partial \alpha_k \overline{u'_{zk}{}^2}}{\partial z} + \frac{\partial r \alpha_k \overline{u'_{zk} u'_{rk}}}{r \partial r} \right) + I_{zk}$$

$$\alpha_k \rho_k \frac{\partial \overline{U_{rk}}}{\partial t} + \alpha_k \rho_k \left(\overline{U_{zk}} \frac{\partial \overline{U_{rk}}}{\partial z} + \overline{U_{rk}} \frac{\partial \overline{U_{rk}}}{\partial r} \right) = -\alpha_k \frac{\partial P_f}{\partial r} - \rho_k \left(\frac{\partial \alpha_k \overline{u'_{zk} u'_{rk}}}{\partial z} + \frac{\partial r \alpha_k \overline{u'_{rk}{}^2}}{r \partial r} \right) + I_{rk}$$

avec k = p ou f

Avec les termes interfaciaux :

$$I_{zf} = -I_{zp} = \alpha_p \frac{\rho_p}{\tau_p} \langle U_{zp} - U_{zf} \rangle_p \quad \text{et} \quad I_{rf} = -I_{rp} = \alpha_p \frac{\rho_p}{\tau_p} \langle U_{rp} - U_{rf} \rangle_p$$

Ces équations font apparaître la vitesse relative moyenne entre les deux phases. La composante de cette vitesse selon la direction i est définie par : $\overline{U_{irel}} = \langle U_{ip} - U_{if} \rangle_p$.

Pour chacun des bilans de quantité de mouvement ci-dessus, les membres de gauche représentent respectivement les termes liés à l'instationnarité de l'écoulement et à l'advection.

Le second membre est composé des termes suivants dans l'ordre de gauche à droite :

- les forces (par unité de volume) de pression,
- pour la direction longitudinale le terme suivant est la force volumique de pesanteur,
- les forces associées aux contraintes turbulentes de Reynolds,
- les forces du transfert de quantité de mouvement entre phases.

Ce dernier terme de transfert interfacial de quantité de mouvement se réduit à la contribution de la force de traînée dans le cas présent d'un écoulement diphasique à phase continue gazeuse et à phase dispersée solide ($\rho_p \gg \rho_f$).

I.4 Plan de l'étude

Le plan de l'étude se décompose en quatre parties explicitées ci-dessous.

Le chapitre II présente la mise en œuvre de l'expérience, à savoir son dimensionnement, puis ses caractéristiques techniques. La configuration expérimentale modèle a été dimensionnée afin de permettre une confrontation aux résultats théoriques récents (Février 2000). Ainsi, l'écoulement de référence retenu pour cette étude est celui d'une turbulence diffusive dans un jet confiné dont le comportement a été étudié par Risso (1994), Risso & Fabre (1997). Le dimensionnement du dispositif expérimental a été réalisé avec tout d'abord le souci de sélectionner une configuration d'écoulement turbulent présentant une complexité « limitée ». Le dispositif permet par ailleurs des variations importantes des paramètres adimensionnels associés à l'interaction entre la turbulence du gaz et les particules. La géométrie du tube, le débit d'injection du jet d'air et les particules sélectionnées permettent de se placer dans des configurations pour lesquelles des régimes propices à l'apparition de la concentration préférentielle peuvent exister (cf. Eaton & Fessler 1994, Février 2000, Aliseda *et al.* 2002, Yang & Shy 2005).

Ce chapitre explicite aussi la mise en place de la mesure par imagerie laser (technique de vélocimétrie par images de particules, PIV). Pour finir, une caractérisation de la structure et des propriétés statistiques de l'écoulement monophasique dans lequel nous avons injecté des particules est menée en détails.

Le chapitre III décrit la méthode de diagnostic optique développée dans cette étude couplant des techniques de PIV (*Particle Image Velocimetry* ou vélocimétrie par imagerie de particules) et de PTV (*Particle Tracking Velocimetry* ou vélocimétrie par suivi de particules), et adaptée pour les écoulements diphasiques. Cette méthode est semblable à celle utilisée par Khalitov & Longmire (2002). Ces techniques optiques permettront d'accéder simultanément aux champs cinématiques des deux phases et donc de mieux analyser les couplages entre phases. Nous présentons tout d'abord la spécificité des algorithmes utilisés, puis des tests de performance de l'algorithme de PIV 2D2C (2 Dimensions et 2 Composantes) et de l'algorithme de PTV. Le savoir-faire concernant la technique de PIV étant déjà bien maîtrisé au laboratoire (Maurel 2001), l'effort technique s'est porté sur le développement de l'algorithme de PTV adapté à l'expérience diphasique.

Les deux derniers chapitres (IV et V) sont dédiés à l'étude de la physique de l'écoulement diphasique gaz-particules, d'une part en analysant le comportement du fluide, en présence de particules, et de la phase dispersée (Chapitre IV) et, d'autre part en étudiant l'interaction entre ces deux phases (Chapitre V). Le chapitre IV présente l'étude de l'écoulement diphasique en présentant à la fois les statistiques de la phase gazeuse et des particules. Le dernier chapitre décrit le phénomène de concentration préférentielle apparaissant sous certaines conditions d'écoulement puis présente les mesures des vitesses du fluide « vu » par les particules afin de mettre en évidence les effets du couplage inverse. Pour finir, une étude du mouvement moyen relatif est menée.

Chapitre II

Installation expérimentale et moyens de mesure

II.1 Introduction

Au vu des expériences disponibles dans la littérature (cf. chapitre I), plusieurs questions demeurent ouvertes en ce qui concerne la dynamique des écoulements turbulents gaz-particules. Ainsi, les conditions d'apparition des régimes de concentration préférentielle, et les échelles caractéristiques des amas qui se forment dans ces conditions ne sont pas connues de façon exacte. La quantification des effets de ces amas sur l'écoulement porteur, sur les phénomènes de dispersion ou sur les problèmes de collisions reste un sujet d'étude important. En effet, si les expérimentations numériques, qui sous-tendent une grande part des études menées à ce jour, ont contribué à une avancée significative dans la compréhension des mécanismes physiques à l'origine de la ségrégation spatiale notamment, il n'en reste pas moins que l'analyse du couplage inverse reste délicate à mener. L'expérimentation physique est donc un moyen d'investigation qui peut apporter des informations décisives sur ce couplage inverse, à condition de se doter d'outils métrologiques performants. Les différents travaux expérimentaux publiés à ce jour ayant été menés pour la plupart dans des configurations d'écoulement complexes (canal, écoulement non-isotrope, ...), la comparaison de résultats expérimentaux avec la théorie et les études numériques disponibles est difficile. Afin de faciliter l'analyse physique et des comparaisons futures avec des études numériques ou théoriques, nous avons choisi de nous intéresser à un écoulement de référence simple, qui, en régime monophasique, reste proche de la turbulence homogène isotrope (THI).

Au cours de ce chapitre, nous allons d'abord expliciter la mise en œuvre de l'expérience du point de vue de son dimensionnement, puis de son installation pratique. Ensuite, nous présenterons la mise en place de la mesure par imagerie laser, avant de caractériser la structure et les propriétés statistiques de l'écoulement monophasique dans lequel nous avons injecté des particules.

II.2 Mise en œuvre de l'expérience

II.2.1 Dimensionnement

Le dimensionnement du dispositif expérimental a été réalisé avec tout d'abord le souci de sélectionner une configuration d'écoulement turbulent présentant une complexité « limitée ». C'est pourquoi notre choix s'est porté sur l'écoulement de jet confiné en tube étudié par Risso (1994). Il s'agit d'un écoulement engendré par un jet entrant dans un tube fermé en son sommet, et ressortant à la périphérie de la section d'entrée (*Figure II.1*).

Le dimensionnement s'est appuyé fortement sur l'étude de Risso et Fabre (1997). Cet écoulement permet de générer dans la partie haute du tube une turbulence aux propriétés statistiques remarquables. Cette turbulence est dite « diffusive » car les mécanismes de transport diffusif de la turbulence y jouent un rôle essentiel. De plus, ce dispositif permet de maîtriser le niveau d'énergie de la turbulence par simple changement de la vitesse d'entrée de l'air tout en laissant les échelles intégrales spatiales inchangées dans la zone de turbulence diffusive. Des intensités turbulentes importantes peuvent également être aisément atteintes. L'emploi de l'écoulement de jet pour générer la turbulence permet d'avoir des conditions aux limites réellement stationnaires, contrairement à des dispositifs de type grille vibrante où les fluctuations périodiques du champ de vitesse interagissent avec le mouvement moyen. Le fait de n'utiliser qu'un seul jet simplifie aussi considérablement la géométrie et réduit le nombre de paramètres caractérisant le système. Dans ces conditions, la symétrie axiale en moyenne rend plus aisée l'exploration complète de tout le champ de l'écoulement.

Dans le cas général, le jet axisymétrique confiné dans un tube est caractérisé par quatre nombres adimensionnels indépendants (Risso 1994) :

le rapport du diamètre d'entrée du jet sur le diamètre du tube $\alpha=d/D$ qui caractérise le confinement latéral (d diamètre de l'injecteur d'air, D diamètre du tube),

le rapport de la section d'entrée de l'air sur la section de sortie de l'air $\beta=d^2/(D^2-D'^2)$ où D' est le diamètre intérieur de la couronne de sortie d'air par le bas du tube. Ce rapport caractérise les accélérations entre l'entrée et la sortie, et joue certainement un rôle sur la structuration de l'écoulement moyen, et notamment sur l'écoulement de retour,

le rapport de la hauteur du tube (H) sur le diamètre du tube $\gamma=H/D$ qui doit être suffisant pour autoriser la restructuration de l'écoulement après l'interaction entre le jet et la paroi du tube, et permettre à une zone de turbulence diffusives d'exister,

le nombre de Reynolds initial $Re_{\text{initial}}=U_0d/v_f$ sert à fixer l'intensité absolue de la turbulence en choisissant U_0 , la vitesse de l'air en entrée.

Les principales caractéristiques attendues de l'écoulement retenu sont décrites dans le travail de Risso (1994). La structure de l'écoulement est découpée en plusieurs zones où la turbulence a des propriétés différentes en fonction de la coordonnée axiale. Elles sont rappelées ci-dessous :

la zone proche de l'entrée est une zone d'expansion du jet,

suit une zone de transition où le mouvement moyen, prépondérant dans un premier temps, devient négligeable,

enfin au-delà de $z/D \geq 4.3$ la zone de turbulence diffusives est atteinte.

C'est dans cette dernière zone, dans laquelle la turbulence est isotrope à l'ordre 2 et homogène transversalement, que nous injecterons à terme des particules par un système placé en haut du tube et que nous étudierons les mécanismes de dispersion des particules et de couplage inverse. Dans cette zone, la turbulence est partout supérieure au mouvement moyen, son énergie diminuant lorsque la distance z à la section d'entrée augmente. La direction parallèle à l'axe du tube est une direction d'inhomogénéité, mais les différents moments statistiques des vitesses suivent des lois de décroissance exponentielle longitudinale parfaitement identifiées. Les échelles intégrales de longueurs de la turbulence y sont réputées constantes et égales respectivement à $L_{zz} \approx 0.28D$ pour l'échelle longitudinale et $L_{zz} \approx 0.1D$ pour l'échelle transversale (Risso 1994). Cette connaissance des lois d'évolution longitudinale des moments statistiques et des échelles de la turbulence, pour divers nombres adimensionnels caractéristiques, issue des travaux de Risso, nous a permis d'effectuer un dimensionnement précis de l'installation expérimentale.

Le dispositif permet par ailleurs des variations importantes des paramètres adimensionnels associés à l'interaction entre turbulence et particules. Ainsi, le changement de la vitesse initiale de l'air entraîne des modifications de l'énergie de la turbulence. Les paramètres caractérisant la turbulence évoluant longitudinalement dans la zone diffusives, les particules

arrivant dans cette turbulence vont voir le long de leur trajectoire des modifications de la turbulence. Les paramètres adimensionnels caractéristiques de l'interaction particules – turbulence, tels que le nombre de Stokes ou le rapport β_L (ou β_k) de la vitesse relative de chute des particules et des fluctuations turbulentes du fluide, vont aussi évoluer longitudinalement. En effet, dans les conditions de fonctionnement finales en écoulement diphasique, les nombres de Stokes (basés l'un sur l'échelle intégrale St_L et l'autre sur l'échelle de Kolmogorov St_k) augmentent quand z/D diminue, tandis que β_L (ou β_k) diminue (cf. *Figures IV.3 et IV.4* du § IV.3). Ainsi, la géométrie du tube, le débit d'injection du jet d'air et les particules sélectionnées permettent de se placer dans des configurations pour lesquelles des valeurs du nombre de Stokes autour de 1 sont atteintes. Ces régimes s'avèrent alors propices à l'apparition de la concentration préférentielle (cf. Eaton & Fessler 1994, Février 2000, Yang & Shy 2005).

Une partie importante de la phase de mise au point de l'installation a porté sur le contrôle des conditions opératoires. D'une part, les exigences de stationnarité et d'homogénéité de la turbulence de la phase gazeuse sont satisfaites par l'emploi de la configuration expérimentale de jet de tube. D'autre part, un travail important a été mené afin d'assurer l'homogénéité spatiale et la régularité de l'injection en particules solides dans le tube (cf. § II.2.2.3).

Enfin, le dimensionnement s'est attaché à vérifier a priori la faisabilité des mesures, et l'adaptation des moyens de mesure à l'analyse des échelles de l'écoulement pertinentes pour l'analyse des interactions entre phases. Nous avons choisi d'utiliser des méthodes d'investigation par imagerie laser (vélocimétrie par images de particules ou PIV et suivi de trajectoires ou PTV, cf chapitre III), et de définir une fenêtre de visualisation de l'écoulement de taille 4 cm par 5 cm afin que les échelles intégrales, citées précédemment, restent inférieures à la dimension de cette fenêtre. Nous avons aussi pu estimer a priori, à partir des résultats de Risso et Fabre (1997), les évolutions longitudinales de différentes grandeurs de l'écoulement turbulent fluide telles que l'échelle de longueur de Kolmogorov. A partir de ces estimations, nous avons pu anticiper que la résolution spatiale accessible par la PIV nous permettrait de résoudre les petites échelles de la turbulence pertinentes pour l'étude des interactions entre phases (cf. chapitre III).

II.2.2 Dispositif expérimental

La mise au point du dispositif expérimental a fait l'objet de diverses modifications par rapport au prototype initial (cf. annexe II.1 : photos de l'évolution du dispositif expérimental).

Le cœur du dispositif expérimental est l'écoulement généré dans un tube de verre vertical, fermé à son extrémité haute, par un jet d'air entrant par la section basse du tube et alimenté en particules solides par le haut du tube, et pour lequel l'évacuation se fait par la périphérie de la section basse du tube. Un premier schéma de principe est donné en *Figure II.1*.

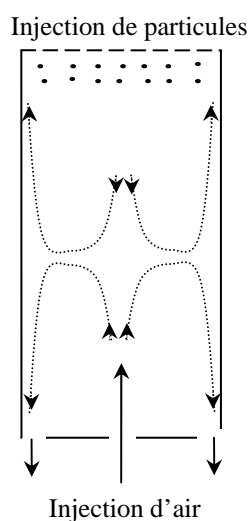


Figure II.1 Représentation schématique de l'écoulement de jet de tube généré dans le dispositif expérimental

Le dispositif expérimental final se compose maintenant des éléments suivants qui seront détaillés plus loin (*Figure II.2*):

un système d'alimentation en air en partie basse,

le tube en verre de section circulaire dans lequel l'écoulement se développe,

un tube et une série de modules en PVC prolongeant le tube en verre avec des grilles à l'intérieur, qui servent à éloigner le système d'ensemencement de la section haute du tube limitant l'écoulement,

un ensemencement de particules solides, couplé avec une balance, situé au dessus du tube en PVC,

une cuve en PVC servant à l'alimentation et à la sortie de l'écoulement, située à la base du dispositif,

un système d'imagerie laser comprenant un laser, une caméra et un PC d'acquisition,

un système de déplacement laser-caméra.

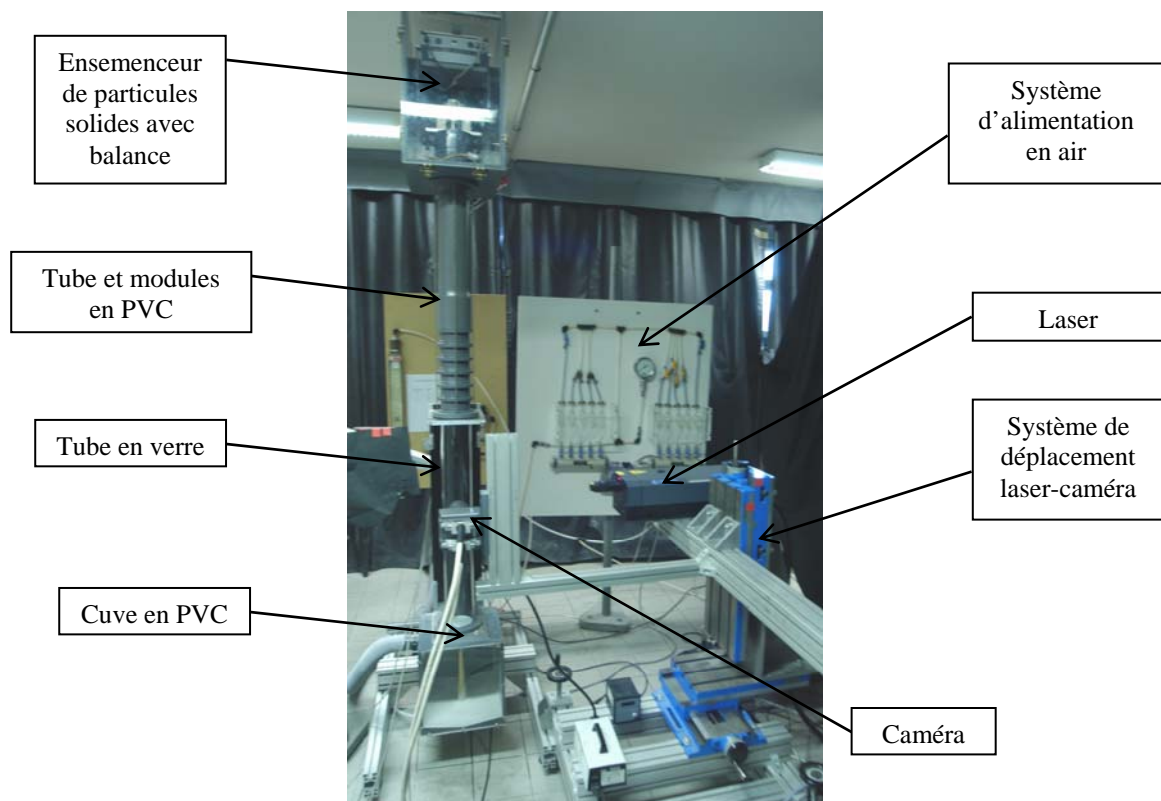


Figure II.2 Montage expérimental final

II.2.2.1 Dispositif d'alimentation en air

Afin de mettre en place les techniques d'imagerie laser, le fluide doit êtreensemencé en traceurs pour suivre son mouvement. Le système d'arrivée d'air est donc divisé en deux lignes positionnées en parallèle : l'une passant par les ensemenceurs (ligne « auxiliaire ») et l'autre sans ensemenceurs (ligne « principale ») (Figure II.3). Dans les deux lignes, des détendeurs permettent d'abaisser la pression de l'air que nous mesurons ensuite sur les manomètres. L'alimentation en air s'effectue par l'intermédiaire du réseau d'air comprimé de l'IMFT (7 bars).

Pour la ligne « auxiliaire », nous disposons d'un débitmètre massique (fabriqué par Brooks Instrument sous la référence Model 5851E) donnant les débits indépendamment de la pression dans la ligne. Le débit se lit directement sur le débitmètre en l/min.

Pour la ligne « principale », un col sonique de 3 mm de diamètre a été usiné afin de fixer la valeur de son débit en aval (en m^3/h) en fonction de la pression relative en amont du col sonique. Ce col sonique a été étalonné par rapport à la pression relative en amont du col sonique lue sur un manomètre (annexe II.2).

Le débit d'airensemencé en gouttelettes qui alimente le jet est $Q=Q_1+Q_2$. Les réglages des débits Q_1 et Q_2 passant dans les différentes branches du montage permettent d'optimiser la densité en traceurs pour chaque type de prises de vues en se basant sur la performance de l'algorithme PIV. Le débit Q_2 passant par les diffuseurs est systématiquement moins important que le débit nonensemencé (la plupart du temps de l'ordre de 25%). La ligneensemencée est préparée en utilisant dix diffuseurs en parallèle (photo du dispositif de cette ligne « auxiliaire » avec les repères A et B sur la *Figure II.4*).

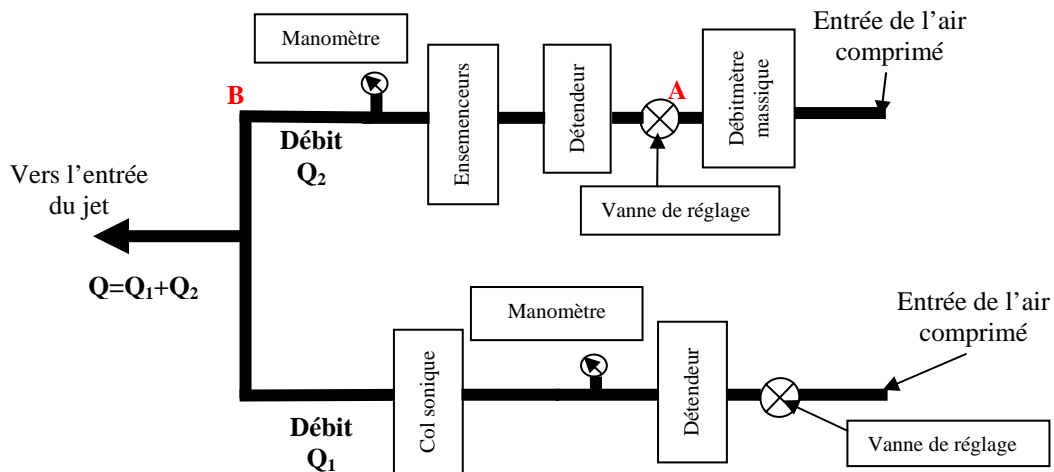


Figure II.3 Ligne « auxiliaire » (en haut) et ligne « principale » (en bas) d'arrivée d'air

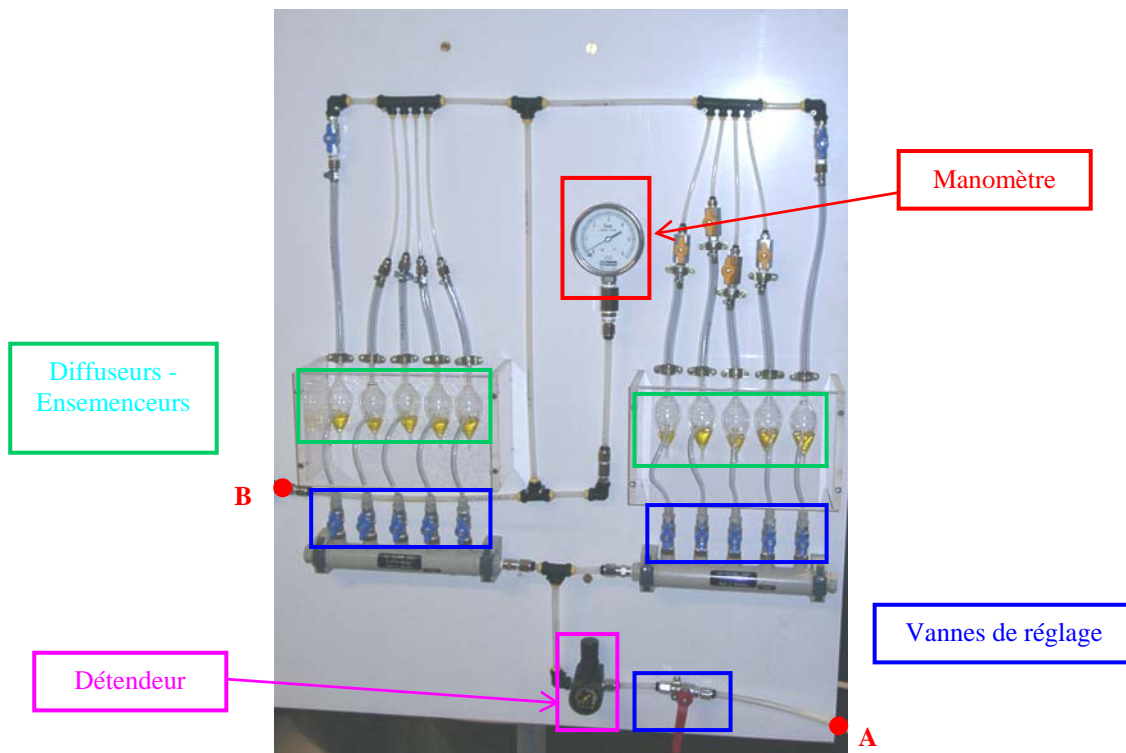


Figure II.4 Photo du dispositif d'alimentation en air sur la ligne « auxiliaire »

Le choix du système d'ensemencement repose sur la contrainte suivante. Pour que la vitesse des traceurs portés par le fluide soit représentative de la vitesse de l'air, le temps de réponse des traceurs doit être petit devant les échelles de temps caractéristiques de l'écoulement turbulent, la vitesse terminale relative des traceurs doit être négligeable devant celle du fluide porteur, et la taille des traceurs aussi petite que possible devant les échelles de la turbulence. Les traceurs utilisés dans cette étude sont des gouttelettes d'huile d'olive. Elles sont générées par des atomiseurs de type diffuseur d'arôme (Figure II.5). Par effet Venturi, un jet d'air traversant l'atomiseur crée une aspiration d'huile dans le tube h. Le jet d'air brise l'écoulement d'huile en une dispersion de gouttelettes qui est entraînée vers l'extérieur de l'atomiseur. Ce procédé d'ensemencement a été testé avec différents liquides (Durox *et al.* 1995) et la granulométrie des gouttes obtenues dépend peu de la nature du liquide utilisé. L'huile d'olive a été choisie à cause de son faible coût et de sa non agressivité chimique (ainsi que par référence à l'origine majoritairement méditerranéenne des membres de notre équipe). La taille de ces gouttelettes est de l'ordre de 2 à 5 μm et leur temps de réponse $\tau_{\text{traceurs}} = \rho_{\text{traceurs}} d_{\text{traceurs}}^2 / 18v_f \rho_f$ d'environ 20 μs . Or l'échelle de temps caractéristique des

échelles de Kolmogorov τ_k est de l'ordre de 2 à 200 ms dans cet écoulement. Ainsi, le nombre de Stokes calculé pour les gouttelettes d'huile est très faible et celles-ci vérifient bien les caractéristiques des traceurs à savoir le bon suivi du mouvement de l'écoulement de gaz.

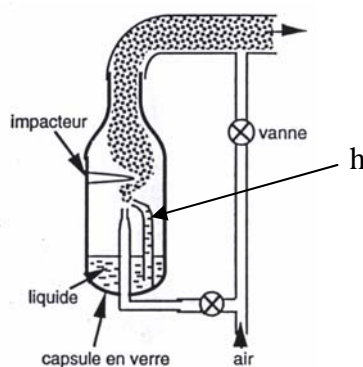


Figure II.5 Schéma de l'atomiseur (Durox et al. 1995)

II.2.2.2 Le tube en verre et la cuve en PVC

Le tube en verre

L'air pénètre à la vitesse U_0 dans le tube par un injecteur circulaire de diamètre $d=10\text{mm}$ situé au centre de la section inférieure du tube. Ce tube a pour diamètre intérieur $D=98\text{mm}$ et pour hauteur $H=750\text{mm}$. Mais ce tube est prolongé par un tube et une série de modules en PVC avec des grilles à l'intérieur (cf. description du dispositif expérimental § II.2.2). Ce dispositif sert à éloigner le système d'ensemencement de la section haute du tube limitant l'écoulement. La grille la plus basse se situe à 100 mm du haut du tube en verre. Ainsi, la condition à la limite supérieure pour l'écoulement est située à la hauteur $H'=H+100\text{mm}$ et se matérialise par une grille. La perte de charge induite par cette grille et la forte atténuation du mouvement fluide dans le haut du tube permettent d'assimiler approximativement le rôle de cette grille à celui d'une paroi.

L'air ressort par une couronne annulaire de diamètre intérieur $D'=90\text{mm}$ et de diamètre extérieur $D=98\text{mm}$ égal au diamètre intérieur du tube. Cette couronne est située à la périphérie de l'injecteur (Figure II.6). Le tube a été peint en noir dans son fond afin de diminuer les réflexions laser. Le repère utilisé est le repère cartésien $(O;r,z)$ dont l'origine O est situé à l'entrée de l'air dans le tube. L'axe vertical z est confondu avec l'axe de symétrie du tube.

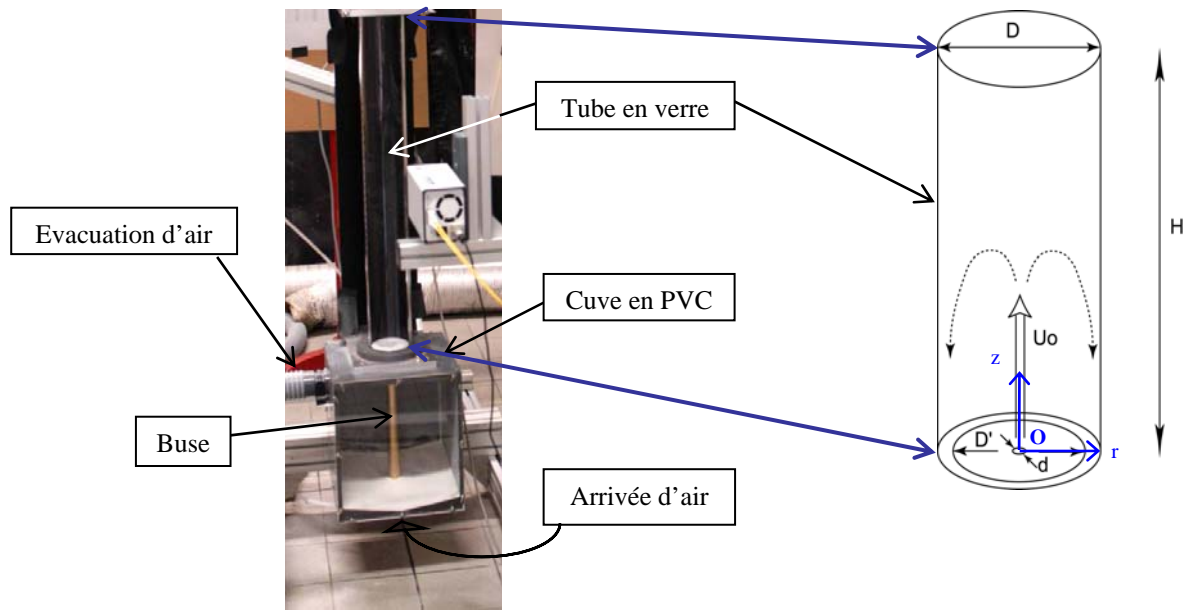


Figure II.6 Tube en verre – Cuve en PVC

La cuve inférieure en PVC

L'entrée du jet dans le tube en verre est constituée par une buse convergente placée dans la cuve inférieure en PVC. Cette buse a remplacé une canule droite que nous avons testée dans un prototype (Vignal 2002). En effet, l'acheminement de l'air par cette canule droite créait un profil de vitesse en entrée du tube de type jet de tube avec un maximum de vitesse sur l'axe. Or le profil initial de vitesse a un effet important sur le taux d'expansion du jet monophasique. Par conséquent, nous avons décidé d'améliorer cette partie du dispositif expérimental afin de pouvoir comparer plus directement nos résultats à ceux de Risso (1994). De façon similaire au dispositif mis en place par Risso (1994), nous avons disposé un convergent qui fait suite à l'écoulement de conduite établi, l'ensemble constituant la buse. Le convergent permet d'obtenir un profil plat de vitesses dans la section d'entrée du tube soit une zone de cône potentiel comme dans le cas d'un jet libre.

Dans le système, la cuve en PVC permet d'assurer à la fois l'alimentation en air, le retour de l'écoulement mais aussi la récupération des particules solides injectées en écoulement diphasique. Le volume de cette cuve de forme cubique est de 21 litres environ. Elle est en communication avec l'air libre et assure une fonction d'amortissement des mouvements en sortie d'installation. Une trappe transparente en façade a été aménagée afin de récupérer les particules solides. Dans la cuve en PVC, on récupère les particules solides et les traceurs sans séparation. Ces particules ne sont pas réutilisées pour les expériences suivantes car elles ont

été au contact de l'huile et que leur réhabilitation demanderait trop de traitements. Un système d'aspiration d'air permet en outre d'évacuer l'essentiel des inclusions résiduelles transportées dans l'écoulement d'air.

II.2.2.3 Injecteur de particules solides

Après de nombreux tests, nous avons construit un système d'ensemencement en tenant compte de nos exigences expérimentales : homogénéité spatiale et régularité de l'injection en particules solides. Ainsi, le système final d'ensemencement des particules solides est composé des éléments suivants (*Figure II.7*) :

- une plaque circulaire percée de 6 trous de 300 μm de diamètre, répartis régulièrement sur un cercle centré sur le centre de la plaque et de diamètre 48 mm, afin d'injecter les particules dans des conditions d'axisymétrie,
- une grille verticale tournant dans le réservoir (1 tour/min) pour décompacter le tas de particules,
- un moteur avec balourd mettant en vibration le réservoir, selon la direction verticale avec de faibles amplitudes qui aide aussi à décompacter le tas de particules,
- une balance pour le contrôle du débit de particules,
- un tube et une série de modules en PVC de hauteur totale 400 mm prolongeant le tube en verre, ce qui est essentiel pour assurer une homogénéité spatiale satisfaisante dans la distribution des particules en entrée de l'écoulement,
- 7 grilles (mailles de dimension 1.5 mm²), disposées à l'intérieur du tube et des modules en PVC, distantes entre elles de 45 mm et dont la plus basse se situe à 100 mm du haut du tube en verre, afin de disperser les particules lors de leur injection.

L'ensemencement décrit ci-dessus est suspendu à une balance de précision à 10⁻¹ grammes près (balance OHAUS Explorer). L'ensemble ensemencement-balance est isolé hermétiquement de l'extérieur afin de mettre cet ensemble à la même pression. La balance permet de mesurer en temps réel, lors des campagnes de mesures diphasiques, le débit en particules injectées dans le dispositif expérimental. L'interface graphique de pilotage de la balance a été développée sous Tespoint (*Figure II.8*). Nous pouvons ainsi extraire, pour chaque expérience, la courbe du poids de particules injectées dans le dispositif en fonction du temps (*Figure II.9*).

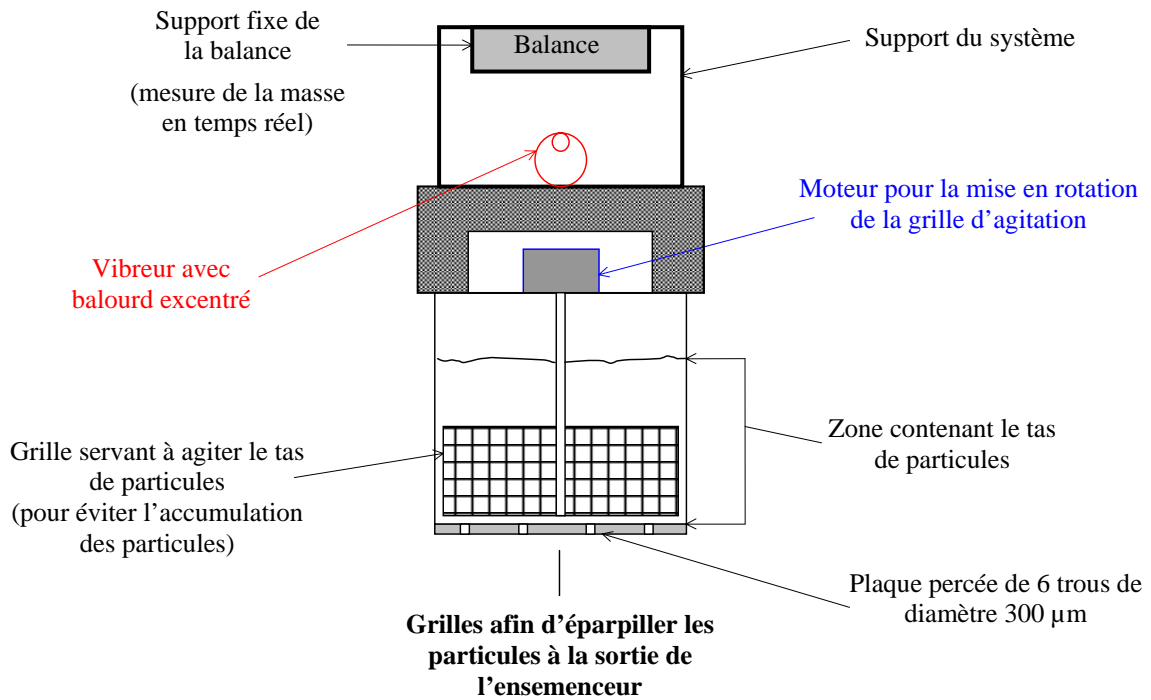


Figure II.7 Schéma de l'ensemenceur final en particules solides

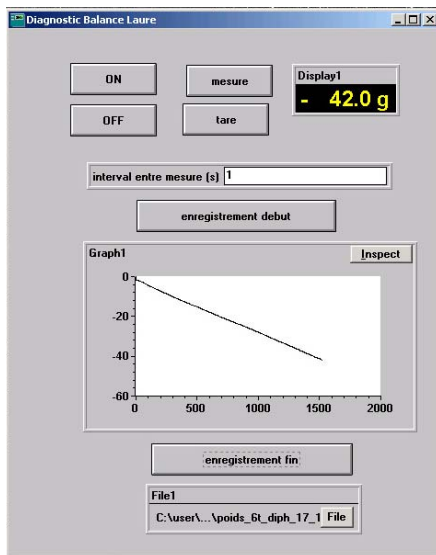


Figure II.8 Interface graphique de pilotage de la balance (sous Testpoint)

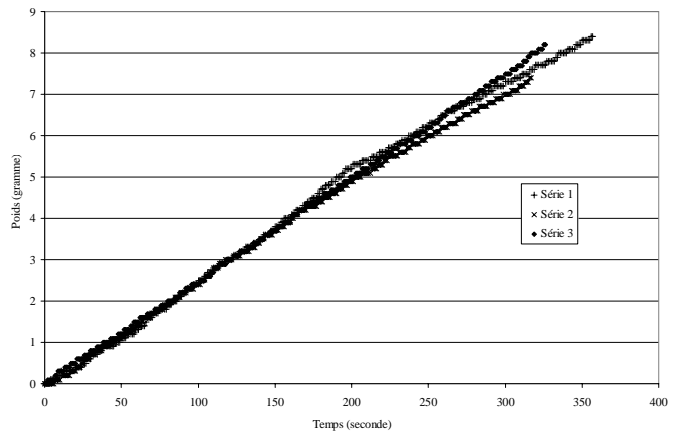


Figure II.9 Poids de particules injectées dans le tube en fonction du temps pour trois séries de mesures

Concernant le choix des particules solides, plusieurs contraintes ont été imposées pour cette étude :

particules non abrasives afin de respecter les surfaces optiques,

particules quasi-sphériques et avec une distribution de tailles étroite,

diamètre et densité des particules fixés par les nombres de Stokes souhaités : $0.1 < St_k < 10$ dans la zone de turbulence diffusive.

Après différents tests, afin de répondre au mieux aux exigences de l'étude, nous avons choisi des particules de verre sphériques de masse volumique $\rho_p = 2460 \text{ kg/m}^3$. Nous souhaitons disposer de particules de diamètre 50 μm environ, or les particules disponibles sur le marché ont une granulométrie dispersée ($5 \mu\text{m} < d_p < 50 \mu\text{m}$) (chez Verre Industrie par exemple). Cette dispersion de tailles n'était pas compatible avec la maîtrise des diamètres que nous souhaitons obtenir, dans la mesure où la métrologie retenue ne nous donne pas accès à une mesure représentative du diamètre de chaque particule (cf. chapitre III). Par ailleurs, nous avons constaté que cette dispersion de tailles de particules engendre un débit irrégulier au niveau de l'ensemenceur (a priori lié à des phénomènes de compactage et décompactage instationnaires dans le lit de particules), et donc de nombreuses bouffées de particules entrant dans l'écoulement, créées par le système d'injection. Nous avons donc tamisé ces particules afin d'obtenir une gamme de diamètres de particules compris entre 40 et 50 μm . Les *Figures II.10* mettent bien en évidence la forme sphérique des particules et montrent la persistance d'une légère dispersion de la taille des particules après tamisage. Cette dispersion reste malgré tout très faible et n'a pas engendré de problèmes lors de la mise en œuvre des expériences. Le diamètre moyen des particules utilisées durant les expériences est égal à 46.8 μm d'après l'histogramme présenté sur la *Figure II.10b*. Les particules tamisées présentent l'avantage de peu « polluer » l'expérience (le tube en verre reste propre) et de pouvoir maintenir un débit d'injection en particules régulier (*Figure II.9*). Pour ces particules tamisées, des visualisations ont montré la disparition des « jets de particules » qui entraient dans l'écoulement. Sur ce dispositif, le tamisage est donc essentiel pour assurer des conditions d'homogénéité de l'injection en particules, conditions nécessaires dans l'analyse des mécanismes de formation d'amas par effets inertiels.

Le débit en particules reste en outre régulier et suffisamment reproductible entre les différentes campagnes de mesure (*Figures II.8* et *II.9*).

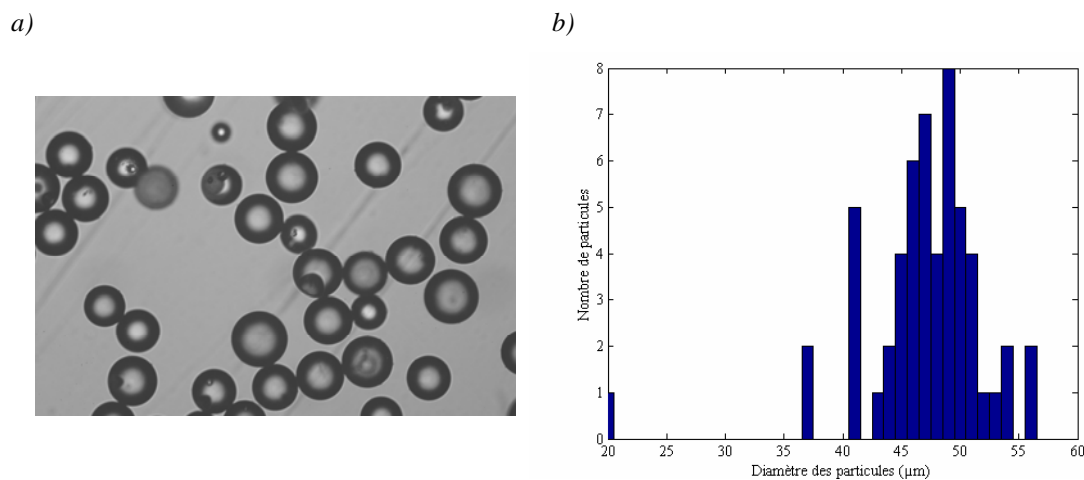


Figure II.10 a) Echantillon de particules de verre après tamisage
b) Histogramme correspondant des diamètres des particules
(comptage manuel sur 55 particules à partir d'une visualisation au microscope)

II.3 Mesure par imagerie laser - Acquisition des données

Pour mener nos expériences, nous avons utilisé une technique de mesure optique non-intrusive. Le principe est de filmer le mouvement de particules (traceurs du fluide et/ou particules solides dans notre cas) et d'en extraire des mesures de vitesses sans placer de dispositif de mesure intrusif au sein même de l'écoulement. Lors des expériences menées en écoulement diphasique, une mesure simultanée des vitesses des deux phases est obtenue à partir d'images prises par une unique caméra. Sur ces images, les signatures des traceurs et des particules solides sont superposées. Pour la phase gazeuse, la technique de vélocimétrie par imagerie de particules (PIV ou *Particle Image Velocimetry*) a été utilisée, et pour les particules solides, la technique de vélocimétrie par suivi de particules (PTV ou *Particle Tracking Velocimetry*). Les différences entre ces deux techniques ainsi que leurs traitements associés sont présentés en détails dans le chapitre III. Dans cette partie, nous allons présenter le système d'acquisition des données par imagerie laser en explicitant tout d'abord la configuration expérimentale puis, en décrivant la chaîne de mesure mise en place.

II.3.1 Configuration expérimentale

La région du fluide analysée (cf. *Figure II.11*) est une tranche du domaine fluide située sur un plan de symétrie du tube cylindrique i.e. un plan vertical passant par un diamètre du tube. Cette région est illuminée par une nappe laser pulsée pour laquelle les deux flashes d'éclairage sont séparés d'un temps Δt . Le volume de mesure est une nappe d'épaisseur environ 300 à 500 μm . On peut donc parler de nappe 2D (2 Dimensions) et donc de PIV 2D.

Une caméra vidéo, dont l'axe optique est perpendiculaire à la tranche laser, enregistre les images de diffusion des traceurs et des particules solides. Par l'objectif photographique, leur image dans la tranche laser est projetée sur le capteur CCD de la caméra. Cette projection optique restreint l'information de vitesse aux composantes x et y de la vitesse, on parle de PIV 2D 2 Composantes. Dans notre écoulement de faible vitesse moyenne, d'intensité turbulente importante et présentant une isotropie du tenseur de Reynolds, la mesure est donc délicate même en écoulement monophasique. Il faut alors choisir avec précaution la valeur de Δt en fonction de l'épaisseur du plan laser, afin de minimiser la perte d'information sur la corrélation du mouvement dans le plan laser, liée au mouvement perpendiculaire à la nappe laser. Les images sont enregistrées dans une zone d'intérêt de 4 cm de largeur sur 5 cm de hauteur centrée autour de l'axe du tube. Nous donnons ainsi une description globale de l'écoulement au voisinage de l'axe, et cette fenêtre de visualisation couvre par ailleurs l'essentiel de la zone de turbulence diffusive sur laquelle nous nous pencherons plus en détails. Dans cette zone autour de l'axe, nous n'avons pas corrigé les aberrations optiques dues à la géométrie cylindrique du tube, car nous avons vérifié avec une mire qu'elles étaient négligeables (*Figure II.12*).

Dans cette configuration expérimentale, la mesure simultanée des vitesses des deux phases en écoulement diphasique nécessite de prendre certaines précautions expérimentales. Tout d'abord, la valeur de Δt choisie pour chaque campagne de mesure est nécessairement un compromis entre le temps idéal pour la mesure des vitesses du fluide et celui pour la mesure des vitesses des particules. D'autre part, le rapport entre les diamètres des particules et les diamètres des traceurs étant de l'ordre de 20, les images des particules et des traceurs apparaissent sur les images enregistrées avec de très forts contrastes de niveaux de gris. Ainsi, pour que les traceurs restent visibles sur les images, il faut toujours faire les réglages (ouverture de la caméra, puissance du laser) à la limite de la saturation du capteur de la caméra.

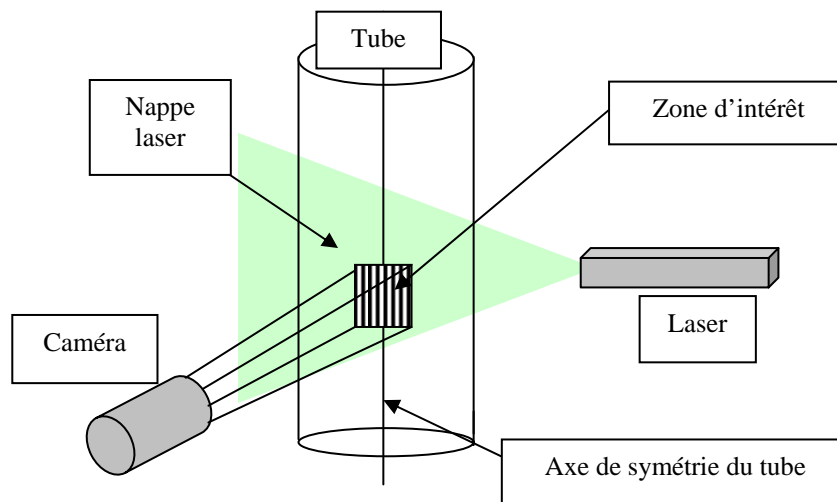


Figure II.11 Configuration expérimentale

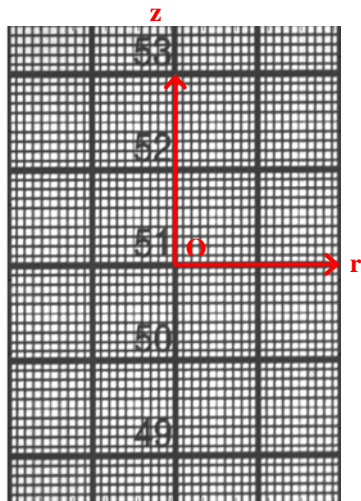


Figure II.12 Exemple de mire dans le repère cartésien d'axe z confondu avec l'axe du tube

II.3.2 Mise en place du système d'imagerie laser

II.3.2.1 Caméra d'acquisition des images

La caméra utilisée dans le cadre de notre expérience est une caméra numérique 12 bits SENSICAM PCO, double shutter avec $1 \mu\text{s}$ entre trames. Elle est équipée d'un capteur CCD refroidi de 1280 par 1024 pixels avec une taille physique de 8.6 mm par 6.7 mm soit $6.7 \mu\text{m}/\text{pixel}$. La caméra PCO est munie d'un objectif Nikon macro 105 mm d'ouverture maximale 2.8.

Pour chaque nouvelle fenêtre d'étude de l'écoulement, l'image d'une mire placée dans le plan de mesure est enregistrée par la caméra. Par l'intermédiaire d'un programme MATLAB, cette mire est utilisée pour passer du « repère caméra » (A;x,y) au repère absolu **cartésien** (O;r,z) (Figure II.13) dans lequel nous représenterons par la suite les champs de vitesse. Les champs sont tracés par rapport à la position de la sortie du jet en O ($r=0, z=0$).

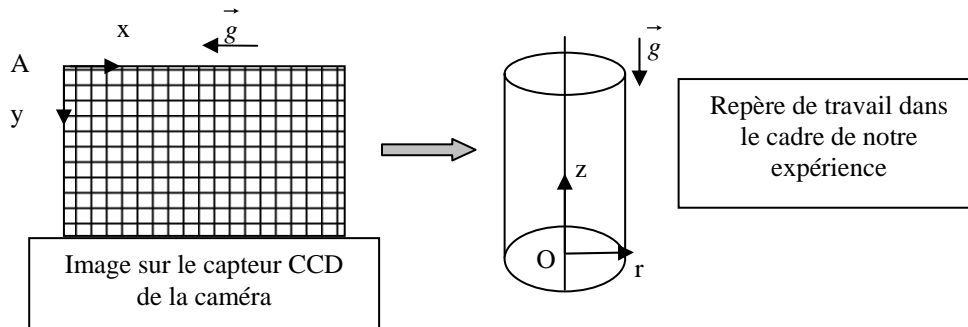


Figure II.13 Changement de repère

II.3.2.2 Laser PIV

Le laser utilisé dans le cadre de notre expérience est un laser Nd-YAG impulsionnel bicavité délivrant 2×30 mJ d'énergie à une fréquence de 4 Hertz. Ainsi, chaque cavité émet une impulsion laser à la fréquence maximale de 4 Hertz. L'impulsion émise par la seconde cavité est retardée d'un intervalle de temps Δt fixé par l'expérimentateur par rapport à l'impulsion laser produite par la première cavité (pour l'ensemble des mesures : $10\mu s \leq \Delta t \leq 2000\mu s$).

indépendamment par un signal externe (FL) (Figure II.14). 195 μs après l'excitation, un second signal extérieur (QS) commande l'ouverture des cellules de Pockels pendant une durée de 10 ns. Cette ouverture libère le tir laser. Le faisceau initialement dans l'infrarouge (1064 nm) est doublé en fréquence pour émettre dans le visible à une longueur d'onde de 532 nm. L'énergie lumineuse est libérée en 10 ns, ce qui correspond pour une vitesse de traceurs de 10 m/s à un déplacement de 0,1 μm . Ainsi, sur chaque image, les traceurs apparaîtront figés.

II.3.2.3 Synchronisation laser – caméra (Figure II.14)

Le laser est piloté en externe au moyen d'une carte PC qui construit les signaux de commandes des lampes flash (FL1 et FL2) et des cellules de Pockels (QS1 et QS2). Tout au long de nos manipulations, la fréquence des impulsions de chaque cavité a été maintenue à 4 Hertz. Cette fréquence est donc celle d'acquisition des doublets d'images donnant accès à la mesure de vitesse. Elle est suffisamment basse pour permettre de supposer l'indépendance

statistique des divers champs de vitesses enregistrés (l'échelle de temps intégrale étant de l'ordre de 0,1s). La lampe flash de la première cavité est d'abord activée et 195 μ s plus tard le front montant QS1 libère le tir laser. La deuxième cavité fonctionne exactement sur le même principe avec un retard Δt . Le signal de commande de la caméra est synchronisé de façon à ce que chaque tir soit capturé par l'image correspondante.

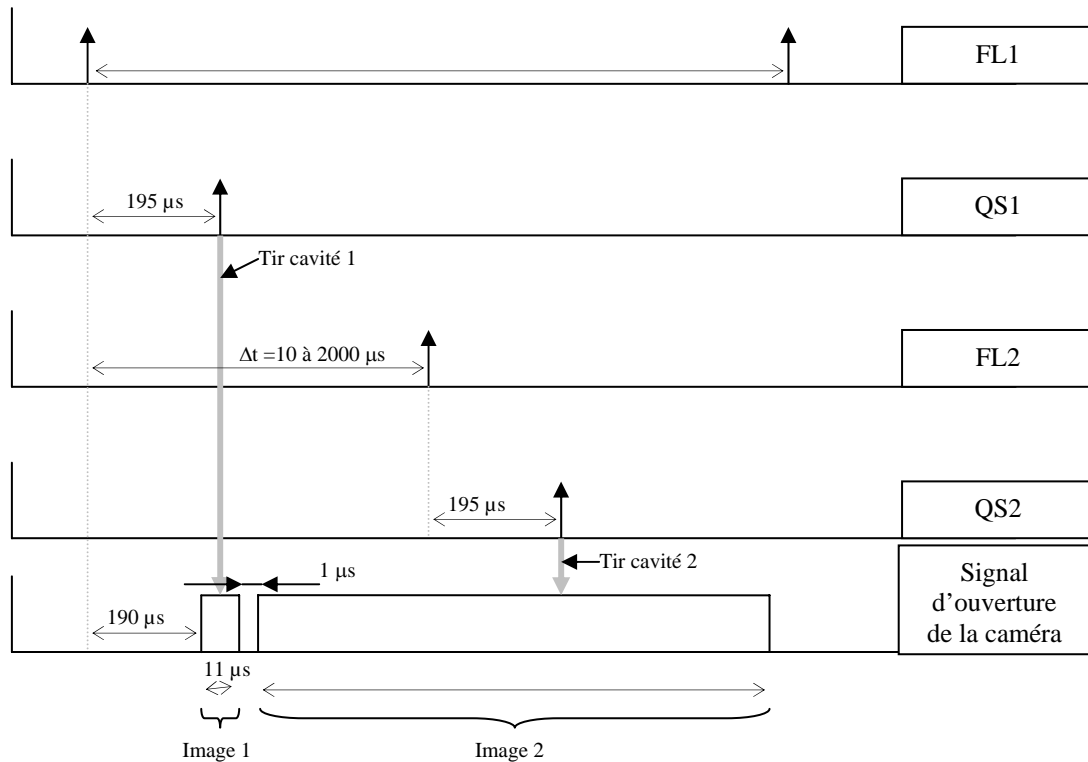


Figure II.14 Synchronisation externe de la chaîne PIV

II.4 Structure de l'écoulement monophasique

Dans cette partie, nous présentons les résultats expérimentaux que nous avons obtenus en écoulement monophasique. Ils permettent de comprendre la structure de l'écoulement de base de jet confiné en tube, dans lequel nous injectons des particules solides. L'analyse globale de l'écoulement monophasique de jet confiné se justifie, malgré l'étude très complète déjà menée par Risso (1994), et ce pour plusieurs raisons.

Tout d'abord, l'étude de l'écoulement monophasique par PIV peut apporter des informations complémentaires par rapport à celle de Risso et Fabre (1997) menée avec l'anémométrie laser à effet Doppler, notamment sur les corrélations spatiales au sein de l'écoulement grâce à la résolution spatiale propre à la PIV.

De plus, les paramètres expérimentaux utilisés dans notre étude, en écoulement monophasique, sont $\alpha \approx 0.1$, $\beta \approx 0.07$, $\gamma \approx 8.7$ (en prenant $H' = H + 100\text{mm}$ comme hauteur caractéristique de l'écoulement de jet confiné, cf. II.2.2.2) et nous avons pris comme vitesse du jet $U_0 = 58\text{ m/s}$, ce qui se traduit par un nombre de Reynolds $Re_{\text{initial}} \approx 38700$. Tout d'abord, il faut noter que la valeur du paramètre caractérisant le confinement latéral α est inférieure à celle utilisée dans l'étude de Risso (1994) ($\alpha \approx 0.2$). Le rapport β de notre étude diffère aussi de celui fixé dans l'installation de Risso (1994) ($\beta \approx 0.22$). Ce changement de β peut modifier la structure de l'écoulement moyen et notamment le positionnement des écoulements de retour. Le rapport γ diffère également entre ces deux installations. Mais d'après l'étude de Risso (1994), l'influence des paramètres β et γ sur la structure de l'écoulement doit être faible dans notre cas parce que H ou ici $H' \gg D$. D'après Risso (1994), la structure adimensionnelle de notre écoulement turbulent doit enfin être indépendante du nombre de Reynolds initial car l'écoulement est suffisamment turbulent i.e. $Re_{\text{initial}} > 20000$. En raison de l'influence éventuelle de ces paramètres sur la structure de l'écoulement, une étude de l'écoulement monophasique dans notre installation expérimentale a donc été nécessaire pour s'assurer de l'existence d'une zone de turbulence diffusive.

L'analyse de l'écoulement monophasique se justifie aussi par le souci d'examiner la région haute du tube où la condition à la limite de paroi a été remplacée par une grille (cf. § II.2.2.2).

Notez que la mesure par PIV en écoulement monophasique n'a fait appel à aucun développement spécifique de la chaîne de calcul PIV. Nous avons utilisé pour ce calcul le

logiciel BkPiv développé dans le groupe EEC du laboratoire (chapitre III). La campagne de mesure en écoulement monophasique nous a permis de mettre en place la méthodologie de mesure par vélocimétrie par imagerie de particules.

Des essais préliminaires, à partir d'images s'étendant sur toute la section transversale du tube, nous ont permis de vérifier à la fois l'axisymétrie en moyenne de l'écoulement de jet confiné monophasique et la conservation du débit dans toute section horizontale du tube. Nous avons également testé les conditions de convergence statistique de nos calculs (Vignal 2002).

Concernant l'exploitation des données présentée ci-dessous, nous avons tout d'abord examiné la structure générale de l'écoulement de jet monophasique en le caractérisant par son champ de vitesse moyenne et ses moments d'ordre 2, 3 et 4. Nous avons ensuite étudié le bilan d'énergie sur l'axe afin d'estimer les termes maîtrisant les transferts d'énergie turbulente et leur évolution le long de l'axe. Ce bilan permet en effet de mettre en évidence l'existence de 4 zones particulières où le poids des différents mécanismes impliqués est distinct (Risso et Fabre 1997). Pour finir, nous avons étudié dans notre installation expérimentale les différentes zones de l'écoulement afin de confirmer l'existence d'une zone de turbulence diffusive aux propriétés remarquables précisées par la suite, et d'en définir les limites. C'est en effet dans cette zone que nous cherchons ensuite à analyser les interactions entre la turbulence et les particules.

Les caractéristiques des campagnes de mesures en écoulement monophasique

La campagne de mesure monophasique a été menée dans un écoulement avec une vitesse initiale du jet d'air $U_0=58\text{m/s}$. Lors de nos campagnes de mesures, nous avons enregistré 15 séries de doublets d'images localisées à différentes hauteurs, en balayant quasiment toute la hauteur du tube ($0 \leq z/D \leq 7.65$). Le nombre de doublets d'images acquis dans chaque série varie entre 1500 et 4500 afin d'assurer la convergence statistique (Benedict et Gould 1996). Nous avons choisi le temps entre les deux images du doublet Δt afin d'optimiser les déplacements des traceurs pour chaque campagne de mesures (cf. chapitre III). Les images mesurant 5 cm de hauteur sur 4 cm de largeur, la résolution spatiale est ainsi de $39 \mu\text{m/pixel}$. La plupart des calculs PIV en écoulement monophasique ont été faits avec des mailles 16×16 pixels pour la 2^{ème} passe, de taille $\Delta x_{\text{maille}} = \Delta y_{\text{maille}} = 624 \mu\text{m}$, avec 50% de recouvrement (cf. chapitre III, § III.2).

II.4.1 Structure de l'écoulement moyen dans l'étude d'un écoulement de jet confiné

Dans l'écoulement turbulent d'un jet axisymétrique confiné dans un tube, plusieurs zones peuvent être distinguées (Risso (1994) et *Figure II.15*) :

zone **I** d'expansion du jet au niveau de l'injection de l'air dans le tube,

zone **II** de restructuration de l'écoulement après l'impact du jet sur les parois latérales du tube,

zone **III** où l'écoulement est influencé par la condition limite supérieure du tube (zone proche de l'ensemenceur en particules solides).

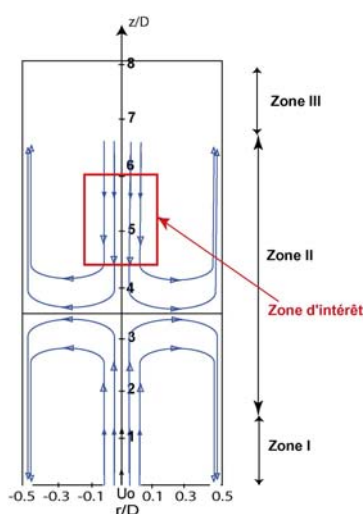


Figure II.15 Configuration générale de l'écoulement de jet de tube (d'après Risso et Fabre (1997))

C'est dans la zone **II** que nous allons rechercher la zone de turbulence diffusive qui nous intéresse pour notre étude qui porte sur la dispersion des particules solides et leur interaction avec le fluide porteur.

II.4.2 Evolution des principales grandeurs sur l'axe

Nous allons tout d'abord décrire les évolutions sur l'axe du tube de quelques grandeurs statistiques caractérisant l'écoulement gazeux monophasique.

II.4.2.1 Moments d'ordre 1 et 2

La vitesse moyenne selon z décroît rapidement après la sortie du jet à cause de l'expansion du jet (*Figure II.16a*). L'effet du confinement essentiellement latéral est de faire décroître la vitesse moyenne le long de l'axe de manière très efficace.

En comparant nos résultats avec ceux de Risso (1994) (*Figure II.16*), nous remarquons beaucoup de similitudes. Les courbes de vitesse moyenne axiale présentent toutes les deux un plateau en entrée du tube comme dans la zone de cône potentiel d'un jet libre. En effet, dans les deux études, l'air est acheminé jusqu'au bas du tube par un convergent permettant d'obtenir un profil de vitesse uniforme dans la section d'entrée du tube. Lorsqu'on s'éloigne de l'entrée, la comparaison avec le jet libre perd comme prévu sa pertinence car notre écoulement de jet confiné commence à interagir avec les parois du tube.

Sur la *Figure II.16b*, nous remarquons que la vitesse moyenne axiale, au lieu de tendre asymptotiquement vers zéro en décroissant, s'annule totalement autour de $z/D=3.6$ avant de s'inverser. Cette vitesse moyenne axiale négative sur l'axe, atteint un minimum vers $z/D=3.9$, puis tend asymptotiquement vers 0 pour des z/D plus grands. Cette évolution axiale de la vitesse longitudinale sur l'axe est la signature de l'existence des deux cellules d'écoulement schématisées sur la *Figure II.15*.

Ainsi, malgré les différences entre notre configuration expérimentale et celle de Risso (1994), la vitesse moyenne axiale s'annule à la même cote $z/D=3.6$. Il semble aussi que la structure de l'écoulement moyen et l'extension des différentes zones de l'écoulement soient peu sensibles à ces différences de configurations.

Dès l'injection, l'intense cisaillement du jet génère rapidement une turbulence anisotrope ($\sqrt{u_z'^2} > \sqrt{u_r'^2}$, *Figures II.16c et II.16d*), ce qui est cohérent avec les observations du jet libre en zone proche de l'injection (Chassaing 2000). Puis les fluctuations de vitesses s'atténuent et l'énergie est redistribuée entre les composantes des fluctuations de vitesses. Nous assistons alors à une décroissance de la turbulence qui est moins rapide que celle du mouvement moyen.

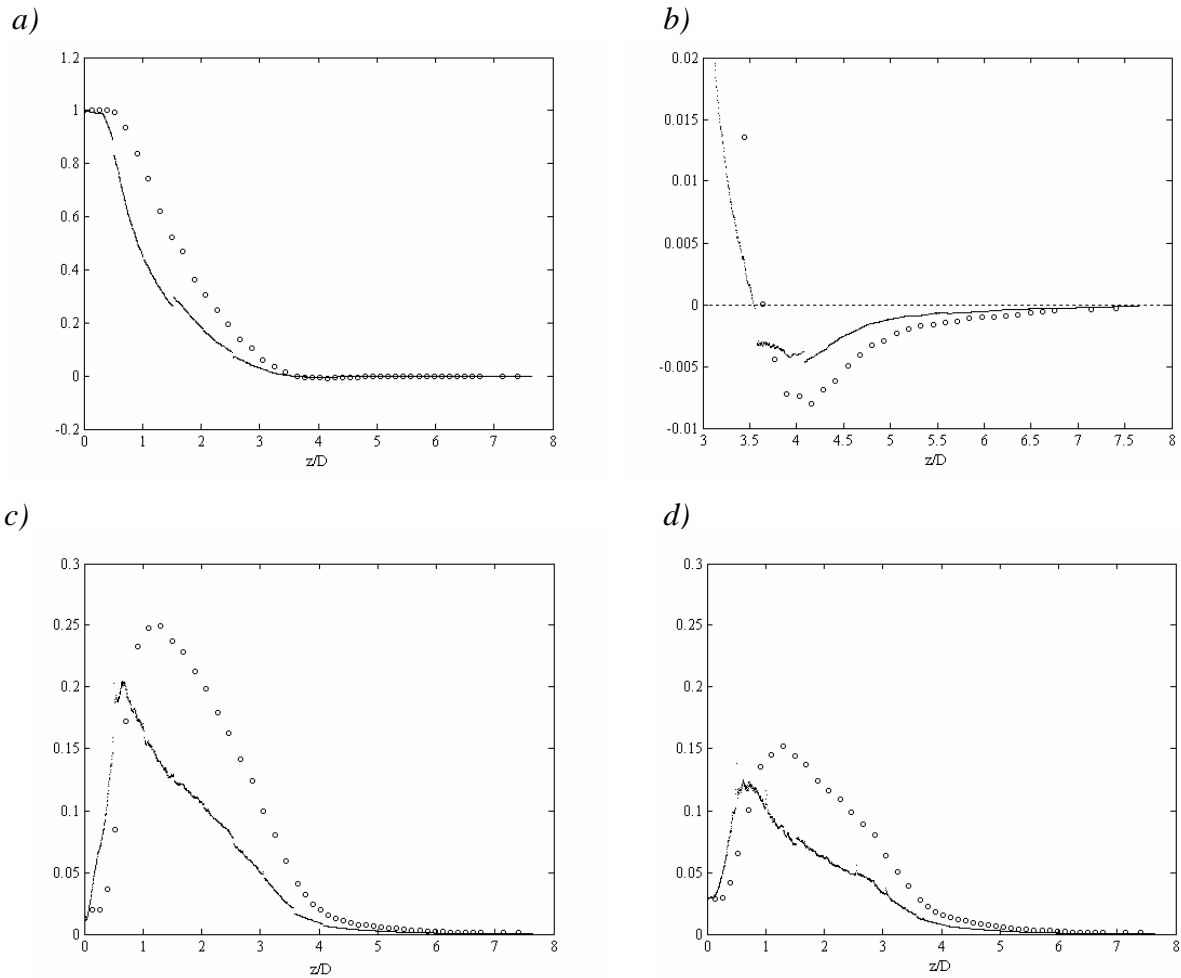


Figure II.16 Profils axiaux normés par $\overline{U_{z_{axe}, z=0}} = U_0$ de :

- a) et b) composante axiale de la vitesse moyenne $\overline{U_{z_{axe}}} / U_0$

- c) écart-type axial $\sqrt{\overline{u_{z_{axe}}^2}} / U_0$ et d) écart-type radial $\sqrt{\overline{u_{r_{axe}}^2}} / U_0$

. Mesures expérimentales de la présente étude o Risso (1994)

La décroissance de la turbulence étant moins rapide que celle du mouvement moyen, l'intensité relative de la turbulence (Figure II.17a), définie par le rapport entre l'énergie cinétique turbulente moyenne ($\bar{e} = 1/2 \sum_{i=1}^3 \overline{u_i u_i}$) et la vitesse moyenne axiale, croît continuellement depuis la section d'entrée de l'air dans le tube jusqu'à tendre vers des valeurs extrêmes au niveau du point d'annulation de la vitesse moyenne ($z/D=3.6$, Figure II.16b). Ensuite, ce rapport décroît pour reprendre des valeurs finies tout en restant assez élevé et

toujours supérieur à 1.5. Dans cet écoulement, la turbulence reste donc toujours plus importante que le mouvement moyen, ce qui constitue une situation d'étude privilégiée pour l'analyse de l'interaction entre une turbulence et un nuage de particules.

Parallèlement, nous pouvons remarquer que le rapport entre les composantes axiales et radiales des fluctuations de vitesses, aussi appelé rapport d'isotropie (*Figure II.17b*), décroît vers la valeur 1 atteinte aux alentours de $z/D=z_0/D=4.3$ et conservée jusqu'à $z/D\approx 6.5$. Ceci permet de mettre en évidence une tendance de l'écoulement turbulent à atteindre, et à conserver dans une région d'extension importante, la propriété d'isotropie des moments d'ordre 2 des vitesses loin de l'injection de l'air dans le tube. Les profils axiaux de la *Figure II.17* sont très similaires à ceux obtenus par Risso (1994), à la dispersion près des résultats liée à une convergence statistique moyenne. On retrouve notamment une valeur identique de $z_0/D=4.3$ apparemment indépendante des paramètres adimensionnels du dispositif de jet confiné (α , β , γ et $Re_{initial}$).

La turbulence redevient anisotrope dans la région très haute du jet ($z/D>6.5$) en raison de l'influence du confinement longitudinal imposé par la grille située à $z/D=8.7$.

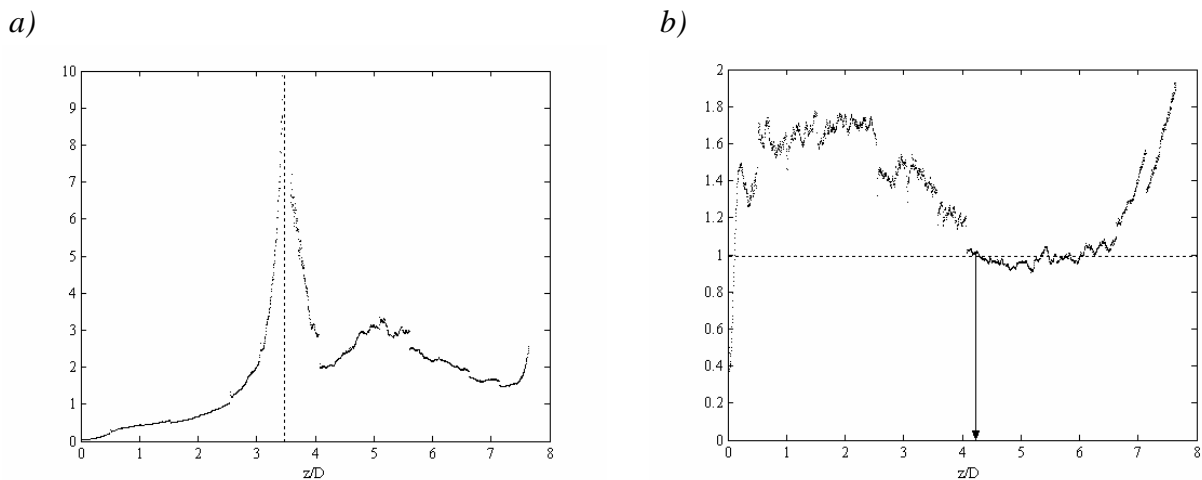


Figure II.17 Profils axiaux de :

- a) Intensité relative de la turbulence $\sqrt{\overline{e}} / \overline{U_z}$ b) Rapport d'isotropie $\sqrt{\overline{u_z^2} / \overline{u_r^2}}$

II.4.2.2 Moments d'ordre 3 et 4

Sur la *Figure II.18* sont tracées les évolutions des moments d'ordre supérieur en fonction de la distance à la section d'entrée. Ces évolutions sont tracées à partir des résultats issus des données expérimentales obtenues et n'ont fait l'objet d'aucun post-traitement. Malgré la dispersion des mesures, nous pouvons clairement analyser les tendances d'évolution.

Le moment d'ordre 3 noté $\overline{u_z^3}$, responsable de la diffusion longitudinale de la composante axiale de la fluctuation turbulente de vitesses, est normé par $(\overline{u_z^2})^{3/2}$ (*Figure II.18a*). Ce rapport représente ainsi le coefficient de dissymétrie. Il passe d'une valeur négative dans le cœur du jet à une valeur approximativement nulle pour z/D compris entre 1 et 2.15. Il continue ensuite d'augmenter pour atteindre son maximum autour de $z/D=4$. Ensuite, le coefficient de dissymétrie diminue pour atteindre une valeur asymptotique proche de 0.5 jusqu'à $z/D=6$ environ, puis décroît encore jusqu'à atteindre des valeurs négatives attribuables au manque de convergence statistique des mesures.

Le moment d'ordre 3 $\overline{u_z u_r^2}$, correspondant à la diffusion longitudinale de la composante radiale de la fluctuation turbulente de vitesses, est normé par $\overline{u_z^3}$ (*Figure II.18b*). Ce rapport reste toujours inférieur à l'unité (moyennant la dispersion des mesures expérimentales) et tend vers la valeur 0.25.

Les moments d'ordre 4, $\overline{u_z^4}$ et $\overline{u_r^4}$, sont normalisés par $(\overline{u_z^2})^2$ et $(\overline{u_r^2})^2$ respectivement ce qui permet d'introduire les coefficients d'aplatissement des fluctuations de vitesses axiales et radiales. Sur les *Figures II.18c et II.18d* sont représentés les tiers de ces coefficients d'aplatissement. Ils sont tous les deux égaux à 1 pour z/D compris entre 0.6 et environ 2.5.

De ces résultats, nous pouvons conclure que les caractéristiques statistiques de la turbulence sont proches du comportement gaussien (coefficient de dissymétrie nul et coefficients d'aplatissement égaux à 3) seulement dans la courte zone située entre $z/D \approx 1$ et $z/D \approx 2.15$.

Globalement, ces résultats présentent beaucoup de similitudes avec ceux obtenus par Risso (1994). Tout d'abord, la turbulence présente aussi un caractère gaussien dans le cas de Risso (1994) mais dans une zone légèrement différente située entre $z/D \approx 1.5$ et $z/D \approx 2.3$. De plus, les évolutions qualitatives des différents moments sont semblables.

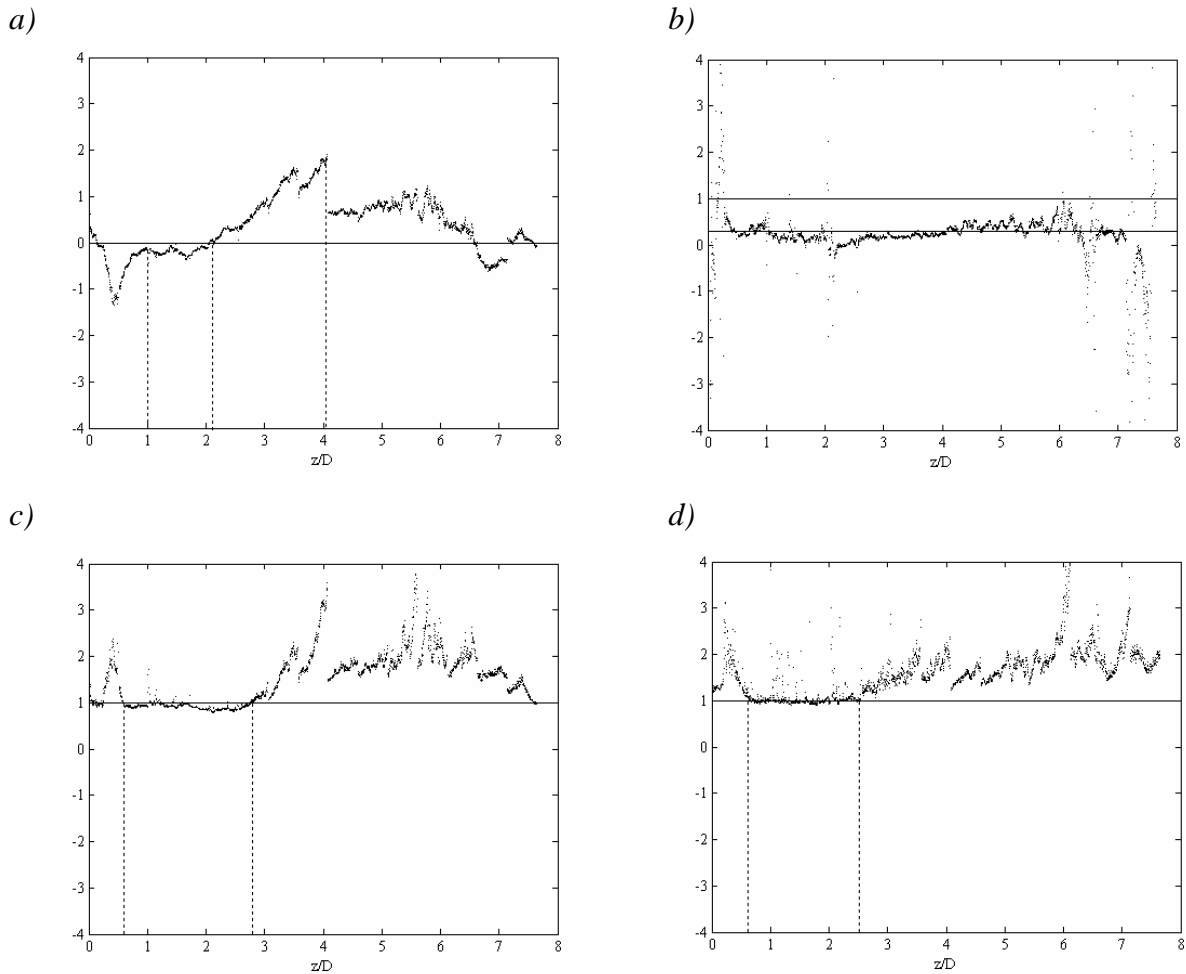


Figure II.18 Profils axiaux des rapports des moments :

$$\begin{aligned}
 a) & \frac{\overline{u_z^3}}{\left(\overline{u_z^2}\right)^{3/2}} & b) & \frac{\overline{u_z^2}}{\overline{u_z^3}} \\
 c) & \frac{1}{3} \frac{\overline{u_z^4}}{\left(\overline{u_z^2}\right)^2} & d) & \frac{1}{3} \frac{\overline{u_r^4}}{\left(\overline{u_r^2}\right)^2}
 \end{aligned}$$

II.4.2.3 Lois d'évolutions axiales des moments statistiques d'ordre 1 à 4

Risso et Fabre (1997) ont montré qu'il est intéressant d'examiner les évolutions axiales des différents moments statistiques en représentation semi-logarithmique. Ainsi les moments statistiques d'ordre 1 à 4 sont tracés sur la *Figure II.19* dans cette représentation. Les moments d'ordre 3 sont tracés pour z/D compris entre 2.7 et 6.3 afin de présenter seulement les valeurs positives des ces moments. Nous constatons qu'à partir de $z/D \approx 4.1$ toutes les évolutions deviennent linéaires dans cette représentation et elles le restent jusqu'à environ $z/D = 6.3$, signifiant que les moments tracés décroissent en suivant une loi exponentielle. Or sur la *Figure II.18*, nous pouvons remarquer que les rapports entre les différents moments tracés sur la *Figure II.19* sont tous constants aux incertitudes de mesure près entre $z/D \approx 4.1$ et

$z/D \approx 6.3$. Ainsi, toutes les exponentielles, représentant les moments entre $z/D \approx 4.1$ et $z/D \approx 6.3$, ont la même échelle de longueur de décroissance lorsque les moments sont exprimés dans la même unité.

Ce résultat mis en évidence par Risso (1994) exprime que pour tout moment M_n d'ordre n , la loi de décroissance exponentielle selon z s'écrit:

$$M_n(z) = M_n(z_0) \exp[-n(z - z_0)/L] \text{ avec } L \approx 1.0D.$$

Dans la formule ci-dessus, $L \approx 1.0D$ implique que loin de l'entrée le comportement de l'écoulement est contrôlé par le confinement latéral. Ceci confirme bien a posteriori le choix du diamètre du tube D pour normaliser les différentes coordonnées.

Au-delà de $z/D = 6.3$, la structure de l'écoulement monophasique est influencée par la présence de l'ensemenceur en particules solides fermant hermétiquement le tube, et les différents moments ne suivent plus les mêmes lois de décroissance. Cette partie haute du tube n'avait pas été explorée par Risso et Fabre (1997). Dans ce travail, c'est dans cette zone que nous injectons les particules et il était donc nécessaire d'y explorer les caractéristiques de la turbulence.

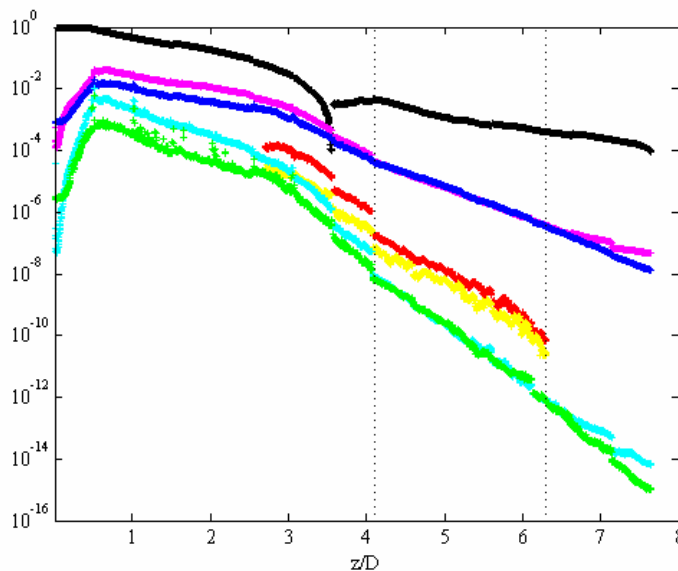


Figure II.19 Moments sur l'axe :

$$\begin{aligned}
 & + \overline{|u_z|} / \overline{U_{zaxe, z=0}} \quad + \overline{u_z^2} / \left(\overline{U_{zaxe, z=0}} \right)^2 \quad + \overline{u_r^2} / \left(\overline{U_{zaxe, z=0}} \right)^2 \\
 & + \overline{u_z^3} / \left(\overline{U_{zaxe, z=0}} \right)^3 \quad + \overline{u_z u_r^2} / \left(\overline{U_{zaxe, z=0}} \right)^3 \quad + \overline{u_z^4} / \left(\overline{U_{zaxe, z=0}} \right)^4 \quad + \overline{u_r^4} / \left(\overline{U_{zaxe, z=0}} \right)^4
 \end{aligned}$$

II.4.3 Bilan d'énergie et présentation des différentes zones de l'écoulement

Notre écoulement possède la particularité de présenter sur un domaine spatial restreint une évolution très particulière du comportement du fluide (cf. § II.4.1). En effet, la présence combinée du confinement latéral dû à la paroi du tube et du confinement longitudinal dû à la présence du système d'ensemencement en particules solides, force l'écoulement à se restructurer d'une région d'écoulement cisailé (zone **I** *Figure II.15*) à une zone de turbulence diffusives (dans la zone **II** *Figure II.15*) (Risso et Fabre 1997). Entre les deux se trouve une zone de transition dans laquelle nous pouvons distinguer deux sous-zones : la première où le mouvement moyen est prépondérant ($1.5 < z/D < 2.7$) et la deuxième à mouvement moyen négligeable ($2.7 < z/D < 4.3$).

Dans ce paragraphe, nous commençons par rappeler les bilans des équations de transport des moments d'ordre deux dans le cas particulier de l'écoulement de jet confiné. Ces bilans, plus particulièrement sur l'axe du tube, vont nous permettre de distinguer les différents termes intervenants dans les transferts d'énergie turbulente et par conséquent de mettre en évidence l'existence de différentes zones dans l'écoulement. Les caractéristiques principales des différentes zones de l'écoulement sont ensuite présentées.

II.4.3.1 Bilan d'énergie cinétique axial

La distinction entre les différentes régions de l'écoulement est renforcée par l'analyse du bilan énergétique comme l'ont montré Risso et Fabre (1997). Comme nous nous intéressons à un écoulement inhomogène suivant z (coordonnée selon l'axe du tube) et que l'écoulement ne présente pas a priori dans toutes ses régions un caractère isotrope, il est nécessaire de décomposer l'équation de transport de l'énergie cinétique turbulente moyenne

($\bar{e} = 1/2 \sum_{i=1}^3 \overline{u_i u_i}$) selon chaque direction de l'espace.

Equations de transport des moments d'ordre deux vertical $\overline{u_z'^2}$ et horizontal $\overline{u_r'^2}$

Les équations de transport des moments d'ordre deux vertical ($\overline{u_z'^2}$) et horizontal ($\overline{u_r'^2}$) sont reportées ci-dessous en coordonnées cylindriques axisymétriques (z,r,θ) (équations (II.1) et (II.2)). La dérivée selon θ de toute quantité moyenne est nulle puisque l'écoulement est axisymétrique en moyenne. Dans ces équations, p' représente la pression fluctuante, ρ_f la masse volumique du fluide, ν_f la viscosité cinématique du fluide.

Ces équations comprennent les termes suivants :

A_{ij} : termes d'advection par le mouvement moyen vertical ($j=z$) et horizontal ($j=r$)

Tu_{ij} : termes de transport/diffusion vertical ($j=z$) et radial ($j=r$) par la turbulence

$Prod_{ij}$: termes de production par le mouvement moyen, termes de production faisant intervenir les contraintes de Reynolds normales ($i=j$) et tangentielles ($i \neq j$)

Tp_i : termes de transport par les fluctuations de pression

Rp_i : termes de redistribution par les fluctuations de pression

$D\mu_i$: termes de diffusion par la viscosité

ε_i : termes de dissipation par la viscosité.

L'équation associée au moment d'ordre deux vertical $\overline{u_z'^2}$ s'écrit :

$$A_{zz} + A_{zr} + Tp_z + Rp_z + Prod_{zz} + Prod_{zr} + Tu_{zz} + Tu_{zr} + D\mu_z + 2\varepsilon_z = 0 \quad (II.1)$$

avec

$$A_{zz} = -\overline{U_z} \frac{\partial \overline{u_z'^2}}{\partial z} \quad A_{zr} = -\overline{U_r} \frac{\partial \overline{u_z'^2}}{\partial r}$$

$$Tp_z = -\frac{2}{\rho_f} \overline{\frac{\partial p' u_z'}{\partial z}} \quad Rp_z = +\frac{2}{\rho_f} \overline{p' \frac{\partial u_z'}{\partial z}}$$

$$Prod_{zz} = -2\overline{u_z'^2} \frac{\partial \overline{U_z}}{\partial z} \quad Prod_{zr} = -2\overline{u_z' u_r'} \frac{\partial \overline{U_z}}{\partial r}$$

$$Tu_{zz} = -\frac{\partial \overline{u_z'^3}}{\partial z} \quad Tu_{zr} = -\frac{1}{r} \frac{\partial \overline{(r u_r' u_z'^2)}}{\partial r}$$

$$D\mu_z = +\nu_f \nabla^2 \overline{u_z'^2} \quad \varepsilon_z = +\nu_f \left[\overline{\left(\frac{\partial u_z'}{\partial z} \right)^2} + \overline{\left(\frac{\partial u_z'}{\partial r} \right)^2} + \overline{\left(\frac{1}{r} \frac{\partial u_z'}{\partial \theta} \right)^2} \right]$$

L'équation associée au moment d'ordre deux horizontal $\overline{u_r'^2}$ s'écrit :

$$A_{rz} + A_{rr} + T_{p_r} + R_{p_r} + \text{Prod}_{rz} + \text{Prod}_{rr} + T_{u_{rz}} + T_{u_{rr}} + D\mu_r + 2\varepsilon_r = 0 \quad (\text{II.2})$$

avec

$$A_{rz} = -\overline{U_z} \frac{\partial \overline{u_r'^2}}{\partial z} \quad A_{rr} = -\overline{U_r} \frac{\partial \overline{u_r'^2}}{\partial r}$$

$$T_{p_r} = -\frac{2}{\rho_f} \frac{\partial \overline{p' u_r'}}{\partial r} \quad R_{p_r} = +\frac{2}{\rho_f} \overline{p' \frac{\partial u_r'}{\partial r}}$$

$$\text{Prod}_{rz} = -2\overline{u_z u_r'} \frac{\partial \overline{U_r}}{\partial z} \quad \text{Prod}_{rr} = -2\overline{u_r'^2} \frac{\partial \overline{U_r}}{\partial r}$$

$$T_{u_{rz}} = -\frac{\partial \overline{u_z u_r'^2}}{\partial z} \quad T_{u_{rr}} = -\frac{\partial (\overline{u_r'^3})}{\partial r} + \frac{2\overline{u_r' u_\theta'^2}}{r}$$

$$D\mu_r = +\nu_f \nabla^2 \overline{u_r'^2} \quad \varepsilon_r = +\nu_f \left[\left(\frac{\partial \overline{u_r'}}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial \overline{u_r'}}{\partial r} \right)^2 + \left(\frac{1}{r} \frac{\partial \overline{u_r'}}{\partial \theta} \right)^2 \right]$$

Les termes de diffusion par la viscosité ($D\mu_z$ et $D\mu_r$) sont négligeables et ne seront donc pas considérés dans les bilans d'énergie cinétique verticale et radiale présentés ci-dessous.

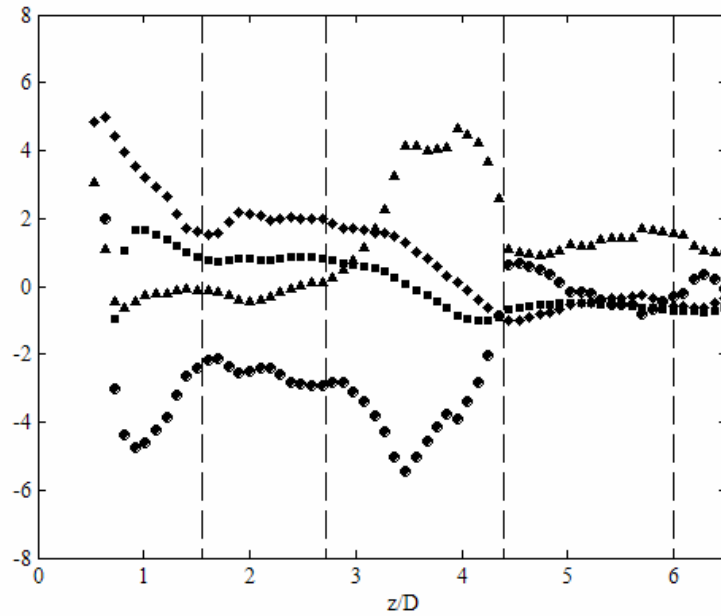
Bilan d'énergie cinétique sur l'axe

Le bilan sur l'axe des équations de transport des moments d'ordre deux vertical et horizontal va nous permettre d'évaluer le comportement des différents mécanismes maîtrisant les transferts d'énergie turbulente.

Les seuls termes intervenant dans le bilan sur l'axe et étant calculables dans notre étude expérimentale sont les termes de transport vertical par la turbulence ($T_{u_{zz}}$ et $T_{u_{rz}}$), d'advection par le mouvement moyen vertical (A_{zz} et A_{rz}) et de production par le mouvement moyen vertical (Prod_{zz} et Prod_{rz}). Les autres termes intervenant dans le bilan axial sont contenus dans le terme noté « Reste_i » par la suite dans le bilan axial correspondant à $\overline{u_i'^2}$. Ce terme comprend notamment les termes de transport horizontal par la turbulence ($T_{u_{zr}}$ et $T_{u_{rr}}$). La *Figure II.20* présente l'ensemble des termes intervenant dans le bilan axial des équations de transport des moments d'ordre deux cités ci-dessus mais normés par $(\overline{u_z'^2})^{3/2} / D$ (ces termes

sont repérés par des *). Ce choix de normalisation est fait afin de comparer les résultats à ceux de Risso (1994) qui suit l'hypothèse de Hopfinger & Tolly (1976) et suppose que $(\overline{u_z'^2})^{3/2} / D$ est un bon ordre de grandeur de référence pour les termes des bilans.

a)



b)

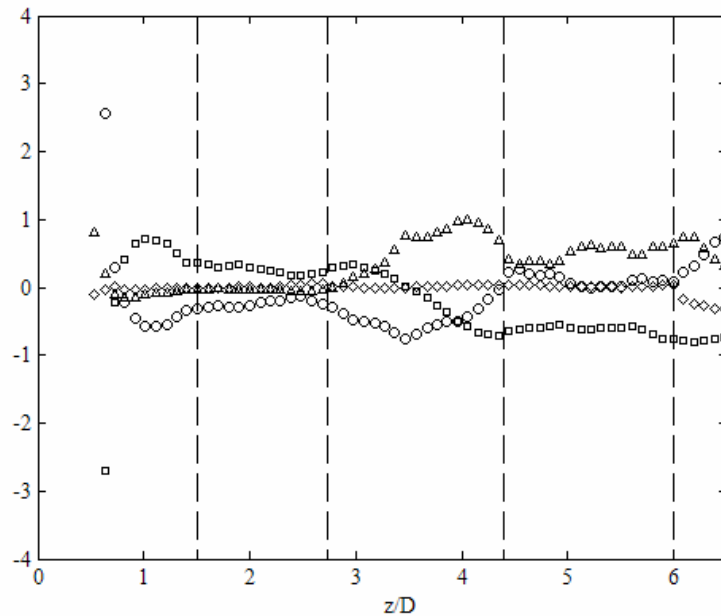


Figure II.20 Termes intervenant dans le bilan axial des équations de transport des moments d'ordre deux

a) Pour $\overline{u_z'^2}$ ■ A_{zz}^* ♦ $Prod_{zz}^*$ ▲ Tu_{zz}^* ● $Reste_z^*$ b) Pour $\overline{u_r'^2}$ □ A_{rz}^* ◇ $Prod_{rz}^*$ △ Tu_{rz}^* ○ $Reste_r^*$

La *Figure II.20* permet, dans un premier temps, de mettre en évidence de manière qualitative l'évolution des termes intervenant dans le bilan axial des équations de transport des moments d'ordre deux. Ces bilans montrent que 5 zones distinctes apparaissent dans l'écoulement. Ces régions ont comme limites approximatives $0 < z/D < 1.5$, $1.5 < z/D < 2.7$, $2.7 < z/D < 4.3$, $4.3 < z/D < 6$ et $z/D > 6$ pour la région très haute de l'écoulement. Le poids relatif des différents mécanismes prépondérant dans l'écoulement est commenté dans les paragraphes suivants parallèlement à l'étude des profils radiaux de vitesse moyenne axiale et de fluctuations de vitesses.

II.4.3.2 Zone d'expansion du jet de $z/D \approx 0$ à 1.5

Dans la région située à la sortie du jet d'injection de l'air dans le tube d'étude et $z/D \approx 1.5$, la modification de la structure de l'écoulement est très rapide. Cette zone constitue la zone d'expansion du jet : on assiste à une expansion avec entraînement du fluide alentour et un maximum de vitesse sur l'axe. Peu après l'injection, le fort cisaillement du jet produit une turbulence intense. Le maximum d'énergie cinétique turbulente coïncide avec le maximum de gradient de vitesse et nous observons le noyau potentiel où les caractéristiques de la turbulence sont directement liées aux conditions d'injection dans le tube (*Figure II.21a*). Quand on s'éloigne de la section d'entrée le confinement provoque une rapide diminution du mouvement moyen (*Figure II.21b*). L'intensité de la turbulence décroît aussi mais beaucoup moins vite et son homogénéisation transversale est remarquable. Pour $z/D=1$, nous remarquons que le profil de vitesse moyenne est loin d'être uniforme et que le maximum de turbulence est situé sur l'axe du tube (*Figure II.21b*).

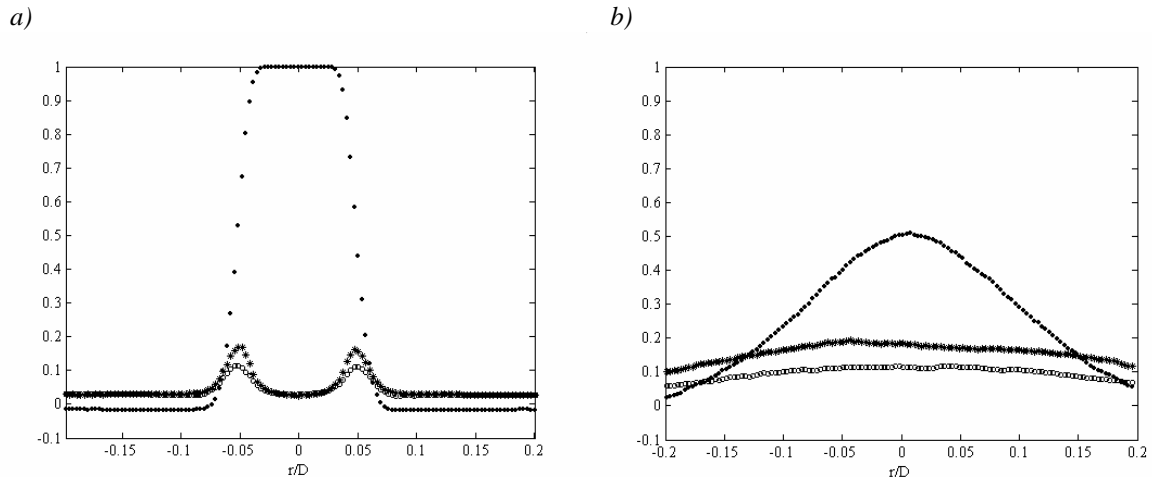


Figure II.21 Profils radiaux normés par $\overline{U_{z_{axe}, z=0}} = U_0$

de la vitesse moyenne axiale ($\cdot \overline{U_z}/U_0$) et des écarts-types ($* \sqrt{\overline{u_z'^2}}/U_0$ o $\sqrt{\overline{u_r'^2}}/U_0$)

a) $z/D=0.1$ et b) $z/D=1$

Cette région est dominée essentiellement par le terme de production de la turbulence par le mouvement moyen pour le bilan du moment d'ordre deux vertical $\overline{u_z'^2}$ (Figure II.20a). On s'attend également à un transport turbulent important de $\overline{u_z'^2}$ par la fluctuation radiale u_r' (terme Tu_{zr}). Ce terme n'a pas été mesuré ici mais on sait que la turbulence est maximale dans les couches cisillées bordant le jet.

Concernant le bilan de $\overline{u_r'^2}$, le terme prépondérant est celui d'advection par le mouvement moyen longitudinal tandis que le terme de production est très faible (Figure II.20b).

La limite supérieure de cette zone est normalement atteinte lorsque le confinement latéral arrête l'expansion du jet. Risso (1994) a montré que le confinement impose au-delà de $z/D=1.5$ la présence dans le champ de l'écoulement d'une ligne verticale où la vitesse moyenne axiale est nulle. Cette ligne se maintient en $r/D=0.35$ quelle que soit la valeur de z pour $z/D>1.5$. En raison de la faible extension de notre fenêtre de mesure d'analyse PIV ($-0.2 \leq r/D \leq 0.2$), nous n'avons pas pu examiner le lieu des points où $\overline{U_z} = 0$. La limite en z/D de la zone d'expansion n'a donc pas pu être déterminée dans ce travail. Mais tout indique que cette limite est inchangée dans notre expérience.

II.4.3.3 Zone de transition de $z/D \approx 1.5$ à 4.3

Nous avons ici regroupé, pour la synthèse de la présentation de l'écoulement, sous l'appellation globale de zone de transition, deux zones qui s'interposent entre la zone d'expansion du jet et la zone d'étude située au-delà de $z/D=4.3$. Cette zone de transition est en effet le lieu de deux transitions successives, qui portent sur le poids relatif du mouvement moyen et du mouvement fluctuant d'une part, puis sur le poids des mécanismes de diffusion turbulente dans le bilan énergétique d'autre part.

Nous avons reporté les profils radiaux de la vitesse moyenne axiale et des écarts-types en $z/D=1.5$ (*Figure II.22a*) à titre indicatif. Ils montrent que le mouvement moyen est à cette cote encore prépondérant. Nous observons dans cette zone complexe à analyser que la vitesse moyenne passe d'une valeur supérieure à la fluctuation de vitesse axiale en $z/D=1.5$ (*Figure II.22a*) à une valeur inférieure à celle-ci en $z/D=2.6$ et au-delà (*Figures II.22b et II.22c*). Ainsi, le mouvement moyen, prépondérant dans un premier temps, devient par la suite négligeable par rapport au mouvement turbulent et la structure de l'écoulement continue ensuite à évoluer longitudinalement en raison de cette turbulence dominante.

Dans la zone comprise entre $z/D \approx 1.5$ et $z/D \approx 2.7$, les termes d'advection par le mouvement moyen intervenant dans les bilans d'énergies axiaux restent à peu près constants par rapport à $(\overline{u_z'^2})^{3/2} / D$ (*Figure II.20*). Il en est de même pour le terme de production par le gradient longitudinal sur l'axe dans le bilan correspondant à $\overline{u_z'^2}$. Cette zone est le siège d'un équilibre relatif entre production, advection et dissipation. Le terme de production de la turbulence par le mouvement moyen reste dominant dans le bilan correspondant à $\overline{u_z'^2}$ et entraîne par conséquent une décroissance de la turbulence le long de l'axe moins rapide que celle du mouvement moyen.

Pour les cotes comprises entre $z/D \approx 2.7$ et $z/D \approx 4.3$ (*Figure II.20*), le terme de diffusion vertical par la turbulence devient dominant, aussi bien dans l'équation de $\overline{u_z'^2}$ que dans celle de $\overline{u_r'^2}$. Ces deux termes Tu_{zz} et Tu_{rz} augmentent jusqu'aux alentours de $z/D \approx 4$. Les deux composantes de l'énergie cinétique turbulente sont alors contrôlées par l'équilibre entre les termes de diffusion et de dissipation. Ensuite, jusqu'à $z/D \approx 4.3$, les termes de diffusion verticaux diminuent, la composante radiale restant bien moins importante que la composante verticale.

Dans cette région, l'écoulement s'homogénéise dans la direction transversale plus rapidement pour la turbulence que pour le mouvement moyen. En $z/D=4$, l'homogénéité transversale est déjà très nette, et la tendance à l'isotropie se renforce.

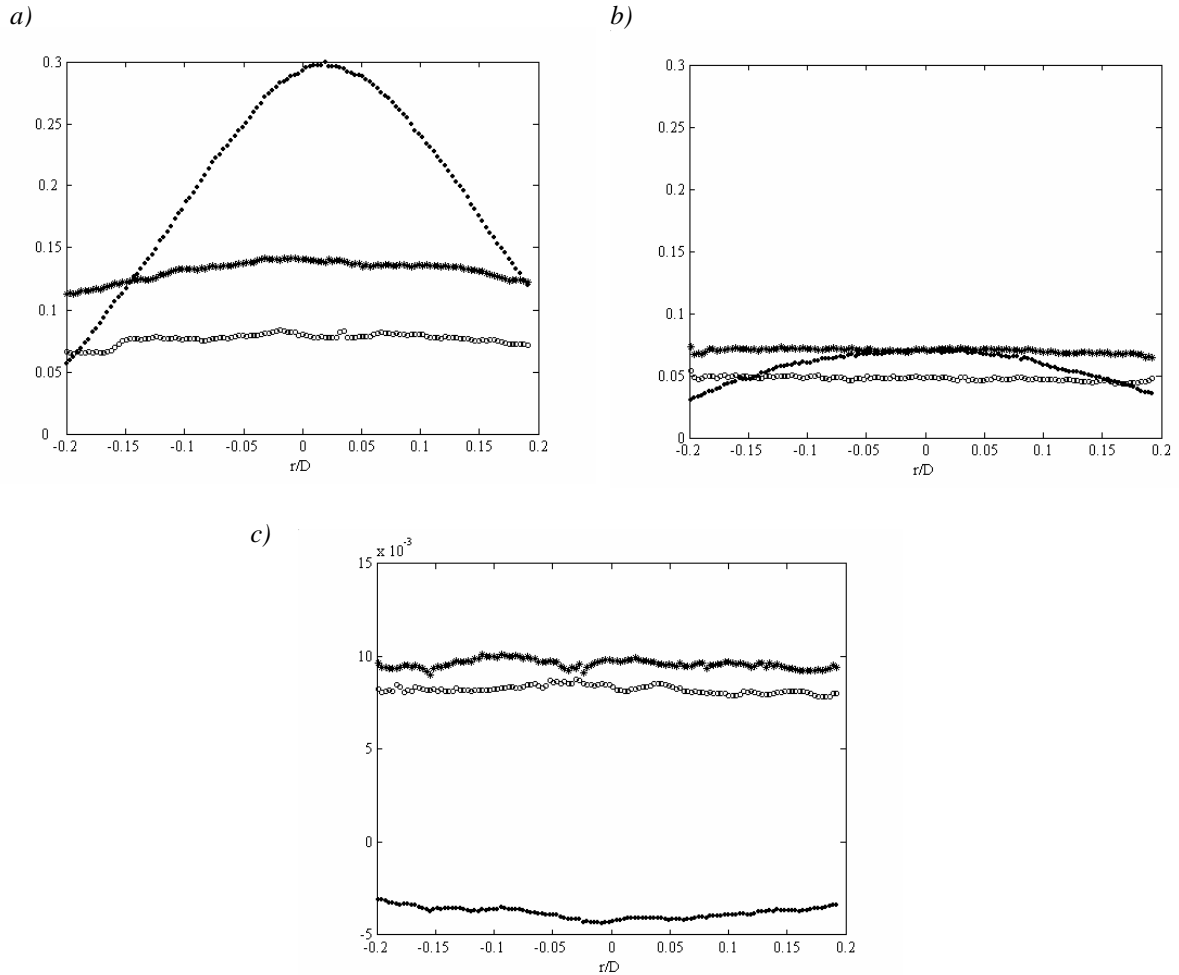


Figure II.22 Profils radiaux normés par $\overline{U_{zaxe,z=0}} = U_0$

de la vitesse moyenne axiale ($\cdot \overline{U_z}/U_0$) et des écarts-types ($* \sqrt{u_z'^2}/U_0$ o $\sqrt{u_r'^2}/U_0$)

a) $z/D=1.5$, b) $z/D=2.6$ et c) $z/D=4$

II.4.3.4 Zone de turbulence diffusive affine de $z/D \approx 4.3$ à 6.3

C'est dans cette zone que nous étudions l'interaction entre la turbulence et les particules. Cette zone est caractérisée par un équilibre particulier de la turbulence et des propriétés particulières d'homogénéité et d'isotropie.

Concernant le bilan axial des équations de transport des moments d'ordre deux, au-delà de $z/D \approx 4.3$ ou 5, chaque terme du bilan reste quasi-constant jusqu'à $z/D \approx 6.3$. Les termes de diffusion verticaux par la turbulence sont toujours plus importants que les autres termes intervenant dans les bilans axiaux, sauf vers $z/D = 4.3-4.6$ où le reste prend des valeurs comparables aux termes de diffusion verticaux par la turbulence. Ceci est certainement dû à la contribution dans le reste des termes de diffusion horizontaux par la turbulence qui dans cette zone sont supérieurs aux termes de diffusion verticaux (cf. *Figures II.25 et II.26*). La *Figure II.20* montre que les termes de diffusion verticaux par la turbulence sont les seuls termes sources mesurés pour les bilans de $\overline{u_z'^2}$ et $\overline{u_r'^2}$. La turbulence est dominée par un équilibre diffusion-dissipation qui en valeur relative reste inchangé.

Nous avons essayé de déterminer avec le plus de précision possible l'extension de la zone de turbulence diffusive affine dans laquelle près de l'axe au moins pour les moments d'ordre 2 l'isotropie est claire et l'homogénéité valable dans la direction transversale.

La limite inférieure de cette zone ($z/D \approx z_c/D$) peut être estimée à partir des bilans longitudinaux des moments d'ordre 2 $\overline{u_z'^2}$ et $\overline{u_r'^2}$, ou à partir des profils radiaux de vitesses moyennes et de contraintes de Reynolds. L'analyse des bilans des moments d'ordre 2 (*Figure II.20*) ne donne qu'une frontière approximative ($z/D \approx 4.2-4.5$). Ces bilans sont cependant délicats à obtenir avec précision, nous avons donc déterminé cette limite à partir de l'examen des propriétés spatiales attendues des moments statistiques en un point. Cette limite est normalement atteinte lorsque les écart-types de vitesse axiale et radiale sont constants et égaux dans la région centrale et que la vitesse moyenne axiale est faible et uniforme autour de l'axe du tube. Notre étude nous a permis de trouver cette limite de façon approximative: $z/D \approx 4.3$ (cf. *Figure II.17b*), en accord avec Risso (1994) qui trouvait $z/D \approx 4.4$.

Description des profils transversaux

Comme on peut le voir sur les *Figures II.23*, la vitesse moyenne axiale est négative, faible et uniforme autour de l'axe du tube : c'est un écoulement de retour faible. Par contre, les valeurs rms de vitesses axiale et radiale restent plus importantes que la vitesse moyenne axiale. Elles ont quasiment la même valeur en région centrale, du moins jusqu'à $r/D = 0.2$. Ceci montre que l'isotropie énergétique et l'homogénéité plane sont réalisées dans cette zone de l'écoulement. Dans la direction axiale z , l'homogénéité est presque vérifiée car l'évolution

des fluctuations est assez lente pour $z/D > 3.5$ (cf. *Figures II.16c et II.16d*). Cette zone présente l'intérêt d'avoir un mouvement moyen négligeable tout en maintenant un niveau de turbulence relativement important.

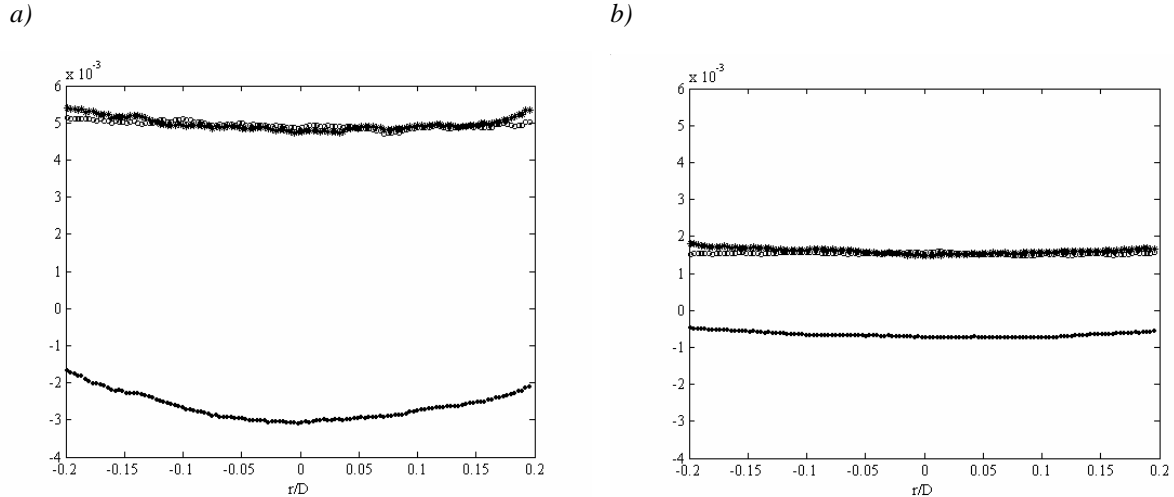


Figure II.23 Profils radiaux normés par $\overline{U_{z,axe,z=0}} = U_0$

de la vitesse moyenne axiale ($\cdot \overline{U_z}/U_0$) et des écarts-types ($* \sqrt{\overline{u_z'^2}}/U_0$ o $\sqrt{\overline{u_r'^2}}/U_0$)

a) $z/D=4.4$ et b) $z/D=5.5$

Nous avons vérifié que les cisaillements sont partout négligeables dans la zone diffusive affine, comme nous allons le voir ci-dessous dans le cas particulier des sections $z/D=4.3$ et $z/D=5.3$. L'analyse suivante va permettre en outre de mettre en évidence la propriété d'affinité de l'écoulement.

Sur la *Figure II.24*, les vitesses moyennes sont normalisées par la valeur absolue sur l'axe de la vitesse moyenne axiale $|\overline{U_{z,r=0}}|$, les moments d'ordre deux par celle de $\overline{u_{z,r=0}'^2}$ et les moments d'ordre 3 $\overline{u_{z,r=0}'^3}$. On les note $\overline{U^+}$, $\overline{V^+}$, $\overline{u_z'^2}^+$, $\overline{u_r'^2}^+$, $\overline{u_z' u_r'}^+$, $\overline{u_z'^3}^+$, $\overline{u_z' u_r'^2}^+$. Cette présentation a permis à Risso & Fabre (1997) de mettre en évidence que l'écoulement possède une propriété d'affinité remarquable i.e. que l'évolution radiale de chaque grandeur à une cote donnée est identique à son évolution à une cote supérieure au facteur de décroissance exponentiel près. Ainsi pour calculer le profil radial de chaque moment, il suffit de connaître la valeur de ce moment à la cote initiale. On remarque que la valeur rms de vitesse axiale augmente près des parois du tube contrairement à la valeur rms de la vitesse radiale d'où la perte d'isotropie près des parois i.e. pour $r/D > 0.2$. Le cisaillement quant à lui est négatif et

faible. Nous allons mettre en évidence dans le paragraphe suivant que cette propriété d'affinité est perdue lorsque les échelles de longueur intégrale de l'écoulement augmentent. Cette observation est conforme aux résultats de Risso et Fabre (1997) qui ont montré que l'affinité résulte du seul fait que les échelles sont figées, et n'est pas liée ni à une hypothèse de vitesse moyenne nulle, ni à une hypothèse d'isotropie ou d'homogénéité.

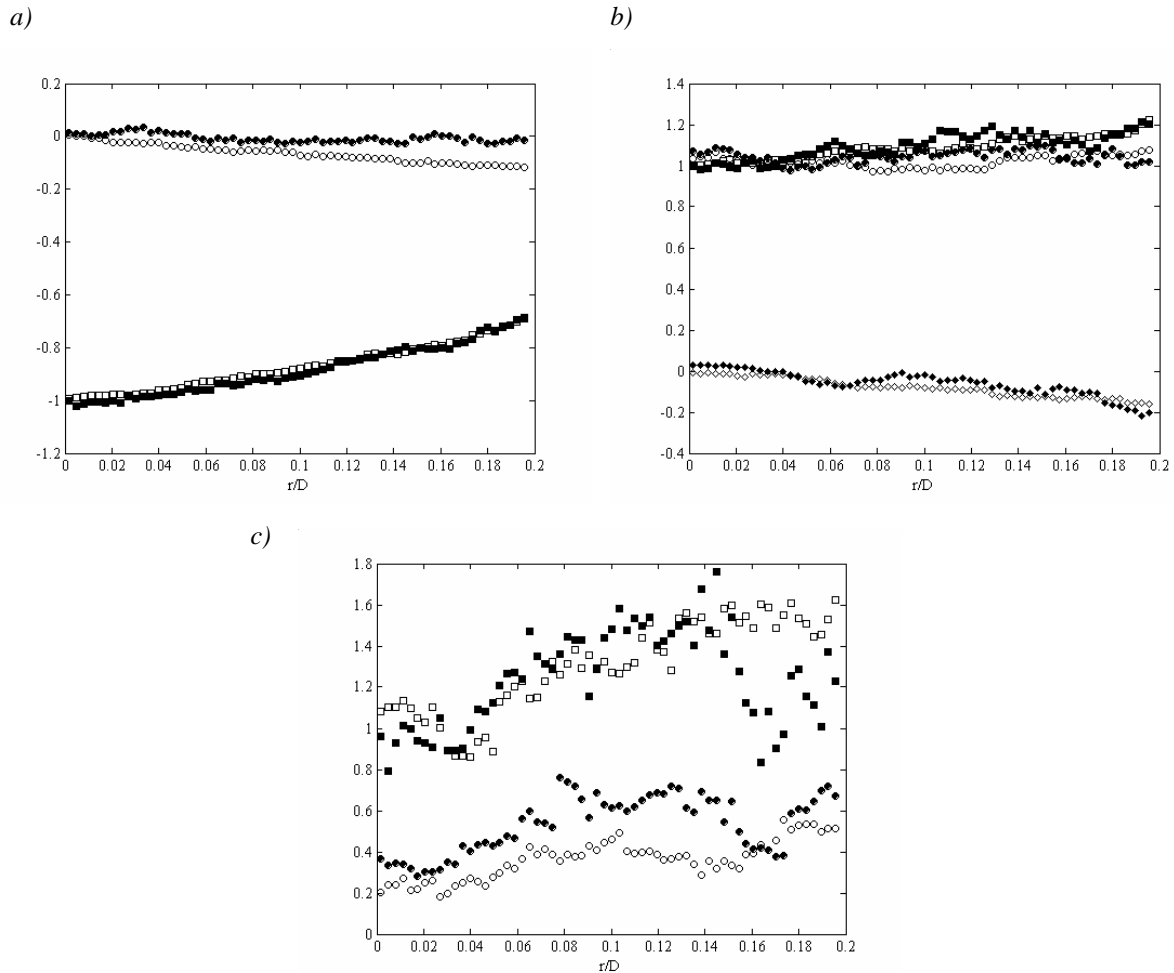


Figure II.24 Profils radiaux de :

: composantes axiale \overline{U}^+ (\blacksquare, \square) et radiale \overline{V}^+ (\bullet, \circ) de la vitesse moyenne

: moments d'ordre 2 axial $\overline{u_z^2}^+$ (\blacksquare, \square), radial $\overline{u_r^2}^+$ (\bullet, \circ) et cisaillement $\overline{u_z u_r}^+$ (\blacklozenge, \lozenge)

: moments d'ordre 3 $\overline{u_z^3}^+$ (\bullet, \circ) et $\overline{u_z u_r^2}^+$ (\blacksquare, \square)

\circ, \square, \lozenge Mesures à $z/D=4.3$

$\bullet, \blacksquare, \blacklozenge$ Mesures à $z/D=5.3$

Bilan d'énergie radial dans la zone de turbulence diffusive

Pour approfondir l'analyse de l'écoulement, nous avons estimé les différents termes intervenant dans le bilan radial des équations de transport des moments d'ordre vertical et horizontal dans la zone de turbulence diffusive. Comme sur la *Figure II.20*, l'ensemble des termes intervenant dans le bilan radial des équations de transport des moments d'ordre deux cités sont présentés en les normant par $\left(\overline{u_z^2}\right)^{3/2} / D$ (ces termes sont repérés par des *).

Les termes négligeables dans les bilans radiaux sont ceux d'advection par le mouvement moyen horizontal (A_{zr}^* , A_{rr}^*) et les termes de production par le cisaillement ($Prod_{zr}^*$, $Prod_{rz}^*$). Parmi les termes restants, les termes de diffusion horizontale de la turbulence (Tu_{zr}^* , Tu_{rr}^*) sont prépondérants par rapport aux termes de diffusion verticale de la turbulence (Tu_{zz}^* , Tu_{rz}^*), aux termes d'advection par le mouvement moyen vertical (A_{zz}^* , A_{rz}^*) et aux termes de production par le mouvement moyen faisant intervenir les contraintes de Reynolds normales ($Prod_{zz}^*$, $Prod_{rr}^*$).

Le bilan radial d'énergie obtenu est comparable à celui mis en évidence et analysé par Risso (1994) en détails. Ainsi, la technique de vélocimétrie par imagerie de particules mise en œuvre dans notre étude, différente de celle utilisée dans l'étude par anémométrie laser Doppler de Risso (1994), a une résolution qui permet d'obtenir une bonne estimation des transferts énergétiques notamment.

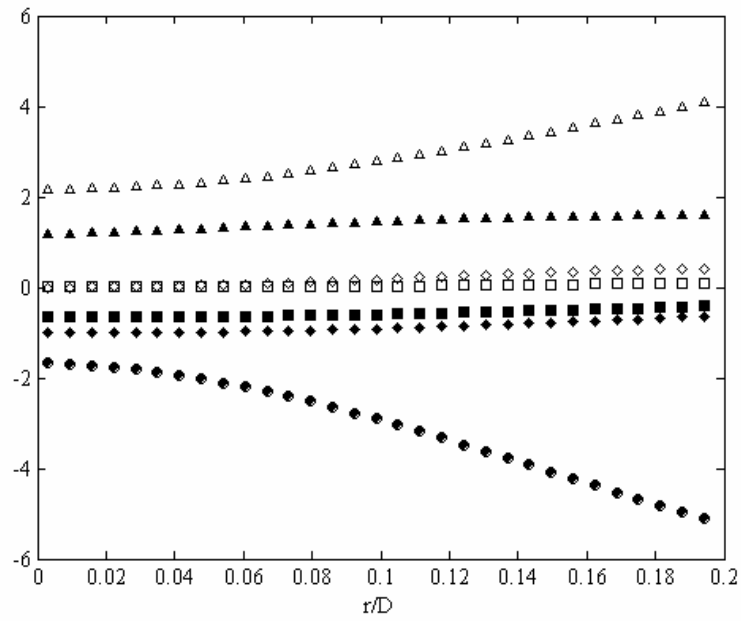


Figure II.25 Termes intervenant dans le bilan radial de $u_z'^2$ pour $z/D=4.5$

■ A_{zz}^* □ A_{zr}^* ◆ $Prod_{zz}^*$ ◇ $Prod_{zr}^*$ ▲ Tu_{zz}^* △ Tu_{zr}^* ● $Reste_z^*$

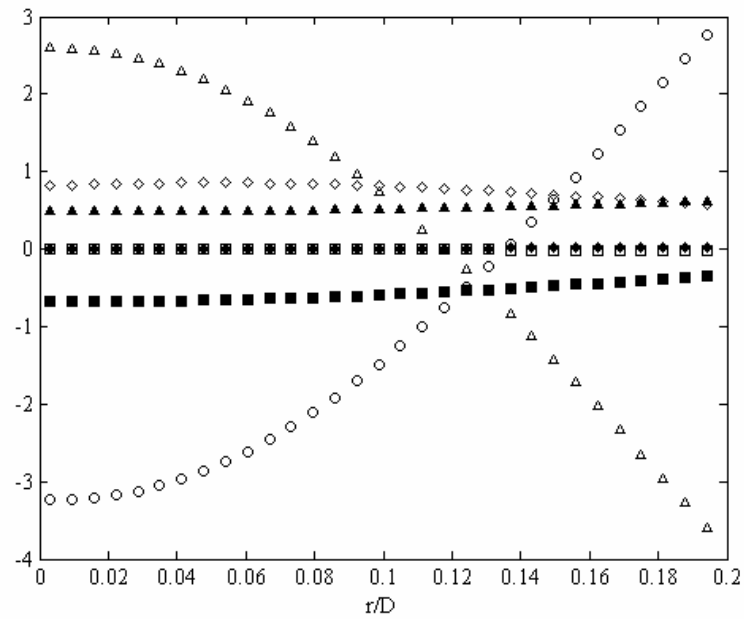


Figure II.26 Termes intervenant dans le bilan radial de $u_r'^2$ pour $z/D=4.5$

■ A_{rz}^* □ A_{rr}^* ◆ $Prod_{rz}^*$ ◇ $Prod_{rr}^*$ ▲ Tu_{rz}^* △ Tu_{rr}^* ○ $Reste_r^*$

II.4.3.5 Zone haute de fin du tube ($z/D > 6.3$)

Dans le haut du tube, la structure de l'écoulement se modifie encore à cause de la condition limite supérieure du montage expérimental qui impose un blocage de l'écoulement à l'extrémité supérieure du tube. L'étude de l'influence de la paroi haute sur les caractéristiques de la turbulence diffusive est intéressante afin de connaître au mieux les limites de la zone diffusive et les propriétés de l'écoulement dans la région haute qui sera traversée par les particules après leur injection. Dans notre cas, nous avons mis en évidence que, au-delà de $z/D=6.3$, la structure de l'écoulement monophasique est modifiée par la présence de l'ensemenceur en particules solides fermant hermétiquement le tube (cf. § II.4.2.3). En effet, tous les moments ne suivent plus des lois de décroissance exponentielle pour $z/D > 6.3$ (Figure II.19). Par contre, la Figure II.27 met en évidence la conservation de l'homogénéité transversale déjà existante dans les zones inférieures.

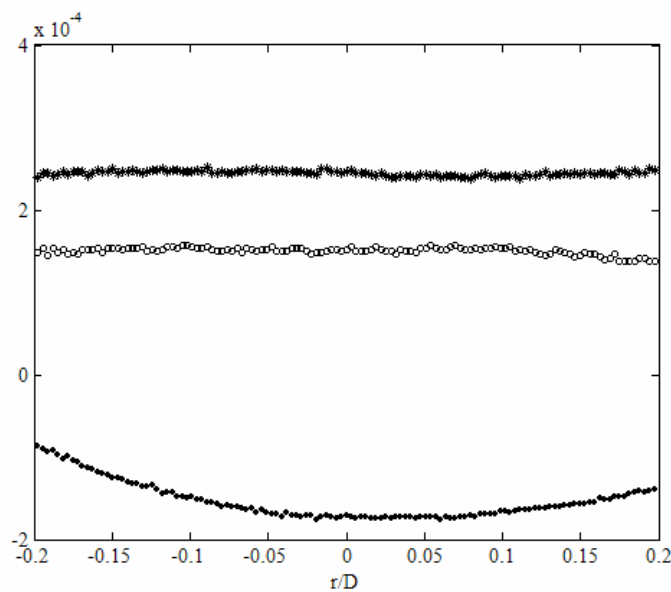


Figure II.27 Profils radiaux normés par $\overline{U_{zaxe,z=0}} = U_0$

de la vitesse moyenne axiale ($\cdot \overline{U_z}/U_0$) et des écarts-types ($* \sqrt{u_z'^2}/U_0$ o $\sqrt{u_r'^2}/U_0$)
à $z/D=7.4$

II.4.3.6 Corrélations en 2 points pour $z/D > 3.5$

Afin d'obtenir des grandeurs significatives de la structure spatiale de l'écoulement en partie haute du tube, nous avons estimé, à partir des mesures en deux points¹, les coefficients de corrélations spatiales à différentes cotes le long du tube situées au-dessus de $z/D=3.5$. Ces coefficients ont permis ensuite de déterminer les échelles intégrales de longueur correspondantes.

Ces coefficients de corrélations sont définis par les relations suivantes :

$$f(\Delta z) = \frac{\overline{u'_z(z, r=0)u'_z(z + \Delta z, r=0)}}{\sqrt{\overline{u'^2_z(z, r=0)}}\sqrt{\overline{u'^2_z(z + \Delta z, r=0)}} \quad \text{et} \quad g(\Delta r) = \frac{\overline{u'_z(z, r=0)u'_z(z, r = \Delta r)}}{\sqrt{\overline{u'^2_z(z, r=0)}}\sqrt{\overline{u'^2_z(z, r = \Delta r)}}$$

avec f et g respectivement les coefficients de corrélations spatiales longitudinale et transversale de cote origine z

Δz et Δr les espacements entre les points de mesure (ici égal à $312 \mu\text{m}$).

La *Figure II.28* présente les coefficients de corrélations spatiales pour différentes cotes $z/D > 3.5$. Les coefficients de corrélation longitudinale $f(\Delta z)$ sont tracés pour $(z/D)_i < z/D < (z/D)_f$, $(z/D)_i$ représentant l'origine du calcul de corrélation et $(z/D)_f$ la cote extrême servant au calcul de corrélation. Nous constatons que pour $3.5 < z/D < 6$ les courbes représentant d'une part $f(\Delta z)$ et d'autre part $g(\Delta r)$ sont proches les unes des autres. Une analyse plus fine montrerait qu'elles ont une forme qui évolue avec le nombre de Reynolds de la turbulence. D'après Février (2000), ces fonctions sont de type exponentiel dans les zones à fort Reynolds de la turbulence (ici pour $z/D < 4.5$ environ), et se déforment pour tendre vers des formes données par Sawford à plus faible Reynolds (ici pour $z/D > 4.5$).

¹ Pour cette mesure, nous avons procédé en filtrant les champs de vecteurs issus du calcul PIV (cf. § III.2.1.4). Lorsqu'un vecteur est estimé faux, la valeur de vitesse en ce point est remplacée par une valeur interpolée à partir des vitesses voisines pour estimer notamment les corrélations en deux points (interpolation par spline cubique 1D). La résolution spatiale propre à la PIV a permis d'estimer ces informations spatiales de manière assez fines (résolution spatiale de $312 \mu\text{m}$). Les coefficients de corrélations spatiales sont calculés par corrélation directe sur 1500 champs.

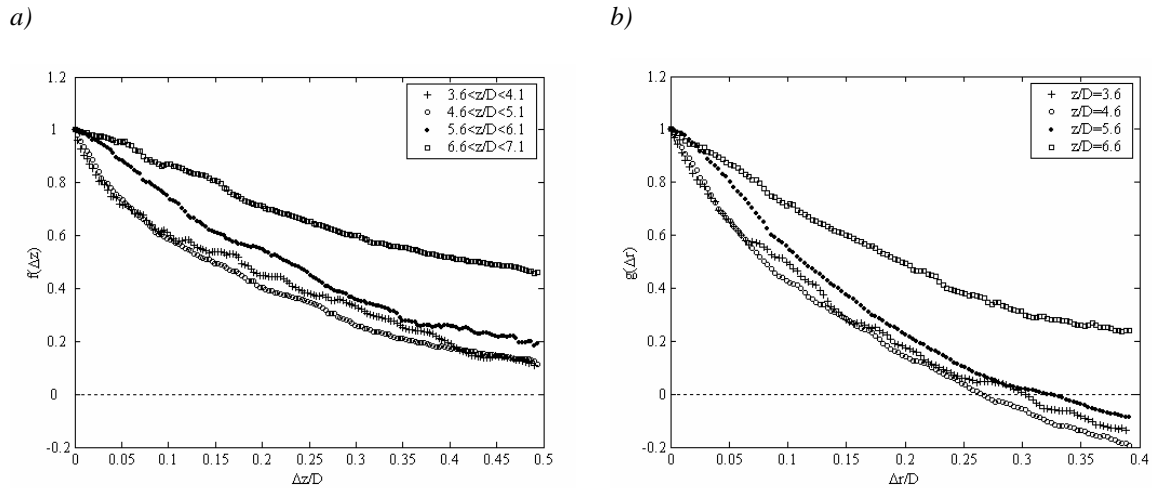


Figure II.28 Coefficients de corrélations spatiales en écoulement monophasique

a) longitudinal b) transversal

A partir des coefficients de corrélation ci-dessus, nous avons calculé les échelles intégrales de longueur longitudinale L_{zz} et transversale L_{zr} correspondantes :

$$L_{zz} = \int_0^{+\infty} f(\Delta z) d(\Delta z) \text{ et } L_{zr} = \int_0^{+\infty} g(\Delta r) d(\Delta r)$$

Les estimations des échelles de longueur sont reportées sur la *Figure II.29*. Nous remarquons sur les *Figures II.28* que, pour la plupart des échelles longitudinales, la convergence dans la fenêtre n'est pas atteinte et limite l'estimation des échelles intégrales. Pour les zones hautes, nous donnons la valeur de l'intégrale jusqu'à $\Delta z/D = 0.5$, qui représente une estimation basse de l'échelle intégrale mais qui permet de constater que les échelles croissent dans cette partie de l'écoulement. Les échelles transversales sont calculées jusqu'au premier croisement à 0.

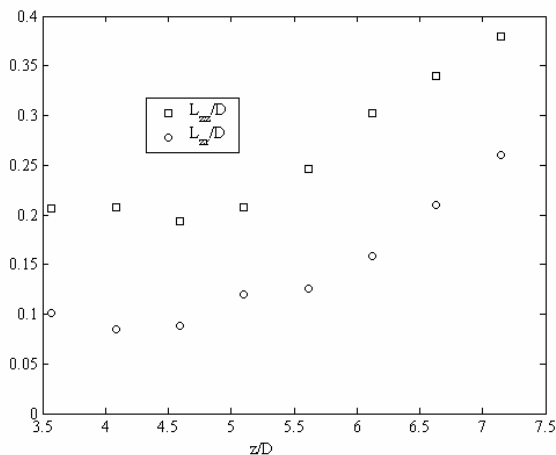


Figure II.29 Echelles de longueurs intégrales longitudinale (L_{zz}) et transversale (L_{zr}) normées par le diamètre du tube D en écoulement monophasique

Pour $3.6 < z/D < 5.1$, les échelles de longueur intégrales demeurent constantes et $L_{zz} \approx 2L_{zz}$ comme en THI. Ensuite, L_{zz} et L_{zz} commencent à croître avec des pentes similaires.

II.4.4 Conclusions

L'écoulement étudié dans notre configuration expérimentale se structure en trois zones : l'expansion du jet, la restructuration de l'écoulement après l'interaction avec les parois du tube et la zone supérieure où l'écoulement est influencé par l'ensemenceur en particules fermant hermétiquement le tube. Nous avons remarqué que l'évolution de nos profils expérimentaux de vitesse moyenne, de fluctuations de vitesse, de cisaillement et de moments d'ordre 3 et 4 sont comparables à ceux obtenus dans les travaux de Risso (1994) et Risso & Fabre (1997). Comme attendu, le choix de l'étude d'une turbulence de jet confiné nous a permis d'obtenir une zone où l'isotropie et l'homogénéité plane sont vérifiées autour de l'axe du tube jusqu'à $r/D < 0.2$ et où le mouvement moyen devient faible devant les fluctuations de vitesse. Cette zone située entre $z/D \approx 4.3$ et $z/D \approx 6.3$ est dite zone de turbulence diffusive. C'est cette zone qui nous intéressera plus particulièrement pour l'étude de la dispersion des particules solides en écoulement diphasique.

Chapitre III

Traitements associés aux mesures par imagerie laser

III.1 Introduction

Nous avons développé une méthode de diagnostic optique couplant des techniques de PIV (*Particle Image Velocimetry* ou vélocimétrie par imagerie de particules) et de PTV (*Particle Tracking Velocimetry* ou vélocimétrie par suivi de particules). Appliquées à des prises de vue dans un écoulement ensemencé simultanément par deux types d'inclusions (traceurs et particules), ces techniques optiques vont donner accès simultanément aux champs de vitesses des deux phases et permettront donc de mieux analyser les couplages entre phases.

En effet, selon la densité en traceurs ou particules, deux types de techniques de mesures non-intrusives peuvent être mises en œuvre (Adrian 1991):

la vélocimétrie par imagerie de particules/PIV : lorsque la concentration en inclusions est telle qu'on ne peut pas les suivre individuellement dans leur mouvement. En utilisant des traceurs comme inclusions, la PIV permet d'accéder à des mesures instantanées de vitesse eulérienne du fluide porteur dans un plan de mesure (Westerweel 1993, Keane *et al.* 1995, Lecordier 1997 notamment).

la vélocimétrie par suivi de particules/PTV : lorsque la concentration en inclusions est assez faible pour permettre un suivi particulier, ici de particules solides. On accède alors à une mesure lagrangienne de la vitesse de chaque particule (Kiger et Pan 2000, Khalitov et Longmire 2002, Poelma 2004 notamment)

Dans notre étude, nous utilisons, pour la mesure des vitesses du gaz, l'algorithme de PIV 2D2C (2 Dimensions, 2 Composantes) BkPiv développé par S.Maurel (2001) dans le groupe EEC de l'IMFT. Concernant la technique de PTV, nous avons développé un algorithme particulier afin de permettre une mesure de vitesses des particules, qui reste robuste pour des écoulements denses en particules. Cet algorithme de PTV repose sur une première étape de type PIV pour les particules, puis sur une seconde étape de suivi des trajectoires basée sur la

minimisation d'une fonction d'appariement au sein des groupes de particules (Keane *et al.* 1995, Stellmacher et Obermayer 2000).

Dans ce chapitre, nous présentons tout d'abord la spécificité des algorithmes utilisés, ainsi que des tests de performance de l'algorithme de PIV 2D2C et de l'algorithme de PTV. Ces tests sont, entre autres, effectués sur des images de synthèse créées à partir des champs de vitesses obtenus par des calculs DNS 3D (*Direct Numerical Simulation* ou simulation numérique directe) dans une turbulence homogène isotrope (Fede *et al.* 2004). Nous avons étudié l'effet de différents paramètres (taille des mailles, diamètre des traceurs, bruit, mouvement perpendiculaire au plan laser...) sur la précision et la résolution spatiale du calcul PIV. La validation de l'algorithme de PTV consiste, quant à elle, en une comparaison, sur des images de synthèse, entre les vitesses des particules simulées par DNS et les vitesses calculées par PTV. Un autre test a permis d'analyser la capacité de l'algorithme de PTV à mesurer des déplacements réels d'une distribution aléatoire de particules piégées dans un bloc de résine, éclairées par une nappe laser. Ce test permet notamment de prendre en compte les effets d'un bruit, issu de la chaîne expérimentale, sur la mesure. Au travers des différents tests mis en œuvre dans ce chapitre, nous allons aborder les difficultés techniques liées au développement des mesures simultanées de vitesses des deux phases. En effet, ces mesures simultanées posent des problèmes particuliers tels que la reconnaissance de phases (Khalitov et Longmire 2002) et la mesure des champs de vitesses respectifs, en essayant de limiter les erreurs de mesure dues à la présence de l'autre phase. Nous nous attacherons à qualifier la performance de cette mesure simultanée de vitesses.

III.2 Vélométrie par images de particules (PIV)

III.2.1 Présentation de l'algorithme de PIV utilisé

Les images instantanées des traceurs obtenues par le système d'imagerie laser présenté dans le chapitre II sont traitées par un algorithme de vélocimétrie afin d'en extraire un champ de vitesse 2 Dimensions 2 Composantes.

La concentration en traceurs étant importante, la détection de chaque traceur n'est pas possible. Nous utilisons donc une méthode de mesure statistique PIV. Les deux images décalées en temps sont divisées en cellules d'interrogation. La figure d'intercorrélation (annexe III.1) sur une cellule d'interrogation entre la première image et la seconde image présente un pic de corrélation dont la position est donnée par le vecteur déplacement ($\overline{\Delta x}$) le

plus probable dans la cellule d'interrogation. En divisant par le temps séparant les deux flashes lumineux (Δt), nous obtenons la vitesse la plus probable des traceurs présents dans cette maille de calcul ($\vec{V} = \frac{\vec{\Delta x}}{\Delta t}$). Finalement, nous obtenons le champ de vitesses 2D instantané dans l'image complète en itérant cette analyse pour chaque maille de calcul (annexe III.1).

Dans les paragraphes suivants, nous allons présenter les grandes étapes de l'algorithme PIV utilisé. Cette présentation de l'algorithme PIV n'est pas du tout exhaustive et se limite à expliciter le traitement choisi dans notre étude expérimentale (i.e. après l'étude des performances de l'algorithme PIV explicitée § III.2.2). En effet, le lecteur intéressé trouvera plus de détails sur l'ensemble des possibilités offertes par le logiciel BkPiv utilisé dans la thèse de S.Maurel (2001).

III.2.1.1 Filtrage des images instantanées

L'application de la technique PIV à des images réelles de traceurs amène un certain nombre de problèmes liés au bruit présent sur ces images. Le bruit le plus contraignant pour l'étude présente est celui issu des réflexions laser multiples fortement présentes dans le cas de notre dispositif expérimental. En effet, notre expérience met en œuvre la technique PIV dans des conditions délicates étant donné que la nappe laser passe par un plan diamétral d'un tube de section cylindrique. Ceci produit par conséquent de nombreuses réflexions et dégrade la qualité des images enregistrées. Ces réflexions forment des lignes blanches sur les images instantanées (*Figure III.1*). Ces lignes produisent des déformations du champ de corrélation, et les vecteurs vitesses dans ces régions ont ainsi tendance à s'aligner avec ces lignes.

Pour remédier à ce problème, l'idée mise en place dans le logiciel BkPiv a été de soustraire aux images expérimentales une image composée des minimums des niveaux de gris. En effet, les images des réflexions évoluent peu voire pas du tout au cours des séquences d'acquisition des images PIV alors que les images des traceurs sont toujours différentes d'une acquisition à l'autre. A chaque calcul d'une séquence d'images mené par le logiciel BkPiv, une image des niveaux de gris minimums est construite. Cette image considérée comme un « bruit de fond » est ensuite soustraite systématiquement de chaque image de la séquence afin de préserver seulement les images des traceurs. Cette solution s'est avérée possible vu la différence d'intensités lumineuses entre les réflexions et les images des traceurs. Cette procédure permet donc de faire apparaître les images des traceurs qui étaient « noyés » dans les réflexions. Mais il faut rester prudent sur les valeurs des vitesses obtenues à l'endroit des réflexions.

L'illustration reportée ci-dessous représente un cas extrême d'image dégradée. Lors de nos campagnes de mesures définitives, la qualité des images était nettement meilleure.

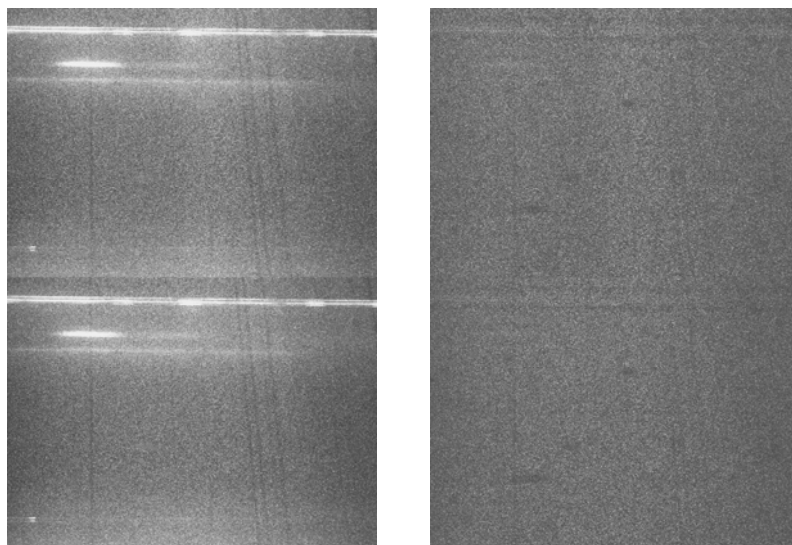


Figure III.1 Couple d'images avant et après suppression des réflexions

Le calcul du champ des vecteurs vitesses des traceurs avec le logiciel BkPiv se décompose ensuite en deux phases de la façon suivante : une 1^{ère} étape/1^{ère} passe permettant de donner une estimation de la vitesse des traceurs à l'aide de l'algorithme de PIV standard, puis une 2^{ème} étape/passe qui optimise l'estimation et la position du pic d'intercorrélation pour chaque cellule d'interrogation. Ces deux étapes sont présentées dans les paragraphes suivants.

III.2.1.2 1^{ère} passe : PIV standard

Les mailles sont des carrés de côté 2^n pixels (par exemple 64 pixels) qui sont positionnées au même endroit dans les deux images. La fonction d'intercorrélation est calculée à partir des mailles correspondantes dans chaque image. A chaque maille, on associe la matrice C des corrélations discrètes (de taille 64 par 64). Chaque élément C_{ij} de cette matrice donne le niveau de corrélation entre les cellules pour un déplacement vectoriel $(i-32, j-32)$. La position du pic d'intercorrélation (i_{\max}, j_{\max}) donne le déplacement des traceurs le plus probable dans la maille. Après cette passe, on obtient ainsi une 1^{ère} estimation de la vitesse des traceurs. Si le maximum de corrélation est obtenu pour une valeur entière de pixels, une précision subpixel peut être tout de même obtenue à condition d'utiliser des méthodes d'interpolation du pic de corrélation (ici la position du pic d'intercorrélation est obtenue par deux interpolations 1D sur 3 pixels). Même si une première estimation du déplacement a été obtenue au cours de cette

passé, il est nécessaire d'améliorer ce calcul dans la mesure où les pics d'intercorrélation n'émergent pas forcément clairement en raison de la perte d'information relative à la perte de particules dans la cellule de position fixe observée. En effet, comme les mailles de calculs sont situées spatialement au même endroit entre les deux tirs laser (i.e. entre les deux images), pour de grands déplacements certaines particules présentes dans la maille de la première image ont quitté cette même maille sur la deuxième image. Le pic d'intercorrélation a alors peu d'ampleur car il y a moins de doublets physiques de particules. Une solution adaptée à ce problème consiste à travailler, dans la 2^{ème} étape, sur l'intercorrélation de mailles décalées astucieusement en suivant le mouvement estimé des traceurs lors de la 1^{ère} étape.

Un autre biais de mesure peut apparaître à ce niveau du calcul : le phénomène du « peak-locking » (Westerweel 1993, Raffel *et al.* 1998). Le « peak-locking » est un phénomène qui se produit lorsque la représentation de la particule ou du traceur est trop petite (1 pixel par exemple). Dans ce cas, toute l'information sur la position subpixel du centre de l'inclusion est perdue car chaque pixel de la caméra intègre dans le plan de la nappe laser sur une surface englobant totalement l'inclusion. De ce fait, le déplacement de cette inclusion ne peut se mesurer que de façon entière. Ce problème reste important pour des tailles d'inclusions de 1 à 3 pixels. Le calcul de leur déplacement est alors erroné et des valeurs privilégiées et discrétisées erronées des déplacements apparaissent clairement (*Figure III.2*). Cependant dans l'algorithme que nous utilisons, la 2^{ème} étape de calcul que nous allons présenter permet de réduire cet effet de « peak-locking ». Le calcul effectué lors de cette 2^{ème} étape a pour but de recentrer le pic de corrélation. Ceci permet de minimiser les erreurs liées à l'interpolation subpixel du pic de corrélation. Dans nos essais, l'emploi de cette 2^{ème} étape est essentiel, car la taille des traceurs est de l'ordre de 2 à 4 pixels.

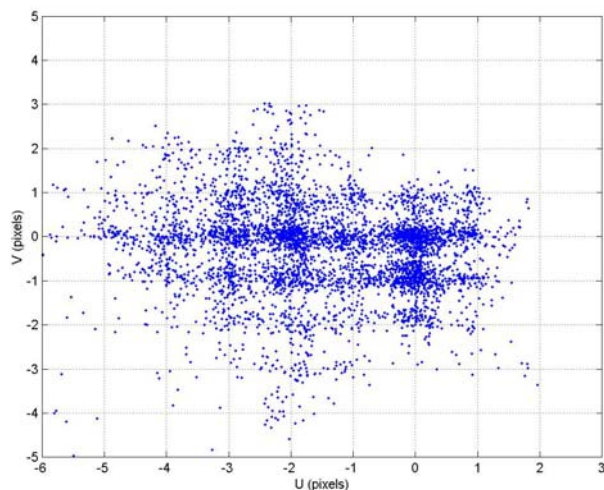


Figure III.2 Champ de vitesse après la 1^{ère} passe
(phénomène de « peak-locking » visible)

III.2.1.3 2^{ème} passe : Décalage de mailles itératif et déformation de mailles

Plusieurs algorithmes et diverses options de calcul sont disponibles dans le logiciel BkPiv pour calculer le déplacement des traceurs plus précisément dans cette 2^{ème} étape (Maurel 2001) : recouvrement des mailles, décalage de mailles, déformation de mailles, Les options utilisées pour notre étude sont à la fois le décalage subpixel et la déformation des mailles de calcul de cette 2^{ème} passe. Ces traitements sont expliqués brièvement dans ce qui suit.

La 1^{ère} étape supplémentaire par rapport à la PIV standard effectuée pour la 1^{ère} passe (intercorrélation avec des mailles fixes non déformées) est nécessaire, comme déjà mentionné précédemment, afin de limiter la perte de particules dans le plan de mesure. Cette étape consiste à décaler les mailles de calcul de la valeur du déplacement le plus probable (déjà proposée et analysée notamment par Keane et Adrian (1993), Westerweel *et al.* (1997), Lecordier (1997)). Les mailles sont des carrés (de côté par exemple 32 pixels) qui sont décalées de façon à centrer le pic d'intercorrélation. Il s'agit d'une procédure itérative (limitée dans notre cas à 20 itérations) qui utilise le résultat de l'estimation du pas précédent pour le décalage des mailles jusqu'à ce que la distance du pic au centre de la figure d'intercorrélation soit inférieure à une valeur fixée (ici 0.005 pixels). La maille de la seconde image est décalée de la moitié du vecteur vitesse estimé, tandis que celle de la première image est décalée de la moitié de l'opposé de ce vecteur. Ainsi, les mailles sont décalées sur les deux images de façon à ce que la zone de mesure reste à la même position (*Figure III.3*).

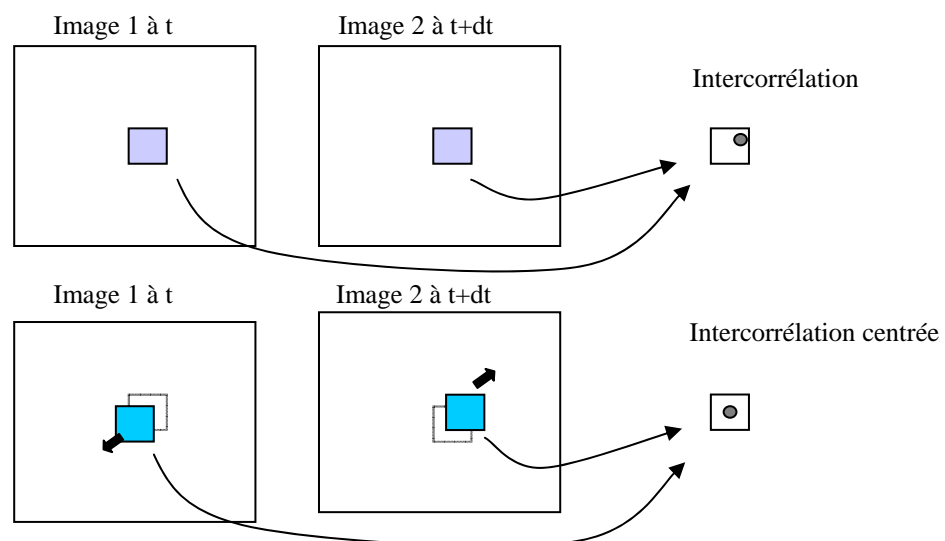


Figure III.3 Décalage de mailles itératif (Maurel 2001)

Outre la minimisation des pertes de particules dans le plan, cette méthode présente l'avantage d'éliminer l'influence du schéma d'interpolation du pic d'intercorrélation. En effet, les cellules sont décalées non pas d'une valeur entière de pixel mais d'une valeur réelle, d'une fraction de pixel.

Ensuite, une déformation dissymétrique des mailles de calcul (déplacement, rotation et déformation) entre les instants t et $t+\Delta t$ est utilisée afin d'améliorer le niveau de corrélation entre deux mailles de calcul. Cette étape supplémentaire est effectuée en même temps que les opérations déjà décrites. Une première estimation du champ de vitesse est effectuée au moyen de larges cellules de calcul (64 par 64 pixels par exemple). Après l'application d'un filtre médian à ce champ de vecteurs vitesses, le champ filtré obtenu sert d'initialisation pour la suite du calcul. Pour chaque maille, le calcul commence en interpolant le champ de déplacement de l'itération précédente aux quatre coins de la maille. Les mailles carrées subissent deux déformations linéaires : une déformation amont pour la première image et une déformation aval pour la deuxième image de façon à ce que d'une image à l'autre les coins des mailles soient déplacés des valeurs précédemment interpolées (*Figure III.4*). La déformation ainsi appliquée inclut directement le décalage des mailles auquel s'ajoutent les déformations du premier ordre telles que rotation et déformation. En chaque point des mailles de calculs déformées, les images correspondantes sont interpolées linéairement de façon à remplir deux matrices (32 par 32 par exemple). L'intercorrélation entre ces matrices donne l'estimation de l'ajustement qu'il faut apporter au déplacement global des mailles de calcul. Les mailles sont ainsi décalées itérativement de façon à centrer le pic de corrélation sur le même principe que pour le décalage de mailles simple. Une fois convergé, le résultat du calcul de cette maille est la moyenne des déplacements des coins augmentée du décalage itératif final. Pour assurer une bonne convergence du calcul trois phases de déformation sont ainsi accomplies. Cet algorithme de déformation comprend à la fois le décalage de maille itératif, la rotation et la déformation de maille.

La synthèse de la procédure de calcul PIV mise en place dans le logiciel BkPiv est donnée en annexe III.2.

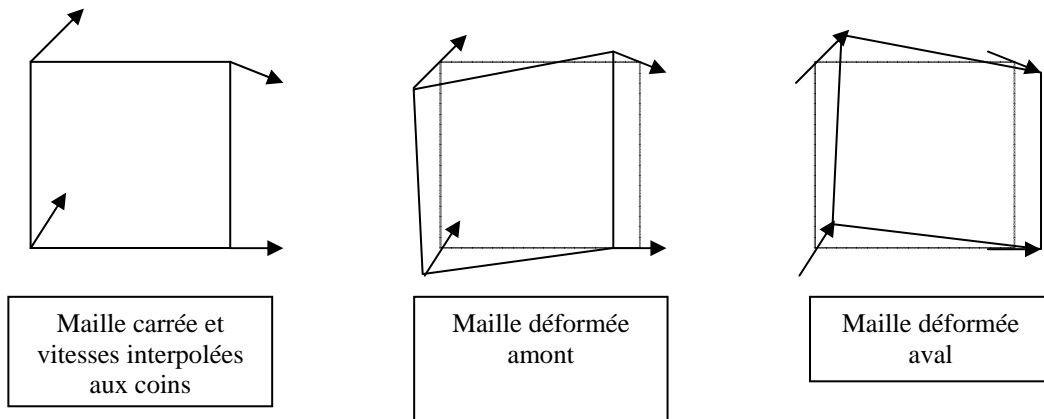


Figure III.4 Déformation des mailles de calcul (Maurel 2001)

Après cette 2^{ème} passe, nous constatons la réduction du phénomène de « peak-locking » (Figure III.5). Finalement avec le logiciel BkPiv développé dans le groupe EEC, le calcul des champs de vitesses reste très rapide, et nous atteignons des précisions de l'ordre de 0.01 pixels d'après des tests effectués au cours de la thèse de S. Maurel (2001).

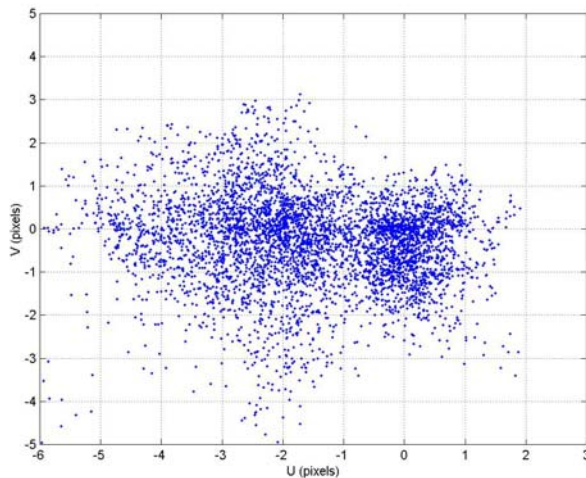


Figure III.5 Champ de vitesse après le calcul itératif (moins de phénomène de « peak-locking »)

III.2.1.4 Post-traitement : détection et élimination des vecteurs faux

De nombreuses études montrent comment déterminer les vecteurs erronés dans un champ de vitesses (Westerweel 1994). Dans cette étude, un filtre médian dit « relaxé » est appliqué au champ final de vecteurs vitesses calculés par l'algorithme PIV (Figure III.6). Ce filtre a été mis en œuvre en adaptant le principe du filtre médian à notre étude spécifique. Un filtre médian est un filtre non-linéaire qui valide un vecteur par rapport à ses vecteurs voisins. Nous allons prendre l'exemple d'un filtre médian 3x3. Dans ce cas, afin de savoir si un vecteur V_0

est bon ou faux, il faut le comparer à ses huit voisins V_i ($i=1$ à 8). Une matrice 3×3 est alors définie comme contenant V_0 et ses vecteurs voisins. Les vecteurs sont ensuite classés en ordre croissant et V_0 est considéré comme valide si $V_0 > V_3$ et $V_0 < V_7$ i.e. que le vecteur V_0 doit avoir une valeur médiane par rapport aux vecteurs voisins. Ce tri est fait sur les deux composantes de vitesse. Le filtre médian est un filtre passe-bande où les valeurs extrémales de vitesse sont considérées fausses. Ainsi pour de fortes fluctuations de vitesse, les valeurs extrémales sont supprimées. Pour notre étude, nous avons choisi d'utiliser un filtre médian « relaxé » pour lequel la gamme de validité des vecteurs est plus large i.e. V_0 est considéré bon si $V_0 > V_3/\omega$ et $V_0 < V_7 \times \omega$ avec ω un paramètre fonction des fluctuations de vitesses propres à l'écoulement étudié. Pour notre étude, $\omega=1.2$ afin de veiller à ne pas exclure au cours du filtrage trop de vitesses présumées extrémales mais qui en réalité ont des valeurs très comparables à leurs voisines. Lorsqu'un vecteur est estimé faux par le filtre médian « relaxé », la valeur de vitesse en ce point est soit supprimée pour calculer les grandeurs statistiques, soit remplacée par une valeur interpolée à partir des vitesses voisines pour estimer le spectre d'énergie et les corrélations en deux points (interpolation par spline cubique 1D).

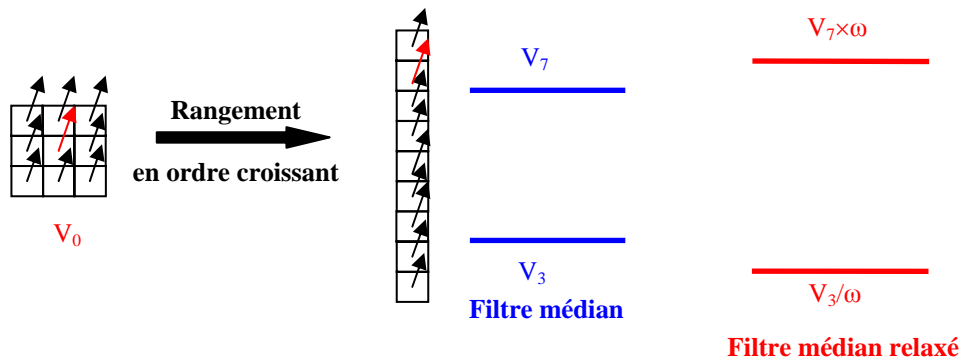


Figure III.6 Principe du filtre médian « relaxé »

Les Figures III.7a et III.7b montrent le calcul du spectre d'énergie en appliquant soit un simple filtre médian soit le filtre médian « relaxé ». La résolution du spectre est bien meilleure, concernant notamment les grands nombres d'onde, avec le filtre médian « relaxé ».

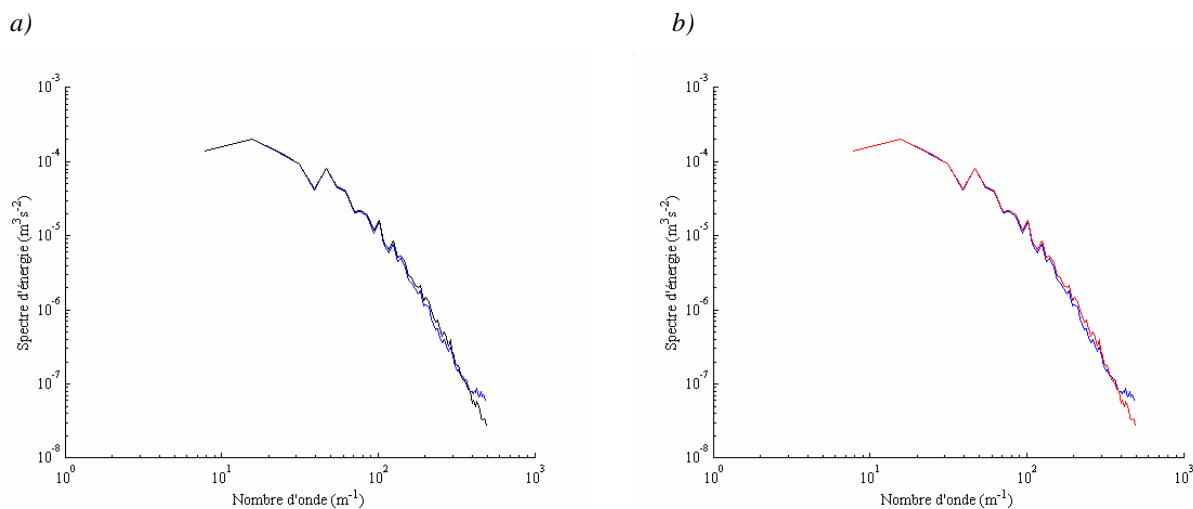


Figure III.7 Effet du filtrage sur le calcul du spectre d'énergie
(à partir d'une image de synthèse monophasique 2D)

— données DNS (a) — avec filtre médian (a)et (b) — avec filtre médian « relaxé » (b)

Par ailleurs, sur chaque image, nous avons veillé à ce que le pourcentage de vecteurs faux reste inférieur à 5-10%, faute de quoi l'image était rejetée du calcul à cause de sa qualité insuffisante.

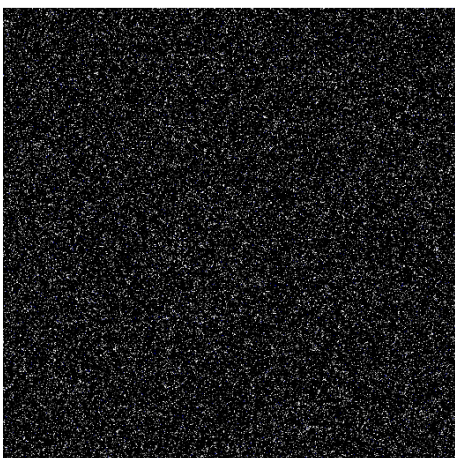
III.2.2 Performances des mesures PIV en écoulement turbulent monophasique

Dans cette partie, nous présentons tout d'abord une étude sur l'estimation de vitesses par PIV 2D2C (2 Dimensions, 2 Composantes) dans le cas précis d'un écoulement de turbulence homogène isotrope. Ensuite, nous discutons la résolution spectrale que l'on peut atteindre dans nos mesures.

Le logiciel BkPiv a déjà été testé et validé dans des cas d'écoulements uniformes et à forts gradients de vitesse locaux (Maurel 2001). Il a jusqu'ici servi pour l'étude d'écoulements en présence de vitesses moyennes importantes. Mais dans notre étude expérimentale, l'écoulement moyen sera très faible par rapport aux fluctuations de vitesse. Il nous est donc apparu nécessaire d'évaluer les performances de ce logiciel PIV dans une configuration pour laquelle il n'a pas été testé, et qui peut amplifier de manière particulièrement importante les effets des sources d'erreur sur la mesure PIV (forte turbulence, caractère 3D important, ...).

Nous avons testé ce logiciel de manière progressive. En premier lieu, nous avons réalisé des tests sur des images de synthèse sans bruit de fond simulant un écoulement monophasique 2D. Ces tests ont permis d'évaluer les limites des mesures PIV et d'optimiser le choix des diverses options et paramètres de l'algorithme (caractéristiques des traceurs, dimension des mailles de calcul, déplacement et déformation des mailles, ...). Ensuite, nous avons étudié les performances de l'algorithme PIV dans le cas d'un écoulement monophasique 3D, sur des images de synthèse sans bruit de fond dans un premier temps, puis avec bruit de fond. Le but étant alors de voir comment une mesure 2D pouvait retranscrire une coupe 2D d'un mouvement 3D. En effet, dans un écoulement 3D, la perte de traceurs selon la direction perpendiculaire au plan laser est possible et peut induire une mauvaise caractérisation de l'écoulement.

Un générateur d'images a été développé afin de créer des images de synthèse de dimension 1032×1032 pixels (*Figure III.8*). Ce logiciel crée l'image de synthèse à partir d'un champ 2D ou 3D de vitesses et tient compte des diamètres des particules d'ensemencement, du temps entre les images du doublet, de l'énergie de la nappe laser, de la longueur de la focale, du bruit de fond.... Les champs de vitesses ont été obtenus à partir d'un calcul DNS 3D (128^3) d'un écoulement turbulent homogène isotrope (Fede *et al.* 2004), en prenant une coupe de ces champs pour l'étude en écoulement 2D d'extension globale 0.12 m. Les plus petites échelles du spectre d'énergie du calcul DNS ont une longueur caractéristique de 8 pixels dans nos images de synthèse.



*Figure III.8 Exemple d'une image de synthèse
1032×1032 pixels créée à partir d'un
champ 2D de vitesses*

Afin de comparer les résultats obtenus par le calcul PIV et ceux issus des champs de vitesses DNS, différentes grandeurs propres au fluide porteur peuvent être représentées comme le champ de vitesses instantané, la fonction de densité de probabilité de l'erreur de vitesse, le champ de vorticité ou le spectre d'énergie. Nous avons choisi de présenter, dans la plupart de nos tests de cette étude paramétrique, les effets des différents paramètres du calcul PIV sur le spectre d'énergie du fluide. Notre choix s'est porté sur le spectre d'énergie pour plusieurs raisons. D'une part, l'écoulement diphasique étudié ici dépend fortement de l'interaction des particules avec l'ensemble des échelles de la turbulence que nous souhaiterions caractériser avec précision par la suite. D'autre part, dans les études sur les écoulements turbulents gaz-particules, une attention particulière est portée au spectre d'énergie turbulent de la phase gazeuse afin de comprendre l'influence des particules sur la turbulence du gaz (par exemple Squires et Eaton (1990) en numérique, Boivin *et al.* (1998) comme étude théorique et Poelma (2004) en expérimental). Sur les figures représentant les spectres, nous avons reporté les nombres d'onde associés à chaque taille de maille de calcul possible ($K_2^n=1/l_2^n$ associé à une maille de taille 2^n pixels avec l_2^n la taille en mètres de la maille, $K_{\text{échantillonnage}}=K_8$). Nous avons de plus défini une longueur de coupure spatiale associée à un nombre d'onde de coupure K_{coupure} (Figure III.9). K_{coupure} définit le nombre d'onde pour lequel l'erreur relative sur le calcul du spectre avec l'algorithme de PIV par rapport aux données DNS atteint 0.5%.

Le nombre d'onde de coupure K_{coupure} nous permettra de juger de la performance des mesures PIV et de leurs limites.

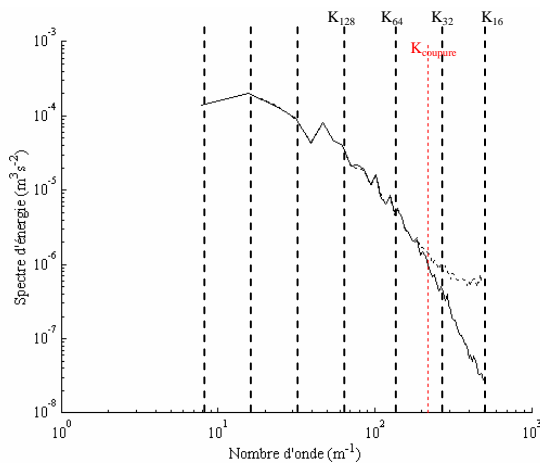


Figure III.9 Définition du nombre d'onde de coupure

K_{coupure} sur un calcul PIV non optimisé

montrant les effets de coupure

— données DNS

-- calcul non optimisé avec l'algorithme PIV

III.2.2.1 Limites des mesures PIV et optimisation des paramètres de calcul dans le cas d'un écoulement monophasique 2D

Nous avons réalisé ces tests avec des images de synthèse créées à partir de champs de vitesses DNS 2D sans bruit de fond et en prenant une énergie de nappe laser constante sur toute son épaisseur. Les traceurs ont ainsi un mouvement inscrit dans le plan de mesure et voient un éclairage constant. Ces tests ont pour but de déterminer les premiers paramètres optimaux pour nos mesures de PIV tels que l'algorithme et la taille des mailles de calcul, le diamètre et la concentration des traceurs ainsi que leur déplacement optimal entre les deux images du doublet. Ces tests sont classiques mais nous ont permis de valider entre autre notre générateur d'images de synthèse.

L'algorithme utilisant une méthode multigrille itérative (2 maillages de tailles différentes entre les deux passes de calcul) avec décalage et déformation des mailles a donné les meilleurs résultats lors du calcul du spectre d'énergie issu de la PIV par rapport au spectre de DNS (*Figures III.10 et III.11*). En effet, la *Figure III.10* met en évidence la nécessité d'un algorithme utilisant 2 passes pour le calcul PIV avec des maillages différents. Ceci a été vérifié quelque soit l'algorithme utilisé pour la 2^{ème} passe, mais nous présentons, sur la *Figure III.10*, seulement le test avec l'algorithme de décalage des mailles de calcul. Sur la *Figure III.11*, nous avons comparé l'influence du type d'algorithme utilisé pour la 2^{ème} passe sur le calcul du spectre d'énergie. L'algorithme de déformation de mailles paraît le plus adapté dans le cas de l'écoulement de THI étudié. Les spectres de DNS et de PIV sont alors sensiblement identiques sauf pour les nombres d'onde les plus élevés. Les autres algorithmes ne sont pas satisfaisants pour résoudre les gradients de vitesses présents dans de tels écoulements.

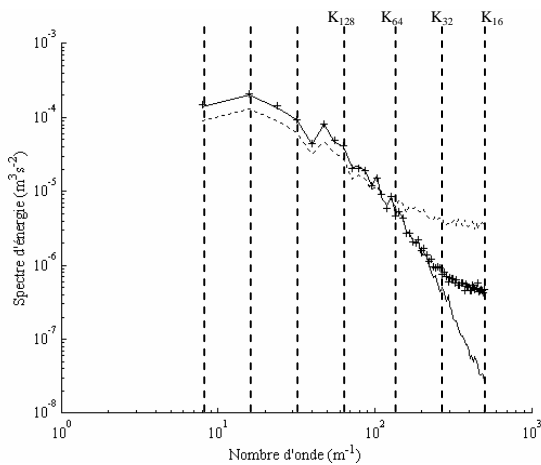


Figure III.10 Effet du caractère multigrille de l'algorithme sur le calcul PIV

(mailles 1^{ère} et 2^{ème} passes :
8×8 pixels sans recouvrement)

- données DNS
 - calcul après la 1^{ère} passe
 - + calcul après la 2^{ème} passe
- (algorithme : décalage de mailles)

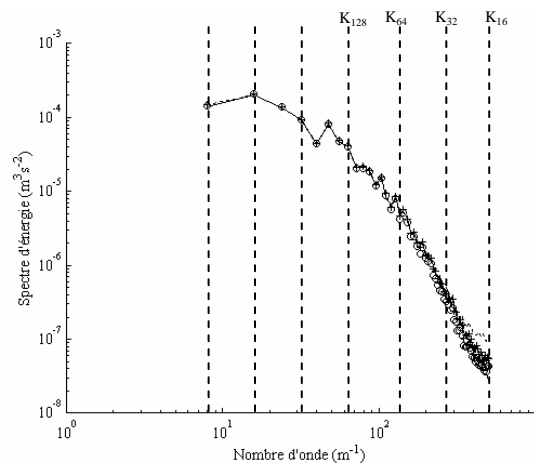


Figure III.11 Effet de l'algorithme de la 2^{ème} passe sur le calcul PIV

(mailles 1^{ère} passe : 16×16 pixels 50% de recouvrement
mailles 2^{ème} passe : 8×8 pixels sans recouvrement)

- données DNS
- PIV standard comme 1^{ère} passe
- + décalage de mailles
- o déformation de mailles

Nous avons également examiné l'influence du choix des mailles de calcul pour les première et deuxième passes de l'algorithme de PIV. Comme nous l'avons constaté précédemment, il est essentiel d'utiliser un algorithme multigrille pour l'optimisation du calcul PIV (Figure III.10). Mais le choix de la taille des mailles de calcul de la 1^{ère} passe est tout aussi primordial et doit être adapté au déplacement des traceurs entre les images du doublet comme nous le verrons plus loin.

Ensuite, après avoir choisi une taille de mailles arbitraire pour la 1^{ère} passe (précisée lors des différents tests), nous nous sommes intéressés à l'influence de la taille des mailles de la 2^{ème} passe et à leur éventuel recouvrement sur le calcul PIV. Pour une même taille de mailles de la 2^{ème} passe, différentes tailles de mailles de la 1^{ère} passe ont été testées au préalable. Ce test a permis de mettre en évidence que la taille de la maille de la 1^{ère} passe n'influence pas le résultat trouvé, à savoir le spectre obtenu. Dans les tests suivants, nous avons choisi des tailles de mailles deux fois plus grandes pour la 1^{ère} passe que pour la 2^{ème}. Les petites échelles de longueur sont évidemment mieux résolues lorsque la taille des mailles de la 2^{ème} passe est aussi petite que possible (Figure III.12). Le recouvrement des mailles permet quant à lui d'obtenir plus de valeurs interpolées par rapport à celles déjà existantes sans recouvrement.

Ces valeurs supplémentaires sont redondantes par rapport aux valeurs voisines et ne permettent pas d'accéder à des échelles de longueur plus petites. C'est la taille de la maille de la 2^{ème} passe qui définit réellement celle du filtre. Ainsi, avec une taille de maille de 2^{ème} passe de 16×16 pixels et 50% de recouvrement, l'énergie des petites échelles est filtrée de manière beaucoup plus importante qu'en employant des mailles de taille 8×8 pixels sans recouvrement (Figure III.12).

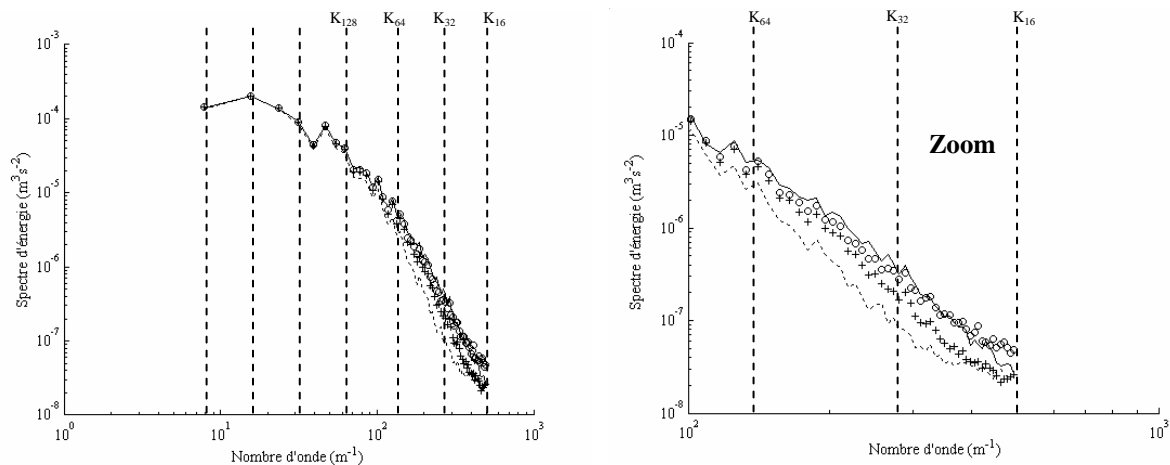


Figure III.12 Effet de la taille des mailles de la 2^{ème} passe sur le calcul PIV

- données DNS
- 32×32 pixels, 75% de recouvrement (maille 1^{ère} passe : 64×64 pixels, 75% de recouvrement)
- + 16×16 pixels, 50% de recouvrement (maille 1^{ère} passe : 32×32 pixels, 50% de recouvrement)
- o 8×8 pixels, sans recouvrement (maille 1^{ère} passe : 16×16 pixels, 50% de recouvrement)

Le choix du recouvrement des mailles notamment pour la 2^{ème} passe sert essentiellement à améliorer la présentation des résultats statistiques. Au vu de ces résultats, nous avons choisi, pour la suite des tests en écoulement monophasique avec des images de synthèse, des mailles de taille 8×8 pixels sans recouvrement pour la 2^{ème} passe.

Différents essais ont été effectués afin d'analyser les effets de l'ensemencement en traceurs. Nous avons pu constater qu'il est essentiel d'avoir un ensemencement avec des traceurs dont les diamètres détectés sur le capteur sont supérieurs ou égaux à 2 pixels. Nous avons représenté, sur la Figure III.13, uniquement les tests effectués pour des diamètres inférieurs ou égaux à 2 pixels. Pour des diamètres inférieurs à 2 pixels, le spectre d'énergie est surestimé pour les nombres d'onde élevés. Cet effet est dû au phénomène de "peak-locking" généralement observé pour des ensemencements en traceurs de petite taille (cf. § III.2.1.2 et

pour plus de détails Westerweel (1993)). Ce phénomène est en effet encore présent pour des diamètres inférieurs à 1.5 pixels même s'il est réduit grâce à l'algorithme de décalage réel de mailles que nous utilisons pour la 2^{ème} passe. En ce qui concerne la concentration en traceurs, nous avons mis en évidence que le spectre d'énergie est bien résolu si le nombre moyen de traceurs est plus grand ou égal à 15 par maille dans l'image de synthèse (*Figure III.14*) en accord avec Adrian (1991).

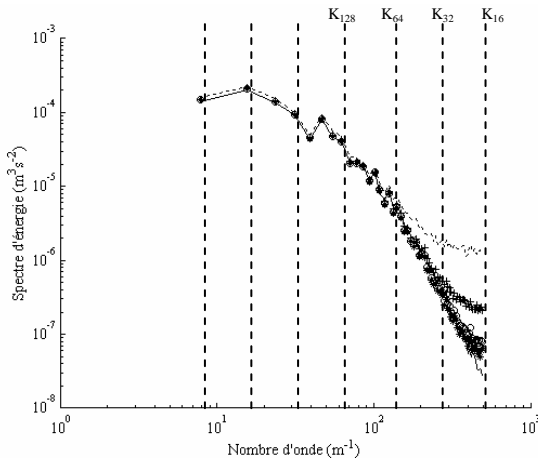


Figure III.13 Effet du diamètre des traceurs sur le calcul PIV

(mailles 1^{ère} passe : 16×16 pixels 50% de recouvrement
mailles 2^{ème} passe : 8×8 pixels sans recouvrement)

— données DNS
-- 0.5 pixel + 1 pixel
o 1.5 pixels * 2 pixels

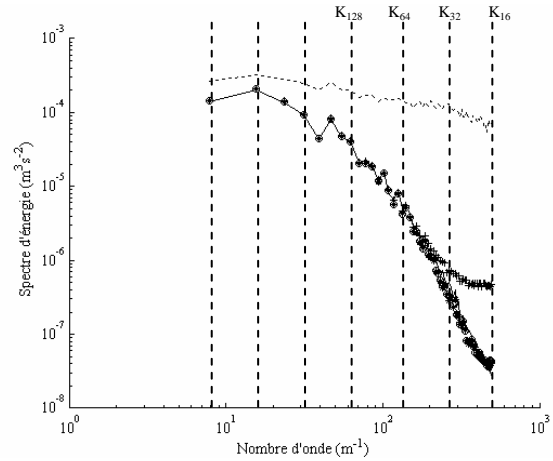


Figure III.14 Effet de la concentration en traceurs sur le calcul PIV (nombre moyen de traceurs par maille)

(mailles 1^{ère} passe : 16×16 pixels 50% de recouvrement
mailles 2^{ème} passe : 8×8 pixels sans recouvrement)

— données DNS
-- 3/5 + 3
o 15 * 30

Nous avons également étudié l'effet de l'amplitude du déplacement des traceurs entre les deux images du doublet. Afin de faire varier cette amplitude, nous avons joué sur le temps Δt entre les deux images du doublet. Nous avons testé des déplacements moyens compris entre 0.15 et 14 pixels (sachant que pour la 1^{ère} passe : mailles 16×16 pixels avec 50% de recouvrement et pour la 2^{ème} passe : mailles 8×8 pixels sans recouvrement). La *Figure III.15* montre les spectres d'énergie obtenus et le *Tableau III.1* présente les longueurs de coupure associées aux déplacements des traceurs.

Pour des déplacements très faibles et très élevés, nous pouvons noter que le spectre d'énergie est surestimé pour les grands nombres d'onde. Dans le premier cas, pour de petits déplacements, le déplacement moyen à mesurer est plus petit que 1 pixel et le plus petit

déplacement est du même ordre de grandeur que la précision de l'algorithme (0.01 pixels) ainsi l'erreur sur les mesures est importante dans la région de grands nombres d'onde.

Au contraire, dans le cas des grands déplacements, des traceurs sont perdus entre les deux images car leur déplacement est trop grand par rapport à la taille de la maille de calcul PIV. Dans ce cas-là, pour la même raison, le spectre d'énergie est sous-estimé pour les petits nombres d'onde. En effet, quand le déplacement des traceurs entre les 2 images du doublet augmente, et si le déplacement devient supérieur à ¼ de la première maille (de taille 16×16 pixels ici), de plus en plus d'informations sont perdues sur les grandes structures de l'écoulement. Le champ de vitesses est alors mal résolu et le spectre d'énergie est mal estimé aussi bien pour les petits que pour les grands nombres d'onde. Le critère du déplacement maximal des traceurs inférieur à ¼ de la maille (Adrian 1991, Westerweel 1993) doit être obligatoirement appliqué à la première passe. Ainsi, nous avons décidé de choisir un déplacement moyen intermédiaire égal à 3 pixels qui permet d'obtenir un spectre d'énergie comparable au spectre de DNS.

Ce résultat est intéressant afin d'optimiser le choix du temps Δt entre les deux images du doublet pour la mesure PIV.

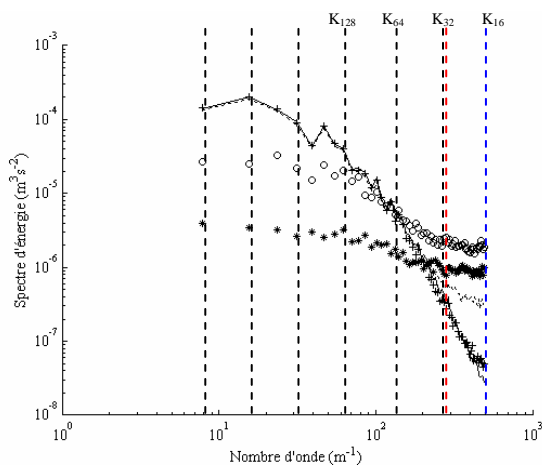


Figure III.15 Effet du déplacement des traceurs sur le calcul PIV

(mailles 1^{ère} passe : 16×16 pixels 50% de recouvrement)

(mailles 2^{ème} passe : 8×8 pixels sans recouvrement)

— données DNS
 -- 0.15 pixels + 3 pixels
 o 7 pixels * 14 pixels

Déplacement (pixels)	Longueur de coupure associée (pixels)
0.15	30
3	16
7	--
14	--

Tableau III.1 Longueurs de coupure associées au déplacement des traceurs

Au cours de cette étude préliminaire, nous avons trouvé les premiers paramètres optimaux afin de procéder au traitement PIV le mieux adapté à nos contraintes expérimentales. Nous tenons à rappeler que ces premiers tests ont été réalisés sur des images de synthèse simulant un écoulement monophasique 2D sans ajout de bruit de fond.

Les paramètres optimaux trouvés dans ce paragraphe pour nos traitements PIV sont récapitulés ci-dessous :

algorithme : méthode multigrille itérative, avec décalage et déformation des mailles de calcul, et interpolation subpixel du pic de corrélation

maille 1^{ère} passe : à adapter au déplacement des traceurs entre les images du doublet (taille 32×32 pixels ou 16×16 pixel avec 50% de recouvrement)

maille 2^{ème} passe : taille 8×8 pixels sans recouvrement

traceurs : - diamètres sur le capteur supérieurs à 2 pixels

- densité supérieure à 15 traceurs par maille de la 2^{ème} passe

déplacement maximal des traceurs: inférieur à ¼ de la maille de la 1^{ère} passe → optimisation du choix du temps entre les deux images du doublet pour le calcul PIV.

Ces paramètres sont utilisés dans la suite des tests sur les images de synthèse simulant un écoulement monophasique, sauf si indication contraire.

Dans la suite, pour tous les tests avec les images de synthèse issus des données DNS, nous avons choisi comme caractéristiques : un temps entre les images des doublets $\Delta t=0.002s$, un déplacement maximum de 9 pixels et un déplacement moyen de 3-4 pixels.

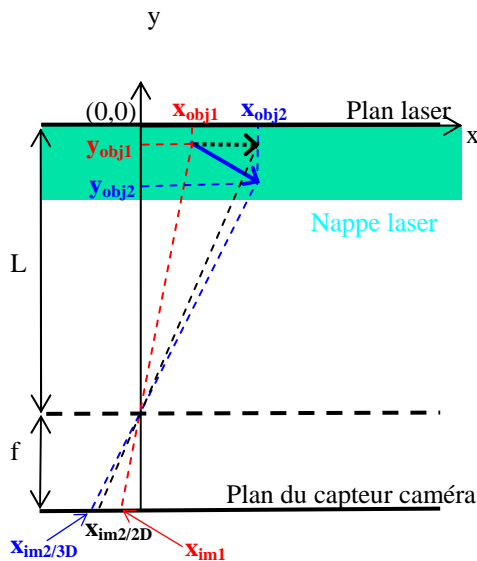
III.2.2.2 Performances de l'algorithme de PIV dans le cas d'un écoulement monophasique 3D

Dans le cas d'un écoulement turbulent homogène isotrope, proche de celui qui nous intéresse ici, les trois composantes de vitesse sont du même ordre de grandeur. Ainsi, il est important de comprendre comment la mesure 2D, que nous réalisons tout au long de nos expériences (mesures de vitesses par PIV 2D2C), va pouvoir retranscrire une coupe 2D d'un mouvement 3D.

Nous avons réalisé ces tests avec des images de synthèse créées à partir de champs de vitesses DNS 3D, sans rajouter de bruit de fond et en choisissant pour le calcul PIV les paramètres optimaux trouvés au § III.2.2.1. Dans ce paragraphe, nous allons donc étudier l'influence du

déplacement des traceurs dans le plan perpendiculaire au plan laser pour différents profils d'énergie de la nappe laser (créneau, gaussien).

Dans un premier temps, nous avons examiné l'influence de la projection d'un déplacement non-coplanaire sur le capteur CCD de la caméra pour un profil de nappe laser de type créneau. Pour ce type de profil de nappe laser, le résultat de la projection dépend des caractéristiques optiques du dispositif de mesure (focale f et ouverture de l'objectif f/D avec D la taille du diaphragme de l'objectif, grandissement du montage optique) (*Figure III.16*).



*Figure III.16 Schéma de projection
du déplacement 3D sur le capteur de la caméra*
 f : focale, L : distance plan laser/objet-plan focal

x_{obji}, y_{obji} coordonnées de l'objet sur les images $i=1$ et $i=2$ du doublet
 $x_{im1}, x_{im2/2D}$ et $x_{im2/3D}$ coordonnées de l'image sur le plan caméra
(2D : déplacement de l'objet dans le plan laser, 3D sinon)

$x_{im2/3D} \approx x_{im2/2D}$ dans notre expérience
(ouverture de l'objectif faible)

Dans le cas de notre dispositif expérimental (cf. Chapitre II), la *Figure III.17* met en évidence que l'erreur sur le calcul du spectre due à la projection d'un déplacement 3D est négligeable. En effet, dans notre étude, l'angle d'ouverture de l'objectif n'est pas très important et permet de négliger l'effet de la 3^{ème} composante de vitesse perpendiculaire à la nappe laser (*Figure III.16*).

Puis, nous avons étudié l'effet de l'épaisseur de la nappe laser de profil d'énergie gaussien (*Figure III.18*). Lorsque l'épaisseur de la nappe laser diminue, de plus en plus de traceurs se situent sur le bord de la nappe et renvoient par conséquent moins de signal à la caméra. Ainsi sur l'image, il apparaît moins de traceurs ce qui entraîne une mauvaise description de l'écoulement et donc du spectre d'énergie. Dans ce cas, l'effet est comparable à celui observé quand la concentration en traceurs diminue sur les images. Nous n'avons pas reporté ces tests sur de faibles épaisseurs de nappe. Par contre, pour des nappes laser suffisamment épaisses, le spectre d'énergie est bien estimé (*Figure III.18*). Or dans notre cas expérimental, l'épaisseur

de la nappe laser est d'environ 500 μm . Ainsi, dans les deux cas explicités ci-dessus (*Figures III.17 et III.18*), les effets sont négligeables sur le spectre d'énergie.

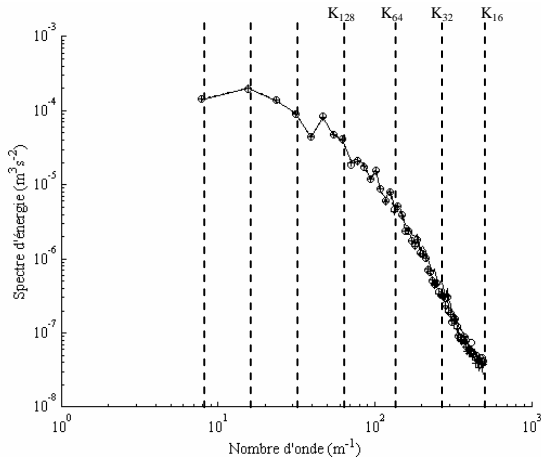


Figure III.17 Effet de la 3^{ème} composante de vitesse avec profil d'énergie créneau sur le calcul PIV

(par rapport à l'ordre de grandeur ODG des autres composantes de vitesse)

— données DNS
 -- nulle + même ODG
 o 3 fois ODG

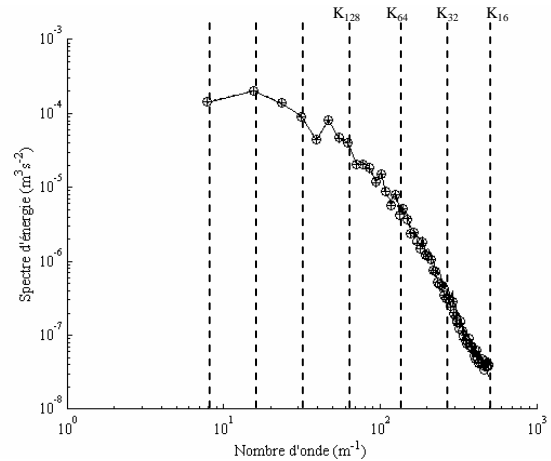


Figure III.18 Effet de l'épaisseur de nappe laser avec profil d'énergie gaussien sur le calcul PIV

(épaisseur moyenne)

— données DNS
 -- 500 μm + 1mm
 o 2mm

Ensuite, nous avons étudié un cas plus réaliste, à savoir le cas d'une vitesse avec une composante perpendiculaire à la nappe laser non nulle et ceci pour une nappe laser avec un profil d'énergie gaussien (*Figure III.19*). La *Figure III.20* représente le spectre d'énergie en fonction du rapport entre le déplacement moyen des traceurs, entre les deux images du doublet, perpendiculairement à la nappe laser, noté d_{\perp} , et l'épaisseur de la nappe laser, notée e , considérée pour une atténuation maximum de l'énergie de 36% (*Figure III.19*). Les longueurs de coupure associées sont rapportées dans le *Tableau III.2*.

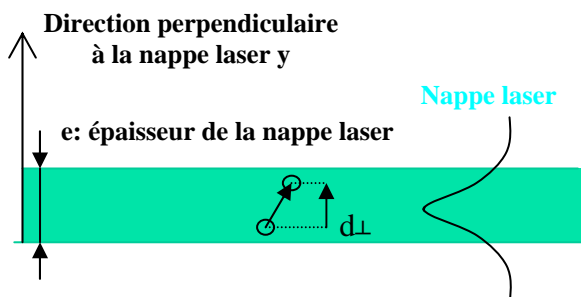


Figure III.19 Schéma de configuration expérimentale de la nappe laser
 Notations utilisées

On remarque alors qu’il est nécessaire d’avoir une largeur de nappe importante par rapport au déplacement pour ne pas perdre trop de traceurs. Le résultat est similaire au cas du déplacement 2D (§ III.2.2.1) : lorsque le déplacement perpendiculaire au plan de la nappe laser est supérieur à $\frac{1}{4}$ de l’épaisseur de cette nappe, les traceurs sortent de la maille de calcul entre les deux images du doublet et le spectre d’énergie en est fortement affecté. Il faudra donc essayer de prendre en compte ce critère supplémentaire afin de choisir au mieux le temps entre les deux images du doublet pour le calcul PIV. L’optimisation du choix du temps entre les deux images du doublet Δt pour le calcul PIV est ainsi contraint par deux critères :

- le critère de $\frac{1}{4}$ de mailles dans le plan laser (§ III.2.2.1) : pendant Δt , il faut que $\Delta x < L_{\text{maille}}/4$
- dans la direction y perpendiculaire au plan laser : pendant Δt , il faut vérifier que $\Delta y < e/4$.

Dans un écoulement proche d’une THI, la 3^{ème} composante de vitesses est de l’ordre de grandeur des deux autres composantes de vitesses dans le plan laser. Mais en pratique, nous procéderons donc au choix de Δt seulement en vérifiant le critère de $\frac{1}{4}$ de maille, sachant que l’épaisseur de la nappe laser est de l’ordre du $\frac{1}{4}$ de maille de la 1^{ère} passe.

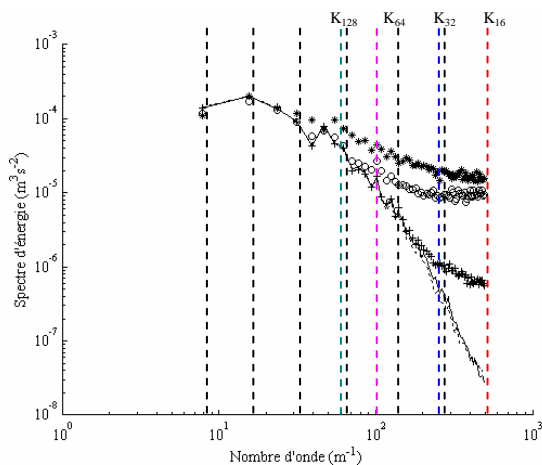


Figure III.20 Effet du rapport $d\Delta/e$ sur le calcul PIV

— données DNS
 - - $d\Delta/e=1/4$ + $d\Delta/e=1$
 o $d\Delta/e=3$ * $d\Delta/e=12$

Rapport $d\Delta/e$	Longueur de coupure associée (pixels)
$\frac{1}{4}$	16
1	36
3	84
12	146

Tableau III.2 Longueurs de coupure associées au rapport $d\Delta/e$

Avant de passer à l’étude de l’écoulement diphasique, nous avons testé l’effet du bruit de fond, ajouté aux images de synthèse créées à partir de champs de vitesses DNS 3D, sur les mesures PIV. Sur les images de synthèse, le bruit de fond est simulé par une valeur aléatoire ajoutée à l’image originale. Nous avons fait varier le rapport entre le bruit aléatoire ajouté et

le signal d'origine de 10 à 100%. L'effet du bruit de fond sur le calcul du spectre paraît négligeable tant que le niveau de bruit reste inférieur à 30% du niveau original de l'image (cf. *Figure III.21*). Pour nos images expérimentales, le bruit de fond a un niveau faible par rapport au niveau des traceurs. Ainsi le bruit de fond, propre aux images expérimentales et issu des différents appareils de mesure (caméra notamment), ne posera pas de problèmes pour les mesures PIV.

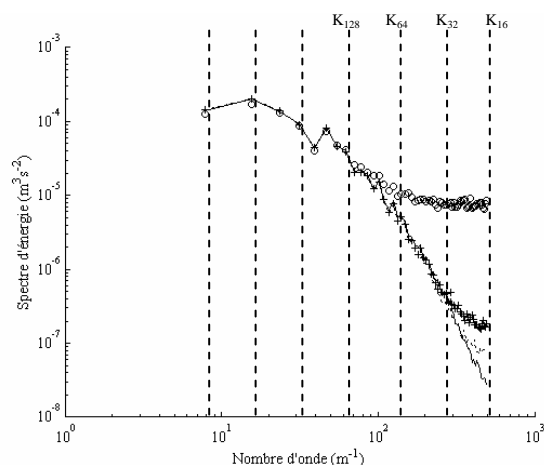


Figure III.21 Effet du bruit de fond sur le calcul PIV (en % équivalent au rapport bruit/signal original)

— données DNS - - 10%
 + 20% o 100%

III.2.2.3 Exemples de tests de l'algorithme PIV sur des images réelles d'écoulement monophasique

Dans cette dernière partie concernant l'étude des performances de l'algorithme PIV en écoulement monophasique, nous allons discuter de quelques résultats obtenus à partir d'images expérimentales enregistrées durant nos campagnes de mesures en écoulement monophasique de turbulence diffuse.

La *Figure III.22* présente l'influence de la taille des mailles de la 2^{ème} passe et de leur déformation sur le calcul d'un spectre. Pour des mailles de 8×8 pixels sans recouvrement, la déformation des mailles durant le calcul PIV n'influence pas la résolution du spectre notamment pour les grands nombres d'onde. Par contre pour des mailles de taille 16×16 pixels avec 50% de recouvrement, l'algorithme PIV avec déformation de mailles permet de mieux résoudre la majeure partie des échelles de l'écoulement. Malgré tout, le calcul PIV effectué avec des mailles plus petites donne une meilleure précision sur les petites échelles de la turbulence (échelles de Kolmogorov). Pour cette raison, nous avons traité la plupart de nos campagnes de mesure en écoulement monophasique (cf. chapitre III) avec des mailles pour la 2^{ème} passe de taille 8×8 pixels sans recouvrement. Mais un traitement si fin s'est avéré parfois

impossible et certains calculs ont été faits avec des mailles de taille 16×16 pixels avec 50% de recouvrement.

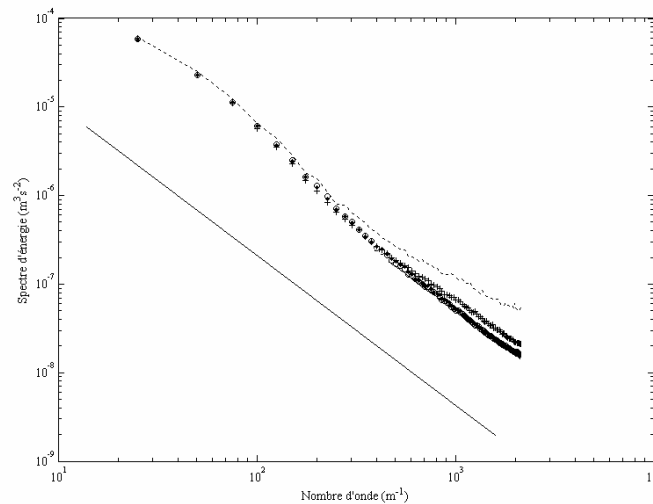


Figure III.22 Influence de la taille des mailles de la 2^{ème} passe et de leur déformation sur le calcul PIV à partir d'images réelles en écoulement monophasique de turbulence diffusive (mailles 1^{ère} passe : 32×32 pixels 50% de recouvrement)

- pente en -5/3
- - 16×16 pixels, 50% de recouvrement, sans déformation
- + 16×16 pixels, 50% de recouvrement, avec déformation
- o 8×8 pixels, sans recouvrement, sans déformation
- * 8×8 pixels, sans recouvrement, avec déformation

III.2.3 Performances de l'algorithme de PIV en écoulement turbulent diphasique

Ce paragraphe présente la méthode utilisée pour la mesure par PIV de la vitesse du fluide à partir d'une image dans laquelle sont superposées les images des traceurs et celles des particules qui constituent la phase dispersée. Nous avons choisi de mesurer le champ PIV à partir d'images sur lesquelles les particules sont remplacées par des éléments d'image de substitution nommés « trous », et qui ne comportent donc que des images de traceurs et des zones vides. Les deux images ci-dessous sont des exemples d'une image expérimentale diphasique (avec traceurs et particules) et d'une image utilisée pour le calcul PIV sur la phase porteuse, après substitution des particules par des trous (Figure III.23). Le problème des halos qui peuvent persister autour des particules est analysé et résolu plus loin (cf. § III.2.3.2).

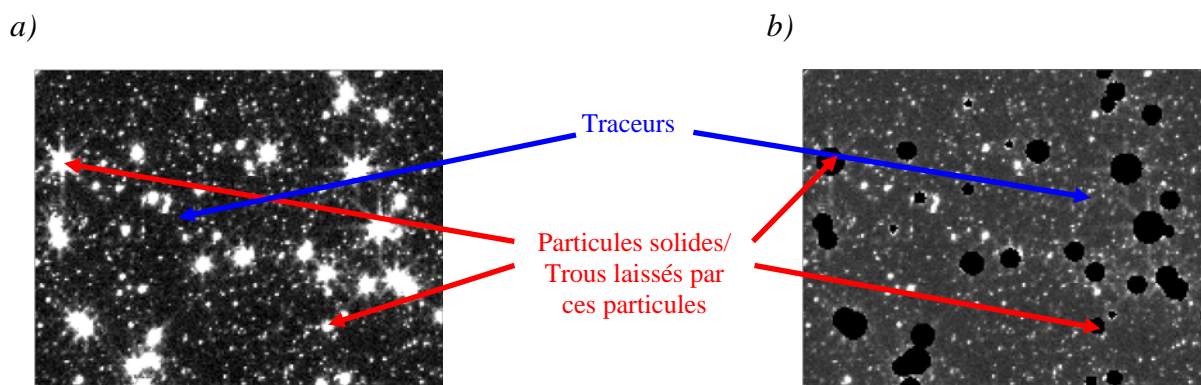


Figure III.23 Exemple d'un traitement d'image expérimentale en écoulement diphasique
image expérimentale originale
image originale après substitution des particules par des trous

La mesure PIV en écoulement diphasique se déroule donc en deux étapes. Une première étape consiste à transformer l'image initiale diphasique en détectant les particules par une méthode de seuillage et en les remplaçant par des trous. La seconde étape concernant le calcul PIV à proprement parler utilise le même algorithme PIV qu'en écoulement monophasique.

Cette méthode de discrimination de phases par traitement des images diphasiques, puis de mesure simultanée des champs de vitesses est comparable à celle mise en oeuvre par Khalitov et Longmire (2002). Mais d'autres méthodes de séparation de phases par des moyens optiques (traceurs fluorescents, ...) et de traitement des mesures PIV en écoulement diphasique (méthode de calcul direct d'une corrélation phasique pour les seuls éléments de l'image reconnus comme appartenant au fluide) existent et ont été mises en place récemment dans des expériences en écoulement gaz-particules solides (Poelma 2004). Nous reviendrons sur la méthode de détection des particules utilisée dans cette étude au § III.3.

Ici, nous reportons les tests effectués afin d'analyser l'influence de la transformation d'image sur le calcul du champ de vitesse. Nous avons ainsi testé l'influence de la nature des éléments de substitution (forme, taille, texture) et l'influence de leur densité sur le calcul PIV. Nous avons cherché quel élément d'image pouvait se substituer aux particules en perturbant le moins possible le calcul du spectre d'énergie de la phase porteuse et la mesure des vitesses du fluide près des trous. Nous finirons en examinant le traitement spécifique à appliquer, durant l'étape de substitution des particules par des trous, aux images expérimentales réelles qui introduisent une difficulté supplémentaire par rapport aux images de synthèse liée à la présence de halos autour des trous.

III.2.3.1 Influence des éléments de substitution des particules sur la mesure PIV en écoulement diphasique

Nous avons créé des images de synthèse semblables à des images réelles en ajoutant un niveau de bruit de fond comparable à celui des images expérimentales auxquelles nous avons superposé les éléments de substitution des particules.

Différentes formes et tailles d'éléments d'image de substitution ont été testées. La *Figure III.24* montre que la forme ronde est la moins pénalisante et que le rayon minimum est préférable. En effet, la forme ronde donne de meilleurs résultats que la forme carrée car pour un diamètre donné, la surface de l'inclusion est moins importante dans le cas d'un élément circulaire. Des inclusions circulaires de petite taille ne pénalisent pas le spectre. Par contre, pour un rapport entre la surface d'une inclusion et la surface de la maille d'environ 50%, le spectre calculé par PIV diffère fortement du spectre DNS (cas des inclusions circulaires de diamètre 6 pixels sur la *Figure III.24*). En effet, lorsque la surface occupée par l'élément de substitution des particules devient trop importante par rapport à la surface de la maille de calcul PIV, le montant d'informations utiles au calcul de la corrélation est alors trop limité pour que le pic de corrélation émerge clairement du bruit, et la mesure PIV est dégradée. Or dans notre cas expérimental, les tailles moyennes d'images de particules sur le capteur CCD seront de l'ordre de 6 pixels de diamètre. Comme nous le montre la *Figure III.24*, pour un tel diamètre de particules, le choix de mailles de taille 8x8 pixels induirait une erreur trop importante sur les calculs spectraux. Par conséquent, nous avons choisi des mailles de taille minimum 16x16 pixels avec 50% de recouvrement pour effectuer les calculs PIV avec des images diphasiques expérimentales. Dans ce cas, le rapport entre la surface d'un élément de substitution et la surface de la maille est suffisamment faible (environ 10%).

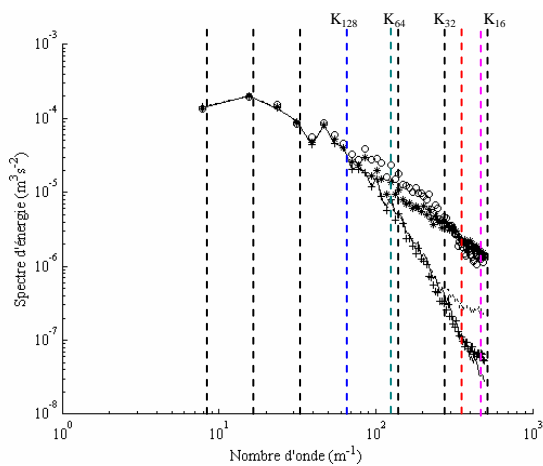


Figure III.24 Effet de la forme et de la taille des éléments d'image (texture : noir) sur le calcul PIV (mailles 1^{ère} passe : 16x16 pixels avec 50% de recouvrement) (mailles 2^{ème} passe : 8x8 pixels sans recouvrement)

— données DNS
 - - forme: carrée, côté: 4 pixels + forme: ronde, diamètre: 4 pixels
 o forme: carrée, côté: 6 pixels * forme: ronde, diamètre: 6 pixels

Forme	Taille (pixels)	Longueur de coupure associée (pixels)
Carrée	4 pixels	24
Carrée	6 pixels	128
Ronde	4 pixels	18
Ronde	6 pixels	72

Tableau III.3 Longueurs de coupure associées à la forme et à la taille des éléments d'image

Ensuite, il s'agissait de déterminer la texture de l'élément d'image se substituant aux particules (Figure III.25). Nous avons testé un remplissage avec du bruit aléatoire uniforme de valeur croissante compris entre 0% et 60% par rapport au niveau moyen de gris de l'image. La Figure III.26 montre que la texture la moins pénalisante est la valeur nulle qui correspond à un trou avec des niveaux de gris nul (équivalent au noir), ce qui semble raisonnable.

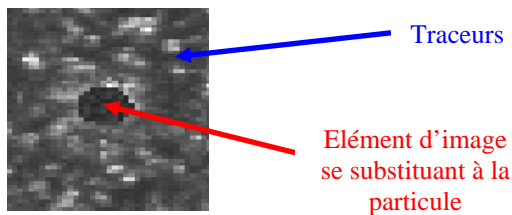


Figure III.25 Illustration de l'élément d'image de substitution des particules solides

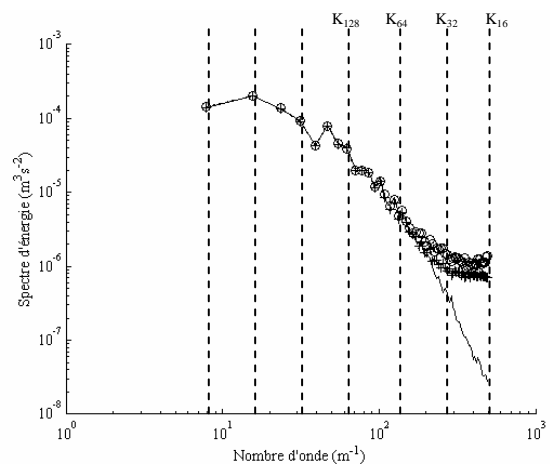


Figure III.26 Effet du bruit dans les inclusions sur le calcul PIV

— données DNS - - 0% de bruit
 + 20% de bruit o 60% de bruit

Nous avons aussi évalué l'influence du chargement massique sur la qualité des mesures PIV. Différents cas de figures peuvent se présenter : une ou plusieurs particules entièrement contenues dans la maille de calcul ou partiellement, mais aussi très souvent des mailles sans particules (*Figure III.27*).

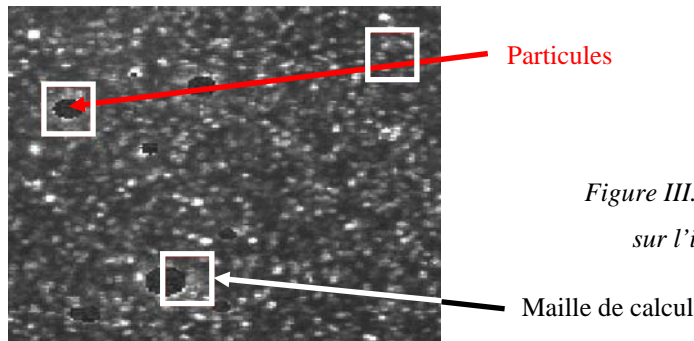


Figure III.27 Illustration de positions de particules sur l'image par rapport aux mailles de calcul

Le nombre d'inclusions par image que nous avons testé varie de 300 à 900 soit 6% à 18 % des mailles de calcul qui contiennent au moins une particule. Dans nos campagnes expérimentales, nous rencontrons des nombres de particules comparables (environ 300 par image). Nous pouvons observer sur la *Figure III.28* que le spectre d'énergie est logiquement mieux résolu pour un faible nombre d'inclusions, en particulier pour les grands nombres d'onde. Notre étude de sensibilité permet de mieux cerner la coupure induite par le traitement (*Tableau III.4*). Par conséquent, les limitations de cette méthode de mesure vont induire une perte d'information sur les petites échelles de l'écoulement.

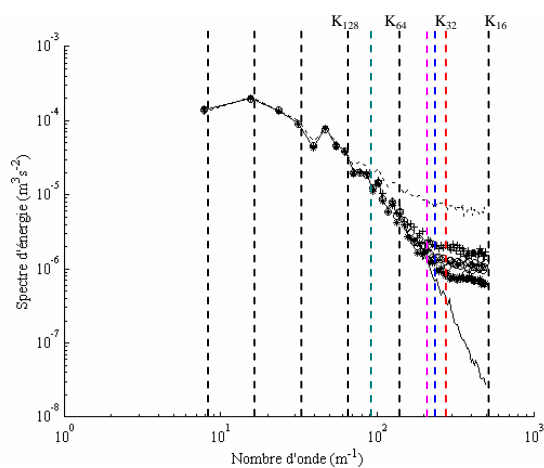


Figure III.28 Effet du nombre d'inclusions sur le calcul PIV (mailles 1^{ère} passe : 32×32 pixels avec 50% de recouvrement) (mailles 2^{ème} passe : 16×16 pixels avec 50% de recouvrement)

Nombre d'inclusions par image	Longueur de coupure associée (pixels)
100	32
200	36
300	40
900	92

Tableau III.4 Longueurs de coupure associées au nombre d'inclusions

- données DNS
- - 900 inclusions/image
- o 200 inclusions/image
- + 300 inclusions/image
- * 100 inclusions/image

(Inclusions de forme rondes de diamètres 6 pixels avec un niveau de gris nul)

Par la suite, au cours de notre étude sur l'écoulement diphasique (cf. chapitre IV), une des grandeurs qui nous intéressera particulièrement pour la compréhension des mécanismes physiques est la vitesse de glissement entre le fluide porteur et les particules. Ainsi, il est important d'estimer très soigneusement la précision des mesures de vitesses du fluide porteur dans le voisinage proche des particules.

Nous allons donc étudier maintenant l'effet de la présence des trous résultant de la suppression des particules de l'image diphasique non plus sur un estimateur global qu'est le spectre de tout un champ fluide, mais sur la mesure du champ de vitesses du fluide par PIV observée dans le voisinage des trous. Nous avons pour cela calculé l'erreur entre le champ de vitesses du fluide issu de la DNS et celui calculé par l'algorithme PIV à partir d'images de synthèse avec des trous (*Figure III.29*). Nous analysons l'erreur en moyenne statistique en fonction de la distance du point de mesure PIV à la particule la plus proche.

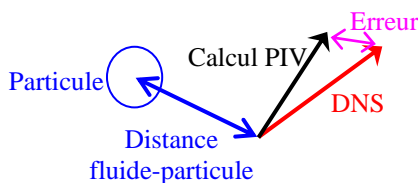


Figure III.29 Illustration du calcul de l'erreur entre le calcul de vitesse PIV et la vitesse DNS

Nous avons testé trois chargements en particules et deux tailles de maille pour la 2^{ème} passe de calcul PIV, sachant que la 1^{ère} passe est traitée avec des mailles de taille 32x32 pixels avec 50% de recouvrement. Le déplacement moyen associé à la vitesse moyenne du fluide issue du champ DNS est de l'ordre de 7-8 pixels. La *Figure III.30a* met en évidence qu'avant application du filtre médian « relaxé », avec une petite taille de maille de la 2^{ème} passe (8x8 pixels), l'erreur sur le calcul des vitesses du fluide à proximité d'une particule (i.e. à moins de 10 pixels) est très importante, de l'ordre de 2 à 3 pixels, et de même ordre de grandeur sur ces 10 premiers pixels. Le même calcul avec des mailles plus grandes (16x16 pixels, *Figure III.30b*) entraîne aussi une erreur importante. Par contre pour les deux tailles de maille, loin de la particule (i.e. à plus de 32 pixels), l'erreur sur la vitesse est quasiment nulle. La décroissance drastique de l'erreur au-delà d'une distance de 32 pixels est liée à la taille des mailles de la 1^{ère} passe PIV. Cette 1^{ère} passe (ici de taille 32 pixels) joue le rôle d'un filtre spatial au-delà duquel l'erreur sur le calcul du champ de vitesse ne peut pas se propager. Malgré tout, l'erreur sur la vitesse calculée avec des mailles de taille 16x16 pixels n'atteint jamais la valeur 0. Ceci est un artefact de calcul conséquent à la création des images de synthèse. Les plus petites échelles du spectre d'énergie du calcul DNS ont été choisies d'une

longueur caractéristique de 8 pixels dans nos images de synthèse. Ainsi, seuls les calculs menés avec des mailles de taille 8x8 pixels peuvent conduire à une erreur strictement nulle au-delà de la taille des mailles de la 1^{ère} passe.

En conséquence, l’erreur sur la vitesse du fluide porteur à proximité des particules étant très importante, la mesure de la vitesse de glissement entre le fluide et les particules apparaît impossible à partir d’une mesure directe de la vitesse du fluide dans le voisinage immédiat des particules. On peut se demander également si la mesure des statistiques de vitesse du fluide n’est pas dégradée par ces sources d’erreurs. L’application d’un filtre médian « relaxé » (deux fois, de tailles respectives 5×5 puis 3×3) permet cependant de diminuer de manière notable ces erreurs qui résultent des vecteurs de vitesses erronés créés par la présence des trous dus aux particules, dans leur voisinage immédiat.

Les *Figures III.31a* et *III.31b* montrent l’évolution de l’erreur de vitesse près des trous dus aux particules dans le cas d’un traitement avec un filtre médian « relaxé ». En comparant ces figures aux précédentes (*Figures III.30a* et *III.30b*), nous constatons dans les deux cas de tailles de mailles de la 2^{ème} passe une diminution de l’erreur. Mais l’erreur décroît de manière plus significative dans le cas d’un calcul avec des mailles de dimension 16x16 pixels et un nombre de trous sur l’image de 300.

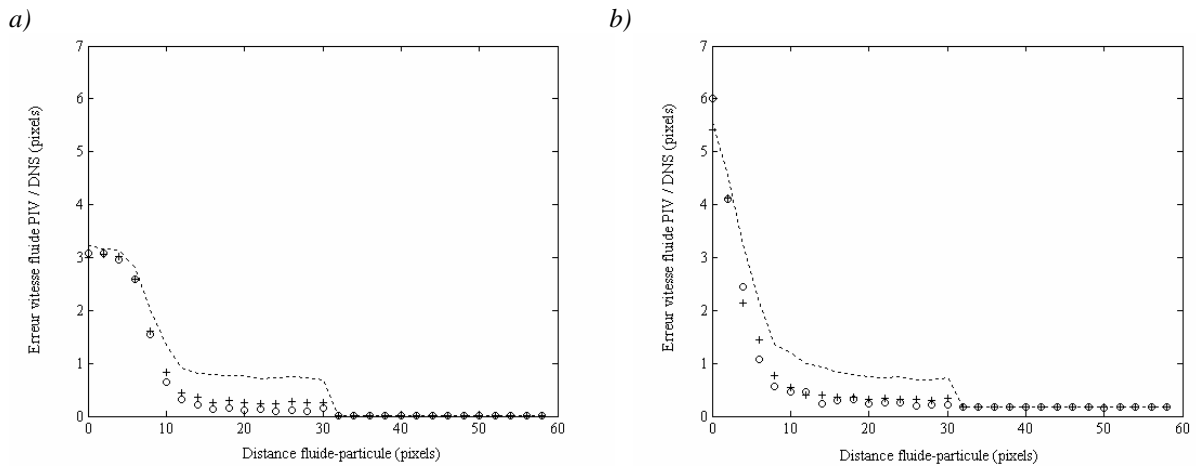


Figure III.30 Erreur sur le calcul PIV due au nombre d’inclusions présentes sur l’image

a) maille : 8×8 pixels sans recouvrement
(sans filtre médian « relaxé »)

b) maille : 16×16 pixels, 50% de recouvrement
(sans filtre médian « relaxé »)

-- 900 inclusions/image + 300 inclusions/image o 150 inclusions/image

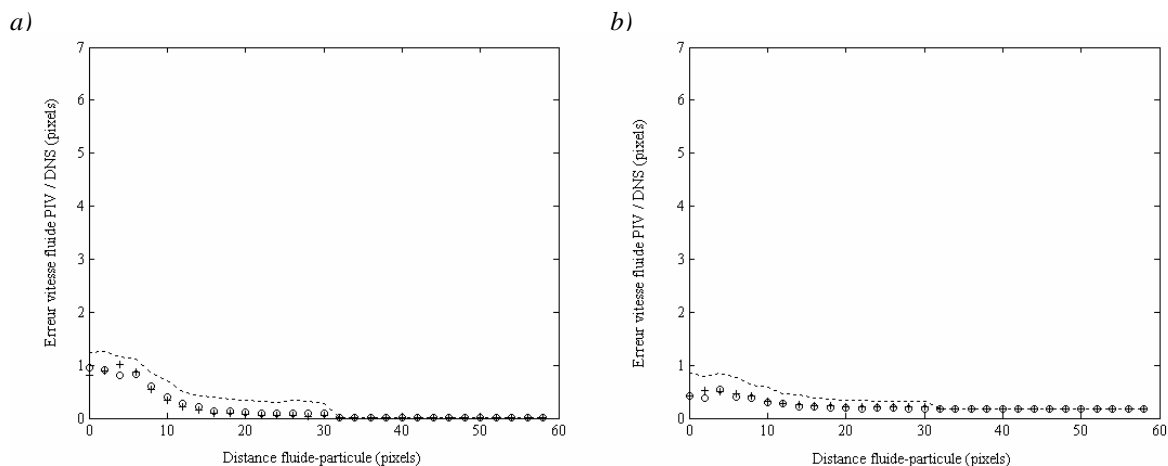


Figure III.31 Erreur sur le calcul PIV due au nombre d'inclusions présentes sur l'image

a) maille : 8×8 pixels sans recouvrement
(avec filtre médian « relaxé »)

b) maille : 16×16 pixels, 50% de recouvrement
(avec filtre médian « relaxé »)

-- 900 inclusions/image + 300 inclusions/image o 150 inclusions/image

Or, comme nous l'avons déjà mentionné dans la partie décrivant l'influence de la forme et de la taille des inclusions sur la mesure PIV, nous avons choisi des mailles de taille 16x16 pixels avec 50% de recouvrement pour effectuer les calculs PIV sur les images réelles. Si nous considérons maintenant cette taille de maille, nous constatons que le spectre est aussi mieux résolu en appliquant au préalable le filtre médian « relaxé » sur le champ de vecteurs vitesse (*Figure III.32*). Dans le cas proche de l'expérience où 300 inclusions sont présentes sur l'image, la longueur associée au nombre d'onde de coupure du spectre d'énergie est égale à 112 pixels sans application de filtre sur le champ de vecteurs vitesse et devient égale à 28 pixels avec la mise en place du filtre médian « relaxé » (*Tableau III.5*). Nous avons donc une méthodologie qui permet, en appliquant systématiquement ce filtre médian « relaxé » sur les champs de vitesses obtenus à la suite du traitement PIV et en supprimant les vitesses filtrées, de mesurer le spectre d'énergie avec une meilleure précision dans nos campagnes de mesure en écoulement diphasique.

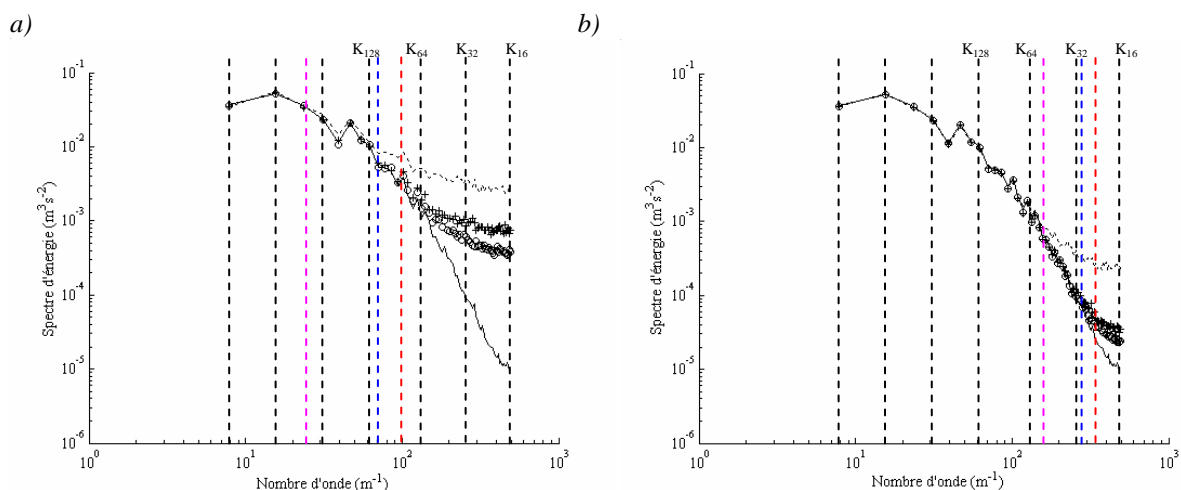


Figure III.32 Effet du nombre d'inclusions sur le calcul PIV (maille: 16x16 pixels, 50% de recouvrement)

a) sans filtre

b) avec filtre médian « relaxé »

— données DNS

-- 900 inclusions/image

+ 300 inclusions/image

o 150 inclusions/image

		Nombre de particules par image		
		150	300	900
Taille de maille et filtre	Longueur de coupure associée (pixels)	150	300	900
	16x16 pixels avec 50% de recouvrement	78	112	340
	16x16 pixels avec 50% de recouvrement + filtre médian « relaxé »	24	28	54

Tableau III.5 Longueurs de coupure associées au nombre d'inclusions et à l'application d'un filtre

La Figure III.33 présente un exemple de calcul d'un champ de vitesses instantanées du fluide porteur sur une image réelle avec ou sans utilisation du filtre médian « relaxé », appliqué sur le champ de vitesses instantanées final. Nous constatons l'efficacité et la nécessité du filtrage sur les champs de vitesses instantanées. Le champ filtré a un nombre de vecteurs vitesses erronés nettement plus faible que sur le champ brut.

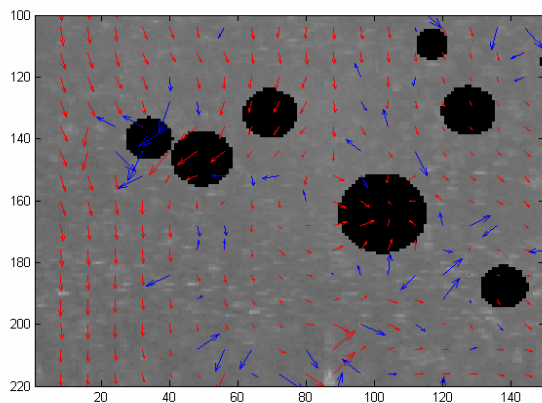


Figure III.33 Exemple de champs de vitesses calculés à partir d'une image diphasique réelle après suppression des particules (trous noirs)

→ champ de vitesses brut
 → champ de vitesses après filtrage :
 filtre médian « relaxé »

Pour nos analyses de l'écoulement, nous avons besoin de calculer différents types de statistiques sur les vitesses du fluide. D'une part, nous souhaitons de façon assez classique définir des grandeurs statistiques en chaque point du maillage de calcul PIV. D'autre part, nous voulons obtenir une information sur les vitesses du fluide localisé au point où se positionnent les particules.

Il est clair que dans ce second cas, le test que nous venons de présenter impose que la méthode de calcul emploie une interpolation à la position des particules du champ des vitesses du fluide mesurées « loin des particules ». Cette méthode spécifique sera d'ailleurs introduite au chapitre V. Par contre, pour le calcul des statistiques des vitesses du fluide non conditionnées aux positions des particules, l'élimination des vecteurs erronés dus au voisinage des particules peut être menée de deux manières différentes. Nous aurions pu décider de localiser toutes les particules sur l'image et d'éliminer de l'ensemble de calcul des statistiques tous les vecteurs situés dans un voisinage prédéfini de chaque particule. Nous avons retenu une autre solution. Elle consiste en l'emploi de ce filtre médian « relaxé » (deux fois, de tailles respectives 5×5 puis 3×3) qui a montré une capacité d'élimination des vecteurs faux suffisante pour qu'on puisse retrouver une densité spectrale des vecteurs PIV identique à celle des vecteurs DNS. L'efficacité de notre procédure utilisant le filtre médian « relaxé » dans l'élimination des vecteurs faux au voisinage des particules est liée sans doute à l'adaptation de la taille du filtre à l'extension des erreurs induites par les particules. Cette procédure est également valable certainement parce que l'écoulement n'est pas trop chargé en particules.

Nous avons procédé à un dernier test, assez lourd, pour estimer la qualité résultante de nos mesures expérimentales en situation réelle d'écoulement diphasique. Nous avons calculé les

champs moyens de vitesse du fluide et les moments d'ordre deux associés en utilisant les deux voies d'estimations explicitées ci-dessus pour des calculs de taille 32×32 pixels. Dans le 1^{er} cas, nous excluons tous les vecteurs contenus dans un masque de taille 32×32 pixels autour de chaque particule. Dans le second cas, nous utilisons simplement le filtre médian « relaxé » (deux fois, de tailles respectives 5×5 puis 3×3). Les résultats de ce test sont présentés sur les *Figures III.34*. Ils montrent que pour une grande zone de l'écoulement ($4 \leq z/D \leq 7.5$) les résultats sur les vitesses moyennes et les variances sont très peu sensibles au choix de la méthode de calcul. Cela nous conforte dans l'idée que l'outil d'analyse PIV que nous utilisons nous donne accès à une mesure fiable de la dynamique de l'écoulement fluide.

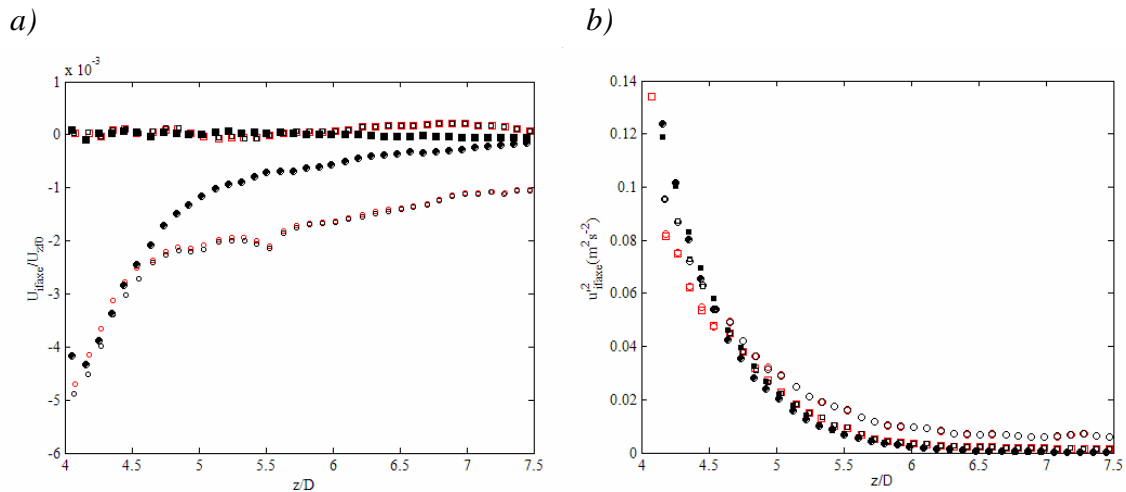


Figure III.34 Profils axiaux pour le fluide

a) Composantes axiale (●, ○, ◊) et radiale (■, □, ◻) de la vitesse moyenne du fluide normées par

$$\overline{U}_{z_{\text{faxe}},z=0} = U_{z0}$$

b) Composantes $\overline{u}_{z_{\text{faxe}}}^2$ (●, ○, ◊) et $\overline{u}_{r_{\text{faxe}}}^2$ (■, □, ◻)

●, ■ Ecoulement monophasique ○, □ Ecoulement diphasique (calcul avec filtre médian « relaxé »)

◊, ◻ Ecoulement diphasique (calcul avec des masques de taille 32 pixels sur les particules)

III.2.3.2 Suppression des particules des images diphasiques réelles

Les tests précédents sur des images de synthèse ont montré que l'élément de substitution des particules le moins perturbant est un cercle dans lequel nous mettons un niveau de gris nul. Mais comme la taille de l'image de la particule est approximative, nous pouvons choisir

la taille de l'élément de substitution pour chaque particule. Ainsi, lors de l'étape de suppression des « vraies » particules solides des images diphasiques expérimentales, nous avons porté une attention particulière aux halos susceptibles de subsister sur les images. En effet, ces halos sont préjudiciables au calcul du champ de vitesses du fluide porteur en écoulement diphasique car ils entraînent un mauvais calcul du champ de vitesses du fluide à proximité des trous. Nous avons donc choisi des éléments de substitution de diamètre supérieur à celui des particules (2 fois le rayon estimé de chaque particule sur l'image) afin de diminuer la présence des halos (*Figure III.35*).

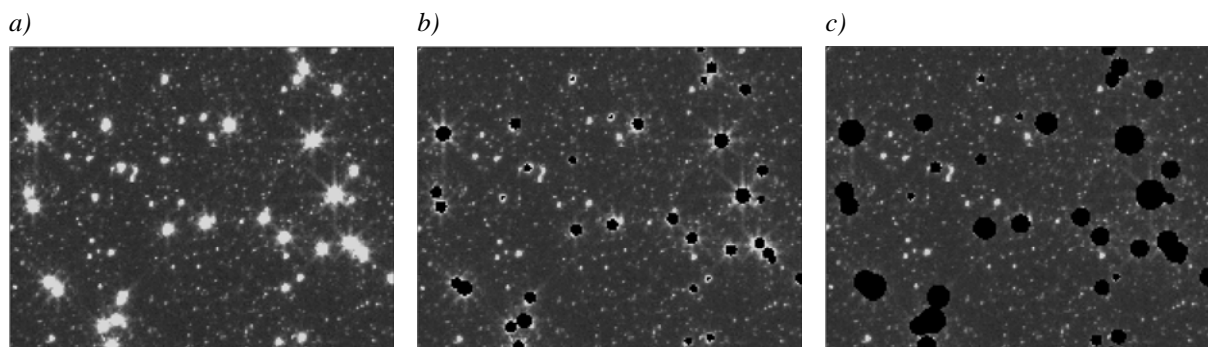


Figure III.35 Exemple de suppression des particules d'une image diphasique

a) image originale b) image avec halos dus aux particules c) image sans halos dus aux particules

La *Figure III.36* présente un résultat de mesure de vitesses simultanées gaz-particules. Une importante vitesse de glissement apparaît entre les deux phases, ce qui signifie que la mesure du champ fluide n'est pas altérée a priori par la présence des particules.

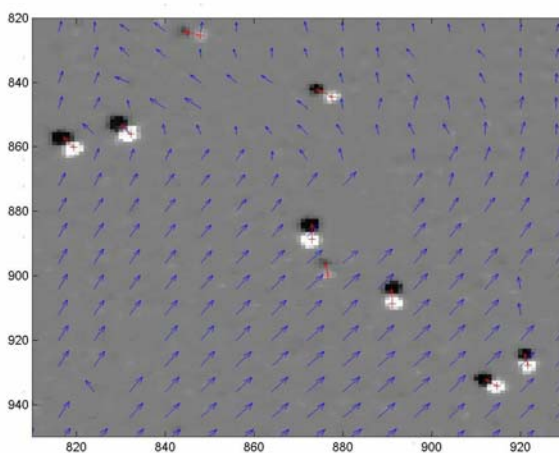


Figure III.36 Exemple de champs de vitesses calculés par l'algorithme de PIV/PTV à partir d'une image diphasique réelle

- vitesses du gaz
- vitesses des particules
- particules sur la 1^{ère} image
- particules sur la 2^{ème} image

Conclusion sur les moyens de mesure PIV utilisés

Dans cette partie du chapitre portant sur les traitements associés aux mesures par imagerie laser, nous avons procédé à la validation de l’algorithme de PIV utilisé (BkPiv développé par S. Maurel 2001). Cette étude paramétrique a été menée avec des images de synthèse et des images expérimentales. Au terme de cette étude, nous sommes en mesure de fixer les paramètres que nous utiliserons pour nos traitements PIV des campagnes expérimentales aussi bien en écoulement monophasique que diphasique. Ces paramètres sont reportés dans les *Tableaux III.6a et III.6b*.

a)	Monophasique et Diphasique
Algorithme	Méthode multigrille itérative avec décalage et déformation de mailles
Traceurs	Diamètres sur le capteur > 2 pixels Densité > 15 traceurs/maille
Temps entre images du doublet	Déplacement maximal des traceurs < ¼ taille de la maille 1 ^{ère} passe Largeur nappe laser >> déplacement des traceurs perpendiculairement au plan laser
Filtrage	Filtre médian « relaxé »

b)	Monophasique		Diphasique	
Maille 1^{ère} passe	16×16 pixels 50% de recouvrement	32×32 pixels 50% de recouvrement	32×32 pixels 50% de recouvrement	64×64 pixels 50% de recouvrement
Maille 2^{ème} passe	8×8 pixels sans recouvrement	16×16 pixels 50% de recouvrement	16×16 pixels 50% de recouvrement	32×32 pixels 75% de recouvrement
Inclusions			Forme : Circulaire Dimension : sans halos Remplissage : noir	

Tableaux III.6a et III.6b Paramètres utilisés pour nos traitements PIV en écoulements monophasique et diphasique

III.3 Développement du programme de suivi de particules (PTV)

Nous exposons ici la méthode développée pour mesurer les vitesses de la phase dispersée en écoulement diphasique. Dans notre cas, la densité en particules est trop faible pour pouvoir appliquer la technique de mesure PIV (Adrian 1991). Ainsi, nous allons devoir utiliser une technique de suivi de particules (PTV). Dans notre étude, le rapport entre la taille des images de particules sur le capteur et celle des traceurs est assez faible (proche de 5) et la concentration en particules pourra être importante dans certaines zones de l'écoulement (notamment en présence du phénomène de concentration préférentielle). Ainsi, nous avons du développer un algorithme capable à la fois de distinguer les particules des traceurs et de détecter des particules dans des régions de forte concentration. Le principe et la validation de cet algorithme sont détaillés ici.

III.3.1 Principe de l'algorithme de PTV développé pour cette étude

Ce programme se divise en deux grandes étapes distinctes : il consiste tout d'abord en la détection de particules dans une image diphasique composée à la fois de traceurs et de particules, ensuite il apparie les particules entre 2 images successives et calcule leur vitesse. Nous allons maintenant détailler chacune de ces étapes.

III.3.1.1 Séparation de phases (particules-traceurs)

Cette étape consiste à isoler les particules des traceurs sur l'image enregistrée (*Figure III.35*). Ces populations ont chacune des caractéristiques très différentes (comme explicité Chapitre II). Ainsi, en terme de niveaux de gris sur l'image (ng): $ng_{\text{traceurs}} < ng_{\text{particules}}$. Ceci va nous permettre de distinguer les particules des traceurs.

Cependant, comme l'illustre qualitativement la *Figure III.37*, sur une même image, les différences de niveau de gris entre les traceurs et les particules apparaissent parfois faibles. En effet, l'épaisseur de la nappe laser a un profil d'énergie gaussien (*Figure III.19*) et par conséquent les inclusions positionnées en bord de nappe renvoient peu de signal au capteur de la caméra. La nappe laser est aussi plus énergétique en sortie du laser et perd de l'énergie progressivement au cours de sa propagation dans l'écoulement diphasique. Cette perte d'énergie crée une différence d'éclairage entre les zones de l'image plus ou moins proches de la sortie du laser.

Le bruit de fond présent sur les images rend aussi difficile la détection des particules. Les particules ont tendance à se « perdre » dans le bruit en terme de niveaux de gris.

Dans ces cas là, il convient d’être particulièrement soigneux au moment de la prise d’images afin de réaliser une séparation de phases correcte.

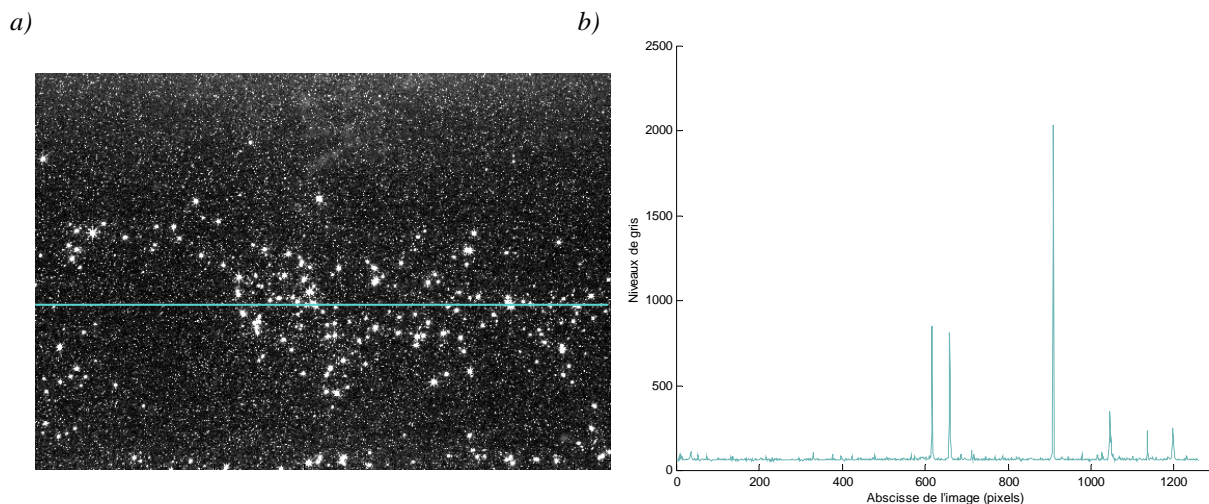


Figure III.37 Exemple d’une image diphase expérimentale (a) et d’un profil de niveaux de gris (b)

Un autre problème sur les doublets d’images enregistrés concerne les différences de niveaux de gris dues aux niveaux d’énergie variables entre les tirs des deux cavités du laser. En effet, chaque image du doublet n’est pas illuminée tout à fait avec la même énergie.

Afin de remédier aux différents problèmes cités précédemment, nous avons décidé de soustraire à l’image courante la moyenne locale de celle-ci, moyenne calculée sur des boîtes de 32 ou 64 pixels (Figure III.38).

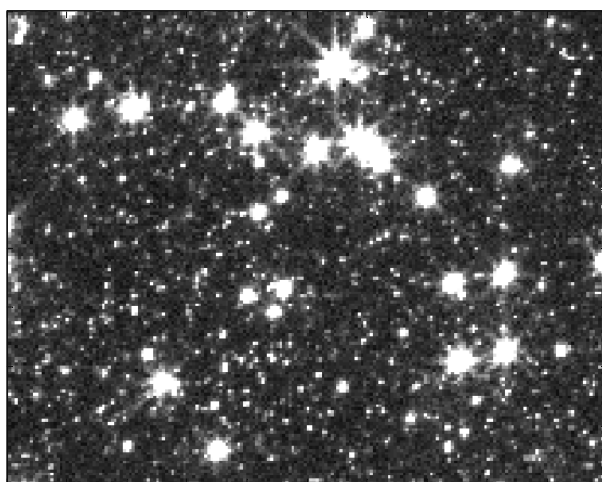


Figure III.38 Zoom sur une image diphase après soustraction de la moyenne locale

Nous appliquons aussi un filtre spatial passe-bas sur l'image afin de filtrer les grands nombres d'onde dus au bruit de fond et aux traceurs. Ce filtre sert à bien différencier les particules des traceurs lors de la phase de détection des particules sur les images diphases. En effet, la longueur d'onde de coupure associée à ce filtre étant de $133\ \mu\text{m}$, les images des traceurs de longueur d'onde moyenne $80\ \mu\text{m}$ sont filtrées tandis que les images des particules de longueur d'onde minimale $195\ \mu\text{m}$ ne sont pas filtrées.

Ensuite, par un seuillage de l'image, nous détectons et enregistrons les pixels appartenant aux particules (*Figure III.39*). Le choix du seuil se fait avec une procédure itérative pour chaque campagne expérimentale en étudiant notamment l'influence de ce seuil sur le nombre moyen de particules détectées sur les images (cf. § *III.3.2.1*).

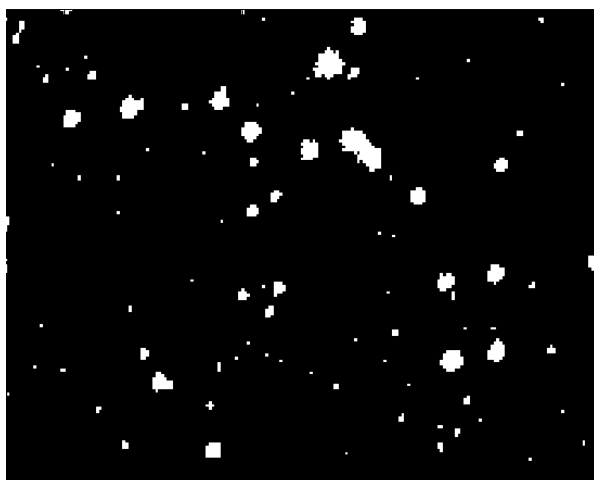


Figure III.39 Zoom sur une image diphase
après seuillage
(cf. même image que la *Figure III.37*)

La dernière étape est l'assemblage des pixels contigus en objets. Pour chaque objet qui représente une particule, nous calculons les moments géométriques d'ordre 1 et nous cherchons le centre de masse en fonction des niveaux de gris de chaque particule. A partir de cette détection, nous pouvons obtenir des informations en terme de position des particules.

III.3.1.2 Appariement et vitesses des particules

Après avoir détecté les positions des particules, il faut les apparier entre les deux images du doublet. Nous avons opté pour une combinaison entre une méthode de super-résolution (Keane *et al.* 1995) et de fonction de coût (Stellmacher et Obermayer 2000). Pour chaque particule de la première image, nous définissons une grande boîte centrée sur cette particule (64 ou 128 pixels suivant le diamètre de la particule considérée évalué à l'étape précédente) et nous calculons par intercorrélation avec la deuxième image le déplacement le plus probable

des particules appartenant à cette boîte (*Figure III.40a*). Ceci nous donne un déplacement approximatif de la particule (dx), et si plusieurs particules appartiennent à cette même boîte, nous avons alors une estimation du déplacement corrélé des particules. A partir de ce déplacement (dx), nous définissons une nouvelle boîte centrée sur la particule de la première image B_1 (20 pixels) et une boîte B_2 , de même taille que B_1 , décalée de dx sur la seconde image du doublet (*Figure III.40b*). Nous cherchons le nombre de particules dans chacune de ces boîtes et nous les appariions de façon systématique (*Figure III.40c*). La *Figure III.40c* présente deux exemples d'appariement possible : l'ensemble des flèches bleues puis rouges. On constate sur ces exemples que certains appariements peuvent exclure des particules. L'appariement retenu pour la particule considérée sur la première image (l'ensemble des flèches rouges sur l'exemple de la *Figure III.40c*) est celui qui permet d'obtenir la variance minimale sur les vitesses des particules trouvées (U_i pour la particule i ; dans notre exemple $U_4=0$). La variance est définie comme suit dans notre algorithme : $\text{var} = \sum_{i=1}^N (U_i - \bar{U})^2 / N$

avec $\bar{U} = \sum_{i=1}^N U_i / N$ la vitesse moyenne définie sur toutes les particules de B_1 et N le nombre de particules dans B_1 .

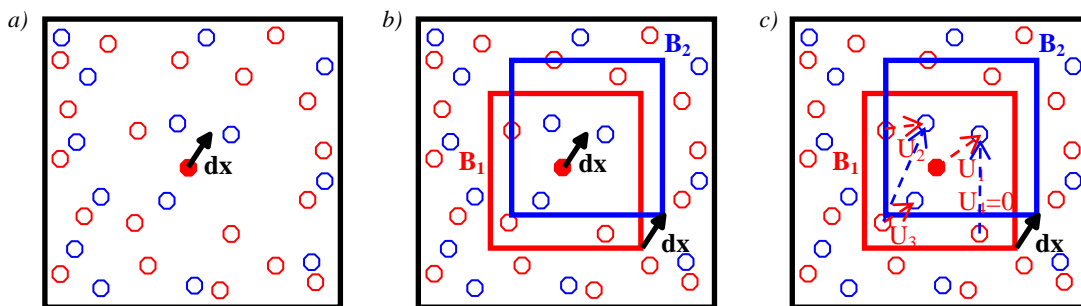


Figure III.40 Illustration de l'étape d'appariement des particules

○ particules sur la 1^{ère} image ○ particules sur la 2^{ème} image

Afin de déterminer une valeur précise du déplacement (subpixel), nous définissons une boîte très petite (8 pixels) centrée sur les particules appariées ensemble entre les deux images (*Figure III.41a*) puis nous calculons l'intercorrélation de ces 2 boîtes. Le pic d'intercorrélation est ensuite interpolé par 2 gaussiennes 1D (*Figure III.41b*) afin d'obtenir la position du centre du pic et ainsi le déplacement subpixel de la particule. Un déplacement itératif des boîtes (*Figure III.41a*) permet de centrer le pic de corrélation sur 0 comme lors du

déplacement des mailles de calcul dans l'algorithme PIV et ainsi d'améliorer le calcul du déplacement. Nous avons procédé à des tests relatifs aux différentes techniques de calcul de vitesses des particules possibles dans l'algorithme. Les vitesses des particules ont été en effet obtenues de diverses façons : calcul du centre de masse, interpolation du pic de corrélation sans puis avec un décalage itératif des boîtes de calcul. Les tests relatifs au calcul des vitesses de particules sont présentés au § III.3.2.2.

Le processus d'appariement décrit ci-dessus est effectué pour chaque particule individuellement. De plus, l'intégralité de ce calcul d'appariement est effectuée de l'image 1 vers l'image 2 puis de l'image 2 vers l'image 1. Dans ces deux calculs d'appariement, chaque particule est située au sein de groupes différents de particules. Nous avons choisi de valider la mesure du déplacement seulement si l'appariement est identique dans le second cas. Ceci permet de déterminer l'appariement le plus crédible en diminuant l'influence du choix de la boîte délimitant l'entourage des particules et du critère de minimisation de la variance.

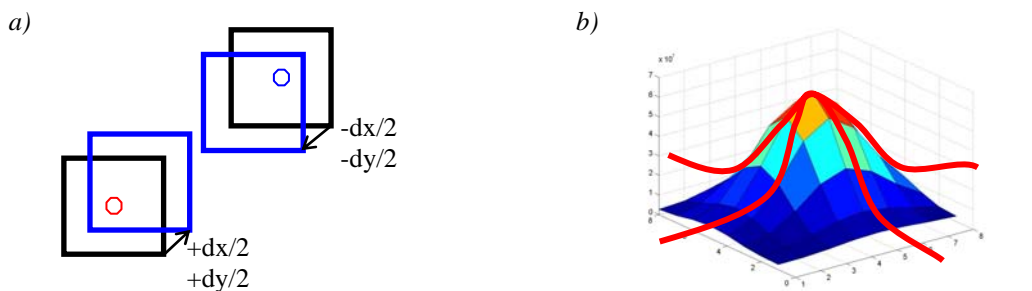


Figure III.41 Illustration de l'étape du calcul subpixel du déplacement des particules

a) déplacement itératif des boîtes de calcul

b) pic d'intercorrélation

○ particules sur la 1^{ère} image ○ particules sur la 2^{ème} image

— gaussiennes 1D d'interpolation

III.3.2 Validation du programme de PTV

Cette phase de validation s'est effectuée tout d'abord sur des images de synthèse issues du programme développé à l'IMFT, sur des images expérimentales et ensuite sur des images, dites réelles, issues d'une prise d'images de particules piégées dans une résine de type RTV avec la chaîne de mesure présentée dans le chapitre II. Les tests ont consisté, dans un premier temps, à valider les phases de détection et d'appariement des particules. Ensuite, nous avons poursuivi notre étude en estimant la précision de l'algorithme pour la mesure de vitesses de particules.

III.3.2.1 Validation des étapes de détection et d'appariement des particules

La 1^{ère} étape du programme de PTV consistant à détecter les particules solides sur les images diphasiques pose plusieurs problèmes parfois difficiles à résoudre. En effet, les particules ont parfois des niveaux de gris sur les images comparables à ceux des traceurs du fluide ou à celui du bruit de fond de l'image. Les deux images constituant les doublets sont souvent illuminées avec des énergies différentes. Ces problèmes sont nettement diminués grâce à la soustraction d'une image moyenne locale comme explicité dans le § III.3.1.1.

Lors de nos traitements d'images diphasiques, nous souhaitons fixer au mieux le seuil de détection des particules. Pour cela, nous avons mené des tests sur une image réelle extraite de nos campagnes expérimentales diphasiques. Cette image de 4 cm de largeur sur 5 cm de hauteur comporte en moyenne 300 particules (cf. chapitre II). Nous avons appliqué un seuil fixe de 250 à toute l'image puis assemblé les pixels contigus de niveaux de gris supérieurs au seuil fixé de la même manière qu'au § III.3.1.1. Les éléments assemblés ont été ensuite classés selon la valeur de leur pixel de niveau de gris maximum. La Figure III.42 présente l'histogramme des éléments assemblés en fonction de leur niveau de gris maximum sur cette image.

L'histogramme met en évidence 4 zones principales en fonction du niveau de gris maximum des éléments assemblés. Une 1^{ère} zone de niveau de gris des éléments assemblés comprise entre environ 200 et 500 où le nombre d'éléments détectés décroît très rapidement, ceci représentant une partie des traceurs présents sur l'image. Ensuite, un plateau est atteint et persiste jusqu'à un niveau de gris d'environ 1000. Puis, le nombre d'éléments assemblés augmente légèrement jusqu'à atteindre un plateau d'environ 40 étalé de 1000 à environ 2000 niveaux de gris. Finalement, au-delà de 2500 niveaux de gris, le nombre d'éléments assemblés tend vers 0.

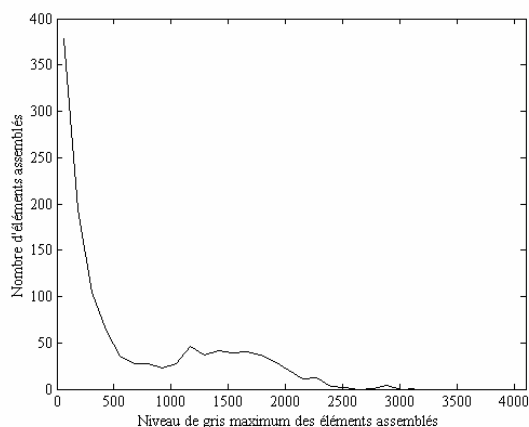


Figure III.42 Nombre d'éléments assemblés en fonction du niveau de gris maximum des éléments assemblés de l'image expérimentale diphasique

Parallèlement, nous avons testé combien d'éléments étaient détectées par le programme de PTV en fonction du seuil imposé. La *Figure III.43* présente les résultats obtenus. Le nombre de particules détectées suit une évolution décroissante pour un seuil compris entre 200 et 500, puis on observe un point d'inflexion suivi d'une région où le nombre de particules détectées est peu variable jusqu'à un seuil d'environ 2000. Au-delà d'un seuil égal à 2000, le nombre de particules détectées décroît à nouveau rapidement. Pour un seuil très faible, le nombre de particules détectées est très élevé. Les particules et les traceurs sont alors confondus et, avec un tel seuil, le programme PTV tiendrait compte des deux populations dans la phase de comptage des particules. Pour des seuils supérieurs à 2000, de moins en moins de particules possèdent des niveaux de gris assez hauts pour être détectées. Par conséquent, le nombre de particules détectées avec ce seuillage tend vers 0. Ces deux cas limites doivent bien sûr être évités et il faut donc choisir un seuil compris entre 200 et 2000. Nous avons décidé de faire ce choix de manière pragmatique en testant plusieurs seuils sur différentes images diphasiques.

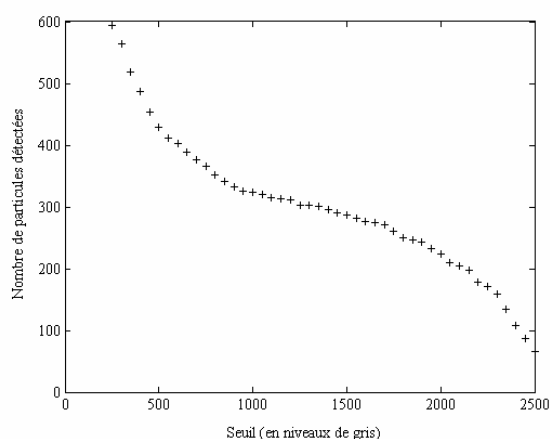


Figure III.43 Nombre de particules détectées en fonction du seuil sur les niveaux de gris de l'image expérimentale diphasique

En prenant une série de 1500 images diphasiques, nous avons étudié l'influence du seuil sur les statistiques du fluide porteur et des particules. La *Figure III.44* montre l'indépendance de ces statistiques par rapport au seuil choisi pour des seuils compris entre environ 300 et 2300. Dans cette gamme de seuils, notre choix s'est porté sur un seuil de 500. Cette valeur du seuil nous est apparue judicieuse car elle est suffisamment haute pour éviter de confondre les traceurs (niveau de gris maximum 200 sur nos images diphasiques) et les particules. De plus, ce seuil permet de détecter un nombre de particules sur l'image proche de celui estimé en moyenne par les chargements imposés en sortie de l'ensemenceur en particules (cf. chapitre II) : de l'ordre de 300 en moyenne.

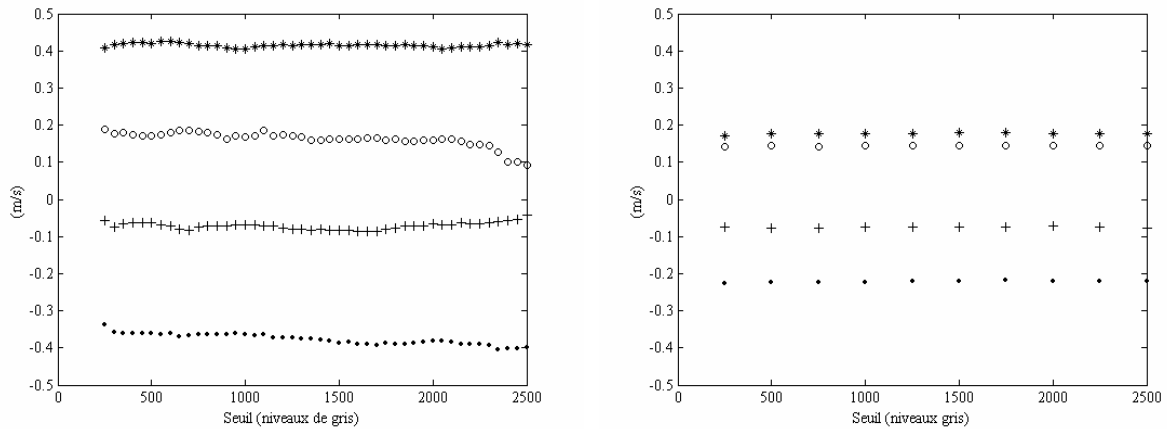


Figure III.44 Statistiques des particules (à gauche) et du fluide (à droite) sur une série de 1500 images diphasiques

$$\bullet \overline{U_z} \quad + \quad \overline{U_r} \quad * \quad \sqrt{u_z'^2} \quad \circ \quad \sqrt{u_r'^2}$$

Nous allons maintenant valider les phases de détection puis d'appariement des particules du programme de PTV sur des images de synthèse. La Figure III.45 et le Tableau III.7 présentent les résultats obtenus pour des images de synthèse créées à partir de calculs DNS 3D (Fede *et al.* 2004) en tenant compte de l'effet 3D et du bruit de fond. Ces images de synthèse sont composées de traceurs et de particules dont les vitesses sont issues des calculs DNS 3D. Prenons par exemple le cas où nous avons initialement 301 particules sur l'image (proche du cas expérimental). Nous détectons 296 particules sur l'image 1 et 289 particules sur l'image 2.

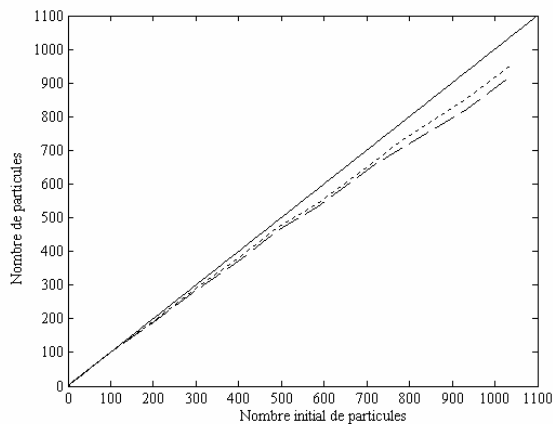


Figure III.45 Nombre de particules détectées et Nombre de particules appairées à partir d'une image de synthèse avec effet 3 et bruit de fond : écoulement de THI issu de calculs DNS 3D (Fede *et al.* 2004)

- droite de pente +1
- - particules détectées
- . particules appairées

A la fin de l'étape d'appariement (image 1 vers image 2 puis image 2 vers image 1), nous pouvons appairer 284 particules entre les images du doublet (soit 94% du nombre initial de particules). Les particules rejetées sont celles qui sont superposées dans l'image et qui ne forment qu'un seul objet. Malgré tout, nous obtenons des pourcentages satisfaisants de particules détectées puis appairées. Les étapes de détection et d'appariement des particules sont ainsi validées sur une image de synthèse proche de nos images expérimentales.

Nombre initial de particules sur l'image de synthèse	% de particules		
	Détectées sur l'image 1	Détectées sur l'image 2	Appairées
101	100	100	100
198	97	97	95
301	97	96	94
406	96	95	93
491	97	96	94
583	94	92	91
718	93	93	92
778	93	93	90
934	92	91	88
1038	92	92	89

Tableau III.7 Nombre de particules détectées et appairées à partir d'une image de synthèse avec effet 3D et bruit de fond :écoulement de THI issu de calculs DNS 3D (Fede et al. 2004)

Nous allons maintenant étudier la précision de l'algorithme de PTV pour la mesure de vitesses des particules. Plusieurs méthodes sont disponibles dans l'algorithme PTV afin de calculer le déplacement des particules. En effet, au terme de l'étape de séparation de phases (cf. § III.3.1.1), une valeur subpixel du déplacement peut se déduire du calcul des centres de masse. A la suite de l'étape d'appariement (cf. § III.3.1.2), le déplacement peut être obtenu lors de l'étape d'intercorrélacion : d'abord en interpolant le pic de corrélation par deux gaussiennes 1D puis éventuellement en procédant ensuite à un décalage itératif des boîtes de calcul permettant de centrer le pic de corrélation. Les trois méthodes ci-dessus (centre de masse, interpolation gaussienne du pic de corrélation, corrélation avec décalage itératif de mailles) font l'objet des tests qui suivent, menés sur des images de synthèse et des images réelles.

III.3.2.2 Tests sur la mesure de vitesses des particules avec des images de synthèse

Ce 1^{er} test sur la mesure de vitesses des particules a été mené sur des images de synthèse simulant une translation uniforme des particules dans le plan laser. Nous nous sommes intéressés à une distribution monodisperse de particules répartie de manière homogène sur les images de synthèse. Les images de synthèse ont d’abord été créées sans ajout de bruit de fond puis, afin de rendre la simulation plus réaliste, nous avons fait des tests avec des images de synthèse bruitées en appliquant au préalable un filtre spatial déjà mentionné au § III.3.1.1 (Figure III.46). Dans le cas du test avec des images de synthèse sans bruit de fond, la méthode de calcul du déplacement donnant l’erreur la plus faible est l’approximation gaussienne avec moins de 0.0002 pixels d’erreur. Lorsque le bruit de fond est pris en compte, l’erreur sur le calcul du déplacement augmente de manière significative (1 à 3 ordres de grandeur). La méthode de calcul du déplacement la plus performante est alors la corrélation avec décalage itératif de mailles (erreur de l’ordre de 0.03 pixels).

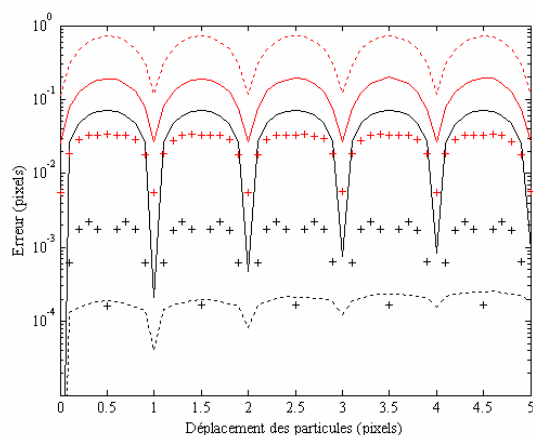


Figure III.46

Erreur sur le calcul du déplacement des particules à partir d’images de synthèse : translation uniforme 2D

Comparaison des méthodes de calcul du déplacement :

- centre de masse
- - interpolation gaussienne du pic de corrélation
- + corrélation avec décalage itératif de mailles

Noir : sans bruit de fond

Rouge : avec bruit de fond

Nous avons ensuite étudié la mesure du déplacement des particules sur des images de synthèse simulant un écoulement de THI à partir de calculs DNS 3D (Fede *et al.* 2004). Nous avons créé, à partir de ces calculs DNS, 4 types d’images de synthèse représentant un écoulement 2D sans et avec bruit de fond puis, un écoulement 3D sans et avec bruit de fond. Ainsi, nous avons pu estimer la précision de nos mesures de vitesses en tenant compte indépendamment puis simultanément des effets du mouvement 3D et du bruit de fond. La méthode de corrélation avec décalage itératif de mailles a été utilisée lors ces tests. Les Figures III.47a et III.47b présentent la distribution des erreurs absolues sur le calcul de

vitesses de particules (écarts entre la mesure et la valeur DNS divisés par la valeur du déplacement issue de la DNS) pour les 4 types d'images de synthèse cités ci-dessus. L'erreur de mesure de la vitesse des particules augmente lorsque la composante perpendiculaire au plan laser ou/et le bruit de fond sont pris en compte dans la création des images de synthèse. L'ajout du bruit de fond entraîne une augmentation de l'erreur plus forte que lors de la prise en compte du mouvement 3D (*Tableau III.8*). En présence de bruit de fond sur les images de synthèse, les images des particules ne sont plus tout à fait similaires d'une image à l'autre ce qui a pour effet de brouter le pic d'intercorrélacion et donc de diminuer la précision du calcul de la vitesse. L'erreur de l'algorithme est de l'ordre de 0.08 pixels pour les images de synthèse avec bruit de fond et effet 3D.

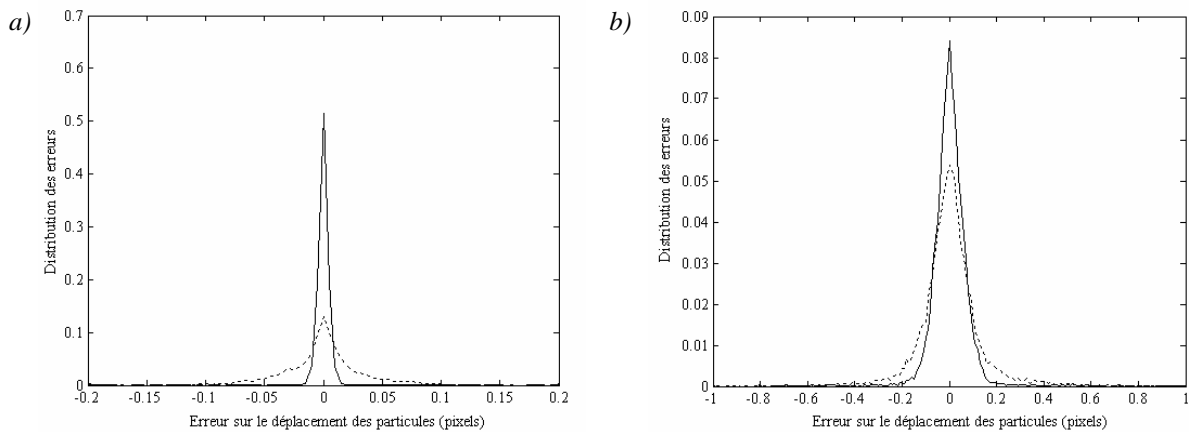


Figure III.47 Distribution des erreurs sur le calcul du déplacement des particules à partir d'images de synthèse : écoulement de THI issu de calculs DNS 3D (Fede et al. 2004)

a) sans bruit de fond — 2D -- 3D b) avec bruit de fond

	2D sans bruit de fond	2D avec bruit de fond	3D sans bruit de fond	3D avec bruit de fond
Erreur moyenne (pixels)	0.005	0.055	0.028	0.080
Ecart-type de l'erreur (pixels)	0.002	0.087	0.058	0.082

Tableau III.8 Erreur moyenne et écart-type de l'erreur pour des images de synthèse d'un écoulement de THI issu de calculs DNS 3D (Fede et al. 2004)

Pour conclure sur ces tests à partir d'images de synthèse simulant un écoulement de THI, nous avons étudié l'influence du filtrage spatial (cf. § III.3.1.1) et de la méthode de calcul du déplacement des particules sur le cas le plus réaliste du test précédent (images de synthèse avec du bruit de fond et des mouvements 3D) (Figure III.48 et Tableau III.9). Le calcul du déplacement après le filtrage spatial de l'image puis par la méthode de corrélation avec décalage itératif de mailles donne les meilleurs résultats comme dans le cas d'un mouvement de translation uniforme 2D vu précédemment. L'erreur augmente lorsque le filtre spatial n'est pas utilisé.

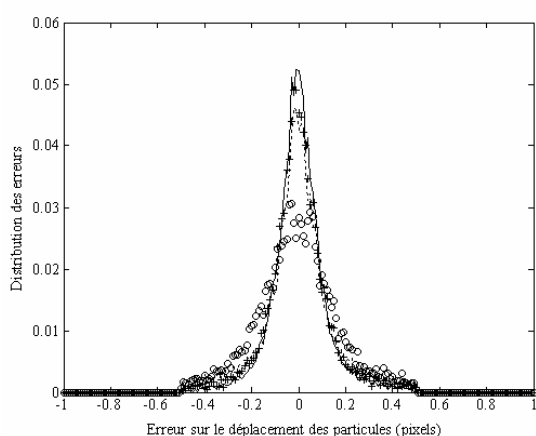


Figure III.48 Distribution des erreurs sur le calcul du déplacement des particules à partir d'images de synthèse : écoulement de THI issu de calculs DNS 3D (Fede et al. 2004) (3D avec bruit de fond)

Comparaison des méthodes de calcul du déplacement :

- filtrage spatial+corrélation avec décalage itératif de mailles
- - corrélation avec décalage itératif de mailles
- + filtrage spatial
- o ni filtrage ni corrélation avec décalage itératif de mailles

	Erreur moyenne (pixels)	Ecart-type de l'erreur (pixels)
Filtre spatial Corrélation avec décalage itératif de mailles	0.080	0.082
Pas de filtre spatial Corrélation avec décalage itératif de mailles	0.092	0.093
Filtre spatial Interpolation gaussienne du pic de corrélation	0.100	0.110
Pas de filtre spatial Interpolation gaussienne du pic de corrélation	0.130	0.110

Tableau III.9 Erreur moyenne et écart-type de l'erreur pour des images de synthèse d'un écoulement de THI issu de calculs DNS 3D (Fede et al.; 2004)

Par la suite, dans nos calculs de PTV sur les images issues des campagnes expérimentales diphasiques, la précision des mesures de vitesses de particules sera essentiellement limitée par le bruit de fond présent sur les images. Cette précision risque d'être d'autant moins bonne que les mouvements 3D ne pourront pas être négligés. Cependant la représentation d'une particule sur les images de synthèse n'est pas exactement semblable à celle obtenue sur les images expérimentales et nous allons voir que sur des images réelles la précision obtenue pour notre algorithme PTV est différente.

III.3.2.3 Validation de la mesure de vitesses des particules sur des images « réelles »

Afin d'éprouver le programme de suivi de particule sur des images réelles, nous avons fabriqué une boîte parallélépipédique en plexiglas contenant une résine RTV dans laquelle une quantité déterminée de particules de verre de granulométrie 40 à 50 μm (similaire à notre cas d'étude diphasique) a été répartie de façon homogène et figée lors du séchage de la résine. Cette boîte a été fixée sur un ensemble de translations et de rotations 3D micrométriques afin de simuler des déplacements de pas déterminés. La chaîne d'acquisition est identique à celle présentée au chapitre II.

La *Figure III.49* présente l'erreur absolue sur la mesure de vitesses pour une translation uniforme dans le plan laser de 0 à 2.25 pixels. L'erreur est maximale pour les déplacements subpixels de 0.5 et 1.5 pixels. La meilleure précision pour le calcul du déplacement est obtenue, de même que pour les images de synthèse, en utilisant la méthode de corrélation avec décalage itératif de mailles. Cependant, on note une augmentation de l'erreur par rapport aux images de synthèse, celle-ci est toujours comprise entre 0.1 et 0.2 pixels. Ceci provient en fait de la représentation des images de particules dans les images « réelles » de particules piégées dans la résine RTV : les particules "ressortent" moins en terme de niveaux de gris que dans les images de synthèse précédentes. Ainsi, le calcul de vitesses des particules est pénalisé dans le cas de ces images. Mais les images utilisées pour ce test ne sont pas tout à fait représentatives de nos images expérimentales en écoulement diphasique gaz-particules solides. En effet, la résine RTV n'a pas le même coefficient de diffusion que l'air, dans lequel sont réalisés nos expériences. Ainsi, l'erreur de mesure du déplacement, trouvée lors de ce test, donne seulement une estimation de l'erreur expérimentale causée par la chaîne de mesure.

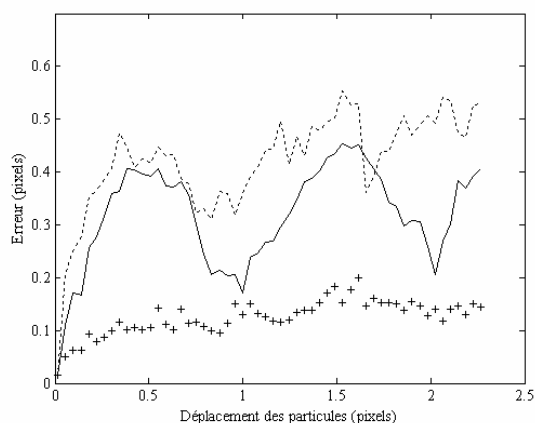


Figure III.49

Erreur sur le calcul du déplacement des particules à partir d'images réelles : translation uniforme 2D

Comparaison des méthodes de calcul du déplacement :

- centre de masse
- interpolation gaussienne du pic de corrélation
- + corrélation avec décalage itératif de mailles

Conclusion sur l'algorithme de PTV mis en place

L'étude menée dans les paragraphes précédents a permis d'aboutir à des conclusions primordiales concernant la robustesse et la précision de l'algorithme PTV développé dans le cadre de cette étude. Dans un premier temps, les étapes de détection et d'appariement des particules ont été validées. En effet, ces étapes sont très satisfaisantes puisque les pourcentages de particules détectées puis appairées restent importants (de l'ordre de 90% par rapport au nombre initial de particules sur l'image). Nous pouvons fixer ainsi le seuil de détection des particules à 500 en terme de niveaux de gris pour toute notre étude de l'écoulement diphasique. Concernant ensuite, la mesure de vitesses de particules, la méthode par corrélation avec décalage itératif de mailles s'est avérée la plus précise. Cette méthode donne une précision de l'ordre 0.1-0.2 pixels pour des images réelles enregistrées avec la chaîne de mesure expérimentale.

Pour conclure sur l'ensemble de ce chapitre, afin d'analyser la qualité des mesures issues de l'algorithme PIV/PTV, nous reportons ici un résultat de mesure des densités de probabilité des vitesses des deux phases dans l'écoulement diphasique de notre étude expérimentale. La Figure III.50 montre que la mesure de vitesse du fluide donne accès à une densité de probabilité qui diffère de manière importante de celle des vitesses des particules. Cela permet de constater *a posteriori* que la mesure des vitesses du fluide n'est pas polluée par la présence des particules.

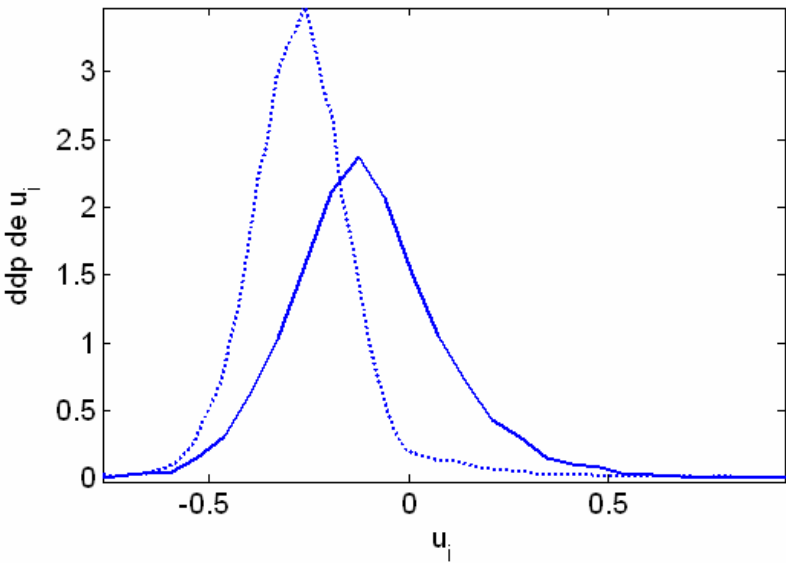


Figure III.50 Densité de probabilité des vitesses du fluide (trait continu) et des vitesses des particules (pointillés) au voisinage de $z/D=4.75$

Chapitre IV

Analyse de l'écoulement diphasique gaz-particules

IV.1 Introduction

Ce chapitre, ainsi que le suivant, ont pour but d'étudier l'écoulement diphasique gaz-particules, d'une part en analysant le comportement du fluide en présence de particules et de la phase dispersée (Chapitre IV) et, d'autre part en étudiant l'interaction entre ces deux phases (Chapitre V). Ces deux analyses vont permettre de comprendre progressivement les mécanismes physiques à l'œuvre dans cet écoulement. Nous avons voulu présenter successivement les caractéristiques essentielles de l'écoulement diphasique puis discuter leur origine.

Dans le présent chapitre, nous donnons une description générale de l'écoulement de jet de tube diphasique. Nous analysons pour cela les propriétés des champs de vitesses à la fois de la phase gazeuse et des particules solides, mesurés à partir des outils de PIV diphasique et de PTV décrits précédemment. Ces statistiques sont non conditionnelles au sens où elles sont définies dans chaque phase sans prendre en compte le positionnement relatif des deux phases. Les statistiques non conditionnelles vont permettre de décrire la structure de l'écoulement, d'estimer les modifications majeures observées par rapport à la situation monophasique, et de faire émerger la question de l'interaction entre phases. Cette dernière question sera approfondie au chapitre V en s'appuyant sur l'analyse des statistiques conditionnelles du champ fluide « vu » par les particules (c'est-à-dire des statistiques dans la phase fluide conditionnées à la présence des particules dans le voisinage du point de mesure).

Les caractéristiques des campagnes de mesures en écoulement diphasique

Les campagnes de mesures en écoulement diphasique ont été menées, comme dans le cas monophasique, avec une vitesse initiale du jet d'air $U_0=58$ m/s. Le débit massique moyen en particules injectées dans le dispositif expérimental lors de ces mesures était de 20 mg/s. Comme lors des campagnes de mesures monophasiques, nous avons enregistré 15 séries de

doublets d'images en balayant toute la hauteur du tube ($0 \leq z/D \leq 7.65$) sans discontinuité. Le nombre de doublets d'images acquis par hauteur varie entre 1500 et 4500 afin d'assurer la convergence statistique. Nous avons choisi le temps entre les deux images du doublet Δt afin d'optimiser les déplacements des traceurs pour chaque campagne de mesures (cf. Chapitre III). La fréquence entre deux doublets est de 4 Hz, ce qui permet d'avoir des événements indépendants puisque l'échelle intégrale temporelle reste inférieure au temps entre deux tirs. Les images mesurant 5 cm de hauteur sur 4 cm de largeur, la résolution spatiale est ainsi de $39 \mu\text{m}/\text{pixel}$.

La plupart des calculs PIV pour la phase gazeuse en écoulement diphasique ont été faits avec des mailles 32×32 pixels pour la 2^{ème} passe (de taille $\Delta x_{\text{maille}} = \Delta y_{\text{maille}} = 1248 \mu\text{m}$) avec 50% de recouvrement, les inclusions sur les images (liées à la suppression des particules) étant choisies de forme circulaire (cf. § III.2.3.1). Nous avons alors filtré les champs de vecteurs vitesses du fluide conformément à la technique explicitée aussi dans le § III.2.3.1 dans le chapitre III (deux filtres médians « relaxés » successifs de tailles respectives 5×5 puis 3×3).

Concernant le traitement de la phase particulaire, nous avons utilisé le programme de PTV développé spécifiquement pour cette étude et décrit en détails au Chapitre III (§ III.3.1).

Dans ce chapitre, lorsque nous représentons des évolutions axiales, nous reportons des grandeurs statistiques estimées différemment selon qu'elles relèvent de la phase continue ou de la phase dispersée. Pour le fluide, les grandeurs statistiques représentées sont celles mesurées sur l'axe du tube. Par contre, pour les particules, les grandeurs représentées sont moyennées transversalement sur toute la section de mesure afin d'améliorer la convergence statistique des résultats.

Nous allons tout d'abord examiner la structure générale de la phase gazeuse en présence de particules, puis celle du champ de vitesse des particules. Les statistiques concernant la phase gazeuse en écoulement diphasique seront comparées à celles obtenues en écoulement monophasique (cf. § II.4), afin d'étudier en quoi les particules modifient la phase gazeuse. De même la connaissance du champ des vitesses du fluide guidera notre analyse du mouvement des particules dans cet écoulement turbulent particulier.

IV.2 Fraction volumique en particules

La fraction volumique en particules α_p a été estimée sur l'axe du tube à partir d'une mesure approximative du nombre de particules par unité de volume (nombre moyen de particules contenues dans une boîte de taille 64 pixels sur l'image), en tenant compte du diamètre moyen des particules de 46.8 μm (cf. chapitre II, § II.2.2.3), et en supposant que l'épaisseur de la nappe laser est de 500 μm . Le nombre de particules par unité de volume ainsi calculé est peu précis puisque l'épaisseur de la nappe laser n'a pas été mesurée. Par conséquent, ce résultat n'est représentatif que de l'ordre de grandeur de α_p dans l'écoulement. La *Figure IV.1* met en évidence que la partie centrale de l'écoulement accessible à la mesure apparaît plus concentrée en haut du tube, et par contre extrêmement diluée dans la partie basse du tube ($z/D < 3$). L'ordre de grandeur de α_p dans la section haute du tube est de $O(\alpha_p) = 10^{-5}$. Notons que l'on retrouve cet ordre de grandeur dans la section haute du tube à partir du débit moyen massique de 20 mg/s, en effectuant un bilan simplifié de conservation de la masse des particules, utilisant une hypothèse de répartition uniforme des particules, et la mesure des vitesses moyennes des particules (cf. § IV.4.2). Pour ces valeurs ici estimées de la fraction volumique α_p , les résultats de la littérature (Wang & Maxey 1993, Fessler *et al.* 1994, Février 2000 notamment) annoncent rarement des modifications importantes de la turbulence par la présence des particules. Nous verrons pourtant que dans le cas particulier de l'écoulement que nous étudions de profondes modifications sont observées (cf. § IV.5.1). En partie basse du tube, le flux de particules passe vraisemblablement à la périphérie du jet.

Notre écoulement est donc de type dilué, notamment dans le jet qui est le moteur de la turbulence monophasique.

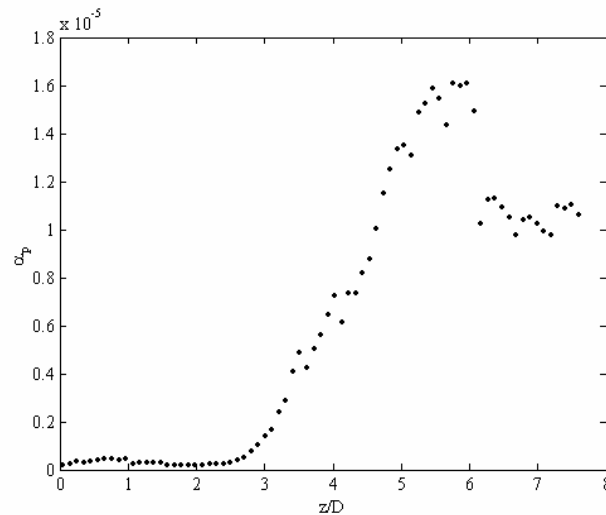


Figure IV.1 Evolution axiale de la fraction volumique en particules α_p

IV.3 Nombres adimensionnels caractéristiques de l'interaction entre phases

Nous donnons ici l'évolution longitudinale des nombres adimensionnels caractéristiques de l'interaction entre la turbulence de l'écoulement gazeux et le mouvement des particules solides. Il s'agit des nombres de Stokes, des paramètres β_L et β_k , et des nombres de Reynolds de la turbulence. Ces nombres ont déjà été définis au paragraphe 1.1.2 du chapitre I.

Nombres de Stokes

Comme mentionné dans le § 1.1.2.3, plusieurs nombres de Stokes peuvent être définis selon le choix des échelles pertinentes associées aux interactions entre les particules et l'écoulement turbulent gazeux. Le nombre de Stokes permet de comparer le temps caractéristique des particules τ_p à celui représentatif de la turbulence de la phase fluide T_t ($St = \tau_p/T_t$).

Dans la partie basse de l'écoulement de jet confiné, le nombre de Stokes est défini à partir de la mesure de $L_{\text{turb}}=L_{1/2}$ demi largeur du jet et de la variance des fluctuations de vitesse verticale du fluide. Le temps de l'écoulement turbulent est alors :

$$T_t = T_{L/2} = L_{1/2} / \sqrt{u_{zf}^2} .$$

En effet, dans la zone basse du tube, le comportement du jet confiné est comparable à celui d'un jet libre et nous pouvons définir un nombre de Stokes $St_{L/2}$ en basant l'échelle de temps turbulent de l'écoulement sur l'estimation de la $\frac{1}{2}$ largeur du jet.

Dans la zone haute, plusieurs nombres de Stokes peuvent être définis selon le choix des échelles pertinentes associées aux interactions entre les particules et l'écoulement turbulent gazeux. Dans la zone $z/D > 2.5$ environ, les deux nombres de Stokes ci-dessous sont définis afin de pouvoir différencier éventuellement les effets de couplage entre phases dus aux grandes ou bien aux petites structures présentes dans l'écoulement turbulent diphasique.

Ces nombres de Stokes sont alors les suivants :

- un nombre de Stokes St_L basé sur l'échelle intégrale longitudinale de longueur de l'écoulement L_{zz} avec $T_t = T_e = L_{zz} / \sqrt{u_{zf}'^2}$ le temps de retournement des tourbillons
- un nombre de Stokes St_k basé sur le temps caractéristique des échelles de Kolmogorov estimé à partir des relations strictement valables en turbulence homogène isotrope $T_t = \tau_k = \sqrt{\nu_f L_{zz} / \overline{u_{zf}'^3}}$ (cf. § I.1.2.1).

La *Figure IV.2* présente l'évolution axiale du nombre de Stokes $St_{L/2}$ basé sur l'estimation de la $\frac{1}{2}$ largeur du jet dans la zone basse du tube et montre bien qu'il reste toujours supérieur à 1 de sorte que les particules ont tendance à ne pas bien répondre à l'écoulement porteur.

Dans la partie haute du tube (*Figure IV.3*), nous avons reporté les variations des nombres de Stokes intégral St_L et de Kolmogorov St_k calculés à partir de la mesure des échelles intégrales que nous discuterons ultérieurement (cf § V.3.1.1). La gamme des nombres de Stokes étudiée va permettre l'apparition de concentration préférentielle (cf. Squires et Eaton 1991, Wang et Maxey 1993, Février 2000). Dans cette zone, les particules verront leurs nombres de Stokes augmenter au cours de leur chute, mais elles resteront toujours très réactives vis-à-vis de la turbulence puisque le nombre de Stokes intégral St_L reste toujours de l'ordre de 0.2 au maximum pour $z/D \geq 4$.

On notera tout particulièrement que la valeur $St_k=1$ est franchie en $z/D=5.7$ environ.

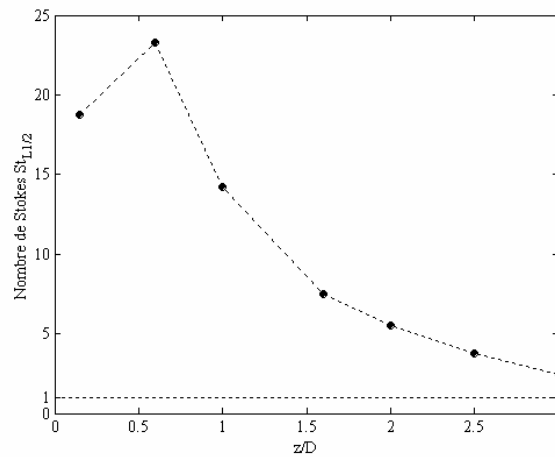


Figure IV.2 Evolution axiale dans la zone basse du tube du nombre de Stokes $St_{L/2}$ basé sur la $1/2$ largeur du jet

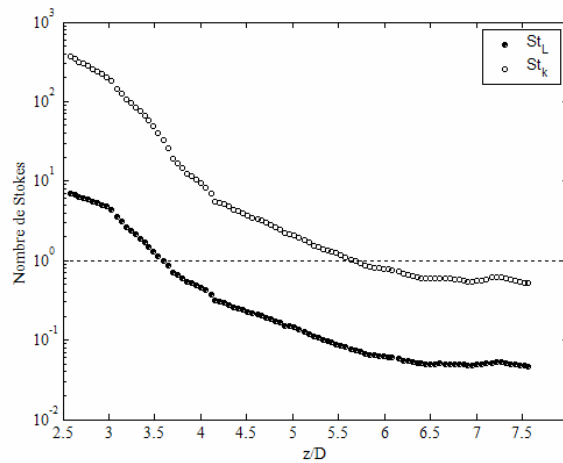


Figure IV.3 Evolution axiale des nombres de Stokes intégral St_L et de Kolmogorov St_k dans le haut du tube

Paramètres β_L et β_k

Les paramètres β_L et β_k permettent de mettre en évidence l'importance des effets dus à la gravité en comparant la vitesse terminale de chute des particules U_{Tp} et une échelle de fluctuation de vitesse du fluide (Poelma 2004, Aliseda *et al.* 2002). Pour rappel les expressions des paramètres β_L et β_k sont les suivantes $\beta_L = (\overline{U_{zp}} - \overline{U_{zf}}) / \sqrt{\overline{u_{zf}^2}}$ et $\beta_k = (\overline{U_{zp}} - \overline{U_{zf}}) / u_k$ (cf. § 1.1.2.3), avec comme échelle de fluctuation de vitesse du fluide $\sqrt{\overline{u_{zf}^2}}$ ou de $u_k = \left(\nu_f \overline{u_{zf}^3} / L_{zz} \right)^{0.25}$ issue des formules valable en THI. Ces paramètres sont donnés pour des cotes $z/D > 2.5$ parce qu'ils deviennent négligeables dans la zone de jet, et que l'étude de l'interaction sera centrée sur la partie haute. Leurs évolutions montrent que les effets de la

pesanteur doivent être pris en compte dans toute la partie haute de l'écoulement, même s'ils s'atténuent au cours de la chute des particules, puisque celles-ci voient alors une turbulence dont l'intensité s'amplifie.

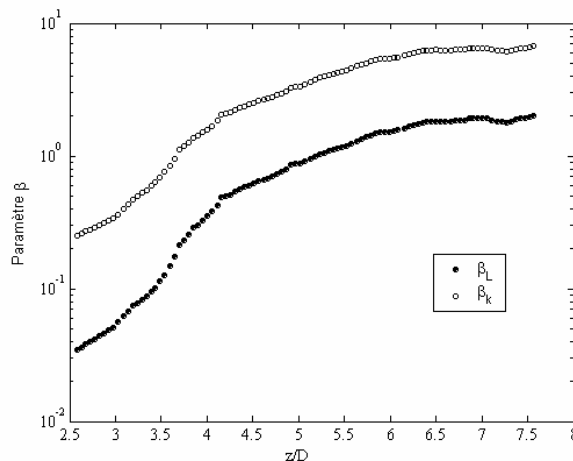


Figure IV.4 Paramètres β_L et β_k en écoulement diphasique

Nombres de Reynolds de la turbulence

Enfin, le dernier nombre adimensionnel qui permet d'analyser l'interaction entre les deux phases est le nombre de Reynolds de la turbulence qui caractérise les fluctuations de vitesse du fluide qui peuvent influencer le mouvement fluctuant des particules.

Nous avons évalué l'ordre de grandeur des nombres de Reynolds turbulents, l'un basé sur l'échelle intégrale de longueur longitudinale de la turbulence $Re_L = L_{zz} \sqrt{u_{zf}^2} / \nu_f$, et l'autre basé sur la micro-échelle de longueur transversale de Taylor $Re_\lambda = \lambda_g \sqrt{u_{zf}^2} / \nu_f$ (cf. § 1.1.2.1). La Figure IV.5 compare l'évolution longitudinale de Re_L et Re_λ en écoulement monophasique et en écoulement diphasique. Dans la zone $z/D > 5.1$, les nombres de Reynolds de la turbulence en écoulement diphasique, aussi bien Re_L que Re_λ , ont des ordres de grandeur plus élevés et évoluent moins rapidement qu'en écoulement monophasique. Ceci est la signature d'une forte interaction entre les phases.

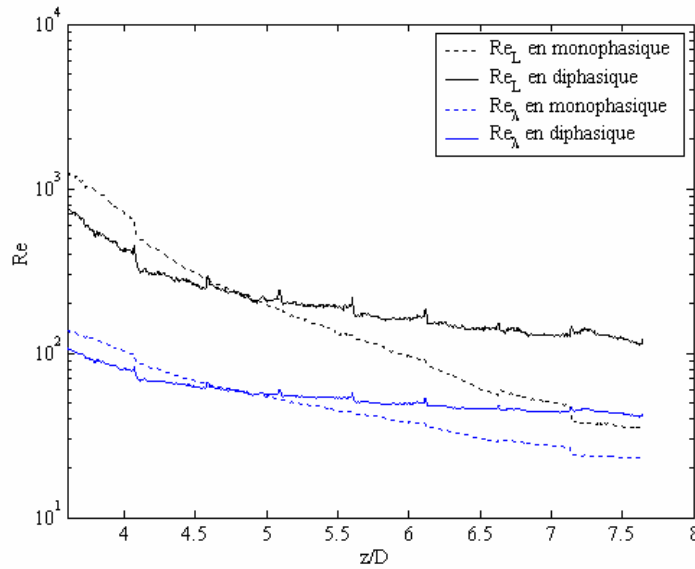


Figure IV.5 Nombres de Reynolds turbulents en écoulements monophasique et diphasique

IV.4 Champs des vitesses moyennes

IV.4.1 Evolutions longitudinales des vitesses moyennes du fluide

La Figure IV.6 présente les profils des deux composantes de vitesse moyenne du fluide suivant la direction axiale z pour les écoulements monophasique et diphasique.

Jusqu'à $z/D \approx 3.5$, il n'y a aucune modification de l'évolution longitudinale des vitesses moyennes entre les deux écoulements. Ceci est la conséquence de la forte dilution du jet diphasique dans cette zone (cf. Figure IV.1). La cote z à laquelle la vitesse moyenne axiale $\overline{U_{z\text{faxe}}}$ s'annule sur l'axe (environ $z/D \approx 3.6$) est elle aussi inchangée.

Par contre, dans la région haute du tube ($z/D > 4.5$), l'effet des particules se fait fortement sentir sur l'évolution de la vitesse moyenne axiale du fluide et ceci malgré une fraction volumique en particules faible ($O(\alpha_p) = 10^{-5}$). Le fluide en écoulement diphasique a alors une composante de vitesse verticale négative renforcée. Ceci peut s'expliquer par une modification du gradient de pression associée à une modification de la turbulence ou par le terme source pour la quantité de mouvement du fluide associé aux effets interfaciaux. Le fluide subit une force opposée à la force de traînée qui s'exerce sur le nuage de particules. Cette contribution dirigée vers le bas tend à accélérer le fluide par rapport à la situation monophasique.

A la précision des mesures près, la vitesse moyenne transversale est nulle sur l'axe quelque soit z/D , comme en écoulement monophasique.

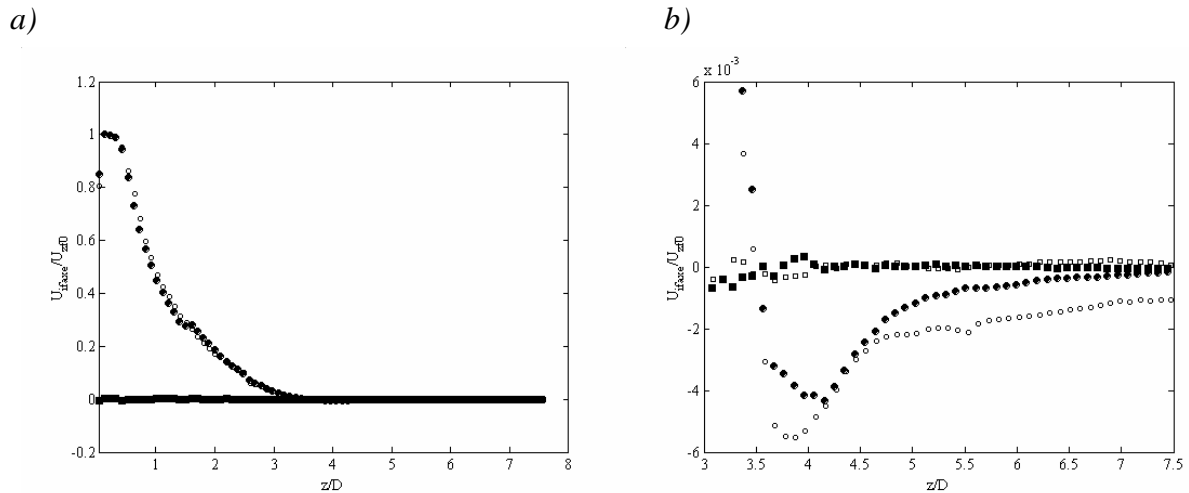


Figure IV.6 Profils axiaux pour le fluide normés par $\overline{U_{z\text{faxe},z=0}} = U_{z\text{f}0}$ de :

- la composante axiale de la vitesse moyenne du fluide $\overline{U_{z\text{faxe}}}$ (●, ○)

- la composante radiale de la vitesse moyenne du fluide $\overline{U_{r\text{faxe}}}$ (■, □)

●, ■ Ecoulement monophasique ○, □ Ecoulement diphasique

a) $0 < z/D < 8$

b) zoom sur la partie haute $3 < z/D < 8$

IV.4.2 Evolutions longitudinales des vitesses moyennes des particules

La Figure IV.7 présente les profils de vitesses moyennes suivant la direction axiale pour le fluide porteur $\overline{U_{z\text{faxe}}}$ et la phase dispersée $\overline{U_{z\text{p}}}$ dans le cas de l'écoulement diphasique.

Dans la partie haute du jet ($z/D > 3$ environ), le mouvement moyen des particules semble résulter à la fois du transport par le fluide et d'une vitesse relative qui sera estimée non négligeable (cf. chapitre V). Dans la partie proche de l'injection en particules (aux alentours de $z/D=7$), les particules tombent dans un fluide dont la vitesse moyenne est quasi nulle. Le mouvement relatif moyen, dont la vitesse est proche de la vitesse terminale de chute, est alors dominant. Au cours de leur chute, les particules interagissent avec un fluide qui s'accélère de plus en plus vers le bas au voisinage de l'axe. Leur mouvement résulte donc globalement d'une réponse à cette accélération moyenne (mais aussi à la turbulence qu'elles traversent) et de la mémoire de leur mouvement relatif initial. Dans le chapitre suivant, nous analyserons en détail la dynamique de cette vitesse relative.

Pour $z/D < 3$, les particules ont un mouvement moyen ascendant comme le fluide. Leur vitesse s'adapte à celle du fluide pour $1.5 < z/D < 3$. Par contre, dans la partie basse du jet ($z/D < 1.5$) leur vitesse moyenne est inférieure à la vitesse moyenne du fluide. Cet écart est lié aux conditions d'entrée des particules dans le jet comme dans l'étude de Prévost *et al.* (1996) qui portait sur un jetensemencé en particules. Dans notre étude le jet n'est pasensemencé, et pour comprendre la mise en vitesse des particules, il faut concevoir que la plupart des particules passent en périphérie du jet (cf. § IV.2), donc dans une zone d'écoulement descendant; et que les quelques particules qui pénètrent dans le jet proviennent de cette région périphérique de faible vitesse par rapport à la vitesse du jet en entrée (cf. *Figure II.21* du chapitre II portant sur l'étude de l'écoulement gazeux monophasique). Les particules partant de la périphérie et entrant dans le jet sont alors soumises à une accélération, avec un temps de réponse $\tau_p = 15\text{ms}$, estimé en considérant le diamètre moyen mesuré des particules $d_p = 46.8\mu\text{m}$ (cf. chapitre II) et en tenant compte de la correction d'Oseen pour le coefficient de traînée car $Re_p \approx 0.4$. Leur mouvement moyen doit répondre à un échelon de vitesse moyenne du fluide d'amplitude $\overline{U_{z\text{axe},z=0}}$ qui se maintient sur une distance $\Delta z = 0.5D$ environ, avant que le fluide ne décélère à cause de l'expansion du jet. Comme $\tau_p > \frac{0.5D}{\overline{U_{z\text{axe},z=0}}} \approx 9.10^{-4}\text{s}$, les particules n'ont pas le temps de s'adapter complètement à la vitesse moyenne du fluide. Plus haut dans le jet, la vitesse moyenne des particules va se rapprocher de celle du fluide parce que ce temps d'advection moyenne est plus favorable.

Ici, encore à la précision des mesures près, la vitesse moyenne transversale des particules est nulle sur l'axe quelle que soit la position z . Ceci est appréciable, même si cela ne traduit qu'une partie des conditions de symétrie à assurer pour que l'écoulement soit axisymétrique, dans la mesure où de nombreuses améliorations du système d'injection en particules ont été nécessaires pour assurer cette symétrie.

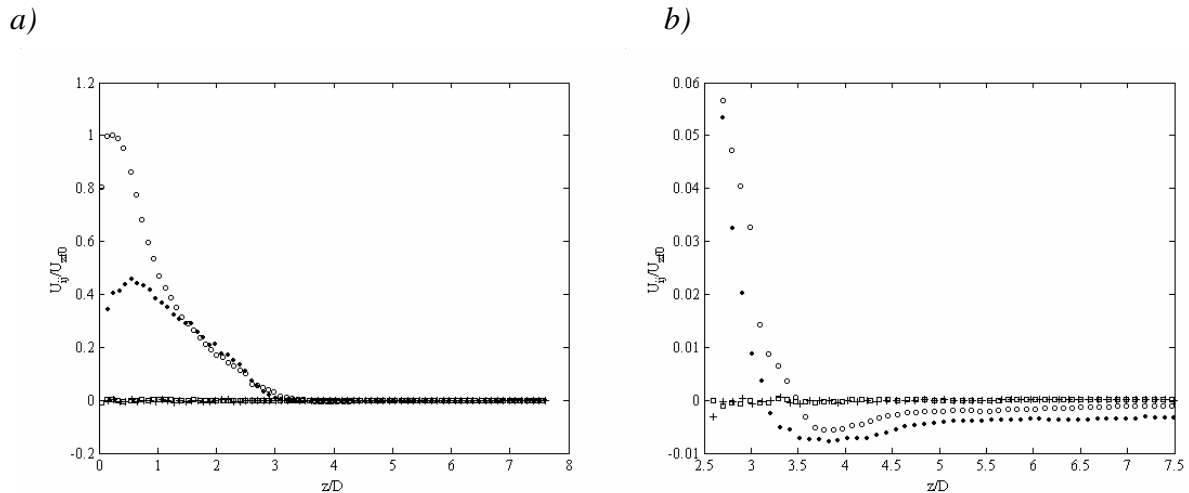


Figure IV.7 Profils axiaux, en écoulement diphasique, normés par $\overline{U_{z\text{faxe},z=0}} = U_{zf0}$ de :

- la composante axiale de la vitesse moyenne $\overline{U_{z\text{faxe}}}$ ou $\overline{U_{zp}}$ (○, ▪)

- la composante radiale de la vitesse moyenne $\overline{U_{r\text{faxe}}}$ ou $\overline{U_{rp}}$ (□, +)

○, □ *Fluide*

▪, + *Particules*

a) $0 < z/D < 8$

b) zoom sur la partie haute $2.5 < z/D < 8$

IV.4.3 Evolutions transversales des vitesses moyennes du fluide et des particules

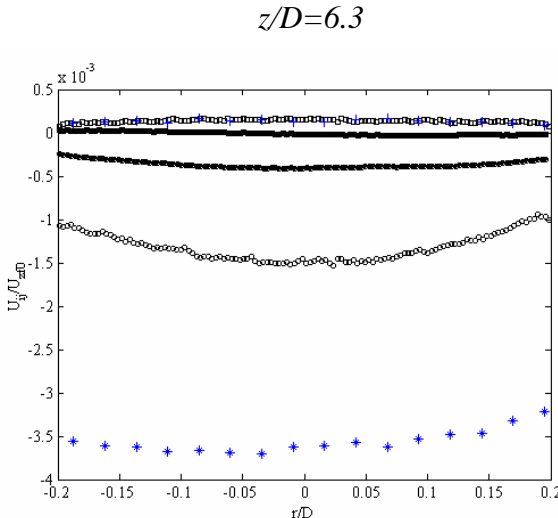
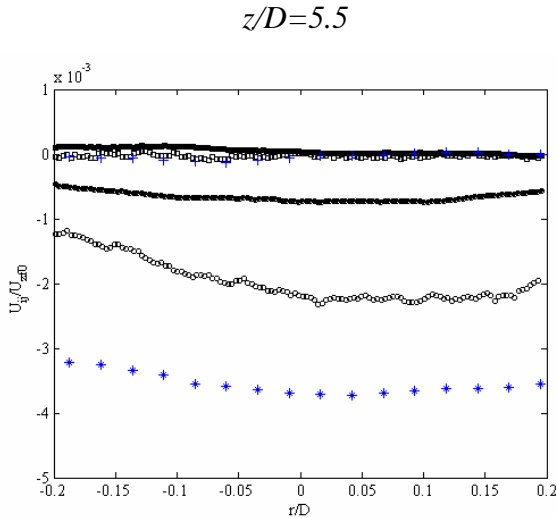
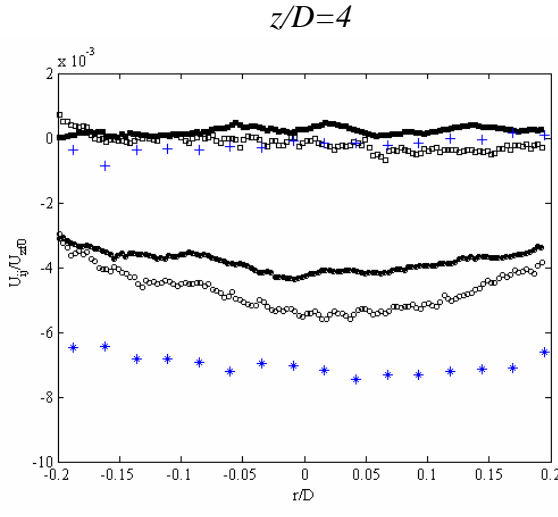
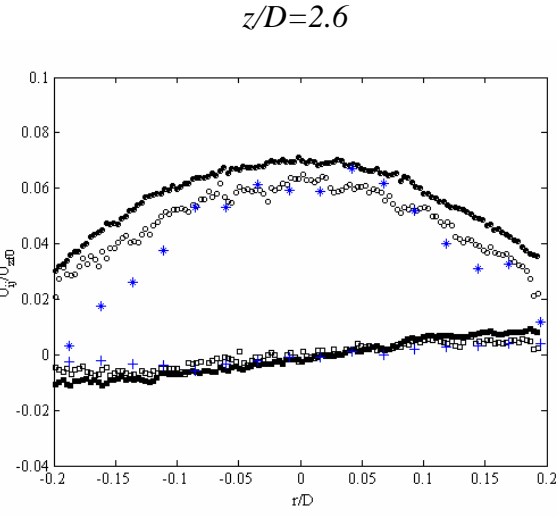
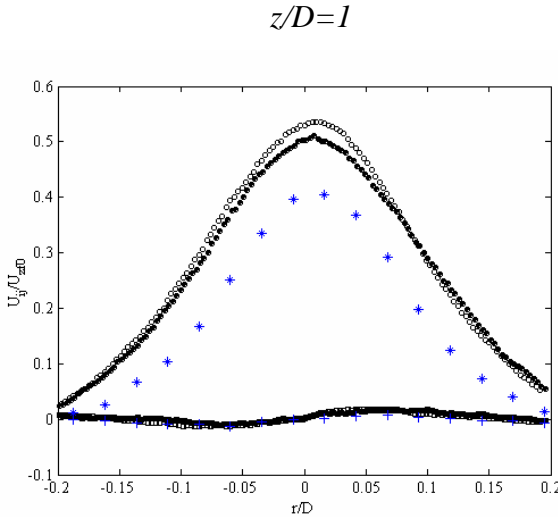
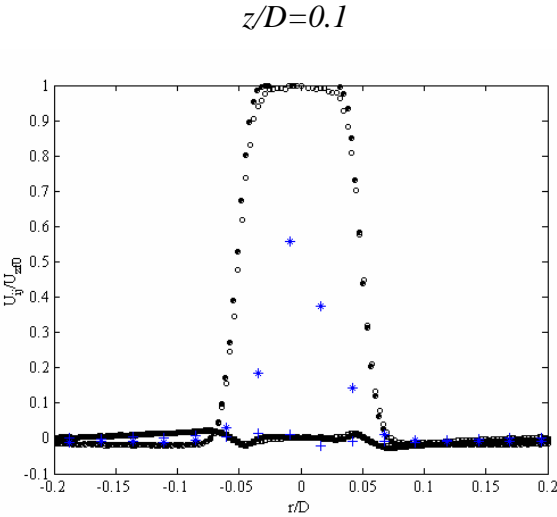
La Figure IV.8 présente les profils de vitesses moyennes suivant la direction radiale à différentes cotes ($0.1 \leq z/D \leq 7.4$) pour le fluide porteur ($\overline{U_{zf}}$ et $\overline{U_{rf}}$) et la phase dispersée ($\overline{U_{zp}}$ et $\overline{U_{rp}}$) dans les cas des écoulements monophasique et diphasique.

A l'entrée du jet dans le tube ($z/D=0.1$), la phase gazeuse en écoulement diphasique présente toujours un cône potentiel mémoire des conditions d'entrée. Pour les profils en $z/D=0.1$ et $z/D=1$, l'écoulement moyen fluide diphasique suivant les directions axiale et radiale présente un comportement comparable à l'écoulement monophasique moyen dans toute la section transversale observée. Ceci, comme explicité au § IV.4.1, est la conséquence de la forte dilution du jet diphasique à l'intérieur duquel peu de particules solides entrent (cf. Figure IV.1). Concernant la phase dispersée, dans la partie basse du jet ($z/D < 1.5$), l'observation des profils transversaux de vitesses moyennes montre bien que les particules n'ont pas le temps d'atteindre la vitesse du fluide et atteignent ainsi une vitesse maximale sur l'axe inférieure à la vitesse maximale du fluide.

En $z/D=2.6$, la *Figure IV.8* met en évidence qu'en dehors d'une légère diminution de la vitesse moyenne axiale du fluide dans le cas de l'écoulement diphasique par rapport à l'écoulement monophasique les profils des vitesses moyennes sont les mêmes. Les particules quant à elles ont un mouvement moyen ascendant comme le fluide et leur vitesse s'adapte à celle du fluide.

En $z/D=4$, nous remarquons une légère modification des vitesses moyennes du fluide entre les écoulements diphasique et monophasique. Cette différence s'accroît pour $z/D>4$: la vitesse moyenne axiale du fluide en écoulement diphasique est augmentée en norme par rapport au cas monophasique comme nous l'avons déjà noté sur les évolutions axiales (cf *Figure IV.6*). A partir de la cote $z/D\approx 4$, les profils de vitesses moyennes des particules commencent à s'homogénéiser transversalement pour $r/D<0.2$, et les profils de vitesse longitudinale du fluide restent marqués par une inhomogénéité transversale, qui reste cependant modérée. L'écoulement est alors symétrique autour de $r/D=0$ à des imperfections de mesure près.

Par contre, pour les trois dernières cotes ($z/D=5.5$, 6.3 et 7.4), les profils transversaux de vitesses moyennes apparaissent légèrement dissymétriques. Ceci nous semble s'expliquer par un défaut de mesure, car la fréquence d'échantillonnage est dans cette région haute de l'ordre de la fréquence de retournement des tourbillons, ce qui était difficile à anticiper. Ainsi, les événements enregistrés sont légèrement corrélés entre eux et entraînent un calcul moins convergé des statistiques. La dissymétrie n'est qu'apparente, ce qui est confirmé par le changement de dissymétrie d'une cote z/D à une autre.



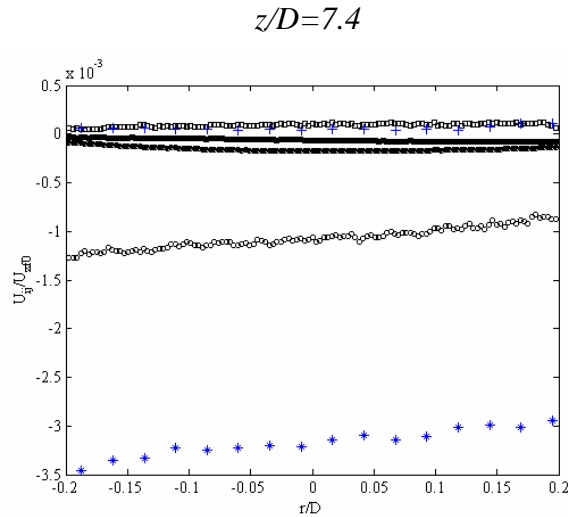


Figure IV.8 Profils radiaux à différentes cotes des vitesses moyennes normées par $\overline{U_{zfaxe, z=0}} = U_{zf0}$ de :

- la vitesse moyenne axiale $\overline{U_{zf}}$ ou $\overline{U_{zp}}$ ($\bullet, \circ, *$) - la vitesse moyenne radiale $\overline{U_{rf}}$ ou $\overline{U_{rp}}$ ($\blacksquare, \square, +$)

\bullet, \blacksquare Fluide en écoulement monophasique \circ, \square Fluide en écoulement diphasique

$*, +$ Particules

IV.5 Analyse de la turbulence par des mesures au point

IV.5.1 Evolutions longitudinales des fluctuations de vitesses du fluide

La Figure IV.9 met en évidence que les moments d'ordre 2 diagonaux des vitesses du fluide sur l'axe $\overline{u_{zfaxe}^2}$ et $\overline{u_{rfaxe}^2}$ sont modifiés par la présence de particules dans la partie haute du tube ($z/D > 5$ environ). Malgré le faible taux de présence des particules, la présence des particules impose une augmentation notable de l'énergie cinétique fluctuante du fluide dans cette zone et y modifie donc radicalement l'équilibre spécifique de la turbulence diffusive observée en écoulement monophasique. Ce résultat est l'une des caractéristiques marquantes de cette étude. A partir de ce seul constat nous ne pouvons pas déterminer l'origine d'une telle modification de la turbulence. Elle peut en effet provenir d'un couplage inverse fort, essentiellement localisé dans la zone au dessus de $z/D=5$, qui repose sur les interactions individuelles et collectives des particules avec la phase gazeuse, mais elle pourrait également provenir d'une modification globale de la structure de l'écoulement gazeux, y compris dans le jet, modifiant ainsi des mécanismes de génération et de transport de la turbulence dans l'ensemble du jet de tube par rapport à la situation monophasique. Nous allons voir que tout

indique qu'un couplage inverse est à l'œuvre et modifie fortement la turbulence dans cet écoulement. Ce résultat est donc important, dans la mesure où il montre que le couplage inverse peut-être essentiel même dans des écoulements réputés très dilués, et où il montre également qu'il aboutit dans nos conditions particulières à une augmentation de l'énergie cinétique turbulente rarement observée dans la littérature (augmentation observée notamment dans l'article de Yang et Shy 2005).

Pour $z/D < 4.5$ environ, les moments d'ordre 2 des vitesses du fluide $\overline{u_{z\text{faxe}}'^2}$ et $\overline{u_{r\text{faxe}}'^2}$ ne sont pas modifiés par rapport à ceux mesurés en écoulement monophasique. De même, les rapports caractérisant les écarts à l'isotropie et l'intensité turbulente (*Figure IV.10*) ne sont pas modifiés dans cette zone. Dans la zone inférieure du tube, la dynamique du jet de tube monophasique impose donc la structure de la turbulence qui reste ainsi inchangée en écoulement diphasique par rapport à la situation monophasique.

Nous constatons aussi sur la *Figure IV.9* que pour $z/D > 6$ environ, les moments d'ordre 2 évoluent très peu sur l'axe, tout en étant très supérieurs à ceux observés en turbulence diffusive monophasique. D'autres facteurs mettent en évidence la profonde modification de la turbulence du gaz dans la partie haute du tube. Tout d'abord, l'anisotropie du tenseur des contraintes de Reynolds y est plus marquée qu'en écoulement monophasique (*Figure IV.10a*). Ce renforcement de l'anisotropie peut être relié à un couplage inverse forcé par le mouvement relatif des deux phases dans le champ de la gravité.

Dans la zone intermédiaire entre les deux régions présentées ci-dessus ($4.5 < z/D < 6$), on observe naturellement une zone de raccordement de la turbulence. L'anisotropie marquée, dans la zone haute du tube, entraîne un raccord aux lois d'échelle des moments d'ordre 2 dans la partie basse différent selon les composantes. Le moment $\overline{u_{r\text{faxe}}'^2}$ se raccorde en $z/D = 5.7$ environ, alors que $\overline{u_{z\text{faxe}}'^2}$ se raccorde seulement à $z/D = 4.7$ environ. Et l'extension de la zone d'isotropie des moments d'ordre 2 est nettement réduite par rapport à la situation monophasique (son extension est de $4 < z/D < 4.7$ au maximum en diphasique par rapport à $4 < z/D < 6.5$ en monophasique). C'est donc dans cette zone de faible extension que le couplage inverse s'atténue et devient moins dépendant des effets de la gravité.

Nous avons aussi constaté qu'en écoulement diphasique, l'intensité turbulente (*Figure IV.10b*) reste toujours très importante dans la zone haute du tube. L'écoulement fluide diphasique est fortement agité dans cette zone comme en écoulement monophasique.

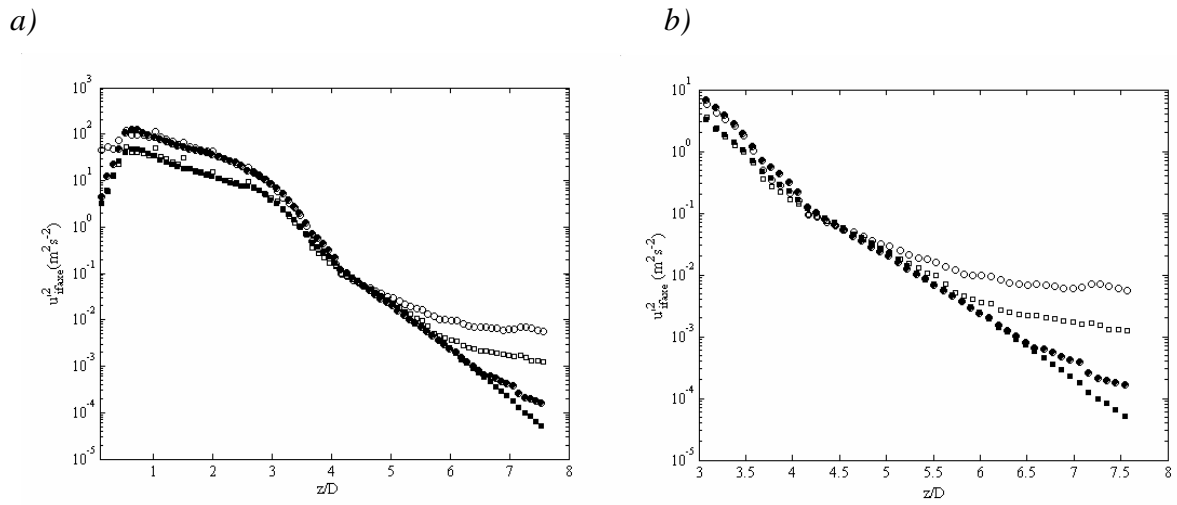


Figure IV.9 Profils axiaux pour le fluide de :

$$\overline{u^2_{zfaxe}} \quad (\bullet, \circ) \qquad \overline{u^2_{rfaxe}} \quad (\blacksquare, \square)$$

●, ■ *Écoulement monophasique* ○, □ *Écoulement diphasique*

a) $0 < z/D < 8$

b) *zoom sur la partie haute* $3 < z/D < 8$

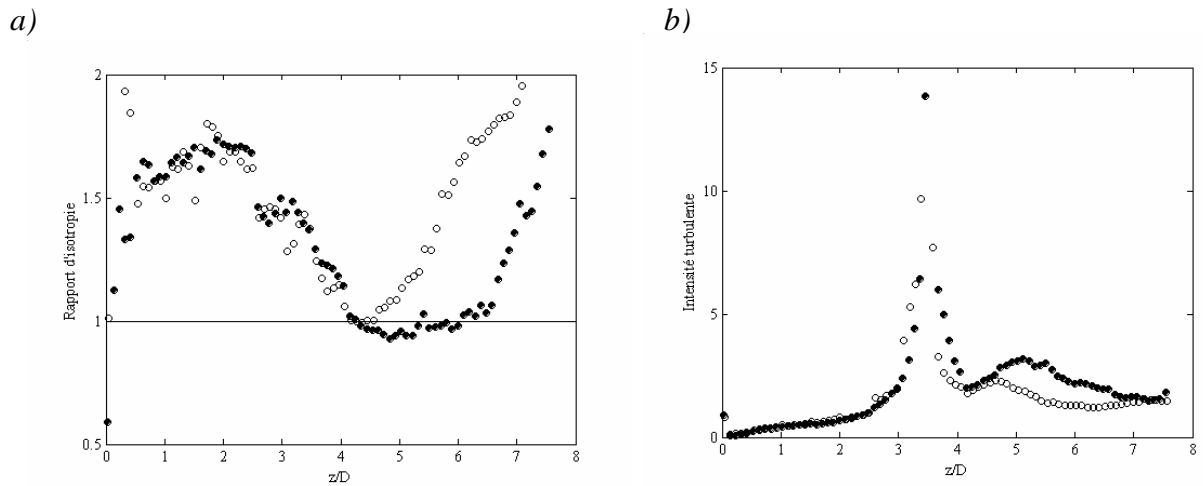


Figure IV.10 Profils axiaux pour le fluide de :

a) Rapport d'isotropie $\sqrt{\overline{u^2_{zfaxe}} / \overline{u^2_{rfaxe}}}$ b) Intensité relative de la turbulence $\sqrt{\overline{\epsilon}} / |\overline{U_{zfaxe}}|$

● *Écoulement monophasique* ○ *Écoulement diphasique*

IV.5.2 Evolutions longitudinales des fluctuations de vitesses des particules

La *Figure IV.11* présente les moments d'ordre 2 diagonaux des vitesses du fluide et des particules de l'écoulement diphasique.

Dans la zone haute ($z/D > 4$ environ), les valeurs des variances des vitesses longitudinales du fluide et des particules (et respectivement des variances de vitesses transversales) sont similaires. Ceci traduit la présence d'un couplage fort entre la dynamique des deux phases. Ce résultat peut résulter en partie de la capacité des particules à répondre à la turbulence dans cette région où les nombres de Stokes sont faibles (cf. *Figure IV.3*). Mais d'un autre côté, il peut aussi révéler l'existence d'un couplage inverse dominant, où l'influence des particules sur la phase fluide porteuse est telle que les agitations des deux phases sont complètement calquées l'une sur l'autre. Malgré une anisotropie importante du tenseur des contraintes cinétiques des particules en haut du tube, le mouvement des particules tend à redevenir isotrope durant leur descente dans la région $4 < z/D < 7.5$ (cf. *Figure IV.12a*) comme pour la phase gazeuse.

Dans la zone basse du tube ($z/D < 4$), les valeurs des variances de vitesses longitudinales du fluide et des particules restent très proches contrairement aux variances de vitesses transversales (*Figure IV.11*). Les valeurs élevées du rapport $\sqrt{u_{zp}^2 / u_{rp}^2}$ sont caractéristiques de la dynamique des particules dans un jet. En effet, dans la zone de jet ($z/D < 3$), le rapport d'isotropie de la phase dispersée est de l'ordre de 4 et reste nettement supérieur à celui de la phase continue (*Figure IV.12*). Ce constat met en évidence que l'agitation turbulente des particules ne provient pas exclusivement d'une mise en vitesse par l'agitation locale du fluide. Plusieurs auteurs (notamment Prévost *et al.* 1996 et Ferrand 2001) ont déjà constaté expérimentalement cette forte anisotropie du tenseur des contraintes cinétiques en écoulement cisailé qui s'explique par l'analyse de Simonin *et al.* (1995). Ces auteurs montrent que les bilans des contraintes cinétiques longitudinales et transversales se simplifient sous l'hypothèse classique d'écoulement de type couche limite pour un jet axisymétrique, et en tenant compte de l'uniformité transversale de $\overline{u_{rp}^2}$. Dans l'écoulement de jet confiné, les équations de transport de $\overline{u_{zp}^2}$ et $\overline{u_{rp}^2}$ se simplifient en :

$$\begin{aligned} \langle u_{zp}^2 \rangle_p &\approx \langle u'_{zf} u'_{zp} \rangle_p - \tau_p \langle u'_{zp} u'_{rp} \rangle_p \frac{\partial \langle U_{zp} \rangle_p}{\partial r} \\ \langle u_{rp}^2 \rangle_p &\approx \langle u'_{rf} u'_{rp} \rangle_p \end{aligned}$$

Le terme $\frac{\partial \langle U_{zp} \rangle_p}{\partial r}$ devient important dans les jets au voisinage du point de cisaillement maximum. Si le bilan de $\overline{u_{ip}^2}$ montre que l'agitation transversale des particules résulte de la mise en vitesse par les fluctuations du fluide, le bilan de $\overline{u_{zp}^2}$ montre par contre que l'agitation longitudinale résulte d'un équilibre plus complexe qui fait notamment intervenir un terme de production par le gradient de vitesse moyenne du fluide. On conçoit donc que le tenseur des contraintes cinétiques n'ait pas le même taux d'anisotropie que le fluide dans la partie basse du jet de tube.

Sur toute la hauteur du tube, l'intensité turbulente des particules (*Figure IV.12b*) a une forme comparable à celle du fluide en diphasique. Mais comparativement au fluide, le maximum d'intensité turbulente des particules est atteint à une cote légèrement plus basse dans le tube. Ceci est lié au décalage de la position z/D de passage à vitesse nulle des deux phases à cause d'un effet d'inertie des particules.

Il est bien sûr intéressant de comparer les variances des vitesses des particules aux variances prédites par un modèle simple de dispersion turbulente. Nous avons ainsi reporté sur la *Figure IV.13* les variances des vitesses des particules prévues par la théorie de Tchen-Hinze (1947, 1959) lorsqu'on se donne les variances des vitesses du fluide issues de la mesure. La discussion précédente a bien montré que cette théorie ne suffira pas à expliquer la complexité du bilan des contraintes longitudinales dans le jet, et on sait également que la présence d'un croisement de trajectoire important dans la partie haute du tube (où le paramètre β_L est d'ordre 1) peut limiter le caractère prédictif de cette théorie par rapport à celui de l'extension de cette théorie par Deutsch et Simonin (1991).

Dans le cadre de la théorie de Tchen-Hinze, d'une part $\overline{u_{zfaxe}^2}$ et $\overline{u_{zp}^2}$, et d'autre part $\overline{u_{rfaxe}^2}$ et $\overline{u_{ip}^2}$ sont liés par la relation suivante:

$$\frac{\overline{u_{ip}^2}}{\overline{u_{ifaxe}^2}} = \frac{1}{1 + St_L}, \quad i = \text{direction } r \text{ ou } z.$$

Pour calculer les valeurs prédites par ce modèle, nous avons utilisé la mesure de $St_{L/2}$ (*Figure IV.2*) pour le bas du tube et celle de St_L (*Figure IV.3*) pour les cotes supérieures. La *Figure IV.13* présente les évolutions longitudinales des variances des vitesses du fluide et des particules issues des données expérimentales et celles des particules obtenues à l'aide de la formule théorique explicitée ci-dessus. La théorie de la dispersion de Tchen n'est pas

suffisante pour expliquer le comportement des contraintes cinétiques dans le jet, mais elle donne des prédictions conformes aux résultats expérimentaux dans la région $3.5 \leq z/D \leq 7.6$. Dans la zone très haute du tube, pour $z/D > 5.5$, l'accord entre la théorie et les expériences est meilleur pour la composante selon z que pour celle selon r .

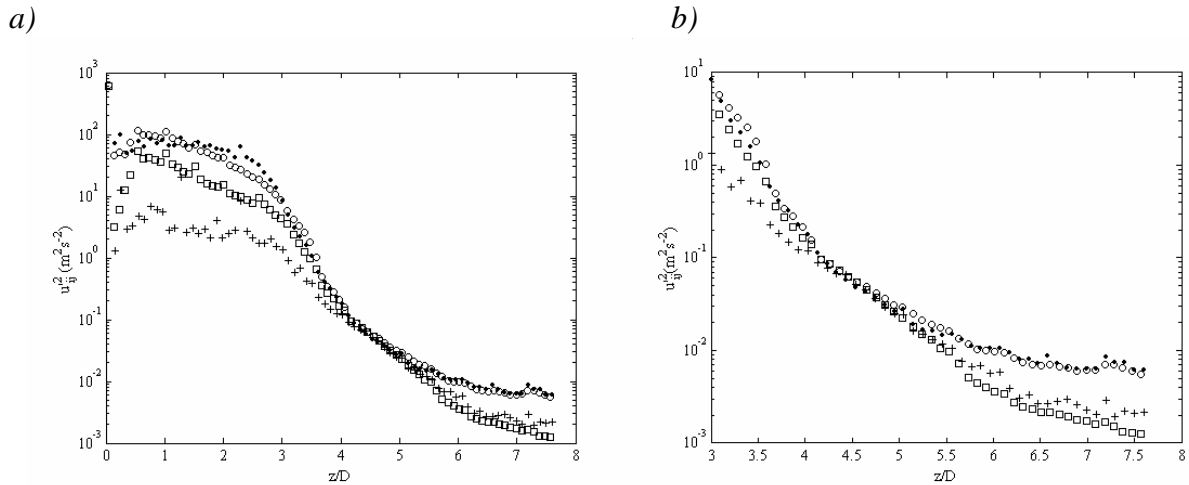


Figure IV.11 Profils axiaux en écoulement diphasique de :

$$\overline{u_{z\text{faxe}}^2} \text{ ou } \overline{u_{zp}^2} \quad (\circ, \blacksquare)$$

$$\overline{u_{r\text{faxe}}^2} \text{ ou } \overline{u_{rp}^2} \quad (\square, +)$$

○, □ *Fluide*

■, + *Particules*

a) $0 < z/D < 8$

b) zoom sur la partie haute $3 < z/D < 8$

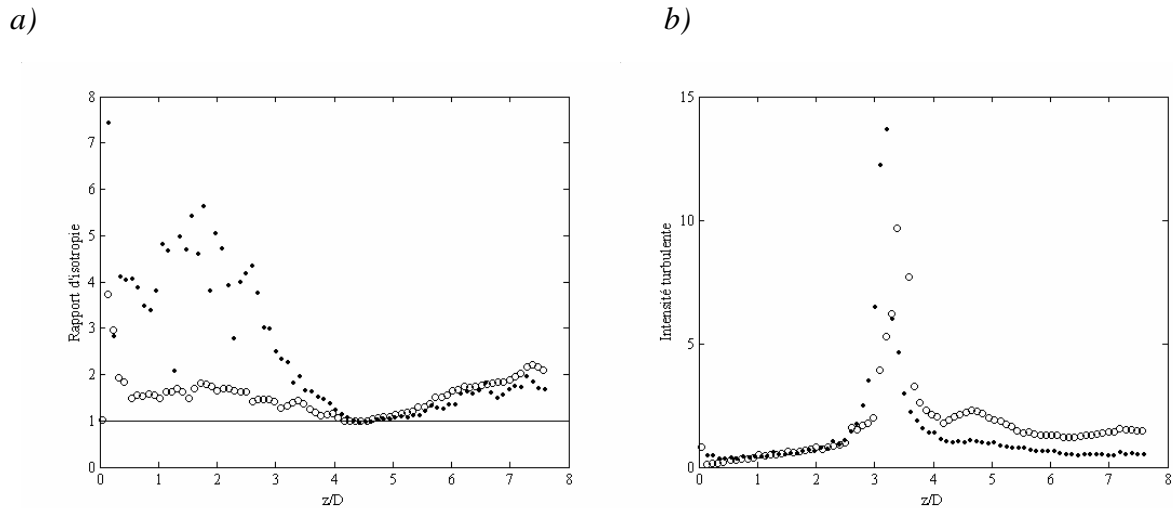


Figure IV.12 Profils axiaux en écoulement diphasique de :

a) Rapport d'isotropie $\sqrt{u_z^2 / u_r^2}$ b) Intensité relative de la turbulence $\sqrt{\epsilon} / |U_z|$

○ *Fluide*

■ *Particules*

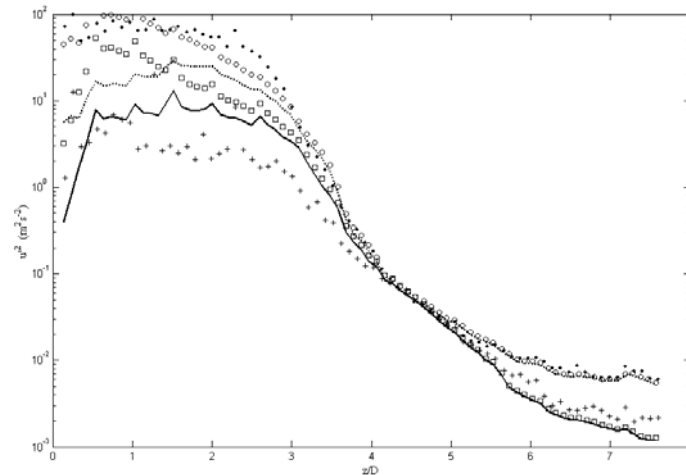


Figure IV.13 Profils axiaux en écoulement diphasique de :

$$\overline{u_{z\text{faxe}}^2} \ (\circ) \quad \overline{u_{z\text{p}}^2} \ (\blacksquare, \text{--}) \quad \overline{u_{r\text{faxe}}^2} \ (\triangle) \quad \overline{u_{r\text{p}}^2} \ (+, \text{—})$$

\circ, \square Données expérimentales du fluide $\blacksquare, +$ Données expérimentales des particules

$\text{--}, \text{—}$ Variances des vitesses des particules données par la théorie de Tchen-Hinze

IV.5.3 Evolutions transversales des fluctuations de vitesses

La Figure IV.14 présente les profils radiaux des moments d'ordre deux des vitesses à différentes cotes ($0.1 \leq z/D \leq 7.4$) pour le fluide porteur $\overline{u_{zf}^2}$ et $\overline{u_{rf}^2}$ et la phase dispersée $\overline{u_{zp}^2}$ et $\overline{u_{rp}^2}$. Les profils des moments d'ordre deux des vitesses du fluide en écoulement monophasique sont également reportés pour comparaison.

En $z/D=0.1$, le moment d'ordre 2 diagonal $\overline{u_{rf}^2}$ du fluide et le cisaillement en écoulement diphasique sont légèrement modifiés par rapport à ceux mesurés en écoulement monophasique. Le moment $\overline{u_{zf}^2}$ est quant à lui plus fortement modifié par rapport au cas monophasique. Dans la zone de jet, l'énergie cinétique est plus importante dans l'écoulement diphasique. D'autre part, en écoulement diphasique, les valeurs des variances de vitesses transversales du fluide et des particules restent très proches contrairement aux variances des vitesses longitudinales. Le moment d'ordre 2 longitudinal des particules $\overline{u_{zp}^2}$ présente notamment un maximum sur l'axe et non au niveau de la zone de cisaillement produite par le jet où se produit le maximum d'énergie cinétique turbulente de la phase fluide.

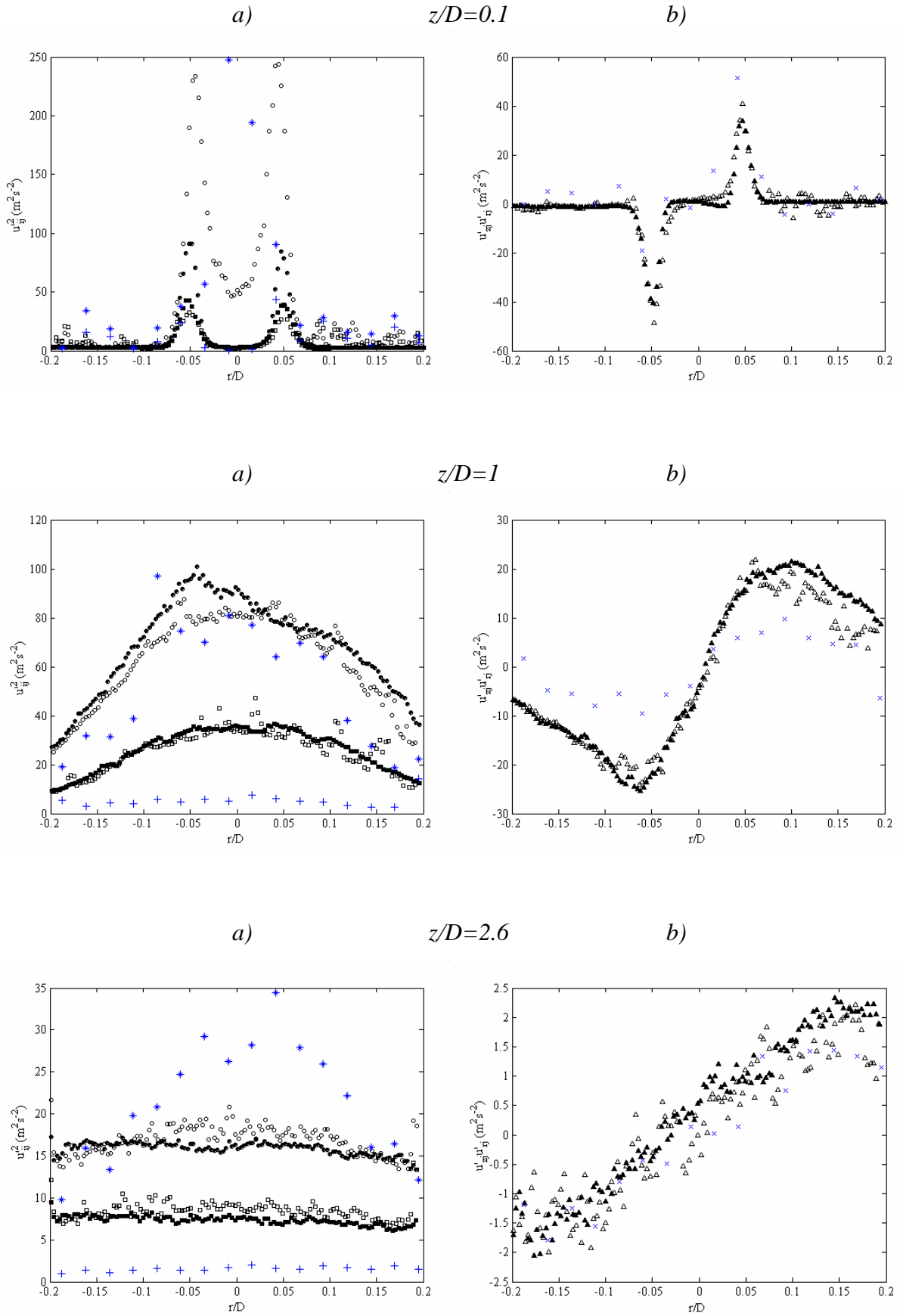
Ces différences entre les profils des moments d'ordre deux des vitesses du fluide en écoulements monophasique et diphasique dans cette section très proche de l'injection ne vont

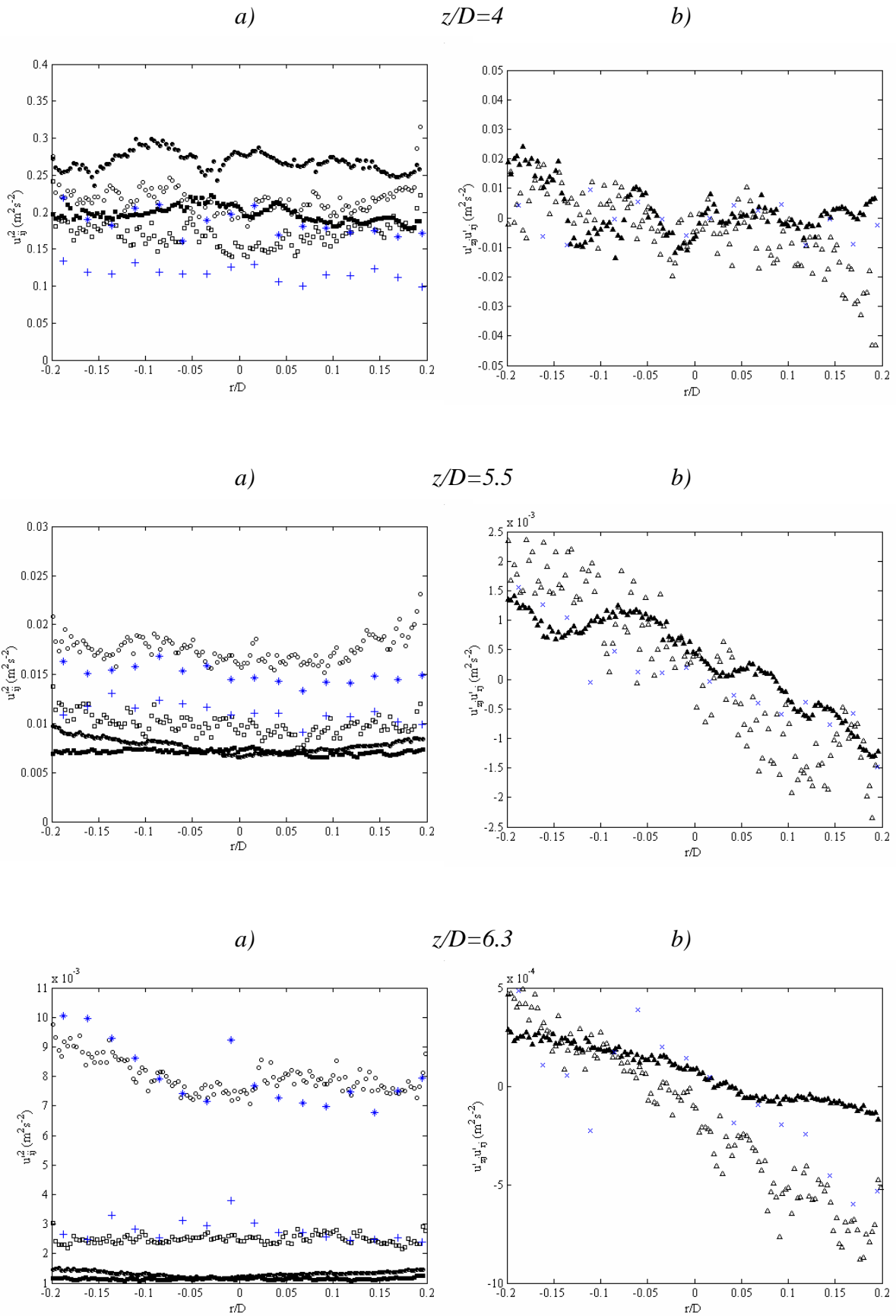
pas avoir de conséquence sur le développement ultérieur du jet. En effet, en $z/D=1$, comme pour les profils de vitesses moyennes, les profils radiaux des variances des vitesses du fluide et du cisaillement obtenus en écoulement diphasique sont similaires à ceux obtenus en écoulement monophasique. De même, en $z/D=2.6$, $\overline{u_{zf}^2}$, $\overline{u_{rf}^2}$ et $\overline{u'_{zf} u'_{rf}}$ en écoulement diphasique ne sont pas modifiés par rapport à leurs valeurs en écoulement monophasique. On a donc ici un argument très fort pour affirmer que le développement du jet confiné jusqu'à $z/D=2.6$ au moins est inchangé par l'introduction de la phase dispersée.

Dans la zone de jet ($z/D < 2.6$), par contre, les valeurs des variances de vitesses du fluide et des particules diffèrent. Le moment $\overline{u_{zp}^2}$ présente toujours un maximum proche de l'axe et reste supérieur ou de l'ordre de $\overline{u_{zf}^2}$. Quant au moment d'ordre 2 $\overline{u_{rp}^2}$, il s'homogénéise transversalement de manière remarquable et reste inférieur à $\overline{u_{rf}^2}$. Ces observations sont en accord qualitatif avec celles effectuées en jet diphasique libre par Prévost *et al.* (1996).

En $z/D=4$, les moments d'ordre 2 des vitesses du fluide en écoulement diphasique tendent à se superposer. La zone d'isotropie de l'écoulement fluide diphasique débute plus bas que celle de l'écoulement monophasique. A cette même cote, dans toute la section transversale d'observation autour de l'axe ($r/D < 0.2$), l'écart à l'isotropie en écoulement diphasique est plus marqué pour les fluctuations de vitesses des particules que pour celles du fluide. On notera aussi que les profils des moments d'ordre 2 des vitesses des particules révèlent une bonne homogénéité transversale pour $r/D < 0.2$.

En $z/D=5.5$ puis 6.3, on observe une anisotropie notable du mouvement fluctuant du fluide et des particules, et en $z/D=5.5$, un cisaillement faible en écoulement diphasique semblable à celui observé en écoulement monophasique. L'homogénéité transversale persiste. Dans la section la plus haute où nous avons fait des mesures ($z/D=7.4$), cette homogénéité témoigne de l'oubli des conditions d'injection. Si le cisaillement en écoulement diphasique y est plus important qu'en écoulement monophasique, il n'en reste pas moins d'intensité très faible. Les énergies cinétiques turbulentes longitudinale et transversale du fluide mises en jeu en écoulement diphasique diffèrent radicalement de celles de l'écoulement monophasique dans cette région haute du tube ($z/D=6.3$ et 7.4). Ainsi, notre effort a dû se porter sur l'analyse des mécanismes à l'origine d'une telle modification pour comprendre le raccordement, dans la zone basse du tube, de la turbulence diphasique à la turbulence de jet monophasique. Ce point fait l'objet de discussions ultérieures.





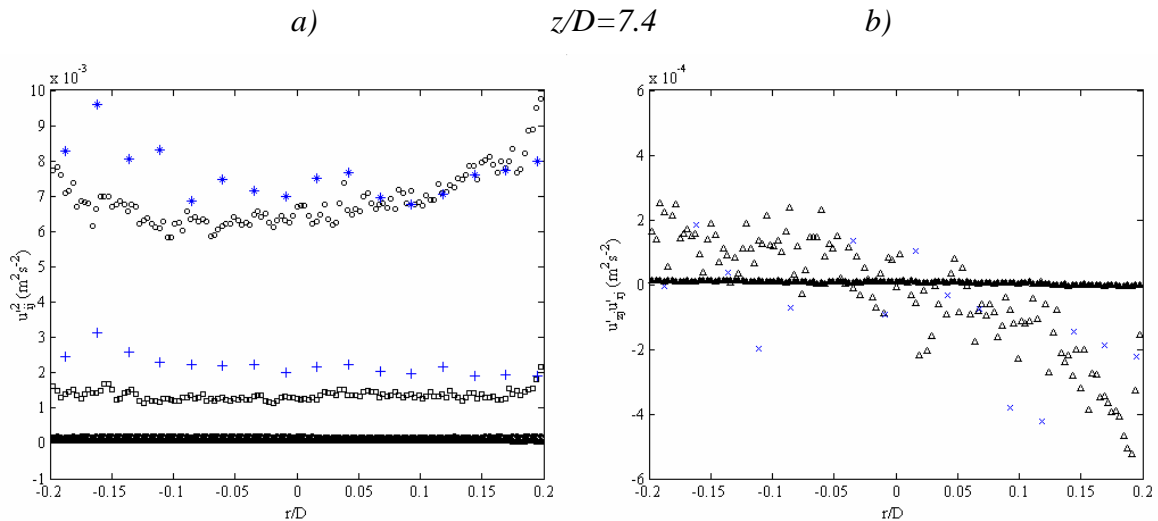


Figure IV.14 Profils radiaux de :

a) Moments d'ordre 2 : $\overline{u_z^2}$ (●,○,*), $\overline{u_r^2}$ (■,□,+) b) Cisaillement $\overline{u_z' u_r'}$ (▲,△,×)

●,■,▲ *Fluide en écoulement monophasique*

○,□,△ *Fluide en écoulement diphasique*

*,+ ,× *Particules*

IV.5.4 Analyse des moments d'ordre supérieur et des lois d'affinité pour la phase fluide

IV.5.4.1 Modifications des moments d'ordre 3

La Figure IV.15 présente les moments d'ordre 3 du fluide en écoulements monophasique et diphasique. La constatation essentielle extraite de ce graphe est que le moment d'ordre 3 des vitesses du fluide $\overline{u_{z\text{faxe}}^3}$ devient négatif au delà de $z/D=5.6$ environ en écoulement diphasique, alors qu'en écoulement monophasique il restait positif en tendant asymptotiquement vers 0. Cette caractéristique supplémentaire de l'écoulement diphasique dans la partie haute du tube est très importante. En effet, elle laisse penser que les mécanismes de transport diffusif essentiels à l'équilibre de la turbulence diffusive monophasique sont profondément modifiés dans cette région. (Nous analyserons en détails à la fin de ce chapitre la contribution du transport par l'agitation turbulente dans les bilans des contraintes de Reynolds en écoulement diphasique).

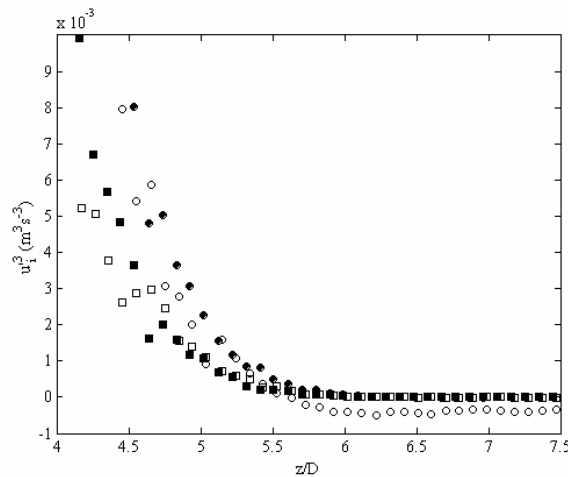


Figure IV.15 Profils axiaux pour le fluide de :

$$\overline{u_{z\text{faxe}}^3} \quad (\bullet, \circ) \qquad \overline{u_{z\text{faxe}}^1 u_{r\text{faxe}}^2} \quad (\blacksquare, \square)$$

●, ■ Ecoulement monophasique ○, □ Ecoulement diphasique

Afin d'analyser l'origine des moments d'ordre 3 négatifs au-delà de $z/D=5.5$ (Figure IV.15), nous avons calculé les fonctions de densité de probabilité des fluctuations de vitesses axiales et radiales du fluide en écoulements monophasique et diphasique pour les cotes $z/D=4.6$ et $z/D=7.1$ (Figure IV.16). Pour cela nous avons relevé les vitesses en 9 points distincts équirépartis du champ de mesure, et cela sur 1500 champs de vitesses. Pour les deux fenêtres de mesure centrées respectivement sur $z/D=4.6$ et $z/D=7.1$ nous cumulons ainsi 13500 évènements pour calculer les densités de probabilité. Dans l'écoulement monophasique, les fonctions de densité de probabilité sont toutes symétriques sauf pour $u'_{zf} / \sqrt{u_{zf}^2}$ en $z/D=4.6$ qui présente un coefficient de dissymétrie positif en accord avec nos estimations de moments d'ordre 3, ou avec les mesures de Risso *et al.* (1997). En écoulement diphasique, en haut du tube ($z/D=7.1$), on remarque une très forte dissymétrie de la fonction de densité de probabilité de $u'_{zf} / \sqrt{u_{zf}^2}$. Le coefficient de dissymétrie est alors négatif. Le signe négatif de $\overline{u_{z\text{faxe}}^3}$ traduit la présence fréquente de fluctuations négatives de grande ampleur. L'origine de telles fluctuations peut être due à des regroupements de particules animés d'un mouvement descendant et entraînant du fluide dans leur chute. Ceci est en accord avec le résultat issu de l'observation de l'évolution longitudinale de $\overline{u_{z\text{faxe}}^3}$ et conforte l'idée de l'existence de fluctuations négatives importantes du fluide en écoulement diphasique. Cette dissymétrie disparaît plus bas dans le tube, puis s'inverse légèrement en $z/D=4.6$, lorsque la turbulence

venant de la zone haute du tube se raccorde à la turbulence générée par le jet de tube. Par ailleurs, en écoulement diphasique, la symétrie des fonctions de densité de probabilité de $u'_{zf}/\sqrt{u'^2_{zf}}$ dénote un effet différencié sur les composantes longitudinale et transversale lié à l'action de la gravité.

En $z/D=4.6$, sauf pour les valeurs extrêmes des fluctuations de vitesse, les fonctions de densité de probabilité des vitesses du fluide en écoulement diphasique et en écoulement monophasique sont très semblables. Ceci confirme que la turbulence du fluide est entrainé de se raccorder dans cette zone à la turbulence de l'écoulement monophasique, ou du moins que le couplage inverse y est très atténué.

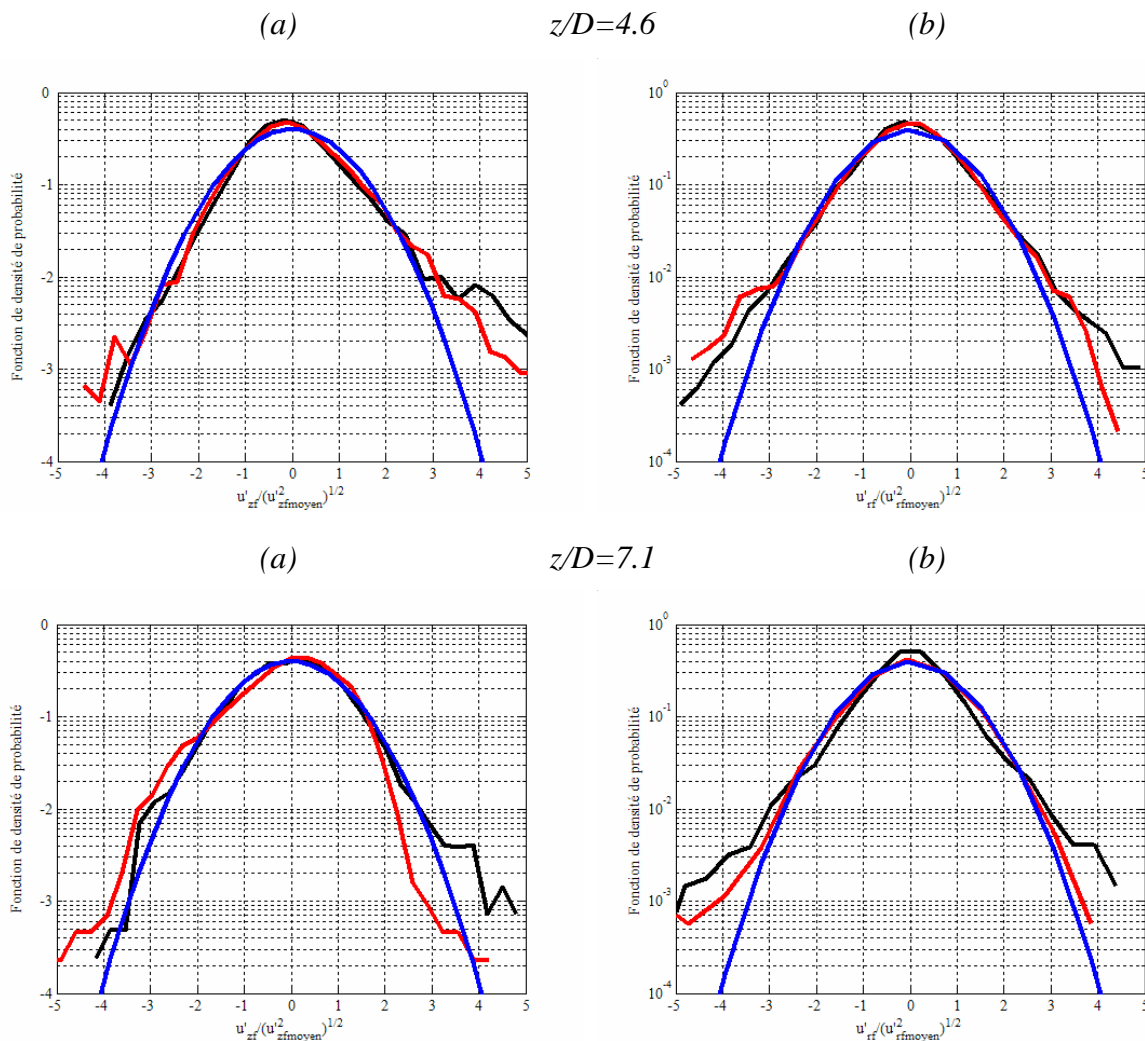


Figure IV.16 Fonctions de densité de probabilité de :

$$a) u'_{zf}/\sqrt{u'^2_{zf}} \qquad b) u'_{rf}/\sqrt{u'^2_{rf}}$$

Noir : Ecoulement monophasique, Rouge : Ecoulement diphasique, Bleu : Distribution gaussienne

IV.5.4.2 Lois d'évolutions axiales des moments statistiques d'ordre 1 à 4 du fluide

Nous avons également reporté sur un graphe semi logarithmique (*Figure IV.17*) les moments d'ordre 1 à 4 afin d'examiner les domaines d'existence des lois d'échelle mises en évidence par Risso (1994) en écoulement monophasique et vérifiées lors de l'étude monophasique (cf. chapitre II). Les moments d'ordre 3 ne sont pas reportés pour $z/D > 6.5$ parce qu'ils sont alors négatifs. Les moments statistiques des particules ne sont pas reportés ici en raison du manque de convergence des moments d'ordre 3 et 4, et sachant que les évolutions longitudinales des moments d'ordre 1 et 2 des particules ont déjà été présentés aux § IV.4.2 et IV.5.2.

On observe que l'ensemble des moments du fluide en écoulement diphasique se raccorde depuis le haut du tube aux lois d'échelle monophasiques, mais à des cotes distinctes qui traduisent des longueurs d'ajustement distinctes par rapport à l'ordre des moments ou à la composante de vitesse concernée. En règle générale, les lois d'échelle des moments des vitesses transverses sont maintenues sur des distances plus importantes que celles des moments des vitesses longitudinales, traduisant en cela une modification plus marquée pour la composante alignée avec la gravité que pour la composante horizontale.

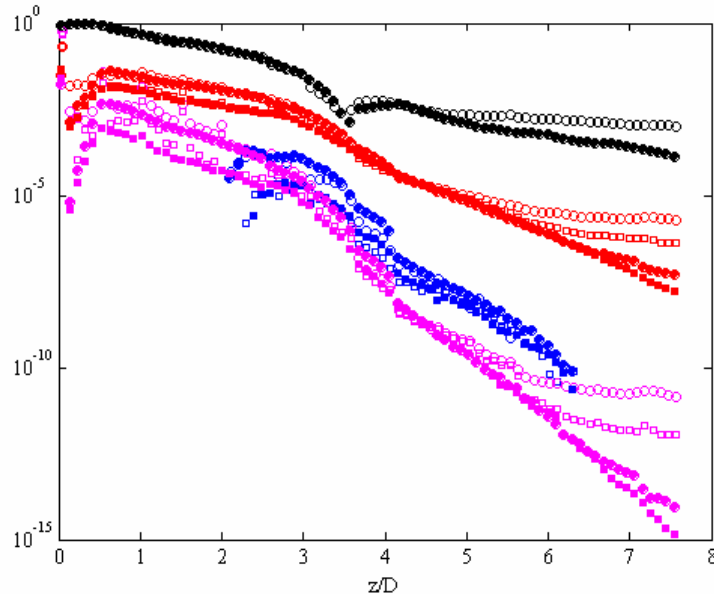


Figure IV.17 Moments sur l'axe :

$$\begin{aligned}
 & (\bullet, \circ) \overline{\left| \frac{u_{z\text{faxe}}}{U_{z\text{faxe}}} \right|} / \overline{U_{z\text{faxe}, z=0}} \quad (\bullet, \circ) \overline{u_{z\text{faxe}}^2} / \left(\overline{U_{z\text{faxe}, z=0}} \right)^2 \quad (\blacksquare, \square) \overline{u_{r\text{faxe}}^2} / \left(\overline{U_{z\text{faxe}, z=0}} \right)^2 \\
 & (\bullet, \circ) \overline{u_{z\text{faxe}}^3} / \left(\overline{U_{z\text{faxe}, z=0}} \right)^3 \quad (\blacksquare, \square) \overline{u_{z\text{faxe}} u_{r\text{faxe}}^2} / \left(\overline{U_{z\text{faxe}, z=0}} \right)^3 \quad (\bullet, \circ) \overline{u_{z\text{faxe}}^4} / \left(\overline{U_{z\text{faxe}, z=0}} \right)^4 \\
 & (\blacksquare, \square) \overline{u_{r\text{faxe}}^4} / \left(\overline{U_{z\text{faxe}, z=0}} \right)^4
 \end{aligned}$$

\bullet, \blacksquare *Ecoulement monophasique* \circ, \square *Ecoulement diphasique*

IV.5.5 Bilan énergétique sur l'axe pour le fluide

Afin de comparer l'écoulement fluide dans les cas diphasique et monophasique notamment en terme de transferts d'énergie, nous avons étudié les bilans sur l'axe des équations de transport des moments d'ordre deux des vitesses verticale et horizontale du fluide en écoulement diphasique (cf. § II.4.3.1 pour l'étude approfondie en écoulement monophasique). Cette étude, même si elle reste qualitative, a pour but d'étudier les différentes zones de l'écoulement fluide en diphasique et de les comparer à celles obtenues en monophasique pour évaluer les modifications dues à la présence des particules.

Pour déterminer les différents termes intervenant dans les bilans sur l'axe des moments d'ordre deux vertical et horizontal en écoulement diphasique, nous avons utilisé les mêmes équations que celles présentées dans le § II.4.3.1 pour le cas monophasique. Nous ne prenons pas en compte ici, dans les bilans en écoulement diphasique, les termes caractérisant les

interactions fluide-particules (termes faisant intervenir les moments interfaciaux, cf. Ferrand *et al.* 2003).

Dans les bilans présentés ci-dessous, de même que dans le cas monophasique, les seuls termes intervenant et étant calculables dans notre étude expérimentale sont les termes de transport vertical par la turbulence (Tu_{zz} et Tu_{rz}), d'advection par le mouvement moyen vertical (A_{zz} et A_{rz}) et de production par le mouvement moyen vertical ($Prod_{zz}$ et $Prod_{rz}$). Les autres termes intervenant dans le bilan axial ne sont pas accessibles dans notre expérience et seront notés « Reste_i » par la suite dans le bilan axial correspondant à $\overline{u_{if}^2}$. La *Figure IV.18* présente l'ensemble des termes intervenant dans le bilan axial des équations de transport des moments d'ordre deux cités ci-dessus mais normés par $\overline{u_{zf}^2}^{-3/2} / D$ (ces termes sont repérés par des *) à la fois pour l'écoulement diphasique et l'écoulement monophasique.

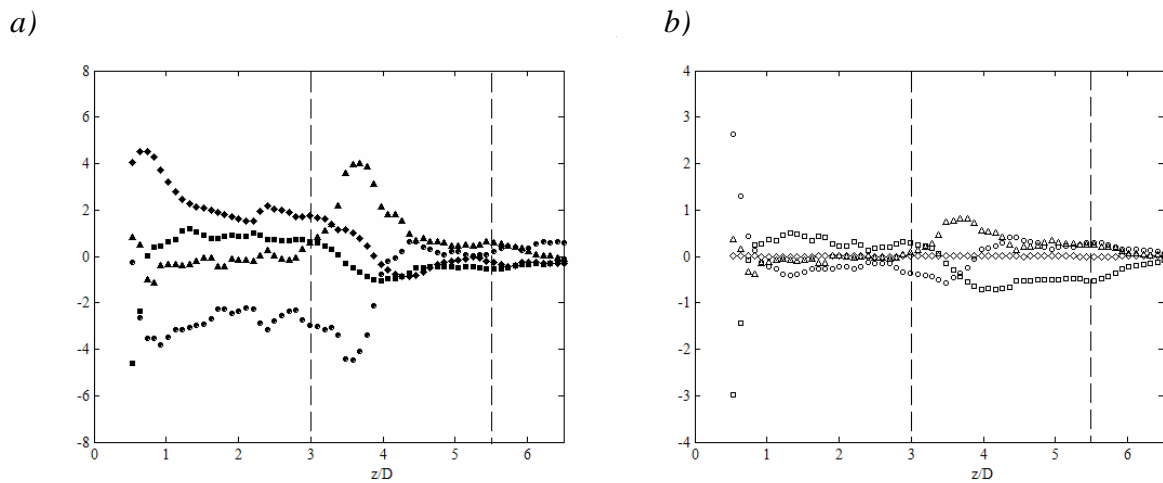
A partir de la *Figure IV.18*, trois zones principales semblent exister à la fois en écoulement diphasique et en écoulement monophasique.

La première région ($0 < z/D < 3$) est dominée essentiellement par le terme de production de la turbulence par le mouvement moyen pour les bilans correspondants aux moments d'ordre deux verticaux (*Figure IV.18a*). Concernant les bilans des moments d'ordre deux horizontaux, le terme prépondérant est celui d'advection par le mouvement moyen tandis que le terme de production est très faible (*Figures IV.18b*). Cette zone constitue la région de jet confiné cisailée.

La zone suivante ($3 < z/D < 5.5$ environ) voit le terme de diffusion vertical par la turbulence devenir dominant, aussi bien dans l'équation de $\overline{u_{zf}^2}$ que de $\overline{u_{rf}^2}$. Ces deux termes Tu_{zz} et Tu_{rz} augmentent jusqu'au alentour de $z/D \approx 4$. Les deux composantes de l'énergie cinétique turbulente sont alors contrôlées par l'équilibre entre les termes de diffusion et de dissipation. Ensuite, jusqu'à $z/D \approx 4.4$, les termes de diffusion verticaux diminuent, la composante radiale restant bien moins importante que la composante verticale. Malgré ces comportements qualitatifs très proches entre les deux écoulements, plusieurs différences apparaissent aussi lors de l'étude de ces bilans axiaux. Dans la zone où $3 < z/D < 4.5$, même si le terme de diffusion vertical augmente pour les deux écoulements, il reste à sa valeur maximale sur une distance plus importante dans le cas monophasique. Au-delà de $z/D \approx 4.5$, les termes de diffusion verticaux sont toujours positifs et plus importants que les termes d'advection et de production intervenant dans les bilans axiaux.

Une dernière zone met en évidence des différences de comportement suivant que l'écoulement soit monophasique ou diphasique : la zone supérieure ($z/D > 5.5$ environ) est contrôlée par les particules en écoulement diphasique. Les différents termes des bilans tendent vers zéro dans le cas diphasique contrairement au cas monophasique sauf le reste. Ce reste comprend les termes déjà présents en monophasique et les termes de production interfaciale. Ainsi ces termes de production interfaciale peuvent être à l'origine de cette profonde modification en écoulement diphasique.

Écoulement diphasique



Écoulement monophasique (cf. Figure II.20, § II.4.3.1)

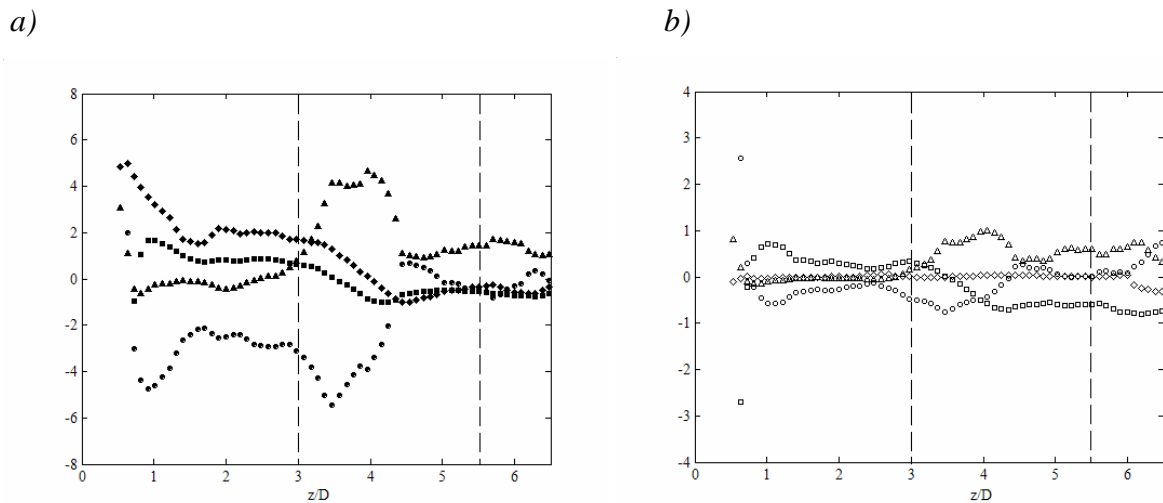


Figure IV.18 Termes intervenant dans le bilan axial des équations de transport des moments d'ordre deux

a) Pour $\overline{u_{z'}^2}$ ■ A_{zz}^* ♦ $Prod_{zz}^*$ ▲ Tu_{zz}^* ● $Reste_z^*$ b) Pour $\overline{u_{rf}^2}$ □ A_{rz}^* ◇ $Prod_{rz}^*$ △ Tu_{rz}^* ○ $Reste_r^*$

IV.6 Conclusions

L'écoulement diphasique étudié dans notre configuration expérimentale se structure en trois zones principales : la région basse de jet confiné cisailé comparable au cas monophasique, la zone supérieure dominée par la présence des particules et la zone de raccordement entre ces 2 régions. Dans la région haute du tube, l'effet des particules se fait fortement sentir sur l'évolution de la vitesse moyenne du fluide. Le fluide en écoulement diphasique a ainsi une composante de vitesse verticale négative renforcée. De plus, la présence des particules impose une augmentation notable de l'énergie cinétique fluctuante du fluide dans la zone haute. Ce résultat est primordial, dans la mesure où il montre que le couplage inverse peut-être essentiel même dans des écoulements réputés très dilués, et où il montre également qu'il aboutit dans nos conditions particulières à une augmentation de l'énergie cinétique turbulente seulement rarement observée dans la littérature (cf. Yang et Shy 2005).

Chapitre V

Concentration préférentielle et mouvement relatif moyen

V.1 Introduction

Ce chapitre, dans la continuité du précédent, a pour but d'étudier l'écoulement diphasique gaz-particules en analysant plus précisément la physique du couplage entre les deux phases. Cette étude porte plus particulièrement sur la mise en évidence de l'existence de concentration préférentielle dans l'expérience et sur l'estimation des échelles qui lui sont associées. Dans un deuxième temps, ce chapitre présente une description de la structure spatiale de la turbulence de l'écoulement diphasique, ainsi qu'une proposition de modèle de couplage inverse en présence d'effets gravitaires induits importants. Cette étude est suivie d'une analyse qualitative du mouvement relatif moyen entre les deux phases en se basant sur les statistiques conditionnelles des vitesses du fluide au voisinage de particules dénommées « vitesses vues par les particules ».

Une discussion est d'abord menée sur l'existence ou non d'amas dans l'expérience à partir de l'analyse du champ de concentration en particules. Dotés des outils spécifiques d'analyse présentés ici, nous avons pu estimer les échelles de longueur et de temps caractéristiques des regroupements de particules. Ces échelles nous permettent alors d'analyser la turbulence induite ainsi que le mouvement relatif moyen en comparant les résultats obtenus à ceux de la littérature (Aliseda *et al.* 2002 en particulier).

Les résultats présentés dans ce chapitre sont issus des mêmes campagnes de mesures, menées en écoulement diphasique, que dans le chapitre IV (cf. § IV.1 pour les caractéristiques de ces campagnes de mesure en écoulement diphasique). Ainsi, pour le fluide, les évolutions longitudinales des grandeurs statistiques qui sont reportées sont toujours mesurées *sur l'axe du tube*. Par contre, pour les statistiques des particules, les grandeurs représentées sont *moyennées transversalement sur toute la section de mesure* afin d'améliorer la convergence statistique des résultats, sauf pour le paragraphe V.4 où les statistiques des particules et du fluide « vu » par les particules sont comme celles du fluide sont mesurées *sur l'axe du tube*.

V.2 Caractérisation de la concentration préférentielle

La question de savoir si des amas de particules se forment comme on s’y attend dans l’écoulement, où sont formés ces amas de particules, et où le phénomène de concentration préférentielle est maximal, mérite tout spécialement d’être discutée dans cet écoulement où les particules voient les caractéristiques de la turbulence évoluer le long de leur trajectoire. Par ailleurs, la recherche des échelles spatiales et temporelles des amas de particules est essentielle à la compréhension des mécanismes de formation de ces amas, et de modification de la turbulence induite par leur présence.

V.2.1 Description statistique de la distribution spatiale des particules

Il s’agit ici de se doter d’un outil de mesure statistique de l’écart de la distribution spatiale des particules à la situation de répartition homogène en particules. De nombreux auteurs ont caractérisé cet écart à partir de la mesure de la densité de probabilité du champ de concentration en particules (Wang et Maxey 1993, Fessler *et al.* 1994, Février 2000, Aliseda *et al.* 2002, Yang et Shy 2005). La définition de l’estimateur de l’écart peut varier légèrement d’un auteur à un autre, mais fait toujours intervenir une mesure de l’écart à la loi binomiale équivalente (ou à la loi de Poisson pour des ensembles statistiques importants).

V.2.1.1 Densité de probabilité de la concentration en particules

L’estimateur de la densité de probabilité en particules $P(N)$ est défini comme la probabilité d’avoir un nombre N de particules dans une zone élémentaire de l’image d’extension S_{zone} alors qu’un nombre total N_p de particules est réparti sur toute l’image d’extension S_{im} .

Dans la présente étude, l’estimation de la concentration en particules a été menée à partir d’un découpage des images diphasiques en zones d’observation élémentaires S_{zone} . Le comptage des particules s’effectue alors dans chacune des zones de l’image en ayant défini au préalable la dimension L_{zone} de ces zones de découpage de forme carrée. Afin d’améliorer les statistiques obtenues, l’estimation de la concentration en particules a été cumulée sur le nombre d’images acquises variant entre 1500 et 4500 pour chaque région étudiée le long du tube.

V.2.1.2 *Mesure de l'écart à une distribution aléatoire uniforme*

Lorsque les particules sont réparties de manière aléatoire sur toute l'image, la densité de probabilité de la concentration en particules s'identifie à la distribution de Poisson si le nombre de particules N_p et le nombre de zones élémentaires ($N_{zone}=S_{im}/S_{zone}$) sont importants :

$$P(N) = \frac{e^{-\lambda} \lambda^N}{N!}$$

où λ est le nombre moyen de particules dans S_{zone} : $\lambda = \sum_N NP(N) = N_p / N_{zone}$.

La fonction de Poisson est exacte dans le cas de particules réparties aléatoirement et indépendamment les unes des autres.

La *Figure V.1* compare, à la cote $z/D= 3.6$, la densité de probabilité de la concentration en particules issue de l'expérience et celle de Poisson écrite ci-dessus, pour le même nombre moyen λ de particules par zone élémentaire, et ceci pour deux tailles de zone élémentaire ($L_{zone}=5\text{mm}$ et 10mm). On observe que quelle que soit la taille de la zone élémentaire, la répartition spatiale en particules mesurée expérimentalement s'écarte de la distribution aléatoire de Poisson. La distribution expérimentale met en évidence que, dans cette région de l'écoulement, le nombre de zones ne contenant aucune particule est important (maximum de la distribution à l'abscisse 0) et que la probabilité qu'il existe des zones plus fortement concentrées en particules n'est pas négligeable ; tout ceci traduisant un écart remarquable au cas de la répartition aléatoire. La distribution obtenue expérimentalement est beaucoup plus étendue que celle correspondant à une répartition aléatoire et les maxima de concentration en particules sont décalés. La *Figure V.1* montre déjà qualitativement que la déviation du maximum de probabilité de la concentration en particules est d'autant plus importante que la zone élémentaire de calcul est de grande dimension. Ainsi, la mesure de l'écart entre la distribution expérimentale et la distribution de Poisson dépend de la taille de la zone élémentaire, comme cela avait été souligné par Fessler *et al.* en 1994.

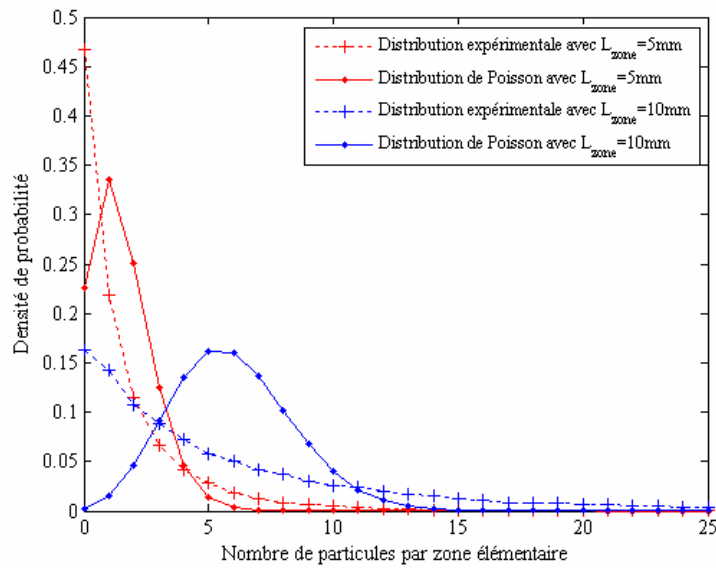


Figure V.1 Densité de probabilité de la concentration en particules à la cote $z/D=3.6$

Afin de mesurer plus quantitativement l'écart entre la distribution des particules mesurée expérimentalement et celle de Poisson, puis d'estimer de manière globale une échelle de longueur de l'accumulation des particules, on définit le paramètre Σ qui compare l'écart-type de chacune de ces distributions :

$$\Sigma = \frac{1}{\lambda} (\sigma - \sigma_{\text{Poisson}})$$

où $\sigma^2 = \sum_N (N - \lambda)^2 P(N)$ est la variance de la fonction de distribution $P(N)$ expérimentale

$\sigma_{\text{Poisson}} = \sqrt{\lambda}$ l'écart-type de la distribution de Poisson.

Cet estimateur de l'écart à la loi de Poisson est celui utilisé notamment dans Fessler *et al.* (1994), Eaton et Fessler (1994) ou Février (2000). Des valeurs importantes de Σ correspondent à une forte accumulation de particules, tandis que des valeurs négatives s'interprètent comme une répartition uniforme non aléatoire des particules sur toute l'image. La Figure V.2 présente l'évolution du paramètre Σ , à la cote $z/D= 3.6$, en fonction de la dimension L_{zone} de la zone élémentaire. Nous constatons comme dans le paragraphe précédent que la valeur prise par le paramètre Σ est fonction de la taille de la zone d'observation choisie. Cette propriété permet d'estimer une longueur caractéristique des amas en scrutant une gamme étendue de tailles de zones d'observation. La taille caractéristique des régions de forte concentration en particules (ou amas) qui créent les inhomogénéités les plus significatives du point de vue statistique, est celle de la zone de comptage L_{zone} pour laquelle apparaît un

maximum de Σ traduisant un écart maximum entre la distribution expérimentale et celle de Poisson. Cette analyse permet de montrer l'existence de concentration préférentielle en particules dans l'écoulement de jet confiné diphasique puisque la *Figure V.2* montre que le paramètre Σ reste positif et même très important (supérieur à 0.7) quelque soit la taille de la zone élémentaire. Nous reviendrons sur cette discussion dans le paragraphe V.2.2 de ce chapitre.

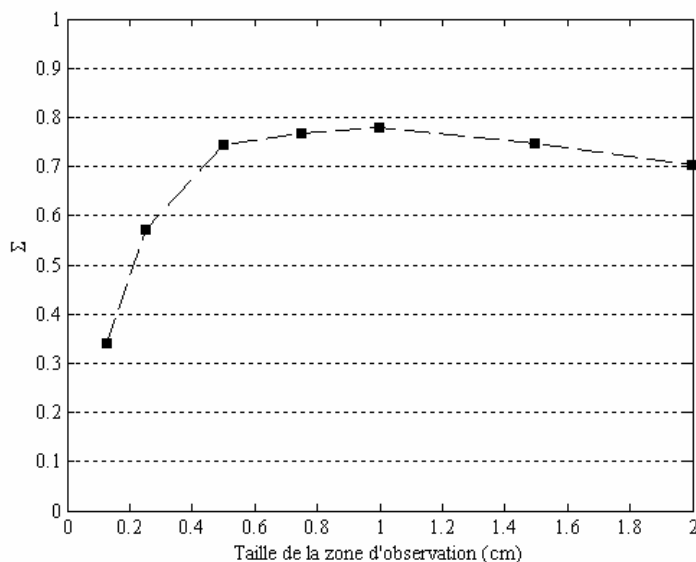


Figure V.2 Evolution du paramètre Σ en fonction de la taille de la zone d'observation à la cote $z/D=3.6$

V.2.2 Analyse du champ de concentration en particules, preuve de l'existence des amas

Dans un premier temps, nous avons analysé le champ de concentration en particules de façon qualitative, le but étant de mettre en évidence visuellement l'existence d'amas de particules dans l'écoulement.

A partir de simples visualisations des champs de concentration en particules en différentes zones (cf. *Figures V.3*), nous pouvons constater la présence d'amas de particules de densité et de fréquence variées dans tout l'écoulement. D'après nos observations, les amas paraissent se former au cours de la chute des particules dans l'écoulement fluide. Ils sont présents dans tout l'écoulement mais leur présence semble se renforcer lorsque z/D diminue. Ainsi, dans les zones inférieures, les amas sont soit statistiquement de plus en plus présents, soit possèdent des caractéristiques de plus en plus contrastées par rapport à un ensemencement uniforme. Ces visualisations révèlent également qu'il n'y a pas d'inhomogénéité perceptible visuellement dans les régions les plus proches de l'injection en particules.

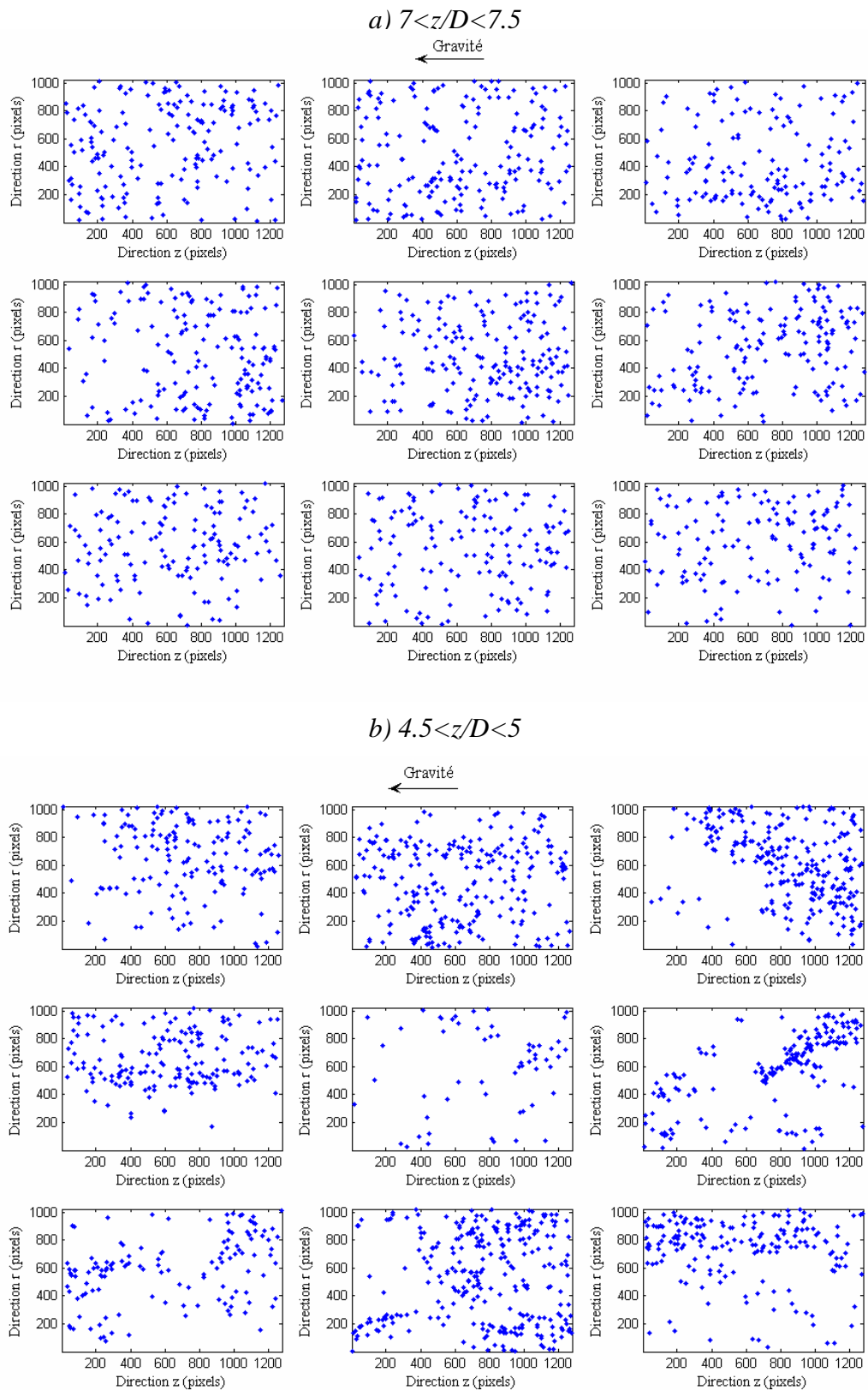


Figure V.3 Aperçus qualitatifs de champs de concentration en particules
aux cotes a) $7 < z/D < 7.5$ et b) $4.5 < z/D < 5$

Afin d'analyser le champ de concentration en particules de manière plus précise, nous avons procédé à la mesure statistique de l'écart de la distribution des particules à la loi de Poisson comme expliqué dans le § V.2.1.2.

La *Figure V.4* présente les densités de probabilité des concentrations en particules expérimentales et les distributions de Poisson associées pour deux cotes différentes. Cette figure met en évidence, comme le laissait présager les visualisations précédentes, que le champ de concentration en particules possède à la cote $z/D=4.3$ des caractéristiques contrastées par rapport à un ensemencement aléatoire uniforme représenté par la loi de Poisson, et ceci beaucoup plus qu'à la cote $z/D=7.4$. Mais malgré une signature des amas de particules moins apparente à la cote $z/D=7.4$, la *Figure V.5* montre que des inhomogénéités existent malgré tout dans la partie haute du tube. En effet, le maximum de la déviation de la distribution en particules par rapport à la loi de Poisson Σ est compris entre environ 0.3 et 0.8 pour $3.5 < z/D < 7.5$ (*Figure V.6b*). Ces valeurs sont en bon accord avec celles trouvées dans la littérature par Fessler *et al.* (1994) et Février (2000) de l'ordre de 0.4. Par contre, Aliseda *et al.* (2002) obtiennent une valeur plus faible de la déviation maximale ($\Sigma_{\max} \approx 0.2$). Les auteurs expliquent cette diminution de Σ_{\max} par la polydispersion de leur distribution en particules. Ceci tend alors à diminuer l'efficacité de la concentration préférentielle sur la répartition des particules dans l'écoulement et donc à diminuer Σ_{\max} . Dans notre étude, le maximum de Σ se renforce quand z/D décroît, et les écarts à la loi de Poisson sont particulièrement importants pour $z/D \leq 4.8$ et maximaux pour $z/D \approx 4$. Ceci peut s'expliquer de la manière suivante. Tout d'abord, durant leur chute, les particules ont un nombre de Stokes intégral qui, sans en être jamais très éloigné, se rapproche de la valeur $St_L = 0.15$ (*Figure V.6a*) pour laquelle les mécanismes à l'origine de la concentration préférentielle sont réputés les plus efficaces et les plus intenses (Février 2000 pour des nombres Reynolds Re_L de l'ordre de 100 comme dans notre étude cf. *Figure IV.5*). Ce St_L critique est franchi autour de $z/D=5$. Ainsi on peut comprendre que durant leur chute les particules voient des mécanismes de ségrégation préférentielle qui se renforcent. Mais dans notre écoulement la concentration préférentielle maximale n'est pas localisée autour de la zone où $St_L=0.15$. Le nombre de Reynolds de la turbulence évoluant peu, il ne peut expliquer le décalage d'un diamètre D selon z entre la position où les particules ont un nombre de Stokes critique et la zone où on observe la plus forte inhomogénéité du champ de concentration. Cet effet peut par contre être discuté en examinant l'évolution du paramètre β_L . Les particules voient en effet la contribution de la

gravité diminuer au cours de leur chute par rapport à la contribution de la turbulence puisque le paramètre β_L décroît quand z/D décroît (*Figure V.6a*). Pour que la concentration préférentielle puisse former des amas, il faut au moins que le temps d'interaction entre les particules et les structures tourbillonnaires à l'origine de la concentration préférentielle soit plus grand que le temps de retournement de ces structures. Or le rapport de ces temps est précisément l'inverse du paramètre β_L . Il faut donc que β_L soit suffisamment faible pour que des amas puissent se former. Nous constatons que les écarts à la loi de Poisson sont maximaux pour z/D autour de 4 où $St_L \approx 0.3$ et $\beta_L \approx 0.3$. Le décalage de cette position par rapport à la position $z/D \approx 5$ où $St_L \approx 0.15$ et $\beta_L \approx 0.9$, peut s'expliquer dans l'expérience de jet confiné par la compétition explicitée ci-dessus entre la gravité et la turbulence.

On notera en outre que l'écoulement contient des amas de taille bien déterminée pour $4 < z/D < 5.9$ puisqu'à chaque cote z/D , un maximum Σ_{max} est bien défini; et que des inhomogénéités de structuration spatiale plus diffuses sont révélées dans la zone autour de $z/D = 7.4$, puisque aucun maximum n'est perceptible à cette cote mais que les valeurs de Σ restent importantes.

Enfin, on notera que cette analyse met en évidence une taille caractéristique des amas formés. Cette taille est celle associée à la taille L_{zone} pour laquelle on mesure Σ_{max} . Cette taille L_{amas} reste quasiment constante et égale à 8 ou 10 mm pour $3.6 < z/D < 5.9$. Nous discuterons cette grandeur au paragraphe V.2.4.1.

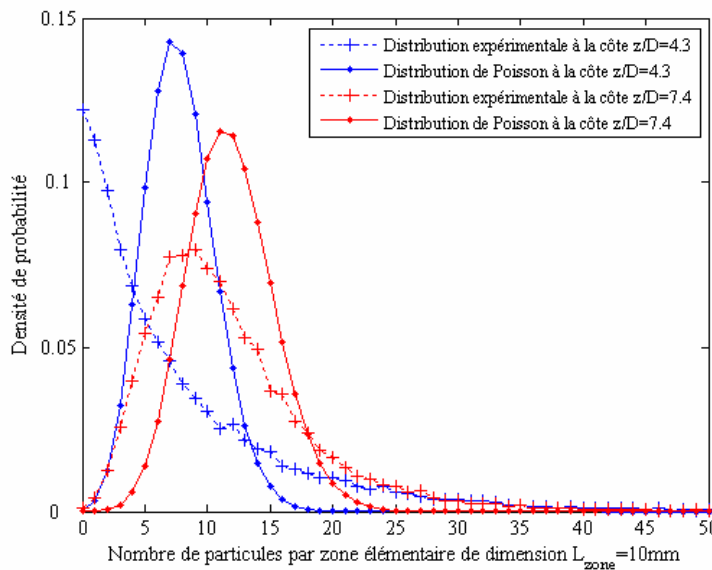


Figure V.4 Densité de probabilité de la concentration en particules à différentes cotes : $z/D=4.3$ et $z/D=7.4$

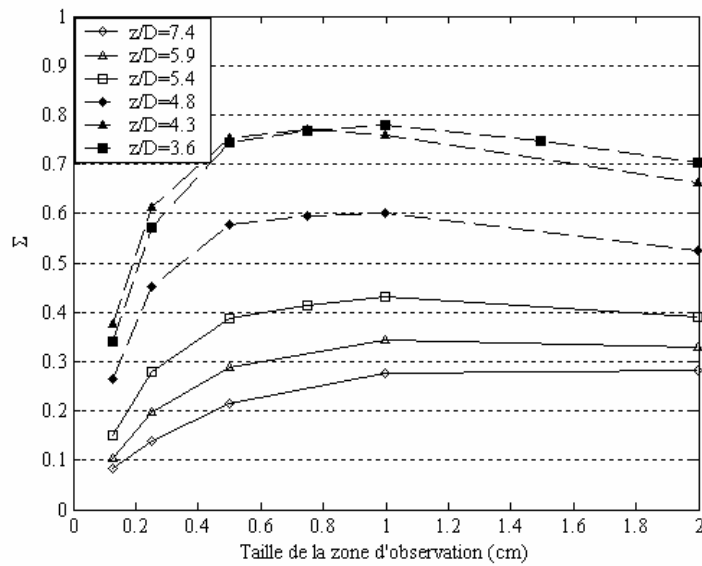


Figure V.5 Evolution du paramètre Σ en fonction de la taille de la zone d'observation à différentes cotes

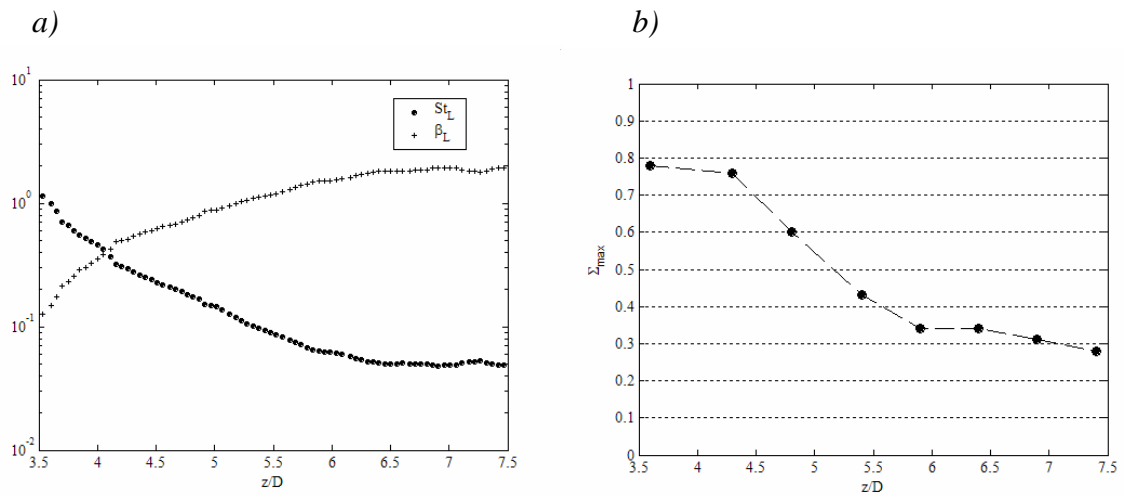


Figure V.6 Evolution axiale pour $3.5 \leq z/D \leq 7.5$ de :

a) Nombre de Stokes St_L et du paramètre β_L

b) Paramètre Σ_{max}

V.2.3 Mécanismes de formation des amas et localisation dans l'écoulement

Nous montrons ici quelques illustrations afin de mettre en évidence qualitativement les résultats obtenus au sujet des mécanismes à l'origine de la formation des amas de particules et qui confirment les résultats issus de la littérature (Wang et Maxey 1993, Eaton et Fessler 1994 notamment). Ces visualisations permettent en outre de discuter très qualitativement les dimensions des amas les plus perceptibles, leur surconcentration, et leur orientation par rapport à la gravité.

En considérant seulement les écoulements dilués i.e. en omettant les collisions entre particules et les perturbations générées par les particules de tailles similaires aux échelles de longueur de l'écoulement, des études ont montré que ce sont les structures tourbillonnaires présentes dans l'écoulement turbulent qui sont à l'origine de la concentration préférentielle (voir revue de Eaton & Fessler 1994). Ces structures influencent directement le mouvement fluctuant des particules. Les mécanismes à l'origine de la concentration préférentielle semblent être fortement liés à l'effet centrifuge qui tend à éjecter les particules hors des tourbillons produits par la turbulence et crée des zones d'accumulation de particules dans les zones de convergence (régions analogues aux points de stagnation, régions où le rotationnel est faible et où existent une forte convergence et divergence des lignes de courant) (cf. *Figure V.7*, Squires & Eaton 1990).

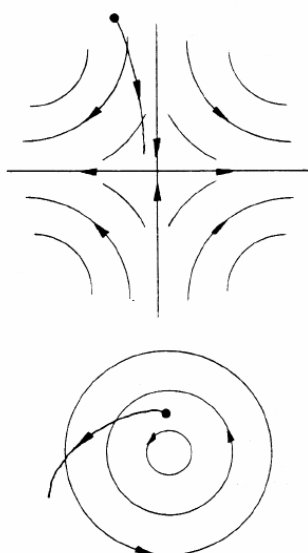


Figure V.7 Mouvements de particules dans deux cas d'écoulements 2D : une zone de convergence et un tourbillon (d'après Squires et Eaton 1990)

La *Figure V.8* présente une série de champs de particules superposés aux vitesses du fluide issus du traitement d'images prises autour de la cote $z/D=4.75$ afin d'illustrer les mécanismes de formation des amas.

De façon générale, l'analyse de ces champs met en évidence de nombreux regroupements de particules à l'extérieur des tourbillons, mais parfois aussi des distributions de particules assez homogènes. Ces distributions de particules semblent liées à l'activité tourbillonnaire à l'instant de la prise d'image. La faible activité tourbillonnaire comme sur la *Figure V.8a* entraîne ainsi une répartition relativement uniforme des particules dans le champ fluide.

Lorsque, par contre, l'activité tourbillonnaire au sein de l'écoulement devient plus intense les particules se positionnent à l'extérieur des tourbillons (cf. *Figures V.8b*), ainsi que la bibliographie le prévoit (Squires & Eaton 1990, Eaton & Fessler 1994).

Lorsque des regroupements de particules apparaissent dans l'écoulement turbulent, ils peuvent avoir diverses orientations (cf. *Figures V.8c*). Ces amas ont une longueur de l'ordre de 2.5 à 4.5 cm et une largeur de 1 à 5 mm. Le champ de la *Figure V.8d* est un exemple de traitement d'une image présentant deux regroupements de particules d'orientation essentiellement verticale. L'extension de ces amas est de l'ordre de 3 cm en longueur et de 2 à 4 mm en largeur. Chacun de ces amas comporte environ 70 particules. Le nombre moyen de particules par image étant de l'ordre de 252 dans cette série d'images (de dimension 4 cm sur 5 cm), la surconcentration en particules dans ces amas, par rapport à la situation homogène, est estimée de 5 à 9 fois la concentration moyenne. Les surconcentrations estimées à partir du traitement d'autres images à la même cote $z/D=4.75$ restent du même ordre. Ces estimations qualitatives des surconcentrations en particules au sein de l'écoulement turbulent sont à rapprocher des résultats trouvés dans la littérature pour des écoulements similaires. Aliseda *et al.* (2002) ont mis en évidence dans leurs travaux expérimentaux, par une analyse très précise, des surconcentrations moyennes plus faibles que celles estimées dans notre étude, de l'ordre de 2 ou 3 fois la concentration moyenne. Les surconcentrations estimées dans les études numériques de Squires et Eaton (1990 et 1991) et de Wang et Maxey (1993) présentent des valeurs extrémales très importantes : de l'ordre de 20 à 50 fois la concentration moyenne en particules. Même si l'estimation de la surconcentration moyenne de particules dans les amas n'est que qualitative dans notre étude, l'ordre de grandeur estimé est cohérent avec les valeurs trouvées dans la littérature.

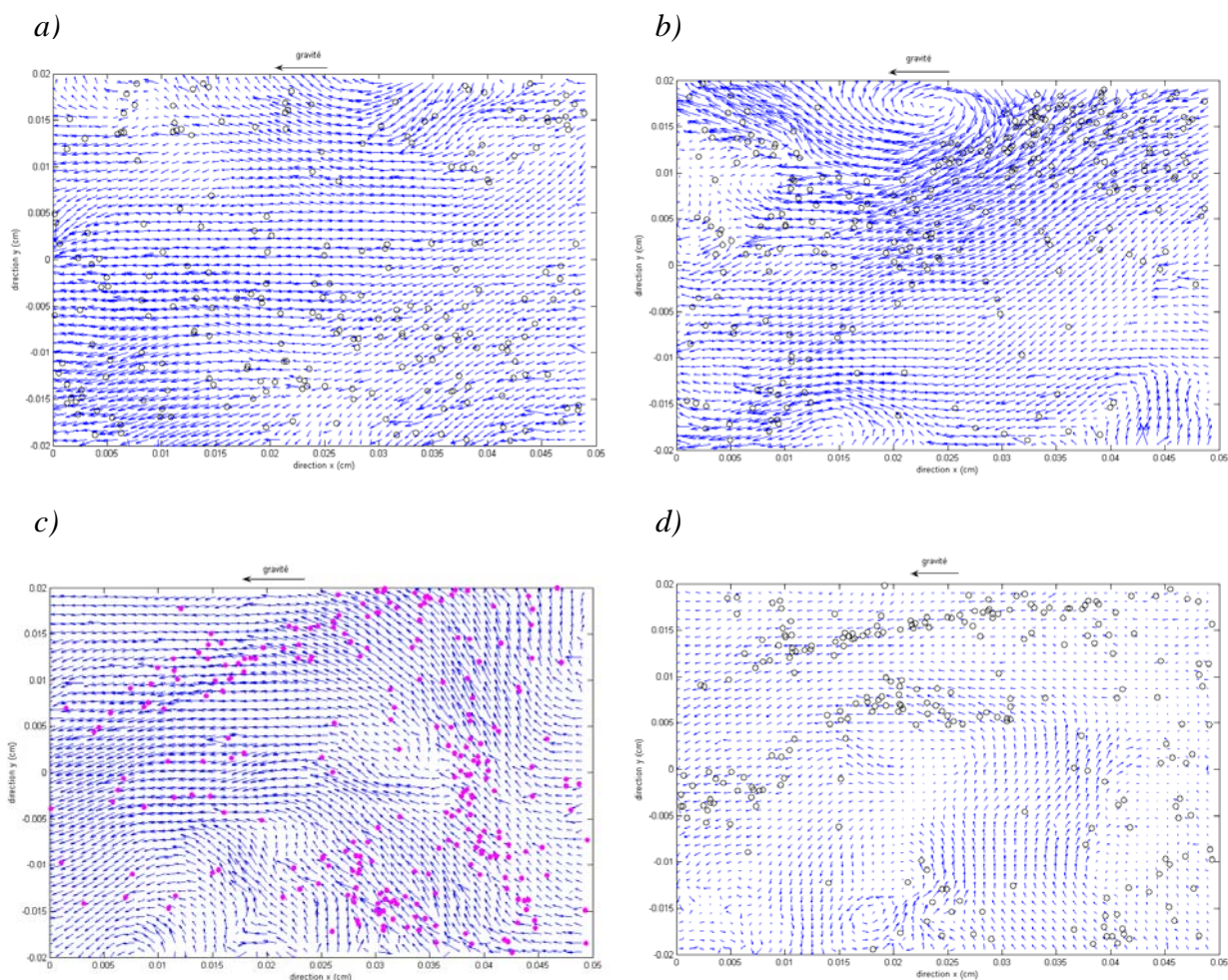


Figure V.8 Champs de particules superposés aux vitesses du fluide à la cote $z/D=4.75$

o et *•* Particules → Vitesse du fluide

La Figure V.9 présente comme sur la figure précédente des champs de particules superposés aux vitesses du fluide mais maintenant à la cote $z/D=6.75$. Les différents champs présentés dans cette zone sont représentatifs de la plupart des visualisations effectuées dans cette zone et permettent de penser que la répartition dans cette région haute du tube est plus homogène qu'à la cote $z/D=4.75$, et ceci visiblement en raison de la faible activité tourbillonnaire et du faible temps d'interaction entre les particules et les structures turbulentes.

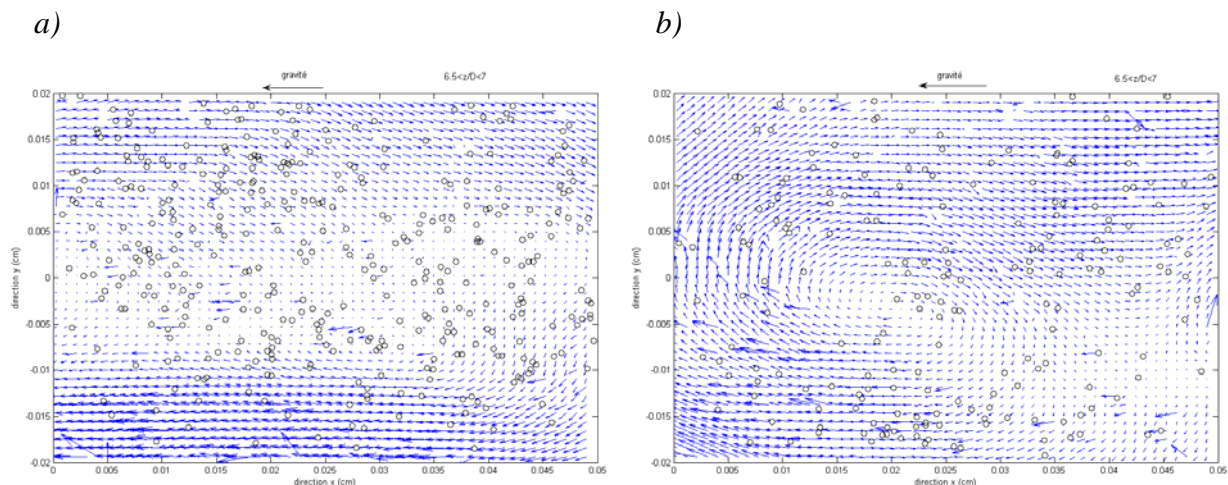


Figure V.9 Champs de particules superposés aux vitesses du fluide à la cote $z/D=6.75$

o Particules → Vitesse du fluide

V.2.4 Echelles de temps et de longueur caractéristiques des amas

V.2.4.1 Echelles de longueur

Les échelles de longueur caractéristiques des amas peuvent être estimées expérimentalement de deux façons différentes.

Une première estimation de l'échelle de longueur des amas de particules L_{amas} est obtenue en considérant l'échelle de longueur pour laquelle le paramètre Σ (cf. § V.2.1.2), caractérisant la déviation du champ de concentration en particules par rapport à une distribution aléatoire, est maximal. Pour $3.8 < z/D < 5.4$, l'écart maximum à la loi de Poisson est obtenu pour une échelle de longueur L_{amas} quasi constante et égale à 1 cm environ (cf. Figure V.5). Mais cette échelle de longueur L_{amas} caractérise de façon très globale les amas et s'interprète difficilement. En effet, cette échelle représente une dimension caractéristique des amas qui peuvent prendre différentes formes. Ainsi, L_{amas} peut représenter la longueur d'un amas de forme allongée ou bien le diamètre moyen si les particules forment un nuage (cf. Février 2000). Il est alors difficile sur une série d'images d'interpréter l'estimation de l'échelle L_{amas} .

D'autre part, les visualisations des champs de particules (cf. Figure V.8 et Figure V.9) permettent d'estimer très qualitativement les tailles des amas les plus perceptibles et leur orientation. Cette estimation qualitative privilégie certainement l'estimation des amas les plus dynamiques, persistants ou de grande ampleur et il est difficile visuellement de donner des

grandeurs caractéristiques représentatives et robustes du point de vue statistique. Par ailleurs, la restriction de la visualisation à un plan de l'écoulement (en raison de la technique PIV 2D2C utilisée) complique l'analyse. On ne peut donc mener qu'une analyse qualitative des amas formés sur ces champs de particules. Nous constatons qu'autour de $z/D=4.75$ (cf. *Figure V.8*), les amas peuvent être orientés dans toutes les directions, mais une majorité d'entre eux sont essentiellement verticaux. Les amas les plus nets sont des structures de forme allongée, de longueur allant jusqu'à 2 ou 3 cm, et de largeur variant entre 1 et 5 mm, avec plus d'évènements de largeur de l'ordre de 5 mm.

Nous avons comparé ces longueurs caractéristiques des amas de particules à celles données dans la littérature, et qui sont reliées aux échelles de la turbulence (cf. Fessler *et al.* 1993, Février 2000, Aliseda *et al.* 2002, Yang et Shy 2005). Afin de procéder à ces comparaisons avec la littérature, nous avons estimé les échelles de la turbulence caractéristiques de notre écoulement qui évoluent le long du tube à partir des mesures de variance des vitesses du fluide et de l'échelle intégrale longitudinale de longueur.

La *Figure V.10* présente donc les évolutions axiales de l'échelle de Kolmogorov η_k et de la micro échelle de Taylor λ_g à partir des relations usuelles strictement valables en THI mais ici reprises (cf. chapitre I), ainsi que les échelles intégrales de longueur longitudinale L_{zz} et transversale L_{zr} calculées en écoulement diphasique (calcul présenté au § *V.3.1.1*).

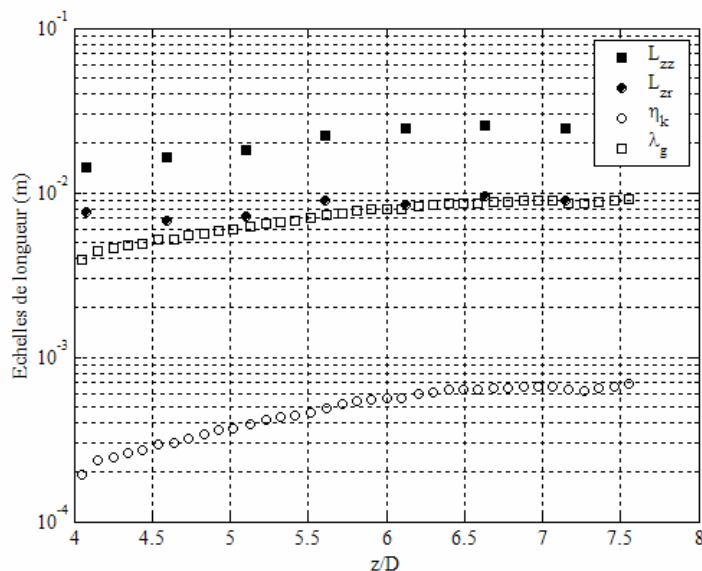


Figure V.10 Evolution axiale des échelles de longueur caractéristiques de la turbulence du fluide dans la partie haute du tube : Echelles intégrales longitudinale (L_{zz}) et transversale (L_{zr}) en diphasique, échelle de Kolmogorov η_k et micro-échelle de Taylor λ_g

Nous avons alors estimé le lien entre ces échelles de longueur caractéristiques de la turbulence du fluide et les tailles des amas estimés par la procédure d'évaluation de L_{amas} ou qualitativement par les visualisations des champs de particules dans différentes zones hautes de l'écoulement. Par exemple, autour de la cote $z/D=5.4$, l'échelle de longueur des amas est de l'ordre de $L_{amas}=10\text{mm}$, l'échelle de Kolmogorov $\eta_k=0.4\text{mm}$ et la micro-échelle de Taylor $\lambda_g=6\text{mm}$. Autour de $z/D=4.3$, les échelles précédentes sont respectivement de l'ordre de $L_{amas}=7.5\text{mm}$, $\eta_k=0.25\text{mm}$ et $\lambda_g=3.5\text{mm}$. Il apparaît que les dimensions des amas L_{amas} sont donc de l'ordre de $25-30\eta_k$ ou $1.7-2.1\lambda_g$. Ces ordres de grandeurs sont proches de ceux estimés par Yang et Shy (2005) ($L_{amas}\approx\lambda_g$) mais sont par contre plus importants que les estimations données dans les études de Fessler *et al.* (1994) ($L_{amas}\approx 6-20\eta_k$) et Aliseda *et al.* (2002) ($L_{amas}\approx 10\eta_k$). Février (2000) a montré à partir de l'analyse du champ 3D de concentration en particules issu d'une DNS que, lorsque $St_L > 1/9.5$, on a $L_{amas}\approx 0.36$ à $0.6St_L^{0.5}L_{zz}$. Nos mesures expérimentales sont proches de cette estimation avec un coefficient multiplicatif plus élevé (d'ordre 1 à 1.5).

En conclusion, les estimations des ordres de grandeur des tailles d'amas dans notre expérience sont comparables aux valeurs trouvées dans la littérature en général. Ceci est un résultat encourageant mais il faut malgré tout rester très vigilant dans l'analyse qui reste essentiellement qualitative.

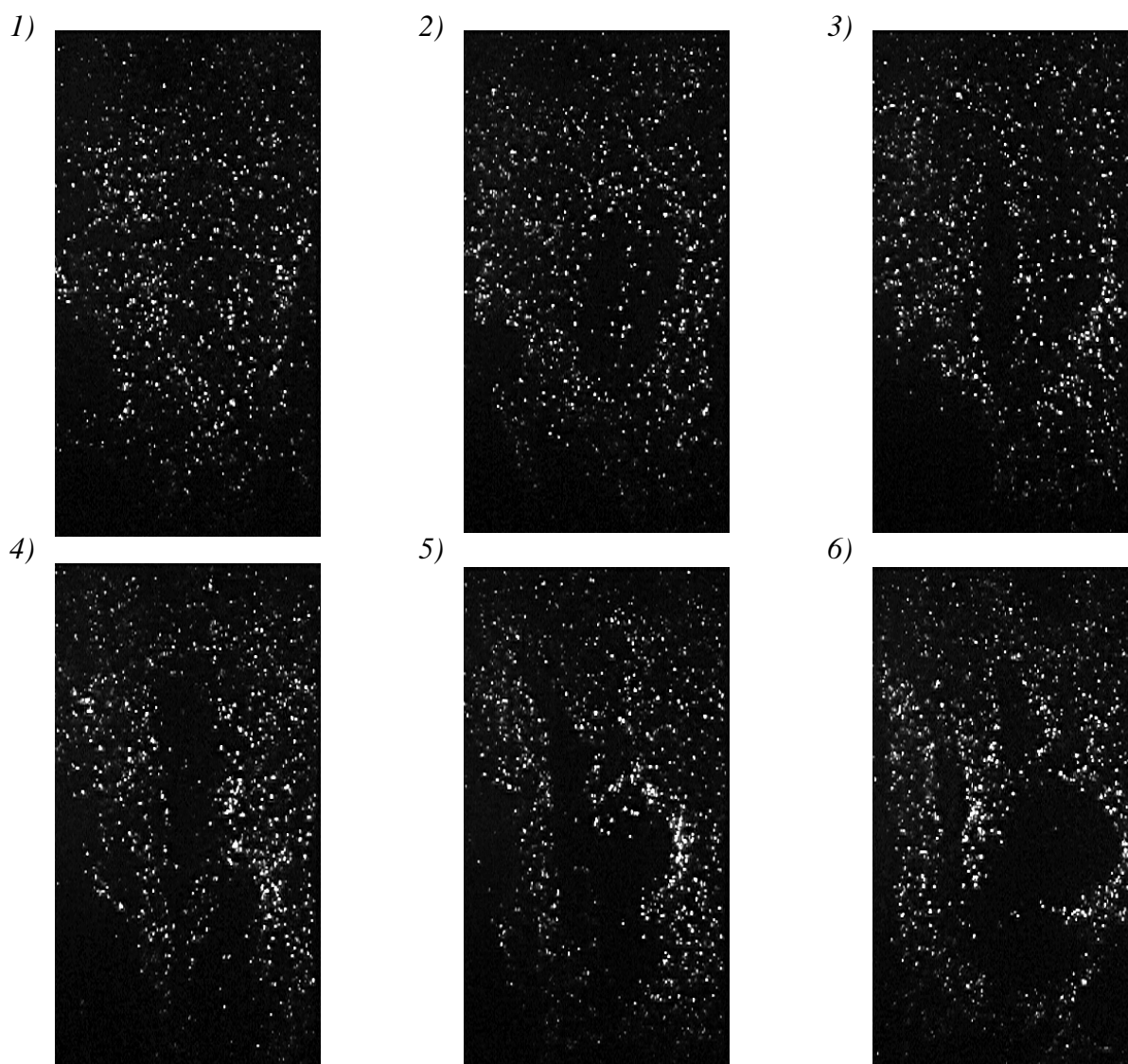
D'autres échelles de longueur caractéristiques des amas de particules sont aussi estimées dans la littérature telles que la distance entre deux amas (Fessler *et al.* 1994, Février 2000), mais de part l'analyse qualitative menée ici, nous n'avons pas pu accéder à ces grandeurs.

V.2.4.2 Echelles de temps

A notre connaissance, dans la littérature il n'existe pas de caractérisation robuste des échelles de temps de formation ou de persistance des amas de particules qui se forment en présence de concentration préférentielle. Le temps nécessaire à la formation d'amas en THI stationnaire varie ainsi de $0.13T_e$ (Yang et Lei 1998, Yang et Shy 2005) à $2T_e$ ou $4T_e$ (Wang et Maxey 1993, Février 2000) et reste donc déterminé de façon très imprécise (T_e étant l'échelle de temps de retournement des tourbillons dont l'expression est donnée au § 1.1.2.1).

A partir d'un enregistrement à 25 Hz, nous avons estimé expérimentalement un temps caractéristique de la persistance des amas. Un film a été réalisé autour de la zone comprise entre les cotes $z/D=4.6$ et $z/D=5.9$, centrée sur l'axe et d'extension transversale 6.6 cm. La

Figure V.11 présente une séquence d'images issue de ce film qui illustre cette persistance temporelle des regroupements de particules. A partir de l'image n°2, on perçoit une zone appauvrie en particules en forme de cœur. Cette zone appauvrie persiste, tout en évoluant en forme jusqu'à l'image n°10 environ. Elle reste aux environs de la même cote. On suit donc sur 320 ms cette structuration du champ de concentration. Dans notre cas, c'est un temps plutôt caractéristique de la persistance des amas puisqu'il représente le temps durant lequel la zone fortement appauvrie en particules persiste sur le film. Notons par ailleurs que la dimension caractéristique de cette zone appauvrie en particules (de l'ordre de 3 cm) est compatible avec les estimations de distance moyenne entre amas données par Février (2000) de l'ordre de 1.3 à $2L_{zz}$, puisque l'échelle L_{zz} varie dans cette zone entre 1.5 et 2.5 cm.



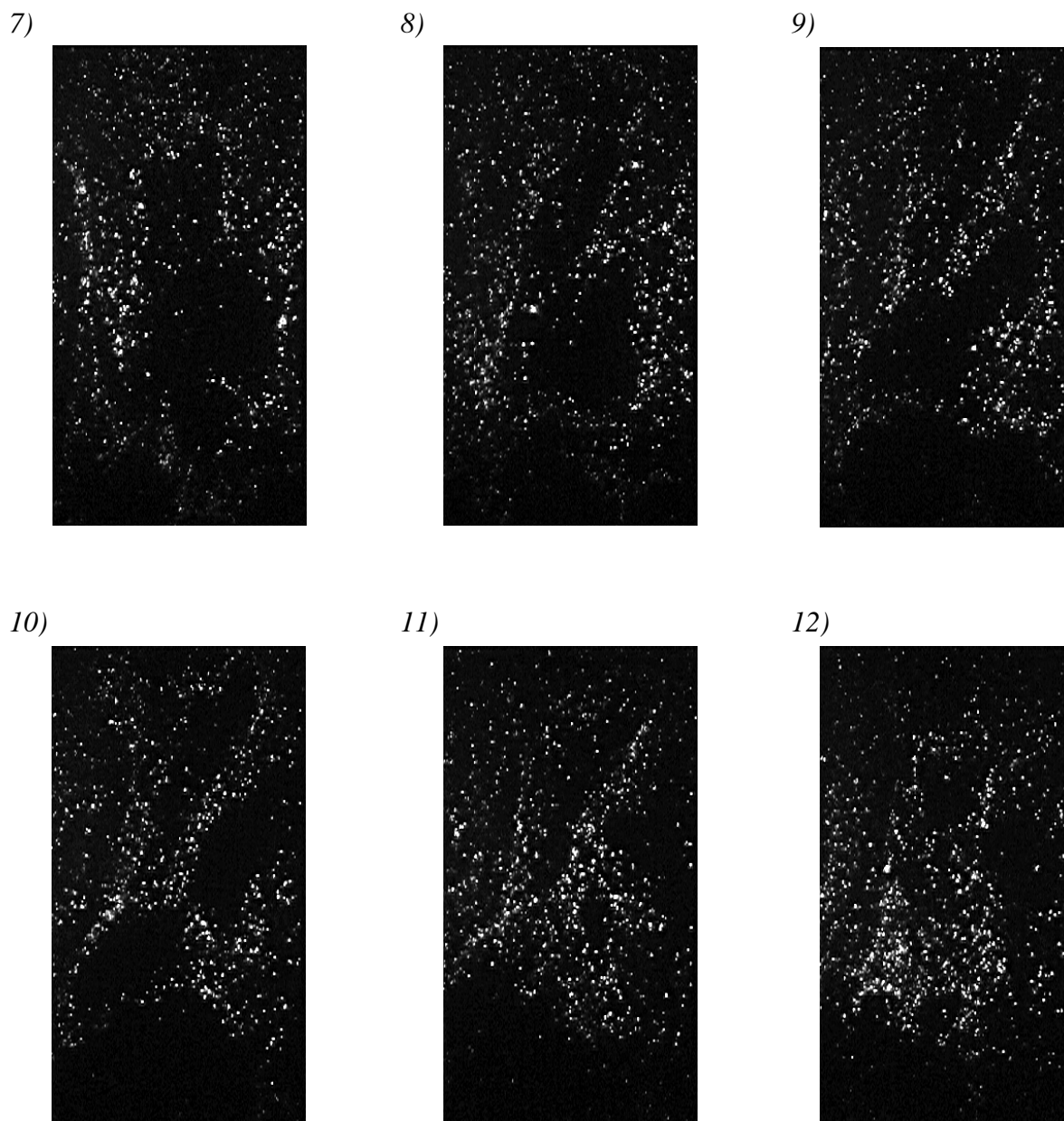


Figure V.11 Séquence d'images issue d'un enregistrement à 25 Hz ($4.6 < z/D < 5.9$)

Afin de comparer l'estimation de ce temps de persistance expérimental aux diverses échelles temporelles, la *Figure V.12* présente les temps caractéristiques de l'interaction entre particules et turbulence et les divers temps caractéristiques de formation et de persistance des amas T_{amas} donnés par la littérature (Wang et Maxey 1993, Yang et Shy 2005).

Précisons tout d'abord qu'il nous a semblé pertinent de comparer ce temps de persistance expérimental à ceux issus d'études en écoulement de THI stationnaire malgré l'inhomogénéité de l'écoulement pour la raison explicitée ci-après. Considérons en effet T_{NH}

le temps caractéristique de la variation de turbulence le long de la trajectoire des particules liée à l'inhomogénéité du champ turbulent. On peut estimer ce temps par :

$$T_{NH} = \frac{D}{B\overline{U}_{zp}}$$

où D diamètre du tube, \overline{U}_{zp} vitesse moyenne verticale des particules et D/B est l'échelle de longueur caractéristique de l'inhomogénéité i.e. des variations de u'_{zf} pour une évolution de la forme $\overline{u'^2_{zf}}(z) = \text{cste.} \exp(-B \frac{z}{D})$ obtenue après un lissage des données expérimentales.

Le temps de séjour T_{res} des particules dans une région de la taille de l'échelle intégrale longitudinale de longueur L_{zz} est défini ainsi :

$$T_{res} = \frac{L_{zz}}{\overline{U}_{zp} - \overline{U}_{zf}} \quad \text{où } \overline{U}_{zf} \text{ vitesse moyenne verticale du fluide.}$$

D'après la *Figure V.12*, les particules voient une turbulence quasi stationnaire tout au long de leur chute puisque $\forall z/D : \tau_p \ll T_{NH}$ et $T_{res} < T_{NH}$. On peut donc considérer que leur interaction avec la turbulence locale est proche de celle qu'elles auraient si la turbulence locale était homogène. Il est alors pertinent de comparer notre mesure du temps de persistance d'un amas T_{amas} aux estimations données en THI stationnaire par la littérature.

En THI, les temps de formation d'amas estimés dans la littérature sont de l'ordre de $T_{amas} = 4\tau_k$ (ou $0.1T_e$) (Yang & Shy 2005), à $T_{amas} = 25\tau_k$ (ou $2T_e$) (cf. Wang et Maxey 1993) ou encore de l'ordre de $T_{amas} = 2 \text{ à } 4T_e$ (Février 2000), avec τ_k et T_e les échelles de temps de l'écoulement respectivement de Kolmogorov et intégrale liées en THI par la formule $T_e = \tau_k \text{Re}_\lambda / \sqrt{15}$.

Une étude de la dispersion relative de particules au sein d'amas en l'absence de gravité, a permis à Février (2000) de donner une première estimation du temps de persistance des amas qui est de l'ordre de $5T_e$. Sur la *Figure V.12*, on constate que le temps de persistance expérimental (0.32s pour $4.6 < z/D < 5.9$) est du même ordre de grandeur que le temps de retournement des échelles intégrales T_e et que le temps de résidence des particules au sein de ces échelles T_{res} . Notre suivi des amas dans le seul plan laser explique certainement en partie que nous sous-estimions leur durée de vie par rapport à l'étude de Février (2000). La présence de gravité induit également des écarts à cette étude.

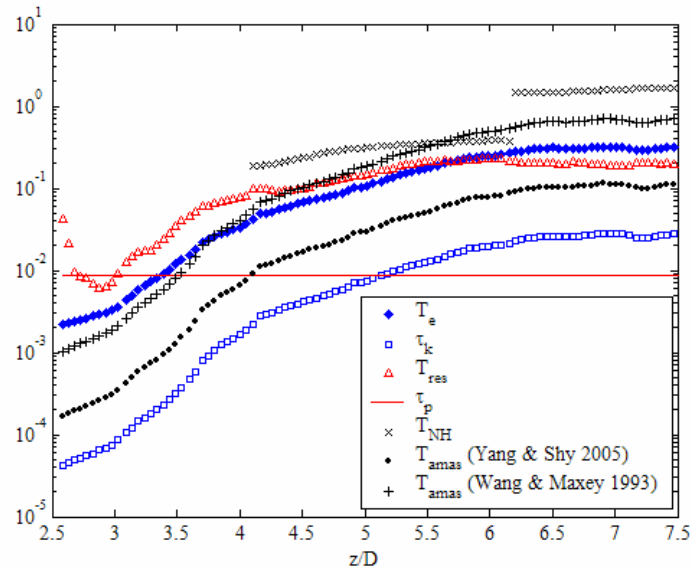


Figure V.12 Temps caractéristiques de l'interaction entre particules et turbulence
Temps caractéristiques des amas

V.3 Modification de la turbulence par les particules

V.3.1 Structure spatiale de l'écoulement turbulent

V.3.1.1 Corrélations des vitesses du fluide en deux points et échelles intégrales de longueur

De la même manière qu'au paragraphe II.4.3.6, nous avons estimé, pour la phase fluide en écoulement diphasique, les coefficients de corrélations spatiales à différentes cotes le long du tube situées au-dessus de $z/D=3.5$, à partir des mesures en deux points. Ces mesures eulériennes des coefficients de corrélation des vitesses du fluide permettent une première analyse de la structure spatiale de la turbulence à laquelle les particules répondent. C'est à partir des échelles intégrales spatiales eulériennes calculées avec ces coefficients que nous avons estimé l'ordre de grandeur des nombres de Stokes dans l'écoulement.

Ces calculs de corrélations ont été menés en 2 dimensions, avec une origine centrée sur l'axe et aux cotes respectives $z/D=4.1$ et $z/D=6.6$, et sont reportés en annexe V.1. Ces champs de corrélation 2D permettent notamment de mettre en évidence la symétrie des corrélations dans le plan de mesure PIV aussi bien selon la direction transversale (Δr) que selon la direction longitudinale (Δz), malgré la direction d'inhomogénéité de l'écoulement selon z .

Nous avons extrait de ces champs de corrélation 2D les coefficients de corrélation longitudinale $f(\Delta z)$ et transversale $g(\Delta r)$ en effectuant des coupes de ces champs. La *Figure V.13* présente ces coefficients de corrélations spatiales pour des origines situées à différentes cotes $z/D > 3.5$. Les coefficients de corrélation longitudinale $f(\Delta z)$ sont tracés, de même que dans le § II.4.3.6, pour $(z/D)_i < z/D < (z/D)_f$, $(z/D)_i$ représentant l'origine du calcul de corrélation et $(z/D)_f$ la cote extrême servant au calcul de corrélation.

Au voisinage de $z/D = 3.6$ et 4.6 , les fonctions $f(\Delta z)$ et $g(\Delta r)$ conservent leurs formes respectives inchangées en écoulement diphasique par rapport à la situation monophasique. Cela traduit un raccordement de la turbulence à la turbulence induite par le jet de tube monophasique. Les modifications induites par les particules sur la turbulence dans la partie haute du tube s'atténuent dans cette région pour laisser place à une turbulence dont la structure est assez proche de celle de l'écoulement monophasique dans la même zone.

Par contre, une transition de forme de $f(\Delta z)$ a lieu au delà de $z/D = 5.35$. Cette fonction ne suit plus le comportement qu'elle avait en écoulement monophasique. Dans la zone haute, hormis pour les valeurs associées aux très faibles décalages spatiaux, la décroissance de $f(\Delta z)$ donne l'impression d'être quasi linéaire. Il est également important de noter que cette fonction devient indépendante de la position z/D où est effectuée la mesure au-delà de $z/D = 5.35$. La chute brutale du niveau de corrélation aux très faibles décalages pour les deux fonctions $f(\Delta z)$ en $z/D > 5.6$ provient peut-être de la mesure, et d'un bruit décorréolé spatialement dans la fenêtre PIV. Il convient donc d'examiner avec prudence les deux mesures de $f(\Delta z)$ en partie haute. Au-delà de $z/D = 5.35$, la fonction $g(\Delta r)$ dévie elle aussi des lois mesurées en écoulement monophasique. La modification de $g(\Delta r)$ par rapport à la situation monophasique est différente de celle observée pour $f(\Delta z)$. En effet, en écoulement diphasique, la fonction $g(\Delta r)$ n'évolue plus lorsqu'on se déplace longitudinalement, elle est invariante dans la zone $3.6 < z/D < 6.6$.

Si en écoulement monophasique, on a pu relier les évolutions de forme des coefficients de corrélation aux évolutions des nombres de Reynolds de la turbulence (cf. *Figure II.28*), cet argument ne tient plus en écoulement diphasique. En effet, au-delà de $z/D = 5.35$, le nombre de Reynolds de la turbulence (Re_L ou Re_λ) évolue très peu en écoulement diphasique (cf. § IV.3 et *Figure IV.5*), et ne peut donc pas expliquer les évolutions des coefficients de corrélation. La modification différenciée selon que l'on considère la fonction de corrélation transversale ou la fonction de corrélation longitudinale, suggère par ailleurs que la gravité joue un rôle dans la

modification des champs des vitesses. Nous verrons que l'analyse suivante permettra de mettre clairement en évidence le rôle de la gravité dans la génération de la turbulence dans la partie haute du tube ($z/D > 5.35$).

A partir des coefficients de corrélation, nous avons calculé les échelles intégrales de longueur longitudinale et transversale correspondantes. Dans le cas monophasique, pour certains coefficients de corrélations longitudinales dans les zones hautes ($5.6 < z/D < 7.6$), la convergence dans la fenêtre n'est pas atteinte et entraîne des estimations des échelles intégrales L_{zz} beaucoup moins pertinentes dans ces régions puisque nous avons dû estimer ces échelles en extrapolant les coefficients de corrélation. Malgré tout, les estimations des échelles de longueur en écoulements monophasique et diphasique sont reportées sur la *Figure V.14*, même pour les zones hautes afin d'avoir une estimation des grandeurs caractéristiques de l'écoulement. Les échelles intégrales de longueur en écoulement diphasique atteignent vers $z/D=5.5$ des valeurs asymptotiques contrairement au cas monophasique où elles continuent à augmenter jusqu'en haut du tube. L'échelle intégrale longitudinale est de l'ordre de $L_{zz}=0.25D$ et l'échelle intégrale transversale de l'ordre de $L_{zz'}=0.1D$.

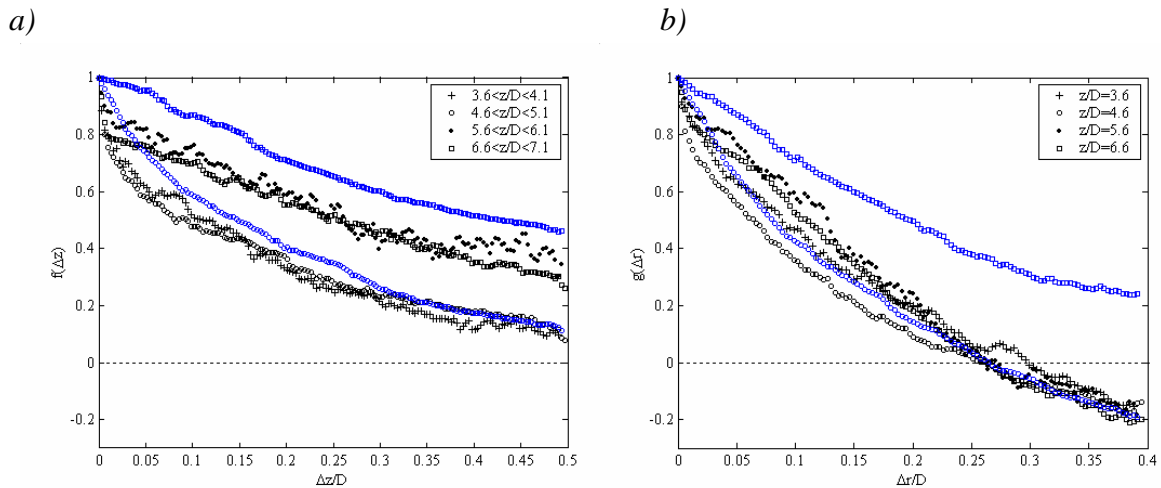


Figure V.13 Coefficients de corrélations spatiales

a) longitudinales

b) transversales

Bleu : Ecoulement monophasique

Noir : Ecoulement diphasique

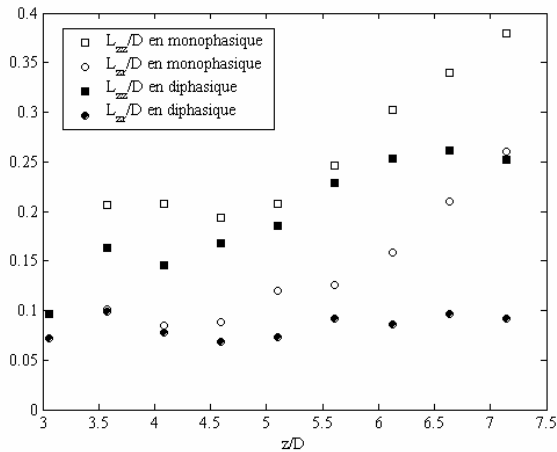


Figure V.14 Echelles de longueur intégrales longitudinale (L_{zz}) et transversale (L_{zr}) normées par le diamètre du tube D en écoulement monophasique (symboles vides) et diphasique (symboles pleins)

V.3.1.2 Corrélations des vitesses des particules en deux points

Nous avons calculé les fonctions de corrélation des vitesses de particules en deux points pour analyser la corrélation spatiale des vitesses entre particules voisines. Pour obtenir des fonctions convergées raisonnablement d'un point de vue statistique, nous avons procédé de la façon suivante. L'espace physique est divisé en bandes horizontales ou verticales (de 0.6 mm de largeur). Dans chaque bande, on identifie les couples de positions de particules qui restent inclus dans cette bande. Ces couples donnent chacun une contribution à la corrélation pour un décalage projeté selon la direction alignée avec la bande. Les fonctions de corrélation ainsi obtenues sont encore bruitées. On calcule donc une fonction moyennée sur plusieurs bandes (5 à 10).

Nous traçons ainsi respectivement les coefficients de corrélation pour des décalages verticaux δz autour de $r=0$. Ils sont calculés respectivement pour les vitesses verticales puis pour les vitesses horizontales :

$$R_{u_z u_z}(\delta z, r=0) = \frac{C_{u_z u_z}(\delta z, r=0)}{u_{zp}^2} \quad R_{u_r u_r}(\delta z, r=0) = \frac{C_{u_r u_r}(\delta z, r=0)}{u_{rp}^2} .$$

De la même façon, nous reportons les coefficients de corrélation des vitesses verticales et des vitesses horizontales obtenus pour des décalages transversaux δr autour de $z/D = (z/D)_0 \pm 0.1$:

$$R_{u_z u_z}((z/D)_0, \delta r) = \frac{C_{u_z u_z}((z/D)_0, \delta r)}{u_{zp}^2} \quad R_{u_r u_r}((z/D)_0, \delta r) = \frac{C_{u_r u_r}((z/D)_0, \delta r)}{u_{rp}^2} .$$

On remarque tout d'abord sur la *Figure V.15* le comportement spécifique de ces coefficients de corrélations des vitesses de particules au voisinage de l'origine. La présence d'une discontinuité associée à une fonction de Dirac révèle la présence de fluctuations de vitesses non corrélées spatialement aux plus petites échelles. Ce comportement a déjà été mis en évidence par d'autres auteurs (Simonin *et al.* 2002, Khalitov et Longmire 2003).

Quelle que soit la composante considérée, les coefficients de corrélation $R_{u_z u_z}$ dans la zone la plus haute (autour de $z/D=6.9$) diffèrent nettement des coefficients de corrélation dans le reste de l'écoulement (*Figures V.15a et V.15b*). Pour $z/D=6.9$, $R_{u_z u_z}(\delta z)$ (*Figure V.15a*) garde une valeur importante sur une grande extension longitudinale, alors que u'_{zp} est relativement peu corrélé dans la direction radiale ($R_{u_z u_z}(\delta r)$ représenté sur la *Figure V.15b*). Cela illustre la prédominance des mouvements de paquets de particules essentiellement verticaux. $R_{u_z u_z}(\delta z)$ est alors très semblable au coefficient de corrélation longitudinal des vitesses du fluide (*Figures V.13a*), ce qui peut être relié au fort couplage inverse présent dans cette zone.

Dans les autres sections de mesure, $R_{u_z u_z}(\delta z)$ a une autre forme qui reste invariante quelque soit $z/D < 6.9$ (*Figure V.15a*). Ce coefficient diffère alors du coefficient de corrélation longitudinal des vitesses du fluide. La décorrélation des vitesses des particules aux petites échelles est importante par rapport à celle des vitesses du fluide et ne varie pas avec le nombre de Stokes contrairement aux résultats de simulation de Simonin, Février et Laviéville (2002). Ceci doit être lié à la présence de la gravité et à une forte vitesse relative qui rend les trajectoires des particules voisines plus indépendantes les unes des autres. De la même façon, $R_{u_z u_z}(\delta r)$ varie peu entre les différentes zones de mesures autres que celle située en $z/D=6.9$. Mais la fonction $R_{u_z u_z}(\delta r)$ s'atténue plus vite que $R_{u_z u_z}(\delta z)$.

Quelle que soit la position de mesure, les niveaux de corrélation aux petites échelles pour $R_{u_r u_r}$ (*Figures V.15c et V.15d*) sont un peu plus élevés que ceux de $R_{u_z u_z}$.

Les fonctions $R_{u_r u_r}(\delta z)$ et $R_{u_r u_r}(\delta r)$ ont des niveaux de décorrélation aux petites échelles qui varient suivant la zone dans laquelle la mesure est effectuée. Pour les zones autres que celle

située en $z/D=6.9$, ce niveau (*Figures V.15c et V.15d*) est d'autant plus faible que le nombre de Stokes St_L est faible et le paramètre β_L important. Cela montre que dans notre étude le paramètre β_L , parce qu'il a des valeurs non négligeables, prend le pas sur le nombre de Stokes pour expliquer la décorrélation spatiale du mouvement des particules.

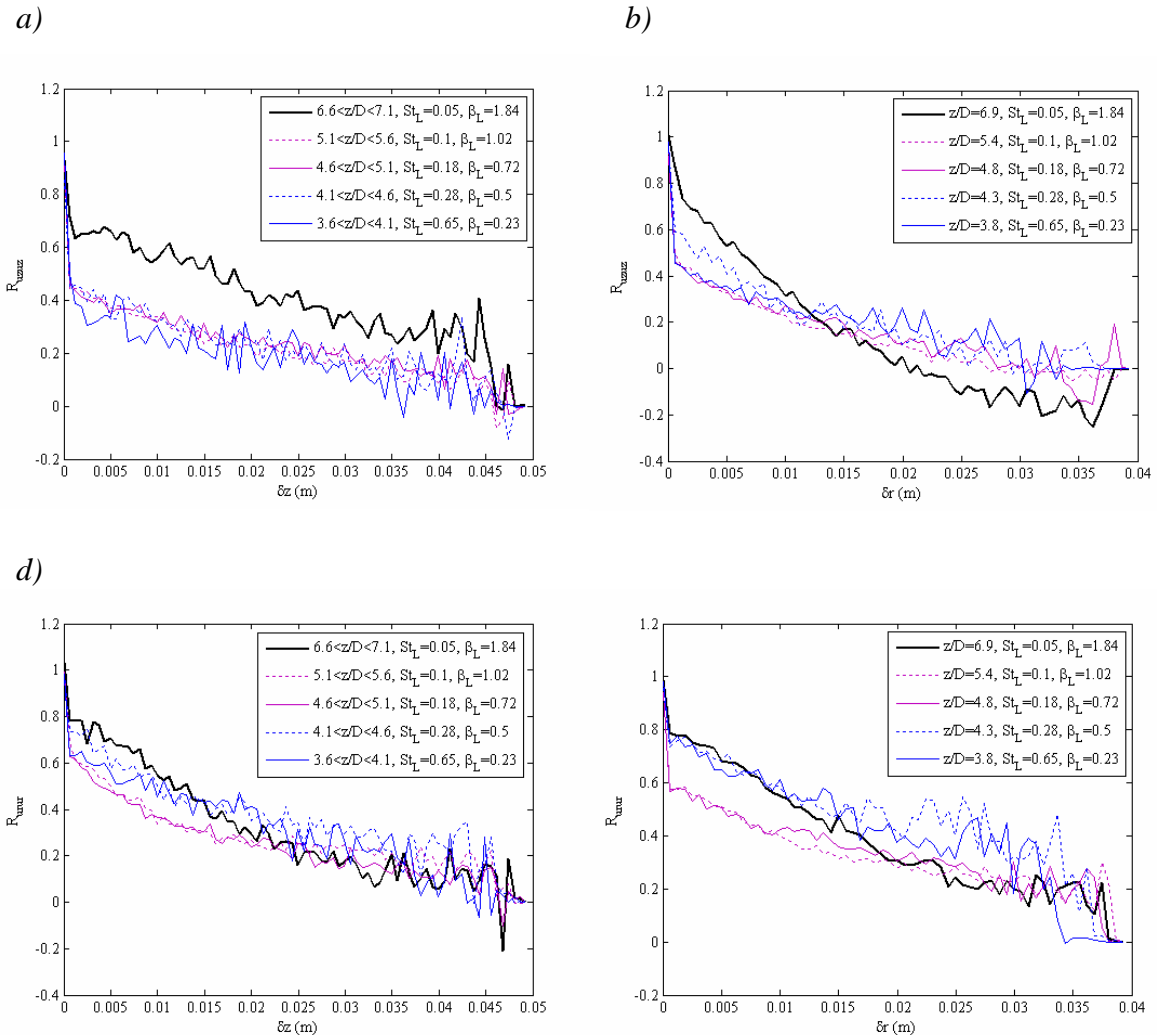


Figure V.15 Coefficients de corrélation des vitesses de particules en deux points

a) $R_{u_z u_z}(\delta z, r=0)/R_{u_z u_z}(\delta z)$

b) $R_{u_z u_z}((z/D)_0, \delta r)/R_{u_z u_z}(\delta r)$

c) $R_{u_r u_r}(\delta z, r=0)/R_{u_r u_r}(\delta z)$

d) $R_{u_r u_r}((z/D)_0, \delta r)/R_{u_r u_r}(\delta r)$

Pour différentes cotes, nombres de Stokes et paramètres β

V.3.2 Modèle d'alimentation de l'énergie cinétique du fluide par des effets de flottabilité

Nous proposons ici une discussion d'un mécanisme d'alimentation de l'énergie cinétique du fluide qui est vraisemblablement à l'origine de la profonde modification de la turbulence

dans la partie haute du tube ($z/D > 5$) en écoulement diphasique par rapport à la situation monophasique. Nous examinerons plus loin les mécanismes usuels de couplage inverse, et nous constaterons que leur contribution ne peut pas expliquer les modifications importantes du niveau énergétique ou de l'anisotropie.

Aliseda *et al.* (2002) ont montré que les effets d'alourdissement local induits par les amas peuvent donner lieu à une augmentation de la vitesse de chute des particules qui se rajoute à l'effet de « balayage » des particules dans les zones de vitesse du fluide préférentiellement descendantes mis en évidence par Wang et Maxey (1993). Cet effet d'alourdissement correspond à un effet collectif des particules, qui en se regroupant génèrent des régions de surconcentration ou de valeurs plus élevées de la fraction volumique en particules. Ces régions sont en quelque sorte des régions de masse volumique équivalente du mélange plus importante.

Nous proposons donc ici de considérer en première approximation une analogie entre la turbulence induite par des inhomogénéités de masse volumique en écoulement monophasique, et celle induite par des inhomogénéités de fraction volumique de la phase dispersée en écoulement diphasique.

Batchelor *et al.* (1992) ont étudié les mécanismes sous-jacents de la turbulence monophasique homogène induite par des effets de flottabilité. Ils ont ainsi montré comment une distribution de masse volumique aléatoire et statistiquement homogène génère des mouvements aléatoires par l'action des forces de flottabilité en présence de gravité. Les forces visqueuses s'opposent aux mouvements induits, et la diffusion moléculaire assure l'atténuation des variations de masse volumique en l'absence de mécanisme de création de fluctuation de masse volumique. Les mouvements induits participent également activement au mélange. Les non linéarités présentes pour des nombres de Reynolds importants assurent un transfert de l'énergie cinétique et de la variance des fluctuations de masse volumique depuis les grandes échelles vers les petites échelles.

Nous considérons ici que la turbulence dans la partie haute du tube résulte de l'agitation induite par les inhomogénéités de concentration en particules, et que des mécanismes semblables à ceux décrits par Batchelor *et al.* (1992) - voir également Tennekes & Lumley (1972) - sont à l'œuvre. Nous supposons aussi que les inhomogénéités de concentration en particules (les amas) ayant une durée de vie non nulle alourdissent localement le mélange diphasique et génèrent des mouvements dans le champ de la pesanteur. La dispersion des

particules joue alors le rôle d'une diffusion du scalaire actif qu'est le champ de concentration en particules.

Nous définissons donc un fluide de masse volumique équivalente $\rho = c\rho_p + (1 - c)\rho_f$ où c est la fraction volumique locale et instantanée de particules.

En première approximation nous allons considérer que dans la partie haute de l'écoulement de jet de tube, la turbulence est homogène à la fois dans la direction longitudinale et dans la direction transversale. Comme elle est également stationnaire, le bilan d'énergie cinétique turbulente se réduit à l'équilibre suivant :

$$\overline{g u'_{zf} \rho'} = \bar{\rho} \varepsilon$$

avec $\bar{\rho} = \alpha_p \rho_p + (1 - \alpha_p) \rho_f \approx \rho_f$ la masse volumique moyenne du mélange, où α_p est la fraction volumique moyenne (de l'ordre de 10^{-5} , cf. § IV.2)

$\rho' = (c - \alpha_p) \rho_p + (\alpha_p - c) \rho_f \approx (c - \alpha_p) \rho_p = c' \rho_p$ la fluctuation de masse volumique, qui se simplifie en raison du contraste de masses volumiques des deux phases et où c' est la fluctuation de la fraction volumique locale de particules

ε le taux de dissipation visqueuse

u'_{zf} la fluctuation de la composante de vitesse du fluide alignée avec la gravité.

En supposant que les transferts d'énergie des grandes vers les petites échelles représentent bien le taux de dissipation qui prend effet aux petites échelles, on peut écrire :

$$\varepsilon = \frac{\chi k^{3/2}}{L_{zz}}$$

où k est l'énergie cinétique turbulente, L_{zz} l'échelle intégrale longitudinale de longueur et χ une constante positive proche de l'unité.

Nous introduisons un coefficient de corrélation ξ_{up} entre u'_{zf} et ρ' défini de la manière suivante :

$$\overline{u'_{zf} \rho'} = \xi_{up} \overline{u'^2_{zf}}^{1/2} \overline{\rho'^2}^{1/2} .$$

La valeur de ξ_{up} est supposée proche de l'unité dans cet écoulement.

Par ailleurs, nous introduisons le facteur d'anisotropie $\varphi = \frac{\overline{u'^2_{zf}}}{\overline{u'^2_{\theta r}}} \approx \frac{\overline{u'^2_{zf}}}{\overline{u'^2_{\theta r}}}$ de sorte que l'énergie

cinétique turbulente s'écrit : $k = \frac{\varphi + 2}{2\varphi} \overline{u'^2_{zf}}$.

Le bilan d'énergie cinétique à l'équilibre conduit alors à la relation :

$$k = \frac{\xi_{up}}{\chi} \sqrt{\frac{2\varphi}{\varphi+2}} g L_{zz} \frac{\overline{\rho'}^2}{\rho_f}^{1/2}.$$

Les valeurs de φ que nous avons mesurées de l'ordre de 2 à 4 (cf. chapitre IV), sont proches de celles présentes dans l'analyse de Batchelor *et al.* (1992) (2.4 à 2.8 selon ces auteurs).

En utilisant l'échelle intégrale mesurée ($L_{zz} \approx 2.5\text{cm}$, cf. § V.3.1.1) et les informations disponibles sur les amas de particules qui se forment dans l'écoulement, nous pouvons ainsi comparer l'énergie cinétique turbulente issue de ce modèle à celle issue de la mesure.

Nous considérons que la variance des fluctuations de masse volumique est assurée pour l'essentiel par la contribution des amas : $\overline{\rho'}^2}^{1/2} \approx (c_{amas} - \alpha_p)\rho_p$. Nous considérons par ailleurs, d'après Aliseda *et al.* (2002) que $c' \approx (c_{amas} - \alpha_p) \approx 1.5$ à $2\alpha_p$ puisque ces valeurs ont été déterminées par une étude très précise du champ de concentration, et que nos estimations qualitatives sont en bon accord avec elles.

Nous obtenons ainsi, pour α_p de l'ordre de $1.5 \cdot 10^{-5}$, l'estimation suivante de l'énergie cinétique turbulente par le modèle ci-dessus :

$$k \approx 0.97 \cdot 10^{-2} \text{ à } 1.3 \cdot 10^{-2} \text{ m}^2/\text{s}^2.$$

Cette estimation est tout à fait en accord avec l'ordre de grandeur de l'énergie cinétique fluctuante du fluide mesurée dans la partie haute du tube ($z/D > 5$) en écoulement diphasique (cf. *Figures IV.9 et IV.14*).

Nous mettons donc en évidence un mécanisme d'alimentation de la turbulence en présence de couplage inverse dans le champ de la gravité lié aux hétérogénéités du champ de concentration en particules. Ce terme est dominant dans la partie haute du tube où $\beta_L \geq 0.8$ ou 1 et où les autres mécanismes d'alimentation de la turbulence sont évanescents.

V.4 Vitesses du fluide vues par les particules

V.4.1 Statistiques conditionnelles des vitesses du fluide

V.4.1.1 Intérêt et définition des statistiques du fluide « vu » par les particules

Le positionnement et le mouvement des particules peuvent être corrélés à des mouvements privilégiés du fluide avec lesquels les particules interagissent préférentiellement. Pour mettre mieux en évidence l'existence éventuelle de tels phénomènes, il faut caractériser l'écoulement du fluide « vu » par les particules le long de leurs trajectoires, c'est à dire, à tout instant au point où elles sont localisées. La caractérisation des statistiques des vitesses du fluide « vu » par les particules a donné lieu à de nombreux travaux (Simonin 1991, Deutsch et Simonin 1991, Février 2000, Oesterlé et Zaichik 2004 parmi d'autres). Cette notion de fluide « vu » par les particules a été introduite dans l'approche eulérienne (ou modèle à deux fluides) par Simonin (1991) pour la modélisation des écoulements diphasiques. Cette approche associe à chaque particule une vitesse du fluide « localement non perturbé » par le voisinage de la particule mais tenant compte des autres particules présentes dans l'écoulement. Les équations bilans pour l'écoulement fluide sont alors écrites pour le fluide « localement non perturbé » et il est possible d'appliquer à cette vitesse du fluide un opérateur de moyenne portant sur la localisation des particules (noté $\langle . \rangle_p$). La vitesse moyenne du fluide « vu » par les particules est alors notée $\langle U_{if} \rangle_p$ avec i =direction r ou z . La connaissance des écarts entre statistiques inconditionnelles des vitesses du fluide et statistiques conditionnelles des vitesses du fluide ou « vues » par les particules permet d'analyser plus en profondeur les couplages entre phases, surtout dans les situations physiques où ces écarts sont importants (Prévoist *et al.* 1996, Ferrand *et al.* 2003, Khalitov et Longmire 2003, Vermorel *et al.* 2003).

Dans ce § V.4, les statistiques des particules et celles du fluide « vu » par les particules sont mesurées *sur l'axe du tube* comme celles du fluide.

V.4.1.2 Mise en œuvre de la méthode de mesure

Afin de calculer expérimentalement la vitesse moyenne du fluide « vu » par les particules $\langle U_{if} \rangle_p$, la variance $\langle u'^2_{if} \rangle_p$, ainsi que la covariance des mouvements des deux phases $\langle u'_{if} u'_{ip} \rangle_p$ dans la direction i , nous avons procédé selon les étapes suivantes pour déterminer les vitesses du fluide instantanément vues par les particules sur chaque image. Nous avons utilisé les champs de vecteurs vitesses du fluide filtrés conformément à la technique explicitée

dans le chapitre III et dans le § IV.1. Ensuite, le calcul du champ fluide aux emplacements des particules s'est fait par interpolation à partir du champ fluide loin des particules (i.e. hors de masques) comme le montre la *Figure V.16*. La taille du masque qui définit la zone d'exclusion autour de la particule est de 32*32 pixels. Cette taille permet d'éviter de prendre en compte les perturbations liées à la méthode de mesure dans le voisinage des particules (*Figures III.30 et III.31*). Pour chaque particule, l'interpolation s'effectue au moyen d'une combinaison de splines cubiques 1D dans les deux directions du plan (2 splines dans chaque direction du plan passant au plus proche des particules puis une pondération barycentrique). Afin d'estimer les grandeurs statistiques propres au fluide « vu » par les particules (notamment $\langle U_{zf} \rangle_p$), les vitesses du fluide calculées au niveau de chaque particule sur une série d'images sont encore moyennées spatialement par zones (carrés de 128 pixels de côté) pour obtenir des grandeurs mieux convergées comme dans le cas des statistiques des particules.

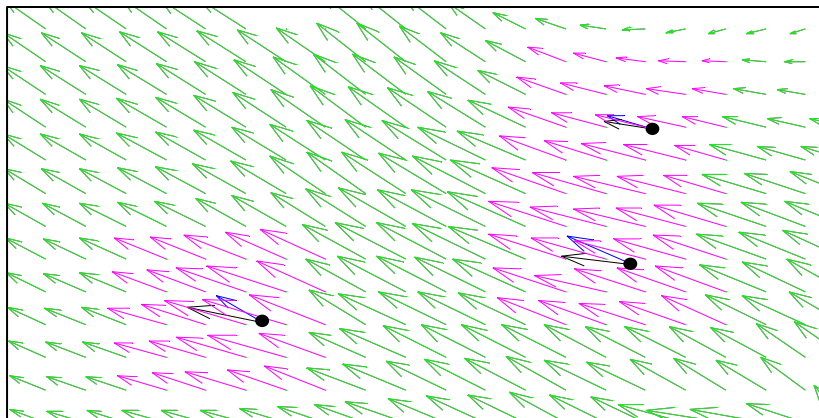


Figure V.16 Exemple d'un calcul de vitesse du fluide « vu » par les particules (issu des expériences diphasiques)

- Particules
- Vitesses des particules
- Champ de vitesses du fluide filtré
- Champ de vitesses du fluide filtré loin des particules
- Champ fluide « vu » par les particules

V.4.1.3 Validation de la méthode de mesure

En présence de couplage inverse, il est difficile de valider la méthode de mesure. Ainsi, l'algorithme de calcul des vitesses vues par les particules a été testé dans un premier temps à partir d'expériences en écoulement monophasique. Pour cela nous avons travaillé à partir des vitesses d'un champ PIV connu (issu d'un essai monophasique), et de positions aléatoires de particules décorréélées de ce champ et données arbitrairement. Nous avons donc comparé les vitesses du fluide vues par ces particules, calculées avec la technique explicitée au paragraphe

précédent, aux vitesses obtenues par simple projection du champ PIV sur les positions des particules. Ce test a permis de voir que la comparaison était satisfaisante, et validait le choix de la méthode d'interpolation.

D'autres arguments, présentés ci-après, nous ont semblé valider aussi a posteriori la mesure de ces vitesses du fluide conditionnées à la présence des particules. Mais par manque de temps, nous n'avons pas pu tester et valider plus en détails cette méthode de mesure originale. Il serait donc nécessaire de mener une étude paramétrique et détaillée de cette méthode dans la suite de ce projet de recherche.

Tout d'abord, en se reportant à la *Figure V.16*, visuellement le champ des vitesses conditionnées par la présence des particules semble suivre correctement le mouvement du fluide environnant. Mais cet argument reste qualitatif.

Ensuite, nous avons calculé la vitesse moyenne longitudinale du fluide « vu » par les particules $\langle U_{zf} \rangle_p$. Nous avons comparé l'évolution de nos mesures de $\langle U_{zf} \rangle_p$ aux prédictions du modèle eulérien à deux fluides présenté au chapitre I. En effet, l'évolution longitudinale de $\langle U_{zf} \rangle_p$ dans un champ inhomogène n'est pas simple, et il est intéressant de la comparer à sa valeur prédite par le modèle eulérien à deux fluides de Simonin (1991). Ce modèle, et c'est une de ses forces, prend en compte la notion de vitesse « vue » par les particules. Il est donc capable de prévoir l'évolution de $\overline{U_{zp}} - \langle U_{zf} \rangle_p$, que ce soit en présence d'un positionnement préférentiel des particules ou en l'absence d'une telle ségrégation spatiale. L'équation théorique donnant accès à l'évolution sur l'axe du tube de la vitesse moyenne longitudinale du fluide « vu » par les particules $\langle U_{zf} \rangle_p$ est obtenue à partir des équations de transport de quantité de mouvement des particules et du fluide suivant la direction z données dans le chapitre I. Pour obtenir une équation du mouvement relatif nous suivons ici la même démarche que dans le travail de Caraman *et al.* (2003).

Les hypothèses supplémentaires que nous prenons sont les suivantes :

- écoulement permanent
- homogénéité transversale près de l'axe
- $\alpha_p = \text{constante}$ en première approximation, car nous n'avons qu'un accès restreint à cette grandeur dans notre expérience (cf. § IV.2).
- $\rho_p \gg \rho_f$, $\alpha_p \ll \alpha_f$ avec $\rho_p = \text{constante}$

La dernière hypothèse permet d'éliminer le gradient de pression de l'équation de quantité de mouvement de la phase solide. Les gradients de fraction volumique étant négligés, et le

cisaillement s’annulant sur l’axe on obtient ainsi l’équation théorique suivante de $\langle U_{zf} \rangle_p$ sur l’axe du tube :

$$\langle U_{zf} \rangle_p = \overline{U_{zp}} + \tau_p \left[g + \overline{U_{zp}} \frac{d\overline{U_{zp}}}{dz} + \frac{d\overline{u_{zp}^2}}{dz} \right].$$

Le calcul de $\langle U_{zf} \rangle_p$ à partir de l’expression ci-dessus s’est fait en utilisant les valeurs de $\overline{U_{zp}}$ sur l’axe issues des données expérimentales et $\tau_p=15\text{ms}$, estimé en considérant le diamètre moyen mesuré des particules $d_p=46.8\mu\text{m}$ (cf. chapitre II) et en tenant compte de la correction d’Oseen pour le coefficient de traînée car $Re_p \approx 0.4$. La *Figure V.17* présente la comparaison de l’évolution axiale de $\langle U_{zf} \rangle_p$ issue d’une part de l’expérience et d’autre part du modèle.

La mesure expérimentale des statistiques conditionnelles semble bien capturer les variations de $\langle U_{zf} \rangle_p$. L’accord entre l’expérience et le modèle est raisonnable en terme de tendance. La mesure reproduit bien les effets de l’inhomogénéité du champ des vitesses moyennes et de la turbulence prédits par le modèle. Mais un écart persiste entre résultats expérimentaux et prédictions du modèle. Cet écart indique que les vitesses du fluide aux endroits où se positionnent les particules sont plus négatives qu’attendu. A l’heure actuelle nous n’avons pu déterminer l’origine de ce décalage sensible essentiellement dans la partie haute du tube.

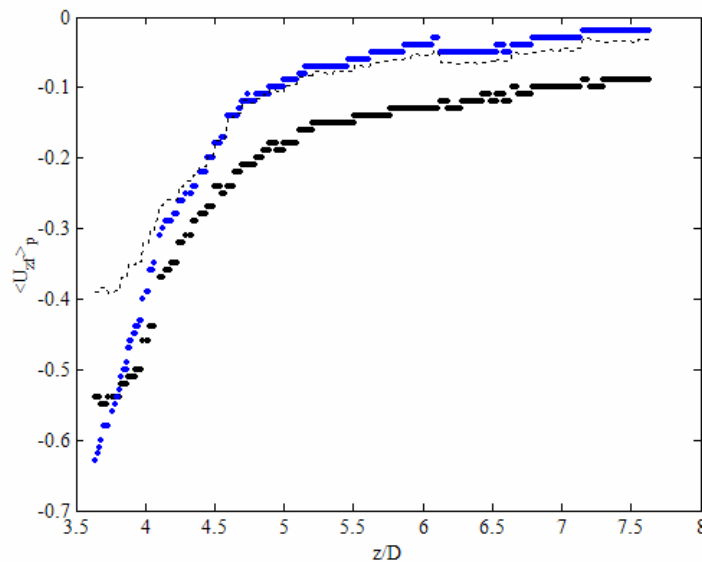


Figure V.17 Evolutions axiales en écoulement diphasique de $\langle U_{zf} \rangle_p$ sur l’axe du tube

- Mesures à partir des données expérimentales
- Modèle eulérien à deux fluides
- $\overline{U_{zp}} + \tau_p g$

La *Figure V.18* quant à elle compare l'évolution longitudinale de $\langle U_{zf} \rangle_p$ issue de l'expérience à celles de $\overline{U_{zf}}$ et $\overline{U_{zp}}$. Ces évolutions montrent que l'évolution axiale de $\langle U_{zf} \rangle_p$ ne suit ni l'évolution de la vitesse moyenne longitudinale des particules $\overline{U_{zp}}$ ni celle du fluide non conditionné par la présence des particules $\overline{U_{zf}}$. Ceci laisse penser qu'il n'y a pas de biais majeur dans la mesure de $\langle U_{zf} \rangle_p$ par rapport au calcul des vitesses des particules aux mêmes positions. La *Figure V.18* montre que la vitesse du fluide au voisinage des particules est plus négative que celle non conditionnée par la présence des particules. Ceci peut s'expliquer soit parce que les particules se positionnent préférentiellement dans l'écoulement fluide, soit – et ce n'est pas exclusif – parce que ce fluide est entraîné vers le bas par des effets collectifs. Une discussion plus approfondie sur ce sujet sera menée dans le § V.4.2 concernant l'étude du mouvement relatif moyen.

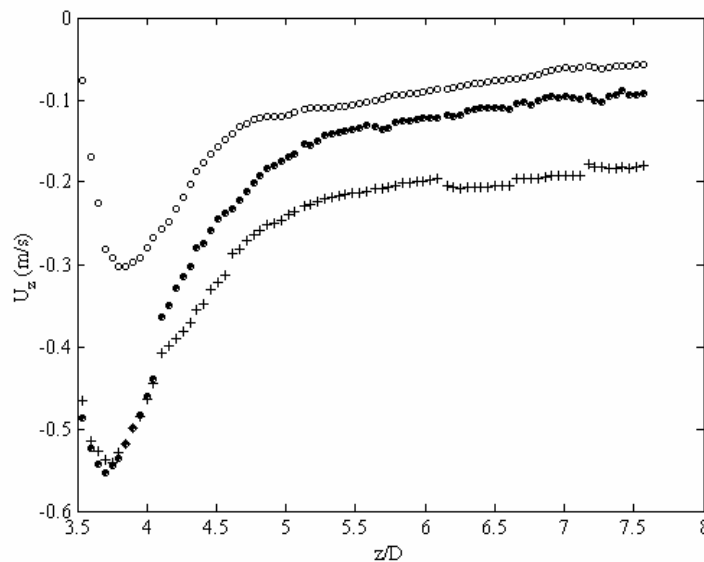


Figure V.18 Evolutions axiales, en écoulement diphasique, de :

$$\circ \overline{U_{zf}} \quad + \overline{U_{zp}} \quad \bullet \langle U_{zf} \rangle_p$$

Enfin, les résultats nous montrent que les ensembles statistiques des mesures instantanées des vitesses du fluide U_{if} et des vitesses du fluide vu par les particules $\langle U_{if} \rangle_p$ sont disjoints (*Figure V.19a*). Par ailleurs, notre méthode de mesure donne accès à la mesure d'un mouvement relatif instantané (*Figure V.19b*).

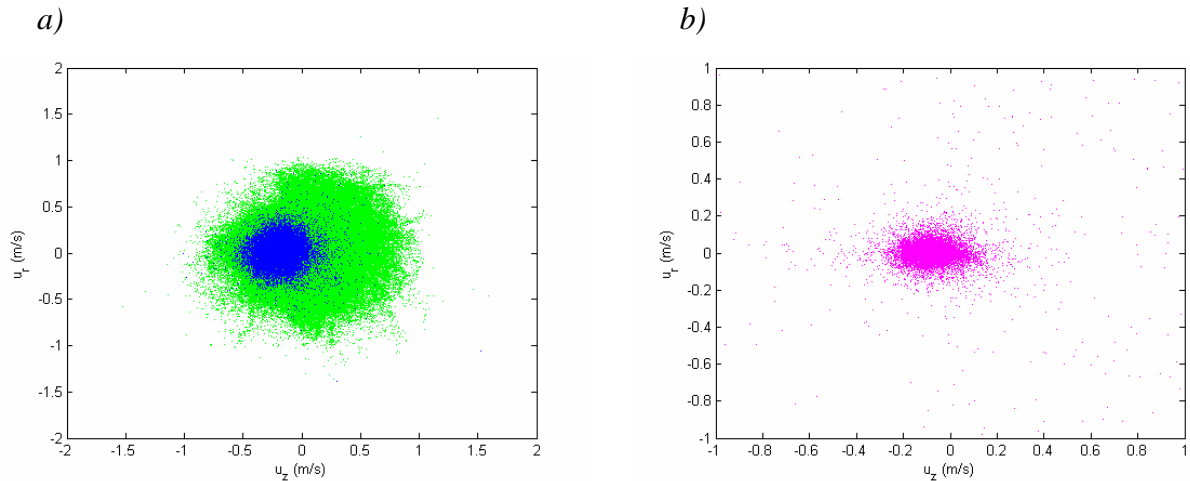


Figure V.19 : a) Comparaison des ensembles de mesure de vitesses inconditionnelles et conditionnelles du fluide (en vert : les vitesses inconditionnelles, en bleu : les vitesses conditionnelles vues par les particules)

b) Ensemble des mesures de vitesses relatives instantanées

(i.e. vitesses des particules moins vitesses du fluide « vu » par les particules)

(Ces mesures ont été prélevées autour de $z/D=4.75$, sur 100 images)

V.4.2 Analyse qualitative du mouvement relatif moyen

V.4.2.1 Résultats expérimentaux

Dans ce paragraphe, nous présentons les premiers résultats expérimentaux que nous avons obtenus sur le mouvement relatif moyen des particules.

Ce mouvement relatif est en général discuté en utilisant la notion de vitesse relative de chute des particules $\overline{U_{z\text{Rchute}}}$, ou la vitesse relative moyenne entre les deux phases $\overline{U_{z\text{rel}}}$. Les définitions de ces deux grandeurs sont les suivantes : $\overline{U_{z\text{Rchute}}} = \overline{U_{z\text{p}}} - \overline{U_{z\text{f}}}$ et $\overline{U_{z\text{rel}}} = \langle U_{z\text{p}} - U_{z\text{f}} \rangle_{\text{p}}$. Ces deux vitesses sont différentes et cet écart peut provenir de plusieurs causes. La première relativement bien décrite à ce jour est un positionnement préférentiel des particules dans le champ de vitesses du fluide. La seconde fait intervenir le couplage inverse et un comportement des amas assimilable à celui de pseudo-particules fluides plus denses que le fluide ambiant, et n'a été mis en évidence que récemment (Aliseda *et al.* 2002).

L'ensemble des grandeurs $\overline{U_{\text{ip}}}$, $\overline{U_{\text{if}}}$ et $\langle U_{\text{if}} \rangle_{\text{p}}$ étant mesurées dans cette étude, nous avons reporté les évolutions longitudinales des vitesses relatives sur la *Figure V.20*. En dessous de $z/D=3.5$ (lieu de l'annulation de la vitesse moyenne longitudinale du fluide et des intensités turbulentes extrêmes), l'écoulement se complexifie. Les particules entrent alors dans la zone

de jet de tube à proprement parler. La faible concentration en particules de l'écoulement ne permet pas de mesurer une valeur moyenne convergée du point de vue statistique de $\langle U_{if} \rangle_p$ sur l'axe. C'est la raison pour laquelle l'analyse du mouvement relatif n'est menée que dans la zone $z/D > 3.5$. C'est de toutes façons la zone où les interactions entre la turbulence et les particules sont les plus marquées. La dispersion des données perceptible sur la *Figure V.20* montre qu'il ne faut pas attendre une précision de mesure en deçà de 1 à 2 cm/s sur les vitesses relatives.

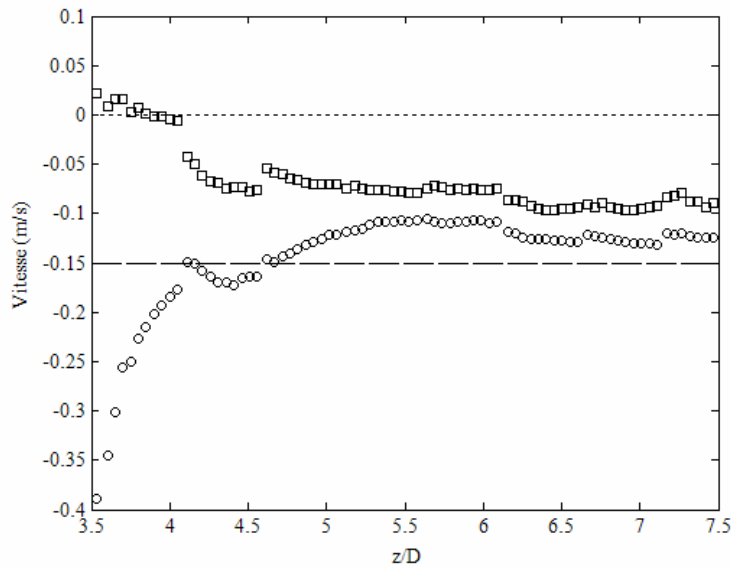


Figure V.20 : Evolutions longitudinales des vitesses sur l'axe :

o : Vitesse relative de chute $\overline{U}_{zRchute} = \overline{U}_{zp} - \overline{U}_{zf}$ □ : Vitesse relative moyenne $\overline{U}_{zrel} = \overline{U}_{zp} - \langle U_{zf} \rangle_p$
 — — vitesse terminale de chute ($-\tau_p g$).

La vitesse relative de chute $\overline{U}_{zRchute} = \overline{U}_{zp} - \overline{U}_{zf}$ reste toujours négative. Pour $z/D > 4$, elle reste globalement du même ordre de grandeur que la vitesse terminale de chute ($-\tau_p g$) mais toujours d'intensité moindre (surtout dans la zone $z/D > 4$). Pour $z/D < 4$, cette vitesse relative de chute voit son intensité augmenter de façon notable. Cela provient certainement pour une part importante de la décélération du fluide porteur dans cette zone, et de l'inertie plus grande des particules qui conservent donc plus longtemps leur vitesse.

La vitesse relative moyenne $\overline{U}_{zrel} = \overline{U}_{zp} - \langle U_{zf} \rangle_p$ est d'intensité moindre que la vitesse relative de chute. Cela peut s'expliquer en partie par un positionnement préférentiel des particules dans des zones de fluide descendantes, à la périphérie descendante des tourbillons

comme on l’observe en présence de concentration préférentielle (Wang et Maxey 1993). Ce qui est moins aisé à analyser ce sont les raisons pour lesquelles $\overline{U_{zrel}} = \overline{U_{zp}} - \langle U_{zf} \rangle_p$ diffère de la vitesse terminale de chute ($-\tau_p g$) (d’un facteur 2/3 environ) dans la zone quasi-homogène du haut du tube ($6.5 < z/D < 7.5$) contrairement à ce que prévoit l’analyse de l’écoulement par un modèle à deux fluides. Nous pensons que cela peut provenir soit d’erreurs de mesure sur la grandeur $\langle U_{zf} \rangle_p$, soit d’effets semblables à ceux qui nous ont permis d’expliquer les niveaux d’énergie cinétique du fluide dans la partie haute du tube (cf. § V.3.2) : à savoir d’effets collectifs au cœur de fortes inhomogénéités de concentration en particules qui ont été étudiées par Aliseda *et al.* (2002). Mais nous n’avons pas de conclusion définitive sur ce point.

V.4.2.2 Effet de surconcentration en particules abordé dans la littérature

Des travaux récents sur la modification de la vitesse de chute des particules par le couplage inverse (Aliseda *et al.* 2002, Bosse *et al.* 2006) suggèrent d’examiner en quoi les hétérogénéités fortes du champ de concentration en particules en situation de concentration préférentielle participent également à la dynamique du mouvement moyen.

Aliseda *et al.* (2002) ont introduit un modèle phénoménologique qui décompose la vitesse moyenne verticale des particules présentes dans un amas $\overline{\tilde{U}_{zp}}$ où le signe \sim représente une sélection des particules présentes dans les amas. $\overline{\tilde{U}_{zp}}$ est donc décomposée sous la forme d’une vitesse moyenne de particules isolées qui se positionneraient de façon préférentielle dans l’écoulement turbulent $\overline{\tilde{U}_{zpis}}$, et d’une contribution spécifique liée à l’effet que les amas ont sur la vitesse des particules qui les composent $\overline{\tilde{U}_{zamas}}$:

$$\overline{\tilde{U}_{zp}} = \overline{\tilde{U}_{zpis}} + \overline{\tilde{U}_{zamas}} .$$

Cette contribution $\overline{\tilde{U}_{zamas}}$ est modélisée en assimilant un amas à une pseudo-particule de taille caractéristique L_{amas} , de masse volumique renforcée par rapport au milieu ambiant $\rho_{amas} = \alpha_{amas} \rho_p + (1 - \alpha_{amas}) \rho_f$ où α_{amas} est la fraction volumique de particules dans un amas. En supposant que ces pseudo-particules ont des mouvements relatifs d’ensemble, Aliseda *et al.* (2002) supposent que ces mouvements relatifs résultent d’un équilibre entre les forces de

flottabilité et une traînée de Stokes qui s'exercent sur ces amas. Ils proposent ainsi le modèle suivant pour la vitesse $\overline{\tilde{U}}_{z_{amas}}$:

$$\overline{\tilde{U}}_{z_{amas}} = \frac{K_T}{18} \frac{\rho_p}{\rho_f} \frac{g}{\nu_f} \alpha_{amas} L_{amas}^2$$

où K_T est un coefficient de forme de l'ordre de 0.3-0.5 pour des structures d'amas fines et allongées, et ν_f la viscosité cinématique de l'air.

Aliseda *et al.* (2002) ont validé cette relation. Par ailleurs, comme ces auteurs l'ont déjà souligné, il est clair que cette analyse phénoménologique ne concerne strictement que les particules présentes dans des amas, et ne représente donc pas les statistiques inconditionnelles de l'ensemble des particules présentes dans l'écoulement. Pour prendre en compte la population totale des particules, il faudrait introduire un facteur d'intermittence qui traduise la fraction de particules présentes dans des amas de surconcentrations variables $\delta(\alpha_{amas})$.

L'incertitude sur la mesure de $\langle U_{zf} \rangle_p$ et le manque d'informations sur les surconcentrations présentes au sein des amas notamment ne nous permettent pas de poursuivre plus loin cette analyse. Mais nous pensons qu'elle ouvre des pistes intéressantes pour l'étude du couplage inverse. Il serait intéressant de discuter dans notre expérience de la représentativité du modèle d'Aliseda *et al.* (2002) et de comparer ces résultats à ceux obtenus par le modèle à deux fluides.

V.4.3 Présentation des moments d'ordre 2 des vitesses conditionnelles, et des covariances des vitesses des deux phases

Nous avons mesuré les composantes du tenseur d'ordre deux des vitesses du fluide « vu » par les particules $\langle u'_{if} u'_{jf} \rangle_p$ et du tenseur des covariances des vitesses entre phases $\langle u'_{if} u'_{jp} \rangle_p$ dans le plan de mesure laser. Les évolutions longitudinales de ces grandeurs sont reportées sur les *Figures V.21*. Nous avons tiré relativement peu de conclusions de l'examen direct de ces grandeurs. En effet, nous nous sommes heurté à la difficulté d'interpréter la dynamique de ces champs de fluctuations au vu du peu de références bibliographiques disponibles les concernant en présence d'un couplage inverse fort. Ce couplage bouscule en effet les grandes lignes de discussion et d'interprétation données pour la plupart en l'absence de couplage. Ainsi, si l'on regarde plus en détails les résultats des figures suivantes la relation

de Tchen $\frac{\overline{u_{ip}^2}}{\overline{u_{ifaxe}^2}} = \frac{1}{1 + St_L}$ semblerait mieux vérifiée que celle issue de l'extension de la théorie de Tchen qui prend en compte le croisement de trajectoires $\frac{\overline{u_{ip}^2}}{\langle u_{if}^2 \rangle_p} = \frac{1}{1 + St_L}$. Ce point mériterait d'être discuté en détails ultérieurement.

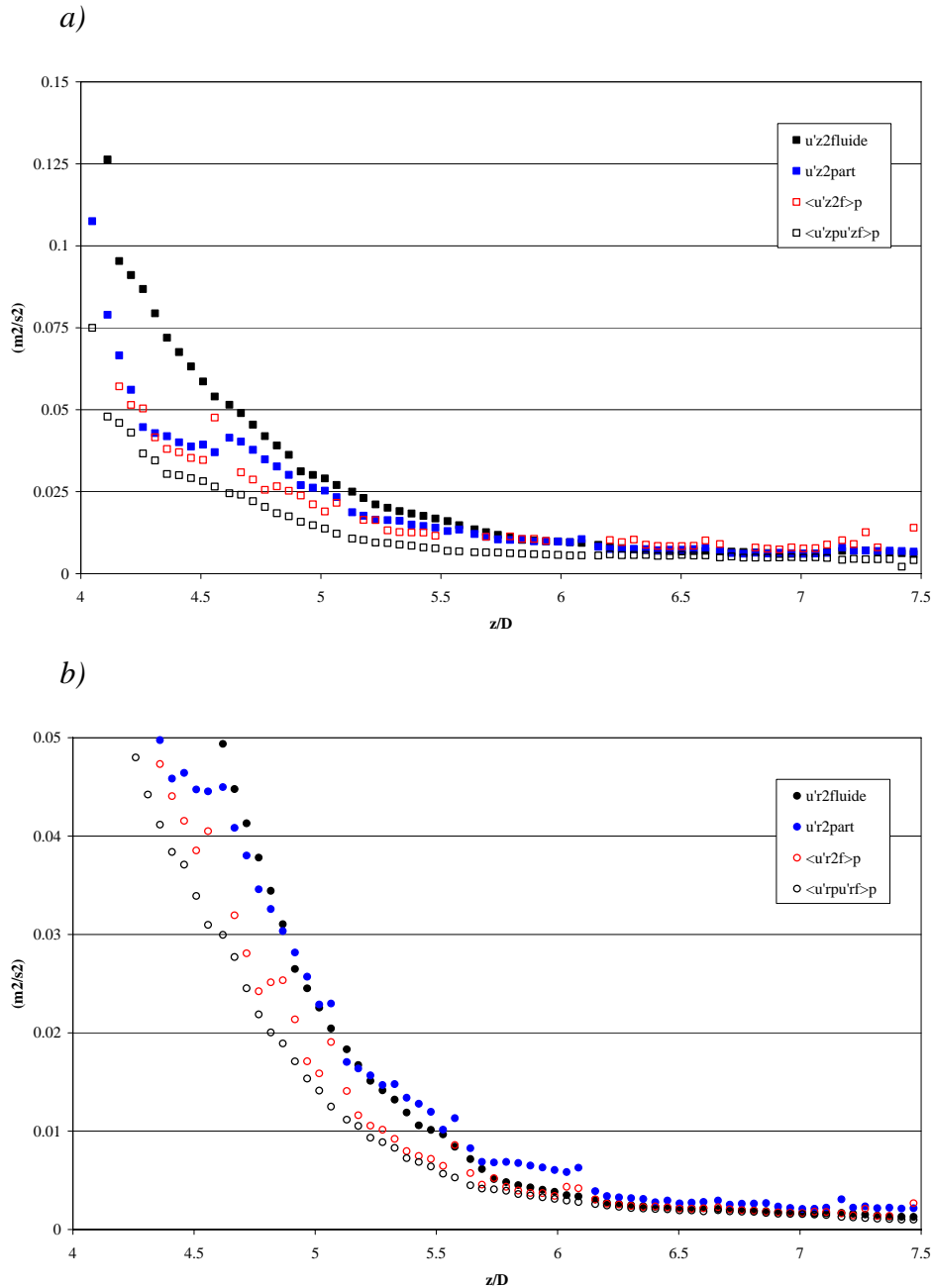


Figure V.21 Composantes des tenseurs d'ordre deux des vitesses du fluide vu par les particules et des tenseurs des covariances des vitesses entre phases

a) Composantes selon z

b) Composantes selon r

Conclusions et Perspectives

Ce travail expérimental s'inscrit dans le cadre des études sur les écoulements diphasiques et porte plus particulièrement sur la caractérisation des interactions entre une phase porteuse gazeuse et une phase dispersée composée de particules solides. La plupart des résultats expérimentaux dans ce domaine, obtenus dans des configurations complexes, sont difficilement comparables à la théorie et aux résultats numériques. Cette étude a donc eu pour but de réaliser une expérience présentant une configuration d'écoulement monophasique relativement bien connue et maîtrisée dans la littérature. Nous avons par ailleurs essayé autant que possible de scruter en détails l'écoulement diphasique pour pouvoir analyser la dispersion des particules ainsi que l'influence de la présence des particules sur la modification de l'écoulement gazeux et sur la formation d'amas de particules.

Le premier travail de cette étude a donc consisté à réaliser un écoulement monophasique avec une complexité limitée. Le choix s'est porté sur l'écoulement de jet confiné en tube présentant a priori une zone dite de turbulence diffusive, proche de la THI (Turbulence Homogène Isotrope), mise en évidence par Risso (1994) et Risso et Fabre (1997). A partir d'un prototype expérimental déjà développé au sein du groupe EEC, mais qui ne donnait pas entière satisfaction, notre travail a consisté à réaliser un nouveau dispositif de jet confiné en écoulement diphasique adapté à nos besoins. Ce dispositif a été dimensionné afin de permettre des variations importantes des paramètres adimensionnels associés à l'interaction entre la turbulence du gaz et les particules (nombre de Stokes, paramètres β_L et β_k). La géométrie du tube, le débit d'injection du jet d'air et les particules sélectionnées permettent de se placer dans des configurations pour lesquelles des régimes propices à l'apparition de la concentration préférentielle peuvent exister (cf. Eaton & Fessler 1994, Février 2000, Aliseda *et al.* 2002, Yang & Shy 2005). Un soin tout particulier a été porté sur le contrôle des conditions opératoires. Pour cela, nous avons conçu puis adapté un système d'ensemencement en particules solides permettant d'assurer l'homogénéité spatiale et la régularité de l'injection de particules solides par le haut du tube. La mise au point de ce système d'ensemencement

nous a demandé beaucoup de temps et de patience. Mais au bout du compte un savoir-faire technique a été développé.

Pour mener nos expériences, nous avons utilisé une technique de mesure optique non-intrusive. Une méthode de diagnostic optique pour les écoulements diphasiques a été développée en couplant des techniques de PIV et de PTV. Appliquées à des prises de vue dans un écoulement ensemencé simultanément par deux types d'inclusions (traceurs suivants le gaz et particules solides), ces techniques optiques ont permis d'accéder simultanément aux champs de vitesse du gaz et des particules (Khalitov & Longmire 2002). Dans notre étude, nous avons utilisé, pour la mesure des vitesses du gaz, l'algorithme de PIV 2D2C BkPiv développé par S. Maurel (2001) dans le groupe EEC de l'IMFT. Afin de bien maîtriser les capacités de cet outil, nous avons étudié l'effet de différents paramètres (taille des mailles, diamètre des traceurs, bruit, mouvement perpendiculaire au plan laser...) sur la précision et la résolution spatiale du calcul PIV. Le choix ayant été fait d'utiliser cet algorithme pour la détermination des vitesses du gaz en écoulement diphasique, s'est posée la question de savoir quelle pouvait être la qualité des mesures PIV à partir d'images auxquelles au préalable on retranche les images des particules. Les paramètres de l'algorithme de PIV à utiliser dans le cas d'une mesure en écoulement diphasique ont ainsi été recherchés avec soin. Une attention particulière a été apportée au problème délicat de la reconnaissance de phase (Khalitov & Longmire 2002).

La technique de PTV a fait l'objet d'un développement particulier et minutieux afin de permettre une mesure de vitesses des particules, qui reste robuste pour des écoulements présentant des zones de concentrations contrastées et relativement denses localement en particules. Cet algorithme de PTV repose sur une première étape de type PIV pour les particules, puis sur une seconde étape de suivi des trajectoires basée sur la minimisation d'une fonction d'appariement au sein des groupes de particules (Keane *et al.* 1995, Stellmacher et Obermayer 2000). De nombreux tests ont été effectués à la fois sur des images de synthèse créées à partir des champs de vitesses obtenus par des calculs DNS 3D dans une turbulence homogène isotrope (Fede *et al.* 2004) et sur des images réelles issues de nos campagnes expérimentales en écoulement diphasique. Ces tests ont aussi permis d'aboutir à des conclusions primordiales concernant la robustesse et la précision de l'algorithme PTV développé dans le cadre de cette étude. Les étapes de détection et d'appariement des

particules ont été validées. La méthode par corrélation avec décalage itératif de mailles pour le calcul des vitesses des particules s'est avérée la plus précise ; elle donne en effet une précision de l'ordre 0.1-0.2 pixels pour des images réelles enregistrées avec la chaîne de mesure expérimentale. Cet algorithme de PTV est désormais disponible pour les utilisateurs ultérieurs éventuels, mais devra encore être optimisé pour des mesures en écoulement plus fortement chargé en particules.

Les résultats expérimentaux obtenus en écoulement monophasique sont tout à fait conformes à ceux de l'étude de référence menée par Risso et Fabre (1997). Ils peuvent se résumer de la façon suivante. L'écoulement de jet confiné de tube étudié dans notre configuration expérimentale se structure en trois zones : l'expansion du jet, la restructuration de l'écoulement après l'interaction avec les parois du tube et la zone supérieure où l'écoulement est influencé par le bouchon fermant hermétiquement le tube. Les évolutions des profils expérimentaux de vitesse moyenne, de fluctuations de vitesse, de cisaillement et de moments d'ordre 3 et 4 sont comparables à ceux obtenus dans les travaux de Risso (1994) et Risso et Fabre (1997). Les résultats obtenus permettent d'affirmer l'existence d'une zone où l'isotropie à l'ordre 2 et l'homogénéité plane sont vérifiées autour de l'axe du tube jusqu'à $r/D < 0.2$ et où le mouvement moyen devient négligeable devant les fluctuations de vitesse. Cette zone dite de turbulence diffusive se situe entre $z/D \approx 4.3$ et $z/D \approx 6.3$.

La structure de l'écoulement diphasique étudié dans notre configuration expérimentale se décompose en trois zones principales : la région basse de jet confiné cisailé comparable au cas monophasique, la zone supérieure dominée par la présence des particules et la zone de raccordement entre ces 2 régions. Dans la région haute du tube, l'effet des particules se fait fortement sentir sur l'évolution de la vitesse moyenne du fluide dont la composante de vitesse verticale négative est renforcée par rapport au cas monophasique. La présence des particules impose aussi une forte augmentation de l'énergie cinétique fluctuante du fluide dans la zone haute ainsi qu'une anisotropie marquée, et ceci malgré un écoulement dilué en particules ($\alpha_p \approx 10^{-5}$). Ce résultat est primordial, dans la mesure où il montre que le couplage inverse peut-être essentiel même dans des écoulements réputés très dilués, et où il montre également qu'il aboutit, dans nos conditions particulières, à une augmentation de l'énergie cinétique turbulente rarement observée dans la littérature mais réaliste (cf. Yang et Shy 2005).

Des outils ont été développés afin de mettre en évidence l'existence de concentration préférentielle dans l'écoulement et d'estimer qualitativement les échelles spatiales et temporelles associées aux amas formés au sein de l'écoulement. A partir de ces estimations, nous avons pu discuter du mécanisme d'alimentation de l'énergie cinétique du fluide à l'origine de la profonde modification de la turbulence dans la partie haute du tube en écoulement diphasique par rapport à la situation monophasique.

Nous avons ainsi constaté que les mécanismes de couplage inverse identifiés à ce jour ne peuvent pas expliquer à eux seuls les modifications importantes du niveau énergétique ou de l'anisotropie. Aliseda *et al.* (2002) ayant montré que les effets « d'alourdissement local » induits par les amas peuvent donner lieu à une augmentation de la vitesse de chute des particules. Nous avons examiné s'il était possible de reprendre leur analyse pour discuter tant la modification du mouvement moyen relatif, que celle de la turbulence. Cet effet « d'alourdissement local » correspond à un effet collectif des particules, qui en se regroupant génèrent des régions de surconcentration ou de valeurs plus élevées de la fraction volumique en particules. Ces régions sont en quelque sorte des régions de masse volumique équivalente du mélange plus importante. Ainsi, nous avons pu proposer un modèle de couplage inverse en présence d'effets gravitaires importants induits par les particules, basé sur les travaux de Batchelor *et al.* (1992) concernant les mécanismes sous-jacents de la turbulence monophasique homogène induite par des effets de flottabilité. Ce modèle rend compte des constatations expérimentales. De la même façon, l'analyse du mouvement relatif moyen entre les deux phases, en se basant sur les statistiques conditionnelles des vitesses du fluide au voisinage de particules (« vitesses vues par les particules »), a permis de montrer de manière qualitative que des effets de mouvements collectifs des particules sont à l'œuvre. D'après les prédictions du modèle Eulérien à deux fluides développé par Simonin (1991), et avec le modèle d'Aliseda *et al.* (2002), la vitesse relative des particules s'explique à la fois par la non homogénéité de l'écoulement mais aussi par la présence des amas dans l'écoulement. Le modèle introduit par Aliseda *et al.* (2002) décompose la vitesse moyenne verticale des particules présentes dans un amas sous la forme d'une vitesse moyenne de particules isolées (se positionnant de façon préférentielle dans l'écoulement turbulent) et d'une contribution spécifique liée à l'effet des amas sur la vitesse des particules qui les composent (calculée en assimilant un amas à une pseudo-particule). Cependant, dans notre étude expérimentale, l'incertitude sur la mesure de $\langle U_{zf} \rangle_p$ et le manque d'informations sur les surconcentrations

présentes au sein des amas ne nous ont pas permis de poursuivre plus loin cette analyse. Nous pensons malgré tout qu'elle ouvre des pistes intéressantes pour l'étude du couplage inverse. Il serait en effet intéressant de discuter dans notre expérience de la représentativité du modèle d'Aliseda *et al.* (2002) et de comparer ces résultats à ceux obtenus par le modèle à deux fluides.

Ainsi, l'analyse et l'interprétation de l'ensemble des résultats expérimentaux obtenus ne sont pas encore complètement achevées. Il nous faudra aussi examiner plus attentivement la zone de raccordement entre la turbulence issue du jet et celle issue de la production d'agitation par les amas. Dans cette zone de raccordement qui retrouve l'isotropie et l'homogénéité dans la direction radiale, et qui devrait mieux correspondre aux écoulements avec faible couplage inverse, nous pourrions examiner notamment la densité spectrale d'énergie qui permet de discuter la modification différenciée des échelles selon la valeur du nombre de Stokes.

Ce travail ayant été mené dans le cas d'un écoulement dilué, il serait intéressant de changer la fraction volumique en particules et de tester tout d'abord la robustesse de l'algorithme de PTV en écoulement dense. Nous pourrions alors analyser la représentativité du modèle de couplage inverse proposé pour différents chargements solides. L'utilisation de méthodes telle que la fluorescence pourrait également être envisagée pour faciliter dans le cas d'écoulement dense la séparation des phases. De plus, le choix d'un autre type de particules pourrait être envisagé pour balayer une gamme différente de nombre de Stokes et étudier les conséquences sur la dispersion des particules et leur regroupement au sein de l'écoulement turbulent. Dans la suite de ce projet, des campagnes de mesure au moyen de chaîne PIV/PTV en haute fréquence constitueraient un apport considérable en terme d'informations spatio-temporelles sur les structures des amas et permettraient d'obtenir des statistiques Lagrangiennes. Quelques données acquises à haute fréquence ont déjà été enregistrées mais ne seront analysées qu'en dehors de ce travail de thèse.

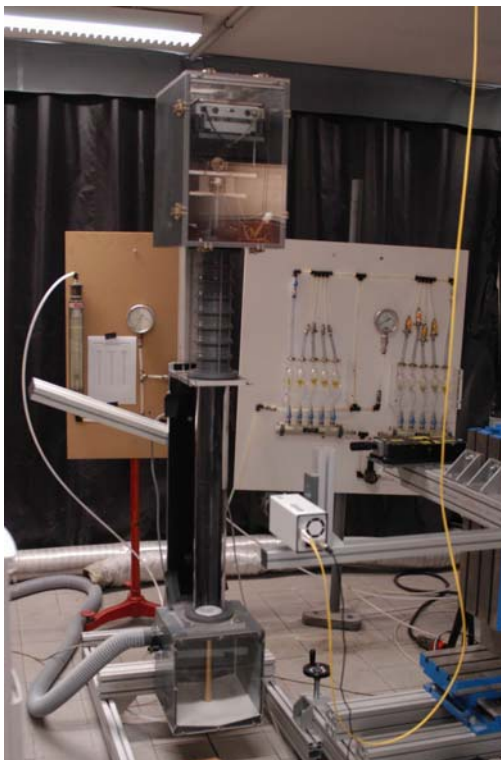
Annexe II.1 : Evolution du dispositif expérimental



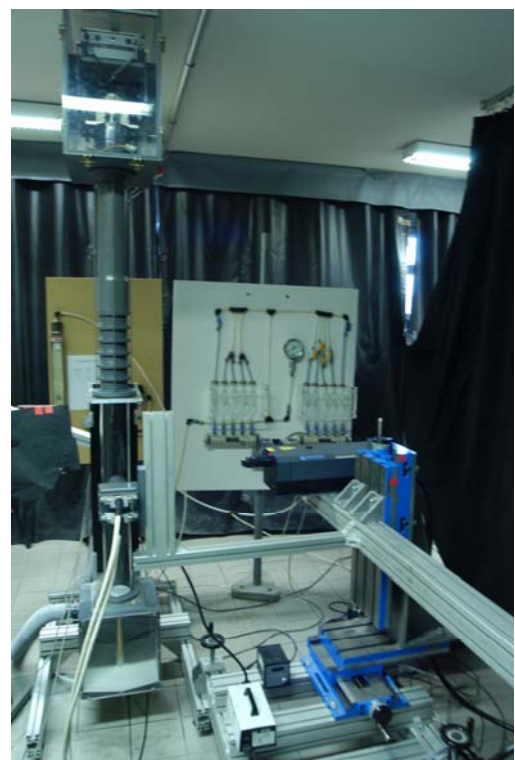
Prototype expérimental (octobre 2002)



Modifications de juin 2003



Modifications de mars 2004



Dispositif final (novembre 2004)

Annexe II.2 : Etalonnage du col sonique

Nous avons utilisé un col sonique afin de fixer précisément le débit sur la ligne « principale » du dispositif d'alimentation en air de l'installation expérimentale. L'étalonnage du col sonique s'est fait à l'aide d'un compteur volumétrique placé en aval du col sonique. Nous avons ainsi pu tracer la courbe ci-dessous nous permettant d'obtenir le débit volumique en sortie du col sonique en fonction de la pression relative en amont du col.

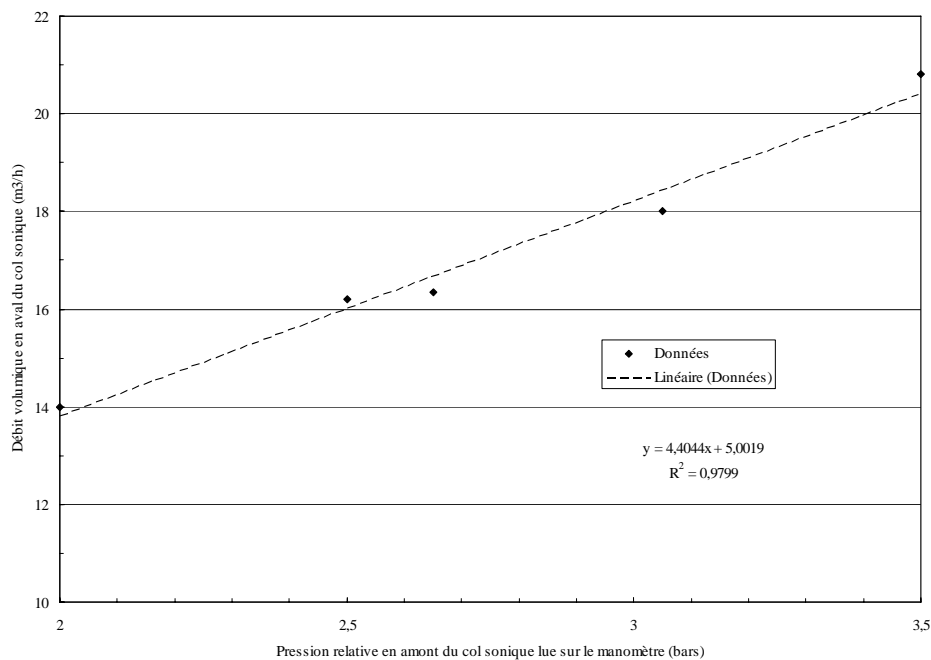


Figure AII.2.1 Courbe d'étalonnage du col sonique

Pression relative en amont du col sonique (bars)	Débit d'air en aval du col sonique (m ³ /h)	Vitesse d'air en aval du col sonique (m/s)
1.34	10.9	38.7
1.65	12.3	43.5
2	14	49.5
2.5	16.2	57.3
2.65	16.35	57.8
3.05	18	63.7
3.5	20.8	73.6

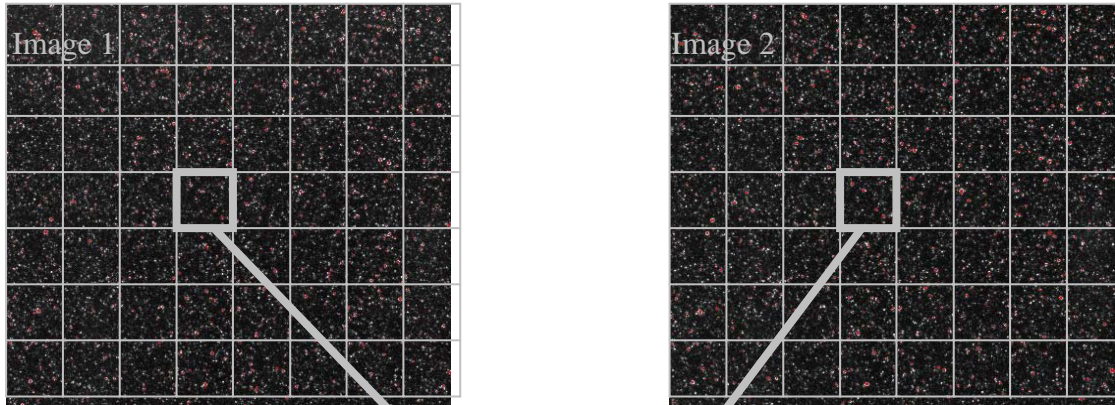
Tableau AII.2.1 Correspondance pression relative en amont du col sonique et débit d'air en aval du col sonique

Annexe III.1 : Principe de l'algorithme de PIV

Principe d'intercorrélation

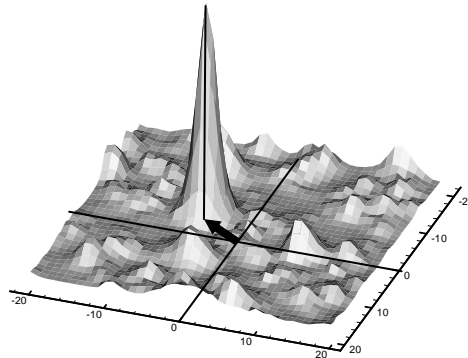
(S.Maurel 2001)

Les 2 images sont divisées en cellules de calcul

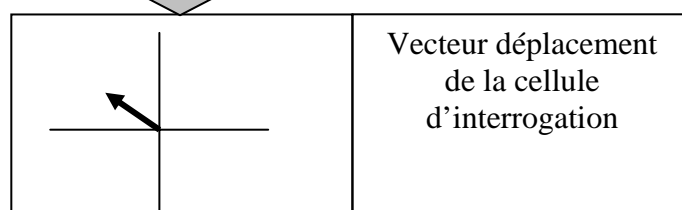


Pour chaque cellule :

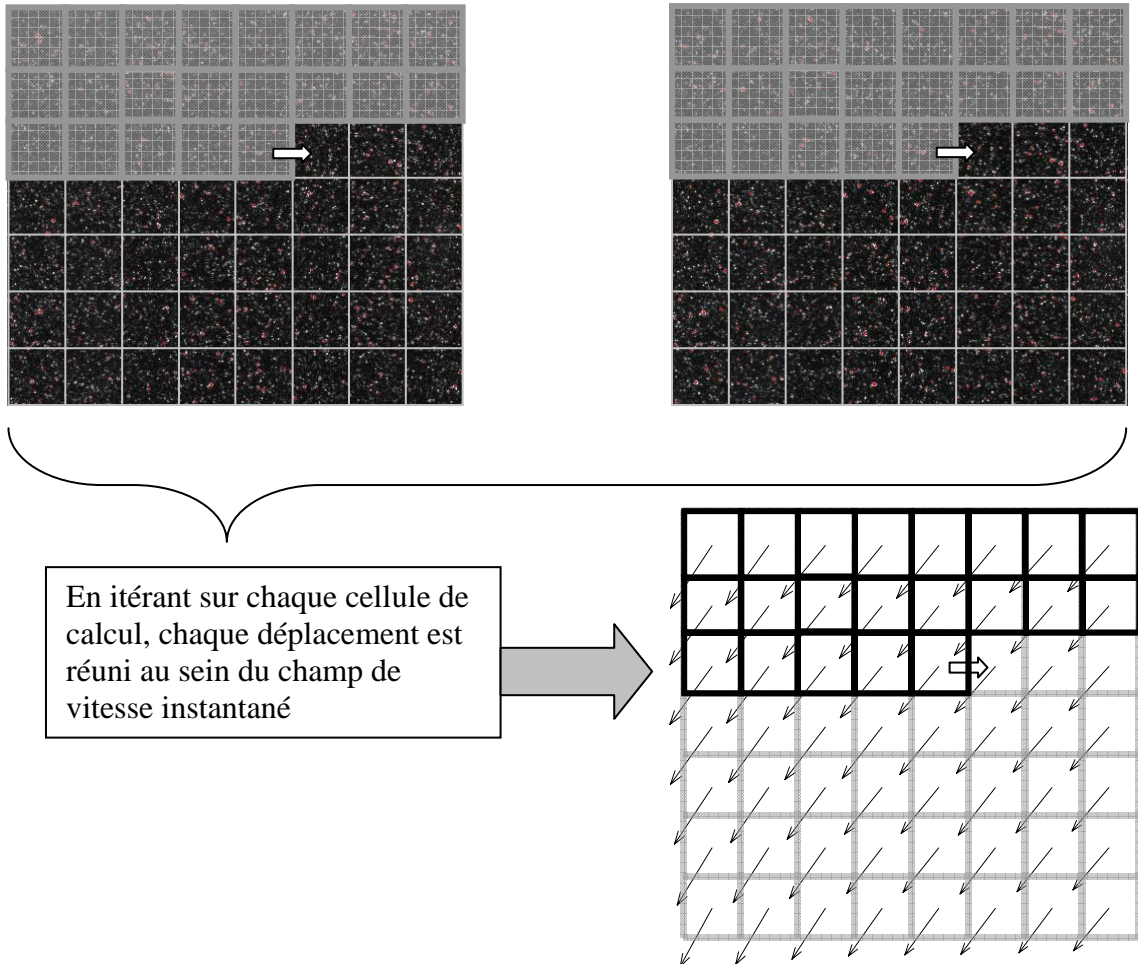
Calcul de la figure
d'intercorrélation



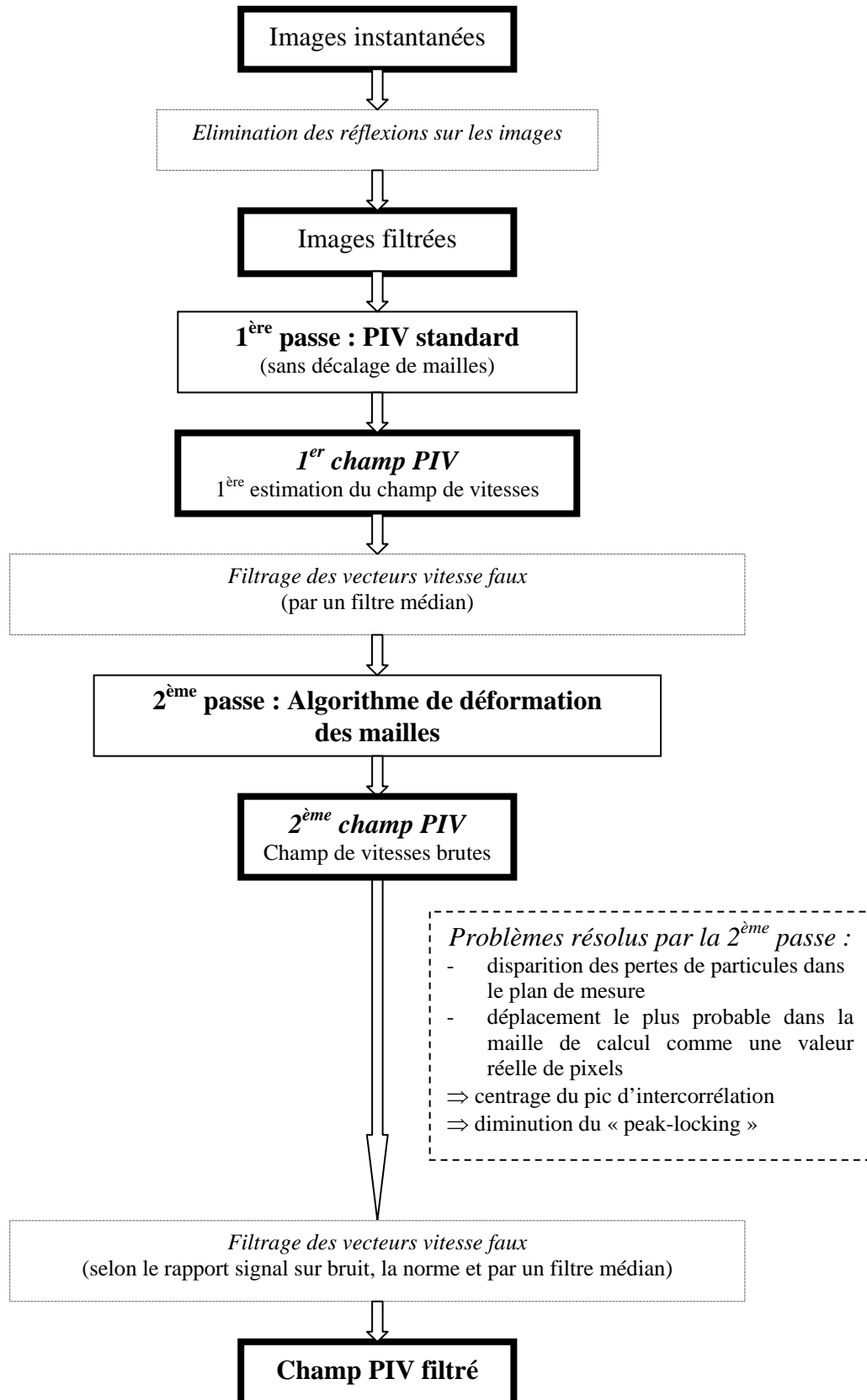
Recherche de la position du
pic de corrélation



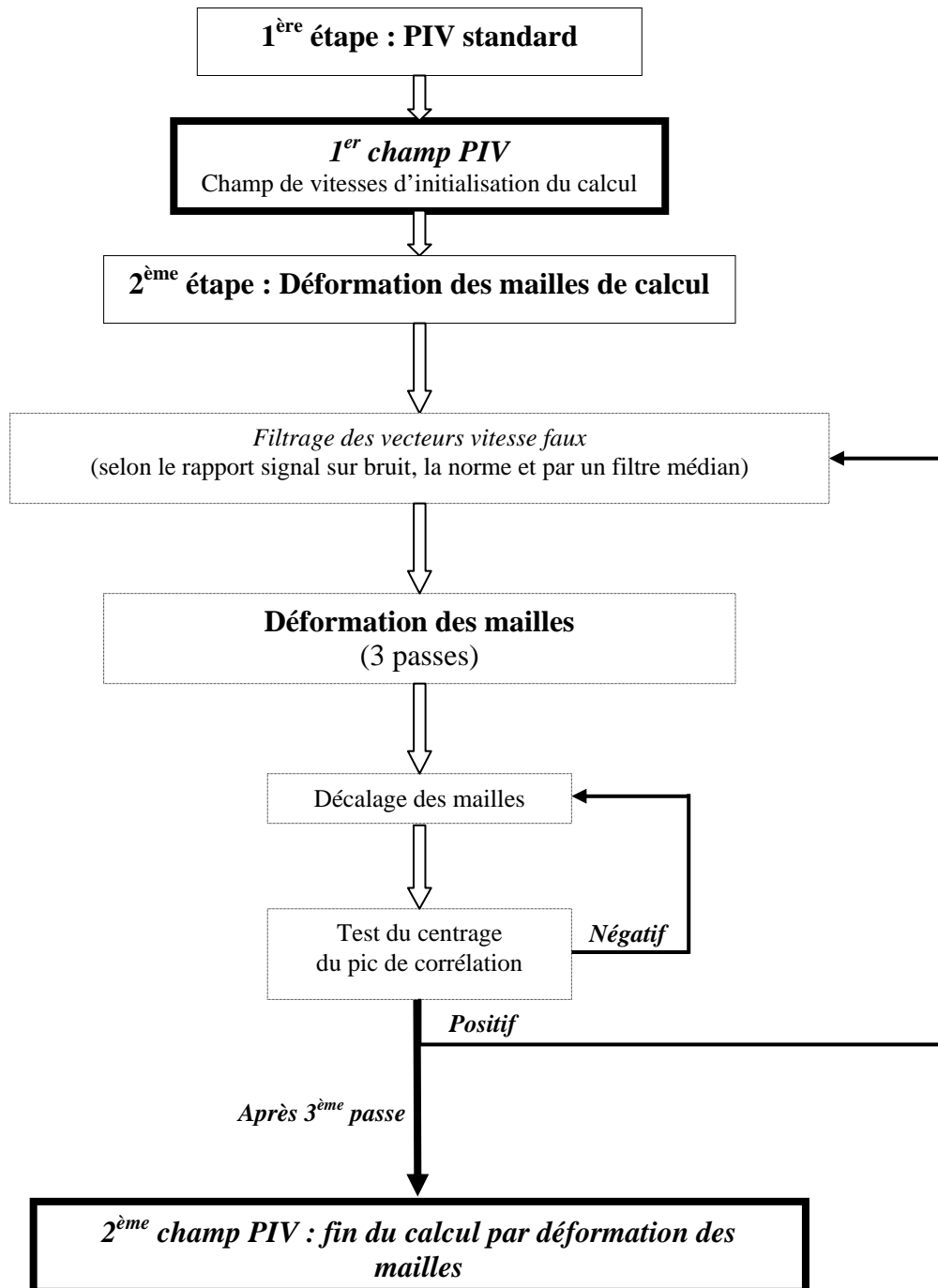
Recomposition des champs de vitesses (S.Maurel 2001)



Annexe III.2 : Synthèse de la procédure de calcul PIV mise en place dans le logiciel BkPiv (Maurel 2001)

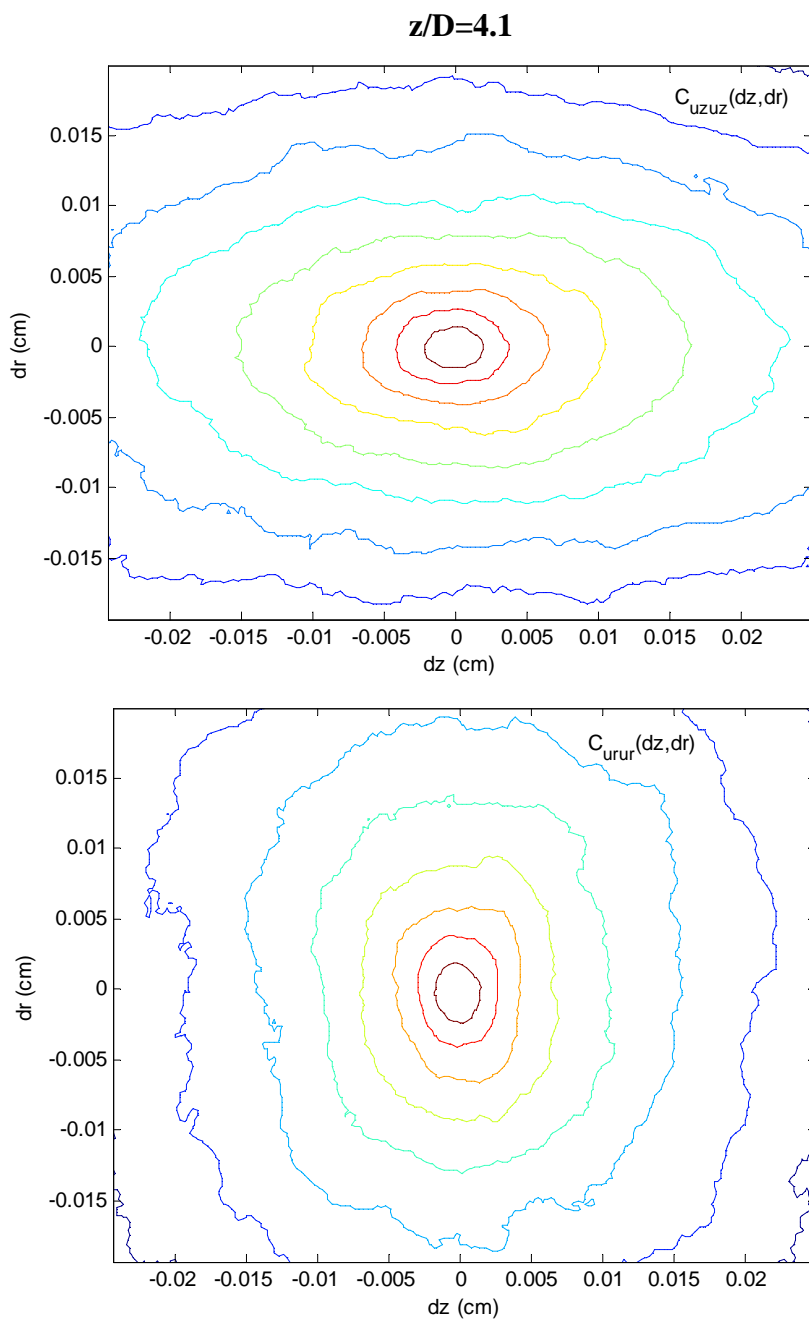


Algorithme de déformation des mailles pour la 2^{ème} passe du calcul PIV (Maurel 2001)

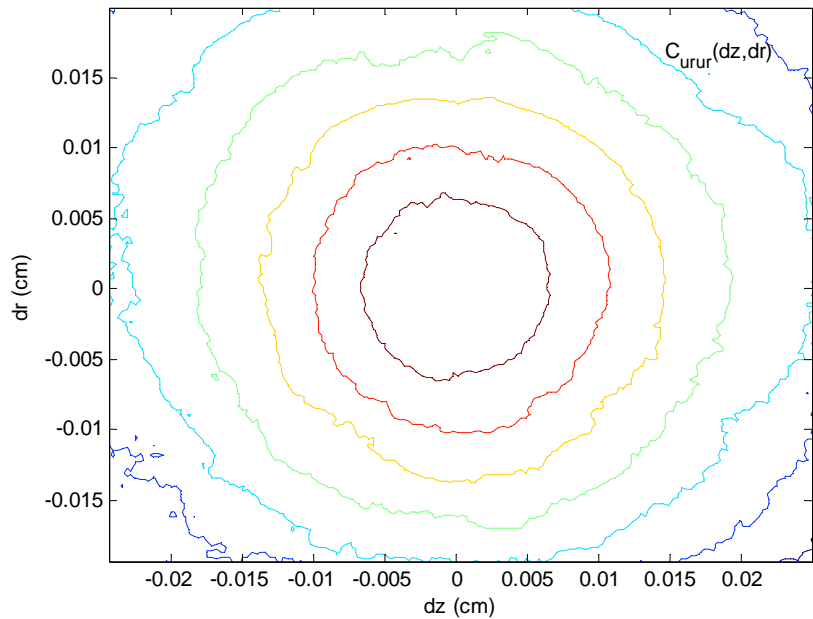
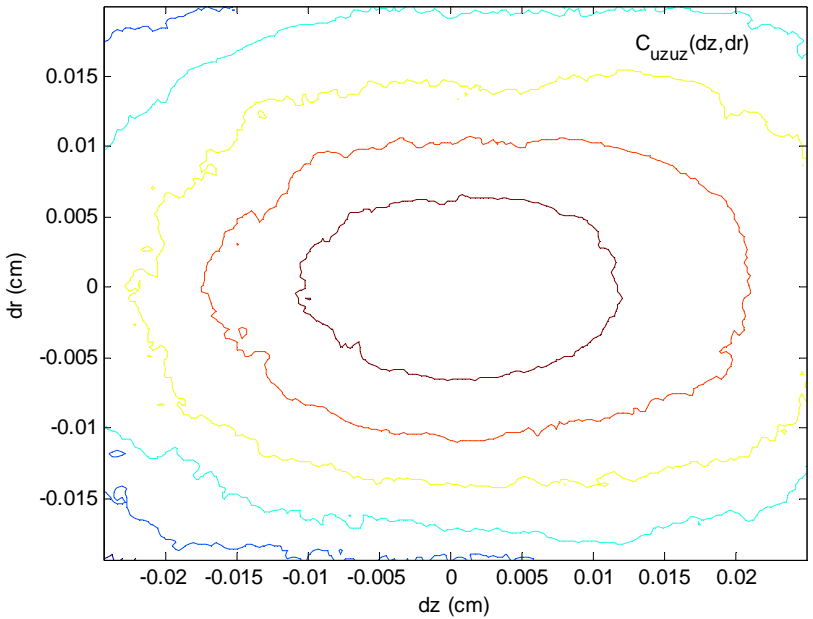


Annexe V.1 : Champs de corrélation 2D

Les calculs de corrélations ont été menés en 2 dimensions, avec une origine centrée sur l'axe et aux côtes respectives $z/D=4.1$ et $z/D=6.6$, et sont reportés sur les figures ci-dessous. Les contours représentent les isocontours des coefficients de corrélation 2D longitudinal (C_{uzuz}) et transversal (C_{urur}). L'isocontour central est équivalent à un coefficient de corrélation de 0.9, puis les isocontours sont reportés par pas de 0.1.



$z/D=6.6$



Bibliographie

- Adrian R.J., 1991**, Particule – Imaging techniques for experimental fluid mechanics, *Annu. Rev. Fluid Mech.*, 23, pp. 261-304
- Aliseda A., Cartellier A., Hainaux F., Lasheras J.C., 2002**, Effect of preferential concentration on the settling velocity of heavy particles in homogeneous isotropic turbulence, *Journal of Fluid Mechanics*, 468, pp. 77-105
- Batchelor G. K., 1949**, Diffusion in a fluid of homogeneous turbulence I. Eulerian analysis, *Aus. J. Sci. Res.*, 2, pp. 437-450
- Batchelor G. K., Canuto V. M., Chasnov J. R., 1992**, Homogeneous buoyancy-generated turbulence, *Phys. Fluids A*, 3, 5, pp. 349-378
- Benedict L. H., Gould R. D., 1996**, Towards better uncertainty estimates for turbulence statistics, 22, 2, *Experiments in Fluids*, pp. 129-136
- Boivin M., Simonin O., Squires K.D., 1998**, Direct numerical simulation of turbulence modulation by particles in isotropic turbulence, 375, pp. 235-263
- Bosse T., Kleiser L., Meiburg E., 2006**, Small particles in homogeneous turbulence: Settling velocity enhancement by two-way coupling, *Physics of fluids*, 18
- Caraman N., Boree J., Simonin O., 2003**, Effects of collisions on the dispersed phase fluctuation in a dilute tube flow: experimental and theoretical analysis, *Physics of Fluids*, 15, pp. 3602-3612
- Chassaing P., 2000**, Turbulence en mécanique des fluides, Analyse du phénomène en vue de sa modélisation à l'usage de l'ingénieur, Cépaduès-Editions, Collection Polytech
- Crowe, C.T., 2000**, On models for turbulence modulation in fluid-particle flows, *Int. J. Multiphase Flow*, 26, pp. 719-727
- Deutsh E., 1992**, Dispersion de particules dans une turbulence homogène et isotrope stationnaire calculée par simulation numérique directe des grandes échelles, Thèse Ecole Centrale de Lyon
- Deutsh E., Simonin O., 1991**, Large eddy simulation applied to the motion of particles in stationary homogeneous fluid turbulence, *Turbulence Modification in Multiphase Flows*, ASME-FED, 110, pp. 35-42

- Durox D., Ducruix S., Lacas F., 1995**, Ensemencement d'un écoulement réactif ou non-réactif par un atomiseur de parfum, 6^{ème} congrès francophone de vélocimétrie laser, session E, numéro 3
- Eaton J.K., Fessler J.R., 1994**, *Preferential concentration of particles by turbulence*, *Int. J. Multiphase Flow*, vol. 20, Suppl., pp. 169-209.
- Elghobashi S., 1994**, *On predicting particle-laden turbulent flows*, *J. Applied Scientific Research* 52, pp. 309-329
- Elghobashi S., Truesdell, G.C., 1993**, On the two-way interaction between homogeneous turbulence and dispersed solid particles. I: Turbulence modification, *Phys. Fluids A*, 5, pp. 1790-1801.
- Fabre J., Legendre D., 2003**, *Polycopié de cours de 3^{ème} année ENSEEIHT, "Ecoulements diphasiques"*
- Fede P., Février P., Simonin O., 2004**, Numerical study of the effect of the fluid turbulence microscales on particle segregation and collision in gas-solid turbulent flows, 5th ICMF, Yokohama, Japan
- Ferrand V., 2001**, Analyse physique d'un jet d'air turbulent chargé en gouttelettes. Diagnostics lasers applicables à l'injection d'essence dans les moteurs, Thèse Institut National Polytechnique de Toulouse
- Ferrand V., Bazile R., Borée J., Charnay G., 2003**, Gas-droplet turbulent velocity correlation and two-phase interaction in an axisymmetric jet laden with partly responsive droplets, *International Journal of Multiphase Flow*, 29, pp. 195-217
- Fessler J. R., J. D. Kulick, J. K. Eaton, 1994**, Preferential concentration of heavy particles in a turbulent channel flow, *Phys. Fluids*, 6 (11), pp. 3742-3749
- Février P., 2000**, Etude numérique des effets de concentration préférentielle et de corrélation spatiale entre vitesses de particules solides en turbulence homogène, isotrope, stationnaire, Thèse INPT, Toulouse, France
- Gouesbet G., Berlemont A., Picart A., 1984**, Dispersion of discrete particles by continuous turbulent motions. Extensive discussion of the Tchen's theory, using a two-parameter family of Lagrangian correlation functions, *Physics of Fluids*, 27, pp. 827-837
- Hinze G., 1975**, *Turbulence*, Mac Graw-hill
- Hopfinger E. J., Tolly J.-A., 1976**, Spatially decaying turbulence and its relation to mixing across density interfaces, *J. Fluid Mech.*, 78, pp 155-175

- Keane R. D., Adrian, R.J., 1993**, Theory of cross-correlation analysis of PIV images. F.T.M. Nieuwstadt (ed.), Flow Visualisation and image analysis pp. 1-25, Kluwer Academic Publishers
- Keane R.D., Adrian R.J., Zhang Y., 1995**, Super-resolution particle imaging velocimetry, Meas. Sci. Technol. 6, pp. 754–768
- Khalitov D.A., Longmire E. K., 2001**, Particle response to turbulence in fully developed channel flow, Int. Conf. On Multiphase Flows, ICMF 2001, New Orleans
- Khalitov D. A., Longmire E. K., 2002**, Simultaneous two-phase PIV by two-parameter phase discrimination, Experiments in Fluids, 32, pp. 252–268
- Khalitov D.A., Longmire E.K., 2003**, Effect of particle size on velocity correlations in turbulent channel flow, 4th ASME/JSME Joint Fluids Engineering Conference, Honolulu
- Kiger, K.T., C. Pan, 2000**, PIV Technique for Simultaneous Measurement of Dilute Two-phase Flows, Journal of Fluids Engineering, Vol. 122, pp. 811-818
- Lecordier B., 1997**, Etude de l'interaction de la propagation d'une flamme prémélangée avec le champ aérodynamique par association de la tomographie laser et de la vélocimétrie par image de particules, Thèse Faculté des Sciences de l'Université de Rouen
- Longmire E. K., Eaton J. K., 1992**, Structure of a particle-laden round jet, Journal of Fluid Mechanics, 236, 217-257
- Longmire E.K., Eaton J. K., 1994**, Active Open-Loop Control of Particle Dispersion in Round Jets, AIAA J., Vol. 32, No. 3, pp. 555-563
- Maurel S., 2001**, Etude par imagerie laser de la génération et de la rupture d'un écoulement tourbillonnaire compressé; Situation modèle pour la validation de simulations aux grandes échelles dans les moteurs, Thèse INPT, Toulouse, France
- Osterlé B., Zaichik L., 2004**, On Lagrangian time scales and particle dispersion modeling in equilibrium turbulent shear flows, Physics of Fluids, 16, 9, pp. 3374-3384
- Poelma C., 2004**, Experiments in particle-laden turbulence simultaneous particle/fluid measurements in grid-generated turbulence using particle image velocity, Thesis, Delft University of technology, Netherland
- Poelma C., Ooms G., 2006**, Particle-Turbulence Interaction in a Homogeneous, Isotropic Turbulent Suspension, Transactions of the ASME, 59, pp. 78-89

- Prévost F., Boree J., Nuglisch H. J., Charnay G., 1996**, Measurements of fluid/particle correlated motion in the far field of an axisymmetric jet, *Int. J. Multiphase Flow*, vol 22, n°4, pp. 685-701
- Raffel M., Willert C., Komperhans J., 1998**, *Particule Image Velocimetry*, Edition Springer
- Risso F., 1994**, Déformation et rupture d'une bulle dans une turbulence diffusive, Thèse INPT, Toulouse, France
- Risso F., Fabre J., 1997**, Diffusive turbulence in a confined jet experiment, *J. Fluid Mech.*, vol. 337, pp. 233-261
- Simonin O., 1990**, Eulerian formulation for particle dispersion in turbulent two-phase flow, *Euromech 234*, May, 9-12, Toulouse, France
- Simonin O., 1991**, Prediction of the dispersed phase phase turbulence in particle-laden jets, gas-solid flows, *ASME 1991, FED-Vol. 121* pp. 197-206
- Simonin O., Deutsch E., Boivin M., 1995**, Large eddy simulation and second-moment closure model of particle fluctuating motion in two-phase turbulent shear flows, 9th International Symposium on Turbulent Shear Flows, Kyoto, pp. 85-115
- Simonin O., Février P., Lavieville J., 2002**, On the spatial distribution of heavy-particle velocities in turbulent flow: from continuous field to particulate chaos, *Journal of Turbulence*, vol. 3
- Simonin O., Squires K., 2003**, On two way coupling in gas-solid turbulent flows, *Proceedings of ASME FEDSM'03, 4th ASME-JSME Joint Fluids Engineering Conference Honolulu, Hawaii, USA*
- Squires K., Eaton J. K., 1990**, Particle response and turbulence modification in isotropic turbulence, *Phys. Fluids A*, vol. 2, No. 7, pp. 1191-1203
- Squires K., Eaton J. K., 1991**, Preferential concentration of particles by turbulence, *Phys. Fluids A*, vol. 3, No. 5, pp. 1169-1178
- Squires K., Eaton J. K., 1991**, Measurements of particle dispersion from direct numerical simulations of isotropic turbulence, *J. Fluid Mech.*, vol. 226, pp. 1-37
- Stellmacher M., Obermayer K., 2000**, A new tracking algorithm based on deterministic annealing and alternative distance measures, *Experiments in Fluids* 28, pp. 506-518
- Tchen C. M., 1947**, Mean value correlation problems connected with the motion of small particles suspended in a turbulent fluid, Ph. D. Thesis, University of Delft, The Hague
- Tennekes H., Lumley J. L., 1972**, *A first course in turbulence*, The MIT press

- Vermorel O., Bédard B., Simonin O., Poinso T., 2003**, Numerical study and modelling of turbulence modulation in a particle laden slab flow, *Journal of turbulence*, 4
- Vignal L., 2002**, Analyse expérimentale des couplages entre turbulence et mouvement des particules en écoulement gaz-solide (Qualification préliminaire de l'installation expérimentale et étude de l'écoulement de jet confiné monophasique), rapport de stage de fin d'études ENSEEIHT dirigé par Roig V.
- Wang L. P., Maxey L. P., 1993**, Settling velocity and concentration distribution of heavy particles in homogeneous isotropic turbulence, *J. Fluid Mech.*, vol. 256, pp. 27-68
- Westerweel J., 1993**, *Digital Particle Image Velocimetry*, Delft University Press
- Westerweel J., 1994**, Efficient detection of spurious vectors in particle image velocimetry data, *Experiments in Fluids* 16, pp. 236–247
- Westerweel J., Dabiri D., Gharib M., 1997**, The effect of a discrete window offset on the accuracy of cross-correlation analysis of digital PIV recordings, *Exp. Fluids*, 23, pp. 20-28
- Yang C. Y., Lei U., 1998**, The role of the turbulent scales on the settling velocity of heavy particles in homogeneous isotropic turbulence, *J. Fluid Mech.*, 371, pp. 179-205
- Yang T. S., Shy S. S., 2005** Two-Way Interaction between Solid Particles and Air Turbulence : Particle Settling Rate and Turbulence Modification Measurements, *Journal of Fluid Mechanics*, 526, pp. 171-216

Résumé

Ce travail expérimental s'inscrit dans le cadre des études sur les écoulements diphasiques et porte plus particulièrement sur la caractérisation des interactions entre une phase porteuse gazeuse et une phase dispersée composée de particules solides : i.e. la dispersion des particules, la formation d'amas de particules, et leur effet sur la modification de l'écoulement porteur. La plupart des résultats expérimentaux, obtenus dans des configurations complexes, ne peuvent être comparés que difficilement à la théorie et aux résultats numériques. Le premier travail a ainsi consisté à réaliser un dispositif expérimental présentant un écoulement monophasique avec un régime proche de la THI (Turbulence Homogène Isotrope) et permettant de se placer dans des régimes d'écoulement propices à l'apparition de concentration préférentielle. L'écoulement retenu est celui engendré par un jet d'air confiné dans un tube fermé hermétiquement en son sommet. Cet écoulement présente bien une zone de turbulence diffusive. Les grandeurs caractéristiques de cet écoulement (vitesse moyenne, fluctuations de vitesse, cisaillement, moments d'ordre 3 et 4) sont comparables à celles rapportées dans la littérature. L'écoulement diphasique est obtenu en utilisant un système d'ensemencement de particules assurant une injection régulière et spatialement homogène des particules par le haut du tube. L'originalité de l'expérience consiste à mesurer simultanément les champs de vitesse des particules et du fluide par une méthode optique non intrusive afin d'analyser le couplage entre les deux phases. Ces résultats ont été obtenus à l'aide d'une méthode de diagnostic optique, couplant la technique de PIV 2D2C (2 dimensions 2 composantes) classique et une méthode de PTV mise au point dans le cadre de cette étude. Cette méthode reste robuste pour des écoulements présentant des zones de fortes surconcentrations en particules, dans le cas de cette étude où la fraction moyenne volumique en particules est de l'ordre de 10^{-5} . L'obtention de mesures fiables et simultanées sur les deux phases par couplage PIV/PTV a fait l'objet d'un soin particulier. L'analyse des statistiques des champs de vitesse fluide diphasique dans la partie haute du tube met en évidence que la présence des particules provoque une augmentation de l'énergie cinétique turbulente par rapport à l'écoulement monophasique et fait perdre le caractère isotrope de l'écoulement. Une analyse de la position instantanée des particules dans différentes régions du tube met en évidence un régime de concentration préférentielle caractérisé par la formation d'amas de particules au sein de l'écoulement. Nous proposons un modèle de production d'énergie cinétique turbulente par les fluctuations de concentration des particules associées aux amas en présence de gravité. Malgré le caractère dilué en particules de notre écoulement, la formation d'amas modifie fortement la turbulence du fluide. Cette même dynamique collective des particules, regroupées en amas, pourrait être une piste intéressante afin d'expliquer aussi la modification du mouvement relatif moyen des particules.

Mot clés : concentration préférentielle, écoulement diphasique, mesure PIV/PTV simultanées, turbulence.

Abstract

This experimental work lies within the scope of the studies on the two-phase flows and concerns more particularly the characterization of the interactions between a carrier gas phase and a dispersed phase consisting in solid particles : i.e. the dispersion of the particles, the clusters generation and their effect on the continuous phase. The majority of the experimental results, obtained in complex configurations, can be compared only with difficulty with existing theory and numerical results. Thus, the first work consisted in carrying out an experimental apparatus presenting a single-phase flow with a region as similar as possible to homogeneous and isotropic turbulence, and in making possible the apparition of preferential concentration in two-phase flow. The single-phase flow consisted in a vertical air jet confined in a tube closed hermetically at the top section, which presents a zone of diffusive turbulence. The characteristic sizes of this flow (mean velocity, velocity fluctuations, shearing, moments of order 3 and 4) are the same with those reported in the literature. The two-phase flow is obtained by using a stationary and spatially homogeneous injection of particles from the top of the tube. The originality of the experiment consists in simultaneous measurements of the velocity fields of the particles and of the fluid by a non-intrusive optical method in order to analyse the coupling between the two phases. These results are obtained using a method of optical diagnostic, coupling the traditional technique of PIV 2D2C (2 dimensions 2 components) and a method of PTV developed in this study. This method remains robust for flows with zones of strong over-concentrations in particles, in this study where the average volume fraction in particles is of about a 10^{-5} . The simultaneous measurements on the two phases by coupling PIV and PTV were the particular careful aim of this work. The analysis of the statistics of the velocity fields of the two-phase flow in the high part of the tube highlights that the particles cause an increase of the turbulent kinetic energy compared to the single-phase flow and a loss of the isotropic character of the flow. An analysis of the instantaneous position of the particles in various areas of the tube demonstrates that a region of preferential concentration exists. It is characterised by the presence of clusters of particles. We suggest a model of turbulent kinetic energy production by the fluctuations of concentration of the particles associated with clusters in the presence of gravity. In spite of low volume fraction of particles, the formation of cluster strongly modifies the turbulence of the fluid. This same collective dynamics of the particles could be an interesting track in order to analyse the modification of the average relative movement of the particles.

Keywords : preferential concentration, two-phase flow, simultaneous measurement PIV/PTV, turbulence.