

Modélisation du captage des polluants lors des opérations de meulage

Fatna Tafnout

▶ **To cite this version:**

Fatna Tafnout. Modélisation du captage des polluants lors des opérations de meulage. Autre. Université de Lorraine, 2012. Français. NNT : 2012LORR0185 . tel-01749601

HAL Id: tel-01749601
https://hal.univ-lorraine.fr/tel-01749601

Submitted on 29 Mar 2018

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.

AVERTISSEMENT

Ce document est le fruit d'un long travail approuvé par le jury de soutenance et mis à disposition de l'ensemble de la communauté universitaire élargie.

Il est soumis à la propriété intellectuelle de l'auteur. Ceci implique une obligation de citation et de référencement lors de l'utilisation de ce document.

D'autre part, toute contrefaçon, plagiat, reproduction illicite encourt une poursuite pénale.

Contact : ddoc-theses-contact@univ-lorraine.fr

LIENS

Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 122. 4
Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 335.2- L 335.10
http://www.cfcopies.com/V2/leg/leg_droi.php
http://www.culture.gouv.fr/culture/infos-pratiques/droits/protection.htm

THÈSE

Pour l'obtention du grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE DE LORRAINE

École Doctorale EMMA (Énergétique, Mécanique et Matériaux)

DOMAINE DE RECHERCHE : Mécanique et Énergétique

Présentée par

TAFNOUT Fatna

Modélisation du captage des polluants lors des opérations de meulage

Thèse dirigée par : **M. OESTERLÉ Benoît / Mme. MIKOLAJCZAK Anne-Tanière**

Soutenue le 01-10-2012
Devant la Commission d'Examen

JURY

M. TADRIST Lounes	Professeur, Directeur de l'IUSTI
M. ALLARD Francis	Professeur, Directeur du LEPTIAB
Mme. MIKOLAJCZAK Anne-Tanière	MDC, HDR, Université de Lorraine
M. RIMBERT Nicolas	MDC, Université de Lorraine
M. BUCHLIN Jean-Marie	Professeur, Von Karman Institute, Belgique
M. MARKUS Abel	Professeur Université de Lorraine
M. FONTAINE Jean-Raymond	Docteur, Directeur du service Ingénierie Aéraulique, INRS
M. BELUT Emmanuel	Docteur, Responsable d'études, Ingénierie Aéraulique, INRS

Remerciements

A l'issue de ces trois années de thèse, la rédaction de ce manuscrit est l'occasion d'adresser mes remerciements aux personnes qui ont permis l'aboutissement de ce travail.

Je tiens tout d'abord à remercier l'Institut National de Recherche et de Sécurité pour le financement de ce travail. Un grand merci à Jean-Raymond Fontaine et Emmanuel Belut de m'avoir accueillie au sein du département Ingénierie des Procédés et de m'avoir permis de réaliser ma thèse dans de bonnes conditions.

Je tiens à remercier vivement les différents membres du jury d'avoir accepté d'évaluer et juger mes travaux de recherche. En particulier, je suis reconnaissante à Lounes Tadrist (Professeur et Directeur de l'Institut Universitaire des Sytèmes Thermiques Industriels (IUSTI)) et à Francis Allard (Professeur et Directeur du Laboratoire d'Étude des Phénomènes de Transfert et de l'Instantanéité : Agro-industrie et Bâtiment (LEPTIAB)) du temps qu'ils vont consacrer à lire ce manuscrit et d'y apporter des remarques pertinentes sur les travaux présentés. Je remercie aussi tout particulièrement Nicolas Rimbert (maître de conférence à l'Université de Lorraine), Jean-Marie Buchlin (Professeur à l'Université Libre de Bruxelles et chef du département de la dynamique des fluides appliquée et de l'environnement) et Abel Markus (Professeur à l'université de Lorraine) d'avoir accepté de faire partie de mon jury.

Je remercie tous ceux sans qui cette thèse ne serait pas ce qu'elle est : aussi bien par les discussions que j'ai eu la chance d'avoir avec eux, leurs suggestions ou contributions. Je pense ici en particulier à Monsieur Benoît Oesterlé pour avoir bien voulu diriger et encadrer cette thèse, pour son soutien, ses conseils et pour la confiance qu'il a su me témoigner. Je renouvelle

ma gratitude et ma reconnaissance à Emmanuel Belut qui a également dirigé ce travail de recherche avec implication. Je le remercie d'avoir su partager son expérience, son savoir faire et sa passion notamment dans le domaine de la mécanique des fluides. Je le remercie également pour son professionnalisme, sa pédagogie, sa disponibilité et pour la patience qu'il a manifestés à mon égard durant cette thèse. J'ai beaucoup appris avec chacun de vous aussi bien sur le plan scientifique que personnel. Vous êtes un modèle de rigueur, de disponibilité et d'ouverture aux autres. Merci de m'avoir tant appris et tant donné.

Je réserve une reconnaissance particulière au Professeur Anne-Tanière, qui en plus d'avoir accepté la charge de prendre le relais quant à la direction de ma thèse, m'a beaucoup encouragé et motivé dans des moments très difficiles. Elle mérite des remerciements chaleureux pour son caractère exceptionnel, sa joie et sa bonne humeur.

Je remercie bien entendu l'ensemble des membres du service IA qui sont parvenus à me supporter pendant trois ans, et avec lesquels j'ai passé des moments agréables. Donc merci à : Francis Henry, Francis Bonthoux, Laurence Robert, François-Xavier Keller, Robert Braconnier, Jean-Claude Cunin, Jean-Raymond Fontaine, Roland Rapp et Jean-Claude Serieys.

Je passe ensuite une dédicace spéciale à tous les jeunes gens que j'ai eu le plaisir de côtoyer durant ces quelques années et qui ont contribué à animer l'ambiance de travail : Vincent Césard, Talel Maalej, Romain Guichard. Jamais je ne pourrai oublier les agréables moments passés avec vous.

Un grand merci à mes proches qui ont su, tout au long de mon parcours, m'épauler et qui, avec cette question récurrente, « quand est-ce que tu la soutiens cette thèse ? », bien qu'angoissante en période fréquente de doutes, m'ont permis de ne jamais dévier de mon objectif final. Merci en particulier à cette femme merveilleuse que j'aime tant, ma mère, pour avoir été toujours là quand il le fallait et pour m'avoir aidé dans les différentes étapes de ma vie. Un profond merci à mon père pour son écoute, ses encouragements et les multiples sacrifices qu'il a fait pour ses enfants. Je sais qu'il éprouve beaucoup de fierté pour sa fille. Je ne les remercierai jamais assez ne serait-ce que pour leur présence et leurs encouragements qui sont pour moi les piliers fondateurs de ce que je suis et de ce que je fais. C'est bien à eux que je dédie ce travail de thèse et je leur dis : "Recevez ce mémoire en guise de remerciement et témoignage de mon amour".

Je remercie profondément mon cher époux pour son soutien quotidien indéfectible et son enthousiasme contagieux à l'égard de mes travaux comme de la vie en général. Notre couple a grandi en même temps que mon projet scientifique, le premier servant de socle solide à l'épanouissement du second.

Ces remerciements ne peuvent s'achever, sans une pensée pour mon adorable petite fille Maria qui est née à la fin de ma thèse, dans la douleur mais qui représente le bonheur, l'espoir et la tolérance, non pas pour notre petite famille seulement mais pour l'humanité toute entière et en particulier les enfants démunis, partout dans le monde.

Merci enfin à mon cher pays qui n'est autre que ce grand et glorieux Maroc millénaire qui mérite tout l'amour et le respect du monde. Merci à ce merveilleux pays qui m'a accueilli depuis déjà dix ans et qui m'a permis d'accéder à ce stade du savoir scientifique, merci à la France que j'aime sincèrement et profondément.

Résumé

Ce travail à la fois expérimental et numérique s'inscrit dans le cadre des études menées sur le captage des polluants sur les machines tournantes et porte plus particulièrement sur la caractérisation de la dispersion des fines particules d'usinage : i.e. ces particules sont assimilées à un traceur passif du fait de leur temps de réponse aérodynamique négligeable. L'objectif recherché à travers cette étude est de développer une méthode numérique de conception des captages des polluants sur machines d'usinage. Le premier travail a donc consisté à réaliser un dispositif expérimental recréant une situation similaire à une opération de meulage, mais dans un cadre parfaitement contrôlé. L'écoulement retenu est celui engendré par un cylindre en rotation dans une veine d'essai ventilée. Un polluant particulaire, représenté par des microbilles de verre sphériques, est généré dans la veine d'essai (en utilisant un système d'ensemencement en particules), recréant ainsi les effets aérauliques des plus grosses particules d'usinage. Un gaz traceur, représentant la fraction fine de particules, est injecté simultanément avec le jet de particules via un capillaire placé à la source. Les propriétés du jet de particules obtenu sont caractérisées par vélocimétrie par suivi de particules (PTV) afin d'obtenir des données d'entrée et de validation pour les simulations numériques. La méthode de suivi de particules, mise au point dans le cadre de cette étude reste robuste même dans les zones fortement chargées en particules (i.e. la région source du jet). Le champ de vitesse de la phase gazeuse a quant à lui été caractérisé par vélocimétrie par images de particules (PIV), au moyen d'un code développé spécifiquement (Belut 2006 [4]). La dispersion d'un gaz traceur (hexafluorure de soufre - SF_6) émis simultanément avec le jet de particules est ensuite étudiée expérimentalement : la dispersion d'un tel gaz est en effet jugée représentative de celle des plus fines particules d'usinage dont le temps de réponse aérodynamique est négligeable. Enfin, une modélisation complète du banc d'essai est réalisée afin de permettre une comparaison avec les résultats expérimentaux pour

ainsi progresser dans la validation des modèles utilisés pour décrire la dispersion d'un traceur gazeux représentatif des fines particules. Le logiciel commercial Fluent est employé pour les simulations numériques.

Mots clés : captage, polluants, machines tournantes, PTV, gaz traceur, SF_6, PIV, simulation numérique.

Abstract

This study based at the same time in experimental and numerical aspect, is part of the framework to understand deeply the capture of pollutants on rotating machines and focuses especially on the characterization of the dispersion of fine particles generated by machining operations : i.e. these particles are assimilated as a passive tracer due to their negligible aerodynamic response time. The main objective covered by this study is to develop a numerical method of close capture exhausts systems for machining devices. The first task was to achieve an experimental device re-creating a similar grinding operation in a perfectly controlled environment. The flow used is defined as the one generated by a rotating cylinder in a ventilated test rig. A pollutant of particles, represented by spherical glass beads, is produced inside the test rig (by using a seeding system of particles), recreating therefore the aerodynamic effects of largest machining particles. A tracer gas, representing the fraction of fine particles, is injected simultaneously with the jet of particles through a capillary tube placed at the source. The properties of the jet of particles obtained are characterized by particle tracking velocimetry (PTV) allowing then to obtain data input and validation of numerical simulations. This particle tracking technic, developed in this study remains as robust method even in heavily loaded particles (i.e. the source region of the jet). The velocity field of the gas phase has meanwhile been characterized by particle image velocimetry (PIV), using a code developed specifically for this assay (Belut 2006 [4]). The dispersion of a tracer gas (sulfur hexafluoride - SF_6) emitted simultaneously with the jet of particles is then studied experimentally : the dispersion of such a gas is indeed considered representative of finest particles which aerodynamic response time is negligible. Finally, a complete modeling of the experimental test rig is performed to allow comparison with experimental results in order to progress in the validation of models used to describe the dispersion of a tracer gas representative of finest particles. The commercial soft-

ware FLUENT is used for numerical simulations.

Keywords : capture, pollutants, rotating machines, PTV, tracer gas, SF_6, PIV, numerical simulation.

Table des matières

Table des figures **xv**

Liste des tableaux **xxi**

I Introduction, Contexte et Plan de l'étude **1**

1 A propos de l'INRS . . . 1

1.1 Historique et statut . . . 1

1.2 Missions . . . 1

1.3 Le laboratoire Ingénierie Aéraulique (IA) . . . 4

2 Contexte de l'étude . . . 4

2.1 Introduction . . . 4

2.2 Pollution particulaire et risques sanitaires . . . 6

2.3 Objectifs du travail de thèse . . . 9

2.4 Plan de l'étude . . . 11

II Moyens expérimentaux et numériques mis en oeuvre **15**

1 Installation expérimentale et moyens de mesure . . . 15

1.1 Introduction . . . 15

1.2 Description générale du banc d'essai . . . 16

1.3 Système d'alimentation en particules . . . 17

1.4 Propriétés du jet de particules . . . 19

1.4.1 Granulométrie . . . 19

1.4.2 Vitesses d'émission et temps de réponse . . . 20

1.5 Description du système imagerie laser . . . 21
1.5.1 Caméra d'acquisition des images . . . 21
1.5.2 Type de laser . . . 22
1.6 Dimensions du banc d'essai . . . 23
1.6.1 Veine d'essai . . . 23
1.6.2 Capotage . . . 24
1.6.3 Convergents . . . 25
1.6.4 Cylindre . . . 26
1.6.5 Injecteur . . . 27
2 Études numériques préliminaires . . . 28
2.1 Lois de parois adaptées aux régimes rugueux . . . 28
2.1.1 Lois de parois dans le cas des écoulements turbulents . . . 28
2.1.2 Loi de parois modifiée dans le cas des parois rugueuses . . . 30
2.1.3 Mesure des rugosités . . . 33
2.1.4 Cadre théorique et calcul numérique . . . 34
2.1.5 Influence du nombre de Reynolds . . . 36
2.1.6 Influence de la hauteur des rugosités . . . 38
2.1.7 Influence de la constante des rugosités . . . 39
2.1.8 Conclusions . . . 40
2.2 Une approche hybride RANS-LES : la DES . . . 41
2.3 Étude des performances du modèle de turbulence DES sur l'écoulement engendré par un disque lisse en rotation . . . 44
3 Mise en place des simulations numériques . . . 48
3.1 Introduction . . . 48
3.2 Modélisation de la phase fluide . . . 49
3.3 Modélisation de la phase discrète . . . 50
3.3.1 Concept de base . . . 50
3.3.2 Calcul des trajectoires des particules . . . 50
3.3.3 Modèle de dispersion . . . 52
3.3.4 Paramètres susceptibles de modifier la trajectoire des particules 54
3.4 Interactions entre le fluide et les particules : Couplage entre phases . . . 56

III Traitements associés aux mesures par imagerie laser 59

1 Introduction . . . 59
2 Développement du programme de suivi de particules PTV . . . 59

2.1 Introduction . . . 59
2.2 Principe général . . . 60
2.3 Principe de l'algorithme de suivi de particules développé pour cette étude 61
2.3.1 Filtrage des images . . . 62
2.3.2 Détection des particules . . . 64
2.3.3 Calcul du prédécalage . . . 65
2.3.4 Appariements et vitesses des particules . . . 66
2.3.5 Interpolation sous-pixel . . . 67
2.3.6 Finalisation du champ de déplacement . . . 67
2.4 Biais de mesure . . . 68
2.5 Évaluation du programme de traitement . . . 69
2.5.1 Translation synthétique d'une image de synthèse . . . 69
2.5.2 Translation synthétique d'une image de synthèse bruitée . . . 71
2.5.3 Translation synthétique d'une image réelle . . . 73
2.5.4 Translation synthétique d'un doublet d'images réelles . . . 76
2.5.5 Translation expérimentale . . . 77
2.5.6 Conclusions . . . 78
3 Vélocimétrie par images de particules PIV . . . 78
3.1 Aperçu général et mise en oeuvre . . . 78
3.2 Techniques d'estimation du déplacement entre deux images successives . 80
3.2.1 Intercorrélation de phase . . . 80
3.3 Algorithmes et implémentation . . . 82
3.3.1 Estimation du déplacement global . . . 82
3.4 L'ensemencement . . . 83

IV Mesure du champ de concentration d'un gaz traceur 87
1 Introduction . . . 87
2 Technique de traçage gazeux . . . 88
2.1 Principe général . . . 88
2.2 Le gaz traceur idéal . . . 88
3 Montage expérimental . . . 90
3.1 Principe des expériences . . . 90
3.2 Description du montage expérimental . . . 90
3.3 Protocole de mesure . . . 92

V Outils de modélisation numérique **95**
1 Introduction . . . 95
2 Méthodes de résolution numérique . . . 95
2.1 Description générale de la méthode des volumes finis . . . 96
2.2 Discrétisation . . . 97
2.2.1 Principe de discrétisation des équations de transport . . . 97
2.2.2 Approximation spatiale : discrétisation des flux de convection et de diffusion . . . 98
2.2.3 Linéarisation des équations discrétisées . . . 100
2.3 Etapes de résolution des équations régissant l'écoulement . . . 100
2.3.1 Discrétisation de l'équation de quantité de mouvement . . . 101
2.3.2 Discrétisation de l'équation de continuité . . . 102
2.4 Facteurs de sous-relaxation . . . 103
2.5 Critère de convergence . . . 104
3 Description de la procédure numérique . . . 104
3.1 Choix de la formulation du solveur . . . 105
3.2 Choix du schéma de discrétisation . . . 105
3.3 Choix de la méthode d'interpolation de la pression et de l'algorithme de couplage pression/vitesse . . . 105
3.4 Convergence du calcul . . . 106

VI Résultats et comparaison expérimental/numérique **107**
1 Introduction . . . 107
2 Modélisation du banc d'essai : Phase gazeuse . . . 107
2.1 Description de la géométrie . . . 107
2.2 Conception du maillage . . . 108
2.3 Conditions aux limites . . . 109
3 Modélisation du banc d'essai : Phase discrète . . . 110
3.1 Conditions d'injection des particules . . . 110
3.2 Caractérisation des propriétés du jet de particules . . . 111
3.3 Conditions aux limites pour les particules . . . 113
4 Conduite du calcul . . . 113
5 Champs de vitesses de l'air . . . 114
5.1 Cartes de vitesses moyennes . . . 116
5.1.1 Cylindre en rotation à 500 tr.min^{-1} . . . 117

5.1.2 Cylindre en rotation à 1000 tr.min^{-1} . . . 118
5.1.3 Discussion . . . 120
5.2 Fluctuations de vitesse . . . 123
6 Champs de vitesse des particules . . . 125
6.1 Carte de vitesses moyennes des particules . . . 126
6.1.1 Cylindre en rotation à 500 tr.min^{-1} . . . 127
6.1.2 Cylindre en rotation à 1000 tr.min^{-1} . . . 129
6.1.3 Discussion . . . 130
7 Champs de concentration du gaz traceur . . . 131
7.1 Cartes de concentration du gaz traceur . . . 131
7.1.1 Cylindre en rotation à 500 tr.min^{-1} . . . 131
7.1.2 Cylindre en rotation à 1000 tr.min^{-1} . . . 133
7.1.3 Discussion . . . 134
7.2 Évolution du profil de concentration du gaz traceur . . . 135
7.2.1 Cylindre en rotation à 500 tr.min^{-1} . . . 135
7.2.2 Cylindre en rotation à 1000 tr.min^{-1} . . . 136
7.3 Discussion . . . 137

VII Conclusions et perspectives **139**

Bibliographie **145**

Table des figures

I.1 Opération de meulage 5
I.2 Opération de tronçonnage 5
I.3 Modèle de fractionnement d'aérosol suivant P. Görner et J.F. Fabriès 8
I.4 Organigramme du présent travail de recherche 11

II.1 Montage expérimental final 16
II.2 Aperçu du banc d'essai 17
II.3 Système d'alimentation en particules (Belut (2006) [4]) 18
II.4 Visualisation du jet de particules (Belut (2006) [4]) 18
II.5 Fonctions de distribution et de répartitions granulométriques en volume . . . 19
II.6 Estimation des paramètres de la loi de Rosin-Rammler 20
II.7 Image sur le capteur CCD de la caméra 22
II.8 Repère de travail 22
II.9 Schéma de fonctionnement d'un laser à impulsions 22
II.10 Veine d'essai (mm) 23
II.11 Capotage (mm) 24
II.12 Convergent amont (mm) 25
II.13 Convergent aval (mm) 25
II.14 Cotes principales du cylindre : vue de profil (mm) (Belut (2006) [4]) 26
II.15 Cotes principales de l'injecteur (mm) (Belut (2006) [4]) 27
II.16 Distribution de vitesse dans la couche limite turbulente 30
II.17 Vue générale de la bande abrasive Grain 120 34

II.18 Evolution de la contrainte pariétale en fonction du nombre de Reynolds et écart normalisé ($\frac{k_r}{r} = 0.012$) . . . 37
II.19 Évolution de la contrainte pariétale en fonction des hauteurs des rugosités et écart normalisé ($Re = 10^{5.4}$) . . . 38
II.20 Evolution de la contrainte pariétale en fonction du nombre de Reynolds pour différentes valeurs de C_r et écart normalisé ($\frac{K_r}{r} = 0.012$) . . . 40
II.21 Transition du modèle RANS au modèle LES : introduction du concept de la région grise -grey area- . . . 43
II.22 Cas d'étude : disque en rotation dans un domaine cylindrique . . . 45
II.23 Profil de vitesse radiale adimensionnée dans la couche limite du disque . . . 46
II.24 Profil d'énergie cinétique turbulente adimensionnée dans la couche limite du disque . . . 47

III.1 Principe général de la technique de suivi de particules PTV . . . 60
III.2 Synthèse de la procédure de calcul PTV . . . 62
III.3 Image originale . . . 63
III.4 Image moyenne . . . 63
III.5 Fond lumineux . . . 63
III.6 Image équilibrée . . . 63
III.7 Image JPIV 4 . . . 70
III.8 Image JPIV 5 . . . 70
III.9 Image JPIV 6 . . . 70
III.10 Image JPIV 7 . . . 70
III.11 Evaluation du programme PTV : erreur moyenne en fonction du déplacement imposé aux images de synthèse . . . 71
III.12 Evaluation du programme PTV : erreur moyenne en fonction du déplacement imposé aux images de synthèse avec bruit de fond . . . 72
III.13 Image expérimentale n°1 . . . 74
III.14 Image expérimentale n°2 . . . 74
III.15 Evaluation du programme PTV : erreur moyenne en fonction du déplacement imposé aux images réelles . . . 75
III.16 Première image du doublet . . . 76
III.17 Deuxième image du doublet . . . 76
III.18 Principe classique de l'analyse PIV . . . 79
III.19 Création des niveaux de résolution des images avec un filtre 3×3 . . . 82

III.20 Schéma du système d'ensemencement final 85

IV.1 Dispostif de traçage gazeux 91
IV.2 Exemple de mesure : évolution temporelle de la concentration à 25cm de la source pour une vitesse de rotation du cylindre de 1000tr.min^{-1} 93

V.1 Volumes de contrôle 97
V.2 Arrangement des volumes de contrôle 98

VI.1 Géométrie simulée 108
VI.2 Plan axial (Y=0) : vitesse moyenne des particules (m.s^{-1}) 112
VI.3 Section du jet (X=8mm) : vitesse moyenne des particules (m.s^{-1}) 112
VI.4 Section du jet (X=8mm) : concentration relative en particules 113
VI.5 Position des plans de mesure PIV 115
VI.6 Subdivision d'un plan de mesure PIV 115
VI.7 Mesures PIV, vitesse moyenne $V_{xz}/R\omega$ (Plan axial Y=0, 500 tr.min^{-1}) 117
VI.8 Mesures PIV, vitesse moyenne $V_{xz}/R\omega$ (Plan Y=17cm, 500 tr.min^{-1}) 117
VI.9 RANS, $k-\epsilon$ réalisable, vitesse moyenne $V_{xz}/R\omega$ (Plan axial Y=0, 500 tr.min^{-1}) 117
VI.10 RANS, $k-\epsilon$ réalisable, vitesse moyenne $V_{xz}/R\omega$ (Plan Y=17cm, 500 tr.min^{-1}) 117
VI.11 DES, $k-\epsilon$ réalisable, vitesse moyenne $V_{xz}/R\omega$ (Plan axial Y=0, 500 tr.min^{-1}) 118
VI.12 DES, $k-\epsilon$ réalisable, vitesse moyenne $V_{xz}/R\omega$ (Plan Y=17cm, 500 tr.min^{-1}) 118
VI.13 RANS, $k-\epsilon$ réalisable, vitesse moyenne $V_{xz}/R\omega$ (Plan axial Y=0, 1000 tr.min^{-1}) 119
VI.14 RANS, $k-\epsilon$ réalisable, vitesse moyenne $V_{xz}/R\omega$ (Plan Y=17cm, 1000 tr.min^{-1}) 119
VI.15 DES, $k-\epsilon$ réalisable, vitesse moyenne $V_{xz}/R\omega$ (Plan axial Y=0, 1000 tr.min^{-1}) 119
VI.16 DES, $k-\epsilon$ réalisable, vitesse moyenne $V_{xz}/R\omega$ (Plan Y=17cm, 1000 tr.min^{-1}) 119
VI.17 Vitesses moyennes en pixels sur le plan (XZ) : vérification de la reproductibilité des mesures PIV (Plan X_2, Y=17cm, 500 tr.min^{-1}) 121
VI.18 Vitesses moyennes en pixels sur le plan (XZ) : vérification de la reproductibilité des mesures PIV (Plan X_2, Y=17cm, 1000 tr.min^{-1}) 122
VI.19 Mesures PIV, $\overline{u'^2}/(R\omega/100)$ (Plan axial Y=0, 500 tr.min^{-1}) 123
VI.20 Mesures PIV, $\overline{u'^2}/(R\omega/100)$ (Plan Y=17cm, 500 tr.min^{-1}) 123
VI.21 RANS, $k-\epsilon$ réalisable, $\overline{u'^2}/(R\omega/100)$ (Plan axial Y=0, 500 tr.min^{-1}) 124
VI.22 RANS, $k-\epsilon$ réalisable, $\overline{u'^2}/(R\omega/100)$ (Plan Y=17cm, 500 tr.min^{-1}) 124
VI.23 DES, $k-\epsilon$ réalisable, $\overline{u'^2}/(R\omega/100)$ (Plan axial Y=0, 500 tr.min^{-1}) 124
VI.24 DES, $k-\epsilon$ réalisable, $\overline{u'^2}/(R\omega/100)$ (Plan Y=17cm, 500 tr.min^{-1}) 124
VI.25 Plan de mesure et système de coordonnées de la PTV (Belut 2006 [4]) 125

VI.26 Carte de vitesses moyennes des particules ($V_{xz}/R\omega$) obtenue par les mesures et par les différentes méthodes numériques (500 tr.min^{-1}, Plan Y=0) 127
VI.27 Carte de vitesses moyennes des particules ($V_{xz}/R\omega$) obtenue par les mesures et par les différentes méthodes numériques (500 tr.min^{-1}, Plan Y=6mm) . . . 128
VI.28 Carte de vitesses moyennes des particules ($V_{xz}/R\omega$) obtenue par les mesures et par les différentes méthodes numériques (1000 tr.min^{-1}, Plan Y=0) 129
VI.29 Carte de vitesses moyennes des particules ($V_{xz}/R\omega$) obtenue par les mesures et par les différentes méthodes numériques (1000 tr.min^{-1}, Plan Y=6mm) . . 130
VI.30 Carte de concentration représentée par le rapport R (Mesures SF_6, 500 tr.min^{-1}, X = 25cm) 131
VI.31 Carte de concentration représentée par le rapport R (Mesures SF_6, 500 tr.min^{-1}, X = 50cm) 131
VI.32 Carte de concentration représentée par le rapport R (RANS, $k-\epsilon$ réalisable, 500 tr.min^{-1}, X = 25cm) 132
VI.33 Carte de concentration représentée par le rapport R (RANS, $k-\epsilon$ réalisable, 500 tr.min^{-1}, X = 50cm) 132
VI.34 Carte de concentration représentée par le rapport R (DES, $k-\epsilon$ réalisable, 500 tr.min^{-1}, X = 25cm) 132
VI.35 Carte de concentration représentée par le rapport R (DES, $k-\epsilon$ réalisable, 500 tr.min^{-1}, X = 50cm) 132
VI.36 Carte de concentration représentée par le rapport R (Mesures SF_6, 1000 tr.min^{-1}, X = 25cm) 133
VI.37 Carte de concentration représentée par le rapport R (Mesures SF_6, 1000 tr.min^{-1}, X = 50cm) 133
VI.38 Carte de concentration représentée par le rapport R (RANS, $k-\epsilon$ réalisable, 1000 tr.min^{-1}, X = 25cm) 133
VI.39 Carte de concentration représentée par le rapport R (RANS, $k-\epsilon$ réalisable, 1000 tr.min^{-1}, X = 50cm) 133
VI.40 Carte de concentration représentée par le rapport R (DES, $k-\epsilon$ réalisable, 1000 tr.min^{-1}, X = 25cm) 134
VI.41 Carte de concentration représentée par le rapport R (DES, $k-\epsilon$ réalisable, 1000 tr.min^{-1}, X = 50cm) 134
VI.42 Évolution du profil de concentration (R) suivant l'axe Y (Mesures-RANS($k-\epsilon$ réalisable), 500 tr.min^{-1}, X = 25cm) 135

VI.43 Évolution du profil de concentration (R) suivant l'axe Y (Mesures-RANS($k-\epsilon$ réalisable), 500 tr.min^{-1}, X = 50cm) 135
VI.44 Évolution du profil de concentration (R) suivant l'axe Y (Mesures-DES($k-\epsilon$ réalisable), 500 tr.min^{-1}, X = 25cm) 135
VI.45 Évolution du profil de concentration (R) suivant l'axe Y (Mesures-DES($k-\epsilon$ réalisable), 500 tr.min^{-1}, X = 50cm) 135
VI.46 Évolution du profil de concentration (R) suivant l'axe Y (Mesures-RANS($k-\epsilon$ réalisable), 1000 tr.min^{-1}, X = 25cm) 136
VI.47 Évolution du profil de concentration (R) suivant l'axe Y (Mesures-RANS($k-\epsilon$ réalisable), 1000 tr.min^{-1}, X = 50cm) 136
VI.48 Évolution du profil de concentration (R) suivant l'axe Y (Mesures-DES($k-\epsilon$ réalisable), 1000 tr.min^{-1}, X = 25cm) 136
VI.49 Évolution du profil de concentration (R) suivant l'axe Y (Mesures-DES($k-\epsilon$ réalisable), 1000 tr.min^{-1}, X = 50cm) 136

Liste des tableaux

II.1 Propriétés du jet . . . 21
II.2 Résultats des mesures de rugosité par MEB . . . 34
II.3 Résultats expérimentaux et numériques de l'influence du nombre de Reynolds sur la contrainte pariétale ($\frac{k_r}{r} = 0.012$) . . . 36
II.4 Résultats expérimentaux et numériques de l'influence de la hauteur des rugosités sur la contrainte pariétale ($Re = 10^{5.4}$) . . . 38
II.5 Résultats expérimentaux et numériques de l'influence de la constante de rugosité sur la contrainte pariétale ($\frac{k_r}{r} = 0.012$) . . . 39
II.6 Valeurs des coefficients k_1, k_2 et k_3 utilisées dans les corrélations de Morsi et Alexander (1972) . . . 52

III.1 Particules détectées . . . 65
III.2 Liste des particules détectées . . . 65
III.3 Evaluation du programme PTV : erreur maximale sur la composante horizontale avec et sans bruit de fond (images de synthèse) . . . 73
III.4 Evaluation du programme PTV : erreur maximale sur la composante horizontale (images réelles) . . . 75
III.5 Evaluation du programme PTV : erreurs moyennes sur la composante horizontale (images réelles) . . . 77
III.6 Erreur moyenne sur les composantes horizontales et verticales (images réelles) 77

IV.1 Les gaz traceurs les plus couramment utilisés et les méthodes d'analyse . . . 89

VI.1 Paramètres de simulation . . . 108

Nomenclature

Chapitre 2

$f(D)$	fonction densité de probabilité des diamètres	-
D_0	diamètre médian de la distribution de Rosin-Rammler équivalente	m
n	facteur de dispersion de la distribution de Rosin-Rammler équivalente	-
R	rayon du cylindre	m
ω	vitesse angulaire du cylindre	s^{-1}
τ_p	temps de réponse des particules en régime de Stokes, $\tau_p = \rho_p d_p^2/18\mu_f$	s
ν_f	viscosité cinématique du fluide	m^2s^{-1}
ρ_f	masse volumique du fluide	$kg.m^{-3}$
μ_f	viscosité moléculaire du fluide	Pa.s
d_p	diamètre des particules	m
ρ_p	masse volumique des particules	$kg.m^{-3}$
δt	temps d'éclairement du laser	s
Δt	intervalle de temps entre chaque impulsion laser	s
y^+	distance adimensionnelle à la paroi	-
u_τ	vitesse de frottement pariétale	$m.s^{-1}$
τ_ω	contrainte de cisaillement à la paroi	Pa
δ	épaisseur de la couche limite	m
k_r^+	hauteur adimensionnelle des rugosités (unités de paroi)	-

C_r	constante des rugosités	-
$\tau_{p_{cyl}}$	contrainte pariétale contre le cylindre	Pa
Re_R	nombre de Reynolds basé sur le rayon du cylindre, $Re_R = \rho\omega R^2/\mu$	-
C_D	coefficient de traînée des particules	-
r	distance à l'axe de rotation du cylindre	m
k	énergie cinétique turbulente	$\mathrm{m}^2.\mathrm{s}^{-2}$
ϵ	taux de dissipation	$\mathrm{m}^2.\mathrm{s}^{-3}$
Re	nombre de Reynolds local, $Re = \omega r^2/\nu$	-
Δ	taille de la grille du maillage	m
$\theta(r)$	épaisseur de quantité de mouvement	m
Re_θ	nombre de Reynolds local basé sur l'épaisseur de quantité de mouvement $\theta(r)$, $Re_\theta = \omega r\theta(r)/\nu$	-
u_f, i	composante de vitesse instantanée du fluide, $i \in [1, 3]$	$\mathrm{m.s}^{-1}$
g	accélération de la pesanteur	$\mathrm{m.s}^{-2}$
$u'_{f,i}$	composante de la vitesse fluctuante du fluide $i \in [1, 3]$	$\mathrm{m.s}^{-1}$
u_p	composantes de vitesse instantannée des particules	$\mathrm{m.s}^{-1}$
m_p	masse de la particule	kg
Re_p	nombre de Reynolds particulaire $Re_p = \frac{\rho_f d_p \left\|\overrightarrow{u_f} - \overrightarrow{u_p}\right\|}{\mu_f}$	-
T^*	échelle intégrale du fluide vu	s
T_L	échelle lagrangienne	s
$T_m E$	échelle intégrale eulérienne	s
L_e	dimension du tourbillon	m
λ_p	libre parcours moyen des particules	m
σ_p	écart-type des vitesses particulaires	$\mathrm{m.s}^{-1}$
α_p	fraction volumique particulaire locale	-
q_m	débit massique du jet de particules	$\mathrm{kg.s}^{-1}$
τ_c	temps caractéristique intercollisionnel	s
f_c	fréquence caractéristique intercollisionnelle	s^{-1}
T_{sgs}	durée de vie des structures de sous mailles	m

k_{sgs}	énergie cinétique turbulente de sous maille	$m^2.s^{-2}$
u_{sgs}	vitesse de sous mailles	$m.s^{-1}$
κ	constante de Von Kármán (0.4187)	-
Chapitre 3		
R	fonction d'intercorrélation normalisée	-
$\overrightarrow{x}$	vecteur position dans l'image	pix.
F	opérateur de la transformée de Fourier	-
$I_1(\overrightarrow{x})$, $I_2(\overrightarrow{x})$	image en niveaux de gris	-
$F(\overrightarrow{\omega})$, $G(\overrightarrow{\omega})$	transformées de Fourrier de $f(\overrightarrow{x})$ et $g(\overrightarrow{x})$	-
ω	composante fréquentielle dans l'espace de Fourier	-
Chapitre 4		
ppm	partie par million	-
SF_6	hexafluorure de soufre	-
C_{in}	concentration mesurée à l'entrée de la veine	ppm
C_{out}	concentration mesurée à la sortie de la veine	ppm
C_{prel}	concentration mesurée au point de prélèvement	ppm
R	rapport de concentration $R = \frac{C_{prel}-C_{in}}{C_{out}-C_{in}}$	-
Chapitre 5		
ϕ	quantité scalaire de l'écoulement	-
ρ	masse volumique du fluide	$kg.m^{-3}$
$\vec{u}$	vecteur vitesse	$m.s^{-1}$
Γ	coefficient de diffusion de la variable ϕ	$m^2.s^{-1}$
S_ϕ	terme source	-
Ω	volume de contrôle	m^3
A	surface du volume de contrôle	m^2
R	résidus	-
ϵ	condition de convergence des résidus	-
p	champ de pression	Pa
p'	correction de la pression	Pa
u'	correction de la vitesse	$m.s^{-1}$

p^*	champ de pression initial	Pa
u^*	champ de vitesse initial	$\mathrm{m.s}^{-1}$

Chapitre I

Introduction, Contexte et Plan de l'étude

1 A propos de l'INRS

1.1 Historique et statut

L'Institut National de Sécurité (INS) a été crée en 1947 sous l'égide de la Caisse Nationale de l'Assurance Maladies des Travailleurs Salariés (sécurité sociale). En 1968, l'INS fusionne avec le centre d'études et de recherches pour la prévention des accidents du travail (CERPAT) et devient l'INRS.

L'Institut National de Recherche et de Sécurité pour la prévention des maladies professionnelles et des accidents du travail est une association loi 1901, administrée par un conseil d'administration paritaire. Il exerce son activité dans le cadre de la prévention des risques professionnels et de la sécurité de l'Homme au travail en proposant des solutions de prévention au profit de l'ensemble des acteurs de l'entreprise. Cette activité s'exerce dans le cadre des orientations de la branche accidents du travail/maladies professionnelles de la Caisse Nationale de l'Assurance Maladies des Travailleurs Salariés (CNAMTS) et des priorités des pouvoirs publics (plan santé travail). Son financement provient en totalité du fonds national de prévention des accidents du travail et des maladies professionnelles. L'INRS a un budget qui s'élève à 88 milliards d'euros et emploi plus de 652 personnes réparties sur deux sites : 232 personnes au centre de Paris, qui constitue le siège social et 420 personnes en Lorraine.

1.2 Missions

L'Institut National de Recherche et de Sécurité (INRS) a pour rôle de contribuer à la prévention des accidents du travail et des maladies professionnelles. Il accompagne les acteurs de

terrain à analyser les risques professionnels, leurs conséquences sur la santé des travailleurs et à développer les moyens pour maîtriser ces risques. Sur le plan opérationnel, les activités de l'INRS se répartissent en quatre secteurs :

- **Études et recherches** : en 2010, les actions d'études et de recherche représentent 42 % des activités de l'INRS. Conduites dans 6 départements et 25 laboratoires du centre de Lorraine, ces activités impliquent un total de 278 personnes (chercheurs, ingénieurs, médecins, techniciens, chimistes, toxicologiques, ergonomes, etc.). Les départements concernés sont les suivants :

  - Métrologie des polluants : ce département travaille essentiellement sur l'évaluation de l'exposition professionnelle aux agents chimiques. Il développe des méthodes de prélèvements et d'analyse et effectue des campagnes de mesurage de l'exposition aux substances toxiques dans les entreprises à risques.

  - Ingénierie des procédés : ce département recherche, étudie et fait la promotion de solutions de prévention en réponse aux problèmes d'exposition aux polluants chimiques ou à la chaleur. Il recherche la solution la plus pertinente en analysant les processus à l'origine du problème de l'exposition professionnelle et en privilégiant la réduction des émissions à la source.

  - Polluant et santé : ce département a pour vocation la recherche appliquée en toxicologie, dans le domaine de l'évaluation des risques liés à l'exposition aux polluants en milieu professionnel. Les deux axes de travail sont la surveillance biologique des expositions et de leurs conséquences chez l'Homme en situation professionnelle et la mesure des effets toxiques sur des systèmes expérimentaux.

  - Ingénierie des équipements de travail : le département est chargé des actions d'évaluation et de réduction des risques physiques liés aux équipements de travail. Les équipements concernés sont les machines (machines fixes ou portatives, outils, engins, etc.), les composants de sécurité, les locaux (ateliers, bureaux) et les équipements de protection individuelle ou collective. Les risques physiques se rapportent aux risques d'accidents et aux nuisances physiques telles que le bruit, les vibrations, la chaleur, les rayonnements optiques ou électromagnétiques. Son action vise l'amélioration des équipements et des dispositifs de protection utilisés par l'Homme au travail.

  - Homme au travail : ce département a pour objectif la recherche d'une meilleure adaptation de la situation de travail (tâche, outil, poste, organisation, environnement) aux caractéristiques (physiques, physiologiques, mentales et sociales) de l'opérateur humain. Les critères d'optimisation de cette adaptation sont la sécurité, la santé, mais aussi l'efficacité, le confort, la satisfaction au travail des opérateurs, l'ensemble de ces critères concourant à la sécurité et à la fiabilité des systèmes de production et de services.

  - Épidémiologie en entreprise : le département conduit des études épidémiologiques visant à mettre en évidence des altérations de la santé en rapport avec des expositions professionnelles. Les études conduites s'intéressent aux pathologies respiratoires, aux perturbations du système nerveux, aux troubles neuro-comportementaux, aux pathologies liées au stress, aux cancers professionnels. Elles sont rendues publiques et contribuent aux décisions en matière de prévention.

- **Information** : l'INRS élabore et diffuse des produits d'information concernant l'hygiène et la sécurité au travail. Ces produits sont sous forme de supports à destination des professionnels de la prévention des services de médecine du travail, des salariés et des chefs d'entreprise (brochures, affiches, périodiques, site internet, audiovisuels et multimédia).

- **Assistance** : des assistances techniques, juridiques, médicales et documentaires sont proposées par les experts de l'INRS dans le but de répondre aux besoins des caisses de sécurité sociale, des entreprises ou des salariés.

- **Formation** : l'INRS propose une gamme de formation pour :

  - Former les acteurs de la prévention en entreprise.

  - Mettre en oeuvre des dispositifs pour intégrer la prévention dans l'enseignement initial (éducation nationale, enseignement supérieur etc.)

  - Encourager les démarches de la formation à distance.

1.3 Le laboratoire Ingénierie Aéraulique (IA)

Le laboratoire IA dans lequel s'est déroulée cette étude a pour mission d'étudier les problèmes liés à l'exposition aux agents toxiques sous leurs diverses formes (gaz, poussières, aérosols). Ses activités principales consistent à proposer des solutions de prévention basées sur la ventilation pour maîtriser l'exposition des salariés aux substances dangereuses. Une priorité est consacrée aux travaux visant les travaux de l'ingénierie aéraulique : qualité de la métrologie et la mise au point des méthodes de conception basées sur la simulation numérique. Ces travaux de recherche sont souvent menés en partenariat avec des laboratoires universitaires.

2 Contexte de l'étude

2.1 Introduction

La pollution par les poussières industrielles, tant sur les lieux de travail que dans l'environnement, demeure un problème d'actualité dans les pays développés comme dans ceux en cours de développement. Un intérêt grandissant est porté à la pollution des environnements de travail et son impact sur la santé humaine, du fait de la diversité des activités industrielles utilisant des techniques générant des quantités importantes de polluants. La contribution des machines portatives à la pollution des lieux de travail est attribuée à l'émission des grandes quantités de poussières lors des opérations d'usinage (figures I.1 et I.2). Ces dernières sont dispersées dans l'air et peuvent être inhalées par les opérateurs. Outre les risques d'incendie et les risques d'explosion dans les zones à forte concentration de poussières, la présence des particules dans l'air ambiant peut être à l'origine de pathologies plus ou moins graves.



Figure I.1 – Opération de meulage



Figure I.2 – Opération de tronçonnage

L'arrêté du 18 septembre 2000 du ministère chargé du travail ajoute les travaux exposant les opérateurs aux poussières de bois à la liste des procédés cancérigènes. L'ensemble de ces affections est reconnu comme maladies professionnelles par la sécurité sociale. En moyenne, les pathologies cancéreuses représentent 67.5 % des cas d'affections professionnelles reconnus. Pour les pathologies respiratoires, la proportion est de 18.7 % alors que pour les lésions cutanées et oculaires, cette proportion atteint 10.9 % (Direction des risques professionnels 2009 prevention). De ce fait, le décret $2003 - I254$ du 23 décembre 2003 a fixé dans le cas des poussières de bois une valeure limite d'exposition de 1mg.m^{-3} et ce depuis le 1^{er} juillet 2005, et impose aux chefs d'établissement de faire procéder au moins une fois par an à une mesure de l'exposition des travailleurs par un organisme agréé.

La stratégie générale de prévention des risques privilégie le captage des polluants à la source. Or la conception des dispositifs de captage des polluants sur les machines reste encore très empirique car les machines portatives constituent un sujet un peu particulier : elles sont nombreuses, utilisées dans des secteurs d'activité variés, leurs modes d'utilisation diffèrent et l'exposition dépend souvent de la matière usinée ainsi que du mode de travail. L'INRS a entrepris depuis une dizaine d'années une série d'actions visant à évaluer et à améliorer les dispositifs de captage sur les machines tournantes utilisées dans l'industrie. De ce fait découle cette présente étude qui s'inscrit dans le cadre du projet INRS " Réduction des nuisances sur les machines portatives ", qui préconise l'intégration de la prévention en ce qui concerne les risques physiques et chimiques dans le processus de conception, en insistant particulièrement sur la prise en compte des contraintes ergonomiques et sur une approche multidisciplinaire du problème. Cinq théma-

tiques de recherche sont envisagées au sein de ce projet :

- La conception des systèmes de captage sur les machines tournantes : l'objectif visé par cette étude est d'initier une méthode de conception des dispositifs de captage basée sur la simulation numérique des écoulements d'air et de polluants induits par les machines tournantes. Cette démarche devrait permettre d'intégrer des dispositifs de captage des polluants au processus général de conception des machines.

- L'ergonomie : l'objectif est d'établir un diagnostic sur l'activité de meulage, à savoir : la tenue et la prise en main des machines, les différentes postures, les contraintes liées à la machine, les contraintes de l'environnement, les contraintes liées à l'organisation et à la politique de l'entreprise, les contraintes relatives au contexte économique et les effets possibles sur la santé/sécurité.

- Mesures des efforts de couplage : cette étude consiste à évaluer les efforts de couplage et l'exposition aux vibrations.

- Bruit : il s'agit d'effectuer une caractérisation acoustique et de localiser les sources de bruits.

- Sécurité : l'objectif est d'optimiser les dimensions des meuleuses, d'améliorer l'ergonomie de la poignée et de diminuer les gênes causées par l'alimentation (câble dans les pieds par exemple).

2.2 Pollution particulaire et risques sanitaires

Nature des risques

Les machines portatives largement utilisées dans les entreprises artisanales, sur chantiers comme en ateliers, sont extrêmement polluantes car elles émettent des quantités importantes de poussières lors des opérations d'usinage. Les opérateurs sont donc exposés aux grandes quantités de poussières souvent avec un dépassement des seuils de concentration admissibles, ce qui peut causer de graves maladies professionnelles de nature respiratoire et cutanée, notamment l'irritation des muqueuses, allergies (eczéma, asthme), fibrose pulmonaire incurable voire même cancer des cavités nasales et sinusiennes dans le cadre des poussières de bois.

Rappelons qu'au voisinage des voies respiratoires, les particules peuvent être inhalées avant de se déposer dans les bronches ou jusqu'au fond des alvéoles pulmonaires, ce qui peut provoquer des lésions définitives graves. Le nez qui est un filtre efficace, bloque la majorité des grosses particules jusqu'à expulsion mécanique, au moment où la personne se mouche ou éternue. Certaines particules très fines réussissent à traverser la cavité nasale pour atteindre le larynx et les bronches. La fraction inhalée dépend du diamètre aérodynamique [1] des particules, de la méthode de respiration selon que l'on respire par le nez ou par la bouche, des paramètres anatomiques et physiologiques qui varient considérablement d'une personne à l'autre ainsi que de la composition chimique, elle-même variable selon la taille et l'origine des particules. Seule une partie de l'aérosol ambiant est inhalée et seules les particules les plus fines atteignent le poumon profond (Renoux et Boulaud (1998) [14]). Ces particules, qui peuvent être stoppées à différents niveaux des voies respiratoires, peuvent avoir des effets plus ou moins graves sur l'organisme. La concentration dans l'air respiré, la quantité, la durée d'exposition, la profondeur de l'atteinte dans les voies respiratoires, la taille des particules ainsi que l'état des voies respiratoires sont déterminants pour le degré de sévérité des lésions et les effets des substances toxiques. Ces effets dépendent fortement des propriétés toxicologiques des particules et de leur site de déposition (Fabriès (1992) [15]). Certaines maladies se déclarent précocement, mais il faut aussi considérer que les symptômes de certaines maladies ne se manifestent qu'après une latence de plusieurs années. On peut citer quelques exemples des atteintes aiguës ou chroniques des voies respiratoires et des poumons dues à une exposition professionnelle : irritation, infection, réaction allergique, asthme, brûlure des voies respiratoires, bronchite chronique, oedème pulmonaire, cancer du larynx et du poumon, fibrose pulmonaire, mésothéliome des plèvres, cancer des fosses nasales, etc.

En milieu professionnel, il est classique de définir trois fractions de particules selon leur taille : la fraction inhalable, la fraction thoracique et la fraction alvéolaire (EN 481 et Norme NF X 43-276). La fraction inhalable correspond à la quantité de particules qui va pénétrer au cours de la respiration par le nez et/ou la bouche. La fraction thoracique pénètre dans les poumons par l'arbre bronchique et s'y dépose progressivement. La fraction respirable est constituée par les particules inhalées qui pénètrent dans la région alvéolaire. Le diagramme ci-dessous explique les différences entre ces fractions de poussières.

1. L'ensemble des conventions granulométriques se réfèrent au diamètre aérodynamique. Il correspond au diamètre d'une particule sphérique de densité égale à 1g.cm^{-3} ayant la même vitesse terminale de chute que la particule considérée. Ce diamètre aérodynamique diffère du diamètre réel de la particule, il en est de même pour d'autres diamètres propres à certaines techniques de mesure (optique, électrique).

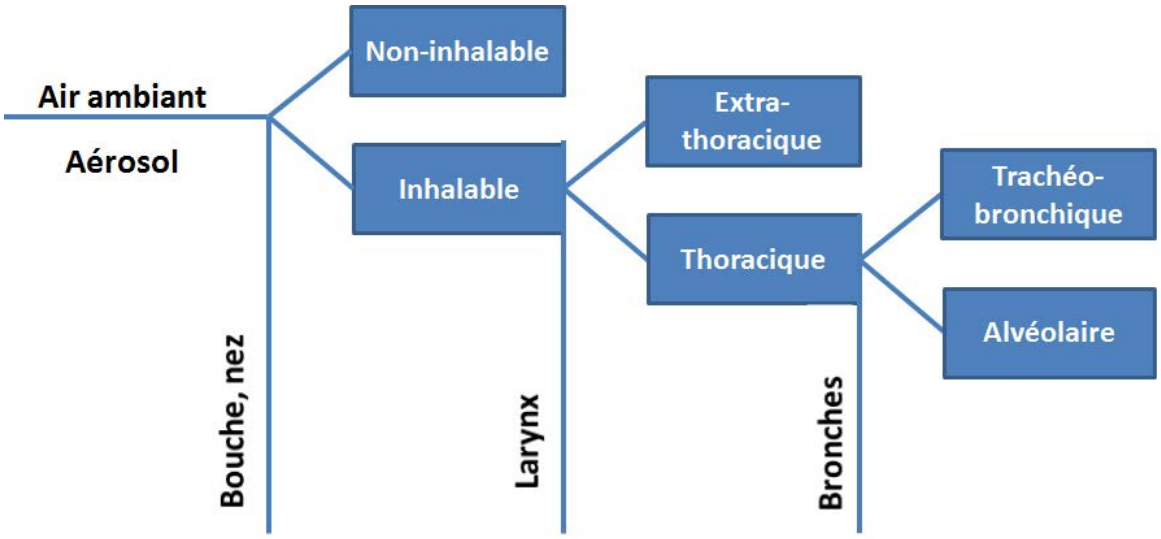


Figure I.3 – Modèle de fractionnement d'aérosol suivant P. Görner et J.F. Fabriès

Mesures de prévention

Lutter contre la pollution dans les milieux de travail consiste à réduire la quantité de polluants dont les effets sont néfastes sur la santé des travailleurs. Différentes mesures de prévention sont ainsi proposées, limitant l'exposition des salariés à la pollution des lieux de travail :

- L'exposition ne doit pas dépasser les valeurs limites imposées.
- Les zones de travail à risque doivent être correctement délimitées et signalées.
- La mise en place des mesure d'hygiène et information des travailleurs sur les risques.
- Amélioration de la conception des machines.
- Captage des poussières au plus près de leur zone d'émission : cela demande la conception d'un dispositif de captage adapté à la machine qui génère les polluants. C'est la trajectoire du jet des polluants et la fraction inhalable associée qui doit déterminer l'emplacement et la géométrie du système de captage.
- Confinement des procédés générant des quantités importantes de poussières lorsque cela est possible.
- Garantir une bonne aération des lieux de travail.
- Garantir les mesures de protection individuelle : Si l'air respirable ne peut être maintenu exempt de poussières nocives, des équipements de protection individuels doivent être utilisés (masques filtrants, masques à adduction d'air comprimé).
- Ventilation des locaux : il existe deux techniques de ventilation, la ventilation locale par aspiration à la source et la ventilation générale ou ventilation par dilution :

– Ventilation locale : le captage des polluants se fait au plus près possible de leur source d'émission, avant qu'ils ne soient dispersés dans les locaux de travail et pénètrent les voies respiratoires des opérateurs. Les polluants ne sont pas dilués mais évacués.

– Ventilation générale : il s'agit de diluer les polluants émis en apportant de l'air neuf dans les locaux de travail. Cette technique ne permet pas une réduction du polluant émis, mais permet juste une diminution de la concentration. C'est pour cette raison qu'elle doit être utilisée en complément de la ventilation locale, notamment pour assurer un apport d'air neuf dans les locaux et diluer les polluants non captés par les dispositif de captage à la source.

Le guide de ventilation [25] traite de manière plus approfondie les principes généraux de la ventilation.

2.3 Objectifs du travail de thèse

La réduction des émissions de polluants à la source est l'un des moyens privilégiés de prévention de l'exposition. C'est pourquoi l'Institut National de Recherche et de Sécurité (INRS) cherche à développer une méthode de conception optimale de captage basée sur la modélisation des écoulements d'air et de polluants induits par l'usinage. Cette thèse est la poursuite des travaux de Belut (2006) [4], qui ont permis de progresser sur les techniques de mises en oeuvre des simulations, notamment sur l'utilisation des modélisations de type LES (Large Eddy Simulation) dans le cas des objets tournants ainsi que les techniques expérimentales permettant la validation des modélisations. Cette première étape était centrée sur la modélisation et la métrologie des écoulements engendrés par les pièces en rotation et les jets de particules. Le système étudié ne comportait pas d'extraction d'air (captage), offrant d'une part des conditions limites simples pour la simulation et d'autre part un volume clos facilitant l'ensemencement en traceur particulaire destiné à la visualisation des écoulements. Cependant, cette absence de captage, essentielle à cette phase de démarrage, ne permettait pas d'envisager des mesures de traçage gazeux compte tenu de l'augmentation inexorable de la concentration en traceur dans le volume clos.

Pour finaliser ce travail, il reste donc à explorer les aspects liés au transport du polluant [2] en évaluant les concentrations résultant de l'écoulement. L'objectif principal est d'affiner les méthodes basées sur la simulation numérique pour modéliser le captage des polluants lors des opérations de meulage en mettant l'accent sur la validation du transport du polluant. Les simulations numériques sont réalisées en ayant recours aux logiciels industriels commercialisés. Ces logiciels sont aujourd'hui de véritables bibliothèques de modèles physiques et mathématiques. Il s'agira de déterminer la chaîne de modèles à adopter (ou à ajuster) pour représenter au mieux les phénomènes physiques considérés dans l'application faisant l'objet de la thèse. La validation sera basée sur des expérimentations menées dans le cadre de cette thèse. La caractérisation expérimentale des écoulements sera réalisée à partir des méthodes PTV (vélocimétrie par suivi de particules pour *Particle Tracking Velocimetry*) et PIV (vélocimétrie par image de particules pour *Particle Image Velocimetry*). Le transport des polluants sera étudié par gaz traceur. La recherche et la mise en oeuvre des techniques de mesure adaptées font partie du travail de cette thèse.

Cette étude sera réalisée sur banc d'essai afin d'évaluer la capacité des modèles numériques à rendre compte de la dispersion des fines particules d'usinage (fraction alvéolaire assimilée à un traceur passif du fait de son temps de réponse aérodynamique négligeable). Il est équipé d'un dispositif d'alimentation en particules (particules inertielles) permettant de recréer les effets aérauliques d'un polluant réel. Un gaz traceur (hexafluorure de soufre - SF_6) est injecté simultanément à la source du jet via un capillaire afin de décrire la dispersion des fines particules d'usinage. La caractérisation du jet de particules sera réalisée par visualisation laser à l'aide de la technique de suivi de particules (PTV). La phase gazeuse sera quant à elle caractérisée par vélocimétrie par images de particules (PIV). Les concentrations en polluants (fines particules) seront mesurées de façon classique par traçage gazeux. La méthodologie de ce travail de thèse est reprise à la figure I.4.

2. Les poussières les plus fines, celles susceptibles de pénétrer les voies respiratoires sont dénommées *polluant*. On parlera de *particules* pour les poussières de diamètre suffisant pour induire un effet sur l'écoulement

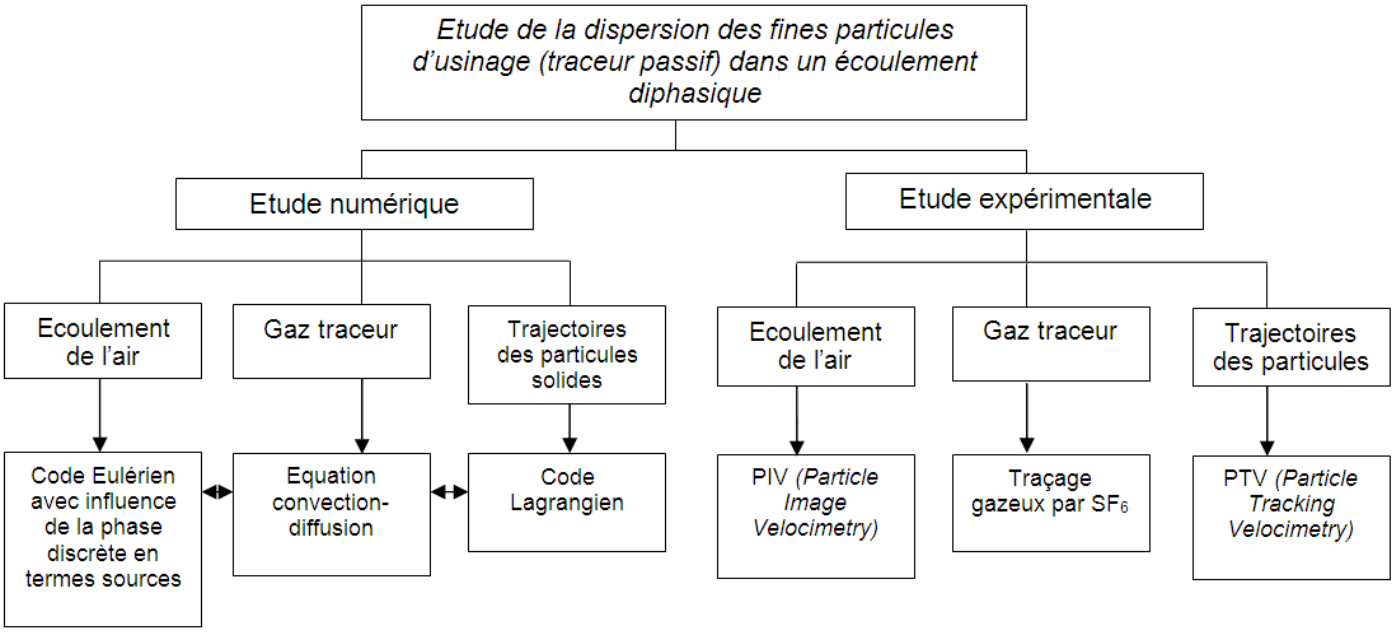


Figure I.4 – Organigramme du présent travail de recherche

2.4 Plan de l'étude

Le plan de l'étude se décompose en sept parties explicitées ci-dessous :

Le chapitre II repose sur la description de l'expérience, à savoir son dimensionnement puis les différentes techniques numériques développées. La méthode développée dans cette étude conduit à une double approche :

- une étude expérimentale qui permet d'apporter des connaissances supplémentaires sur l'écoulement dans la veine d'essai ainsi que sur la dispersion des fines particules d'usinage, notamment en terme de champs de concentration,
- une étude numérique, complémentaire à l'étude expérimentale et devant servir à l'évaluation des modèles numériques.

Les différents moyens mis en oeuvre au cours de ces travaux (expérimentaux et numériques) sont ainsi présentés dans ce chapitre. Il explicite le banc expérimental réalisé, la mise en place des mesures par imagerie laser (technique de vélocimétrie par suivi de particules PTV qui permet une caractérisation de la phase particulaire ainsi que la vélocimétrie par image de particule PIV pour décrire le champ de vitesse de la phase porteuse). La technique de traçage gazeux est également présentée brièvement. Les fines particules d'usinage sont assimilées à un gaz traceur passif du fait de leur temps de réponse aérodynamique négligeable et leur champ de concentration est mesuré par prélèvement dans le banc d'essai. Pour finir, les grandes lignes de l'approche

numérique développée seront décrites dans ce chapitre.

Le troisième chapitre est orienté vers une description plus détaillée des méthodes de diagnostic optique utilisées ou développées dans cette étude, à savoir les techniques de PIV (vélocimétrie par images de particules pour *Particle Image Velocimetry*) et de PTV (vélocimétrie par suivi de particules *Particle Tracking Velocimetry*). Ces techniques optiques permettront d'accéder aux champs cinématiques des deux phases. Les résultats de la PTV serviront comme données d'entrée pour les simulations numériques et ceux de la PIV constitueront une base de comparaison avec les résultats numériques dans le but de progresser dans la validation des modèles numériques. Nous présentons tout d'abord la spécificité des algorithmes utilisés, puis des tests de validation de la PTV. Le savoir faire concernant la technique de PIV étant déjà bien maîtrisé dans le laboratoire (Belut (2006) [4]), l'effort technique s'est porté vers le développement et la validation de l'algorithme de PTV adapté à l'expérience.

Le quatrième chapitre est dédié à la description des expérimentations réalisées concernant tout particulièrement la technique de traçage gazeux. Celle-ci permet d'étudier de façon approfondie le comportement d'un gaz traceur (représentatif de la fraction alvéolaire), notamment l'évolution temporelle de la concentration en contaminant gazeux en différents points de la veine d'essai.

Le second volet de cette étude (i.e. les simulations numériques) est explicité dans une cinquième partie, et porte plus particulièrement sur la description de la méthode de résolution. Ainsi, la description de la procédure numérique ainsi que les détails de simulation sont présentés au cours de ce chapitre. Les aspects relatifs à la méthode des volumes finis sont exposés en détail, en particulier la discrétisation des équations du problème, les schémas de convection, l'algorithme et la méthode de résolution des équations algébriques finales.

Le sixième chapitre s'attache à présenter les principaux résultats numériques décrivant l'écoulement au sein du banc d'essai. L'évaluation des modèles numériques utilisés devrait être effectuée en confrontant les résultats numériques aux résultats expérimentaux obtenus lors des différentes expériences réalisées (PIV, PTV, traçage gazeux). L'exploitation de l'ensemble des résultats des simulations permet de progresser dans l'élaboration des modèles numériques servant à décrire la dispersion du traceur passif.

Finalement, une synthèse des conclusions les plus marquantes de ce travail est présentée,

tout en proposant des axes de recherches pour l'avenir.

Chapitre II

Moyens expérimentaux et numériques mis en oeuvre

1 Installation expérimentale et moyens de mesure

1.1 Introduction

Les travaux ont été réalisés sur banc d'essai recréant une situation comparable à une opération d'usinage, mais dans un environnement parfaitement contrôlé. Le banc d'essai a été défini afin de reconstituer au mieux une situation proche de l'usinage, tout en facilitant les conditions de mesure et de simulation. Il a été conçu dans le but de :

- Recréer une pseudo-opération d'usinage : un rotor cylindrique est entraîné à une vitesse de rotation comparable à celle rencontrée dans les opérations d'usinage. Un système d'alimentation en particules a été conçu afin de générer un jet de particules solides contre un cylindre en rotation qui les évacue par frottement, recréant ainsi l'effet aéraulique d'un polluant réel.
- Optimiser les conditions expérimentales :
  - La durée du pseudo-usinage doit être suffisamment longue pour permettre une campagne de mesure complète.
  - Les risques lors de l'expérimentation doivent être réduits en évitant la manipulation de la meuleuse et des pièces à usiner.
  - Le banc d'essai doit permettre un contrôle des conditions limites ainsi que l'emploi des méthodes de métrologie par imagerie laser.
  - Le banc d'essai doit être ventilé pour permettre le traçage gazeux.

Dans une première partie de ce chapitre, on présente le banc d'essai sur lequel ont été conduites les campagnes de mesure.

1.2 Description générale du banc d'essai

Le dispositif expérimental reproduit une situation d'usinage en laboratoire (figures II.1 et II.2). L'objectif est de reconstituer un jet de particules calibrées, de débit contrôlé, engendré par la rotation d'un cylindre rugueux contre une buse alimentée en permanence en particules. Le gaz traceur représentant le polluant passif peut être émis à la source du jet via un capillaire. Le dispositif est placé dans une veine d'essai ventilée afin de permettre le traçage gazeux.

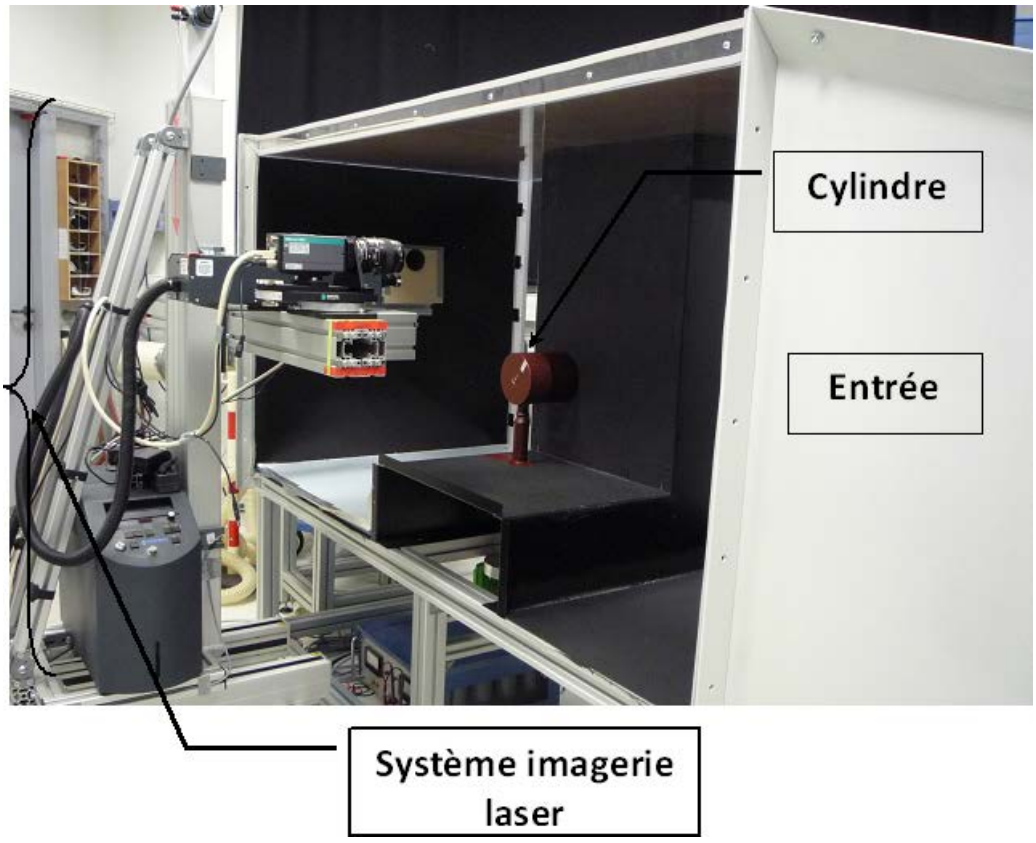


Figure II.1 – Montage expérimental final

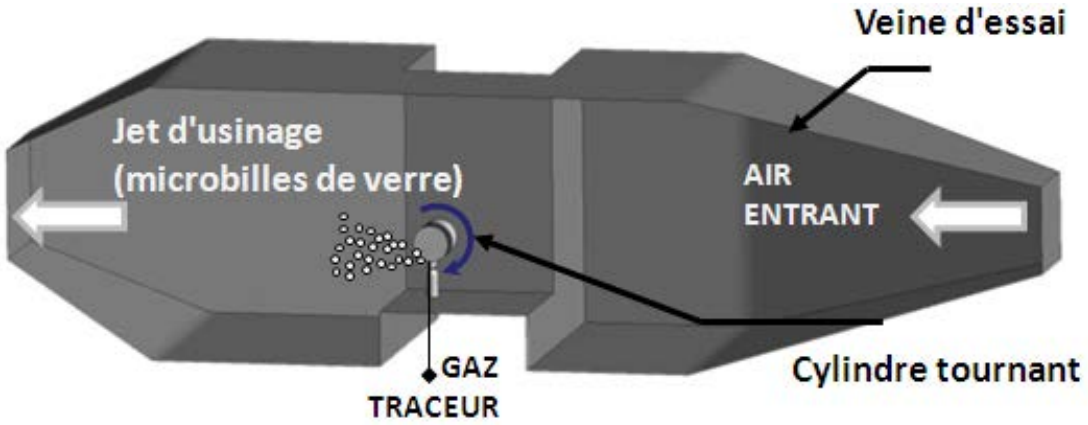


Figure II.2 – Aperçu du banc d'essai

Le banc d'essai est constitué d'un cylindre (diamètre 130.5mm, longueur 150mm) en rotation dans la veine d'essai. Sa vitesse de rotation est pilotée par un variateur de fréquence et régulièrement contrôlée au tachymètre. Il est également constitué des éléments suivants :

- Une entrée et une évacuation d'air,
- Un système d'alimentation en particules,
- Un système d'imagerie laser comprenant un laser, une caméra et un PC d'acquisition,
- Un système de déplacement laser/caméra.

1.3 Système d'alimentation en particules

Le système d'alimentation en particules, conçu à l'INRS dans le cadre de la thèse de Belut (2006) [4] est mis à disposition pour la présente étude. Ce dispositif générant des particules solides recréant les effets aérauliques d'un polluant réel, schématisé figure II.3 est constitué de deux vis sans fin. La première entraîne les microbilles depuis le réservoir jusqu'à la base de la deuxième vis, qui pousse les microbilles dans une buse jusqu'au cylindre qui les évacue par frottement.

Le jet de particules est stable et préalablement étalonné, il a été fixé à 1g.s $^{-1}$ dans le cadre de cette étude. Le débit en particules injectées dans la veine d'essai a été contrôlé à l'aide d'une balance *(sartorius)*. La collecte des particules a été réalisée par un récipient situé dans l'axe du jet. On peut ainsi extraire pour chaque expérience, la courbe du poids des particules injectées en fonction du temps. L'erreur de répétabilité sur le débit moyen a été évaluée à 6 %.

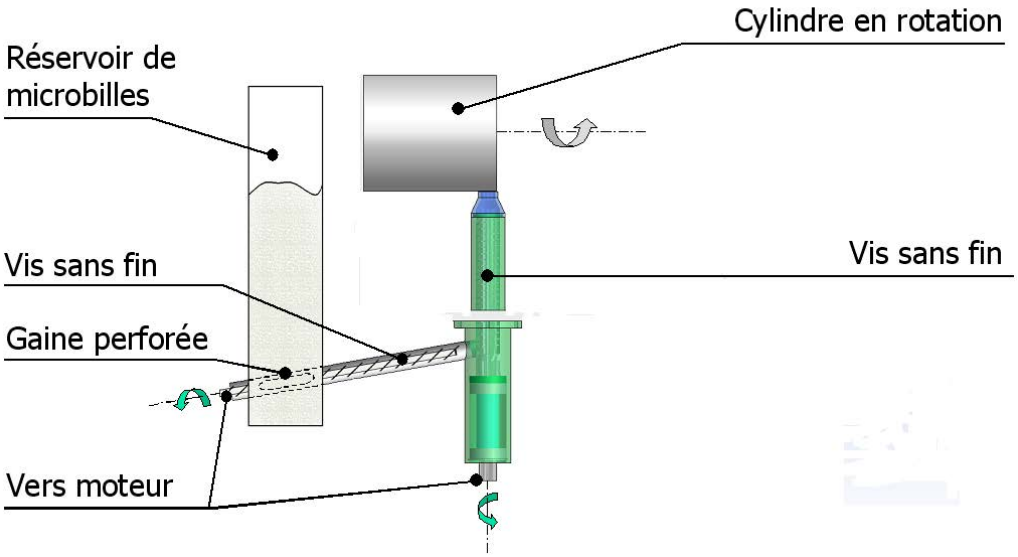


Figure II.3 – Système d'alimentation en particules (Belut (2006) [4])

Afin d'améliorer l'entraînement des microbilles, l'extrêmité du cylindre a été recouverte d'une bande abrasive, d'une largeur de 65mm. La figure II.4 est une visualisation du jet de particules, obtenue par addition de clichés successifs pris par une caméra CCD, l'éclairement étant réalisé à l'aide d'une nappe laser.

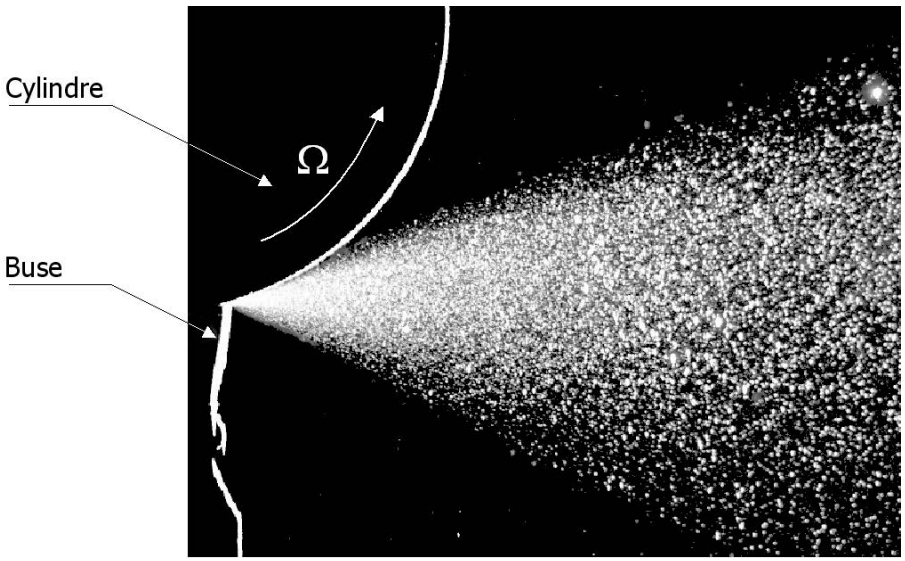


Figure II.4 – Visualisation du jet de particules (Belut (2006) [4])

1.4 Propriétés du jet de particules

1.4.1 Granulométrie

Les particules utilisées sont des microbilles de verre, de densité 2500kg.m^{-3}. La distribution granulométrique de 100-200μm a été employée dans le banc d'essai. Le choix des particules solides a été déterminé en respectant certaines contraintes, à savoir :

- Particules non abrasives afin de respecter les surfaces optiques,
- Particules quasi-sphériques et avec une distribution de taille étroite.

Les mesures de granulométrie ont été caractérisées au granulomètre Malvern Mastersizer, réalisées au département aérosols de l'INRS. Cette technique (granulométrie laser) repose sur l'interaction entre un ensemble de particules et le faisceau laser incident par l'analyse de la tache de diffraction du faisceau. La théorie de Mie (1908) [39] valable pour des particules de dimension supérieure à la longueur d'onde incidente, est appliquée et prend en compte les indices de réfraction de l'échantillon et du milieu porteur. Les résultats de l'analyse granulométrique sont représentés figure II.5.

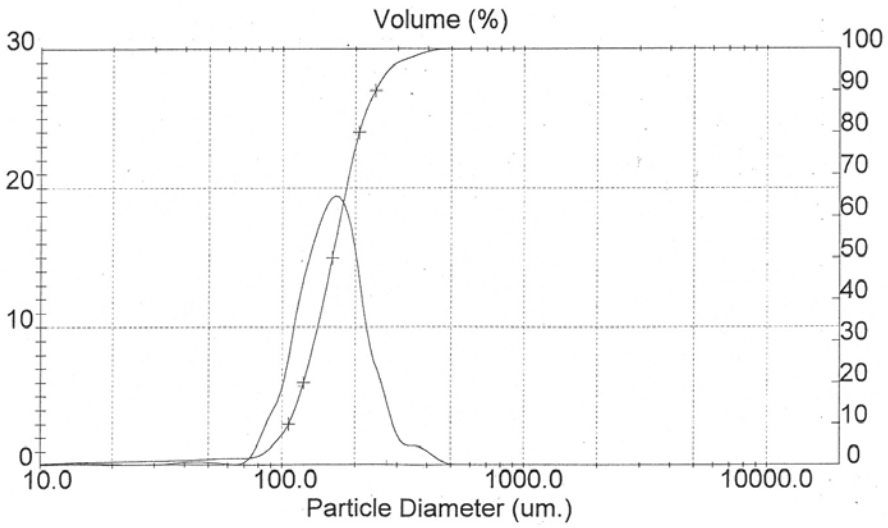


Figure II.5 – Fonctions de distribution et de répartitions granulométriques en volume

De nombreuses fonctions mathématiques ont été proposées pour représenter les distributions de taille des particules (Lefebvre (1989) [30]). On évoquera les distributions normale, log-normale, Nukiyama-Tanasawa et Rosin-Rammler. En général, ces distributions sont exprimées sous la forme d'une fonction $f(D)$ qui donne la fonction densité de probabilité des diamètres. Dans le cadre de notre étude, on a utilisé la loi de Rosin-Rammler qui s'exprime en

fonction d'un diamètre D, d'un diamètre médian D_0 et d'un paramètre de dispersion n, sous la forme suivante :

$$f(D) = n\frac{D^{n-1}}{D^n}e^{-\frac{D}{D_0}} \tag{II.1}$$

On peut ainsi estimer au sens des moindres carrés ordinaires les paramètres D_0 et n. La figure II.6 illustre l'identification des paramètres de la distribution.

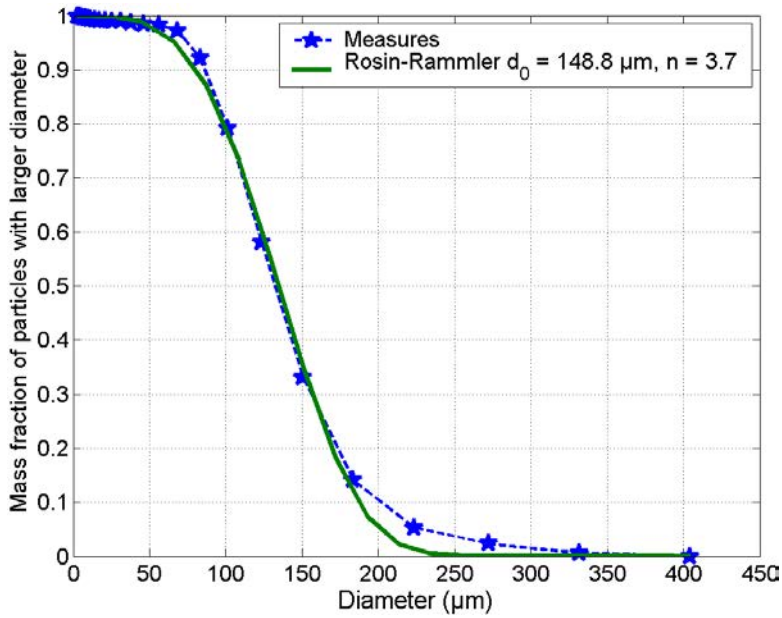


Figure II.6 – Estimation des paramètres de la loi de Rosin-Rammler

On évalue ainsi : $D_0 = 148.8\mu$m et $n = 3.7$

1.4.2 Vitesses d'émission et temps de réponse

La vitesse périphérique du cylindre conditionne la vitesse d'émission des particules, qui sont émises à une vitesse de l'ordre de 80 % de celle du cylindre, soit $0.8R\omega$ (avec R le rayon du cylindre et ω sa vitesse angulaire). Le tableau (II.1) résume les propriétés du jet de particules pour les différentes configurations étudiées. On estime grossièrement la distance de relaxation des particules (distance parcourue par les particules pendant leur temps de relaxation, c'est à dire avant qu'elles ne soient sollicitées par le fluide porteur), en se basant sur l'hypothèse d'un régime de Stokes pour les particules $\left(\tau_p = \rho_p d_p^2/18\mu_f\right)$. Cependant, certains phénomènes tels que les collisions interparticulaires ou les collisions des particules avec la paroi du cylindre, sont susceptibles d'avoir une influence sur la distance de relaxation des particules.

Distribution granulométrique	Vitesse de rotation (tr.min^{-1})	Vitesse d'émission u_p (m.s^{-1})	τ_p (s)	Distance de relaxation $u_p\tau_p$ (cm)
$100 - 200\mu$m	500 1000	2.73 5.5	0.077-0.31 0.077-0.31	21-85 42-170

Tableau II.1 – Propriétés du jet

Compte tenu des valeurs de la distance de relaxation, les vitesses des particules à proximité de la source varient peu. On peut donc raisonnablement supposer que les propriétés du jet à une dizaine de millimètres de la source sont représentatives des conditions d'émission des particules. Ceci n'est valable que si aucun autre phénomène ne se produit entre la source du jet et le point de mesure, à savoir les collisions entre les particules ou avec la paroi du cylindre.

1.5 Description du système imagerie laser

1.5.1 Caméra d'acquisition des images

Le matériel d'acquisition des images qui accompagne le système Dantec utilisé dans ce projet comprend une caméra numérique (HISENSE MKII), équipée d'un capteur CCD (Charge Coupled Device) de 1344×1024 pixels, de taille physique $6.45 \times 6.45\mu\text{m}^2$ qui assure la conversion du signal lumineux en signal électrique. La caméra a une résolution de 12 bit, c'est à dire qu'elle est capable de détecter 2^{12} niveaux de gris. Par ailleurs, la caméra est capable d'acquérir deux images consécutives avec un intervalle de temps pouvant descendre jusqu'à 1.2μs , ce qui la rend particulièrement efficace pour une utilisation dans une chaîne PIV. L'optique utilisée est un objectif Nikon de focale 28mm et de rapport d'ouverture maximal $f/D = 2.8$.

Par l'intermédiaire d'un programme MATLAB, on passe du repère caméra $A(x, y)$ au repère absolu cartésien $O(x, z)$ dans lequel on représente par la suite les champs de vitesse. Les champs sont tracés par rapport à la position de la source du jet en $O(X = 0, Y = 0, Z = 0)$.

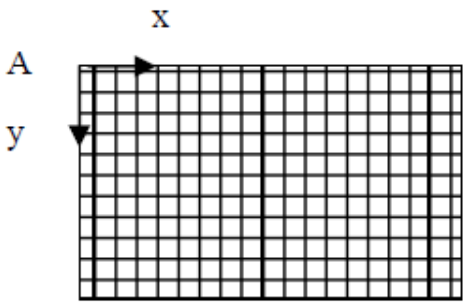


Figure II.7 – Image sur le capteur CCD de la caméra

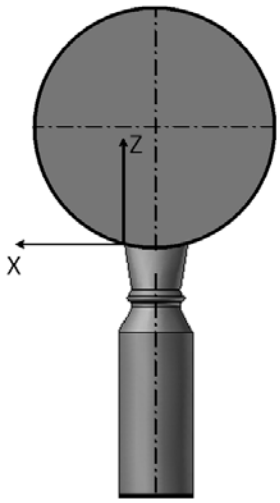


Figure II.8 – Repère de travail

1.5.2 Type de laser

L'utilisation du laser est prédominante dans les applications d'imagerie laser en raison de leur capacité à produire des faisceaux à haute puissance avec de courtes durées d'impulsions. Dans le cadre des mesures par visualisation, l'éclairement laser est réalisé à l'aide d'un laser pulsé. Il s'agit du modèle Nd :YAG dont la puissance maximale par pulse est de l'ordre de 30mJ et émettant dans le vert à 532nm . Ce type de laser possède deux cavités qui génèrent deux impulsions lumineuses avec un décalage temporel $10\mu s < \Delta t < 3600\mu s$ réglable par l'utilisateur. Dans nos expériences, la durée de l'impulsion laser a été réglée à $\delta t = 3600\mu s$ et 200 images ont été capturées pendant un temps de 300s.

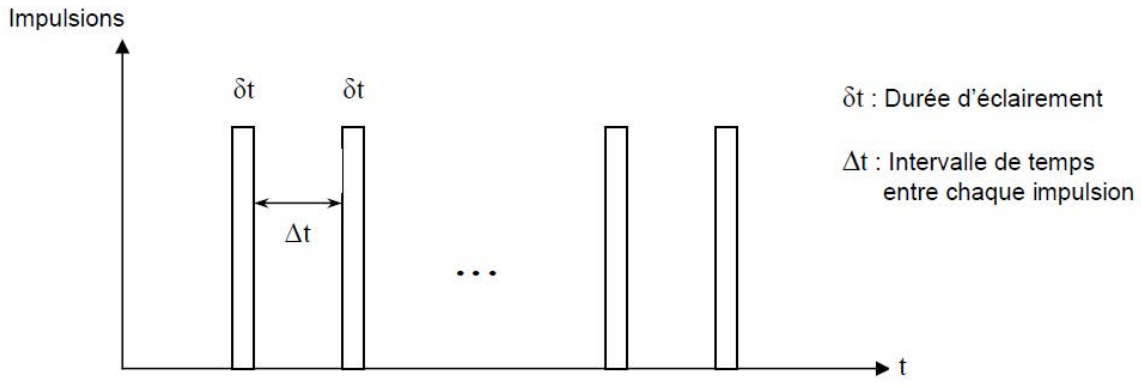


Figure II.9 – Schéma de fonctionnement d'un laser à impulsions

Les valeurs de la durée des impulsions δt et de l'intervalle de temps entre deux impulsions successives conditionnent la qualité des images. La durée δt doit être réglée selon deux critères :

- Elle doit être assez importante pour que la diffusion de la lumière par les particules puisse être captée par le support photographique, sinon aucune image ne sera obtenue,
- L'éclairement doit être bref : le déplacement du traceur, pendant δt, doit être inférieur a son diamètre afin d'éviter que les particules apparaissent floues.

Le choix de Δt est aussi un paramètre important :

- Si sa valeur est trop élevée, les particules sortent de l'image et ne sont donc plus dans le champ d'observation,
- Si sa valeur est trop faible, alors les particules sont trop proches les unes des autres et on ne peut pas étudier leur mouvement.

Un dispositif optique approprié, constitué de lentilles cylindrique et sphérique, permet de transformer le faisceau laser incident en une nappe de faible épaisseur (quelques millimètres) qui ne va éclairer qu'une tranche bien définie de l'écoulement.

1.6 Dimensions du banc d'essai

1.6.1 Veine d'essai

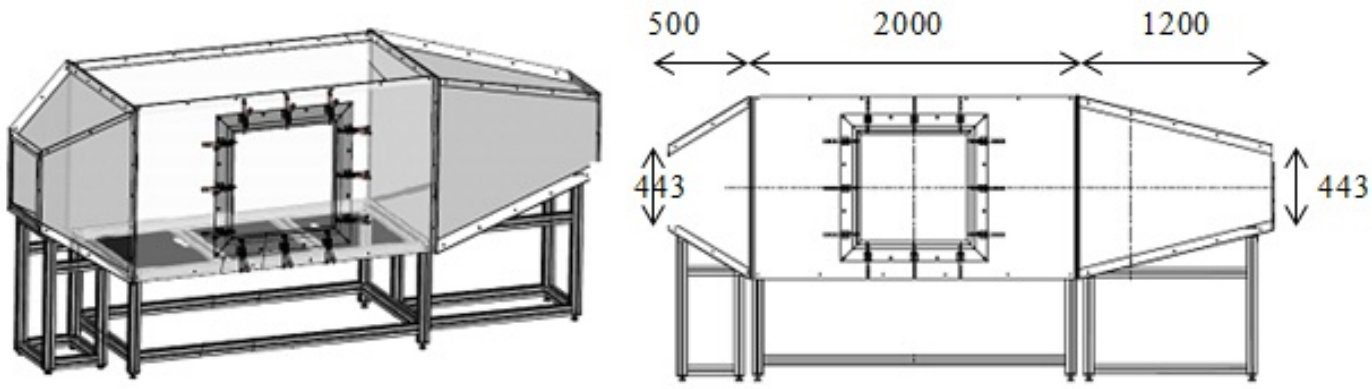


Figure II.10 – Veine d'essai (mm)

1.6.2 Capotage

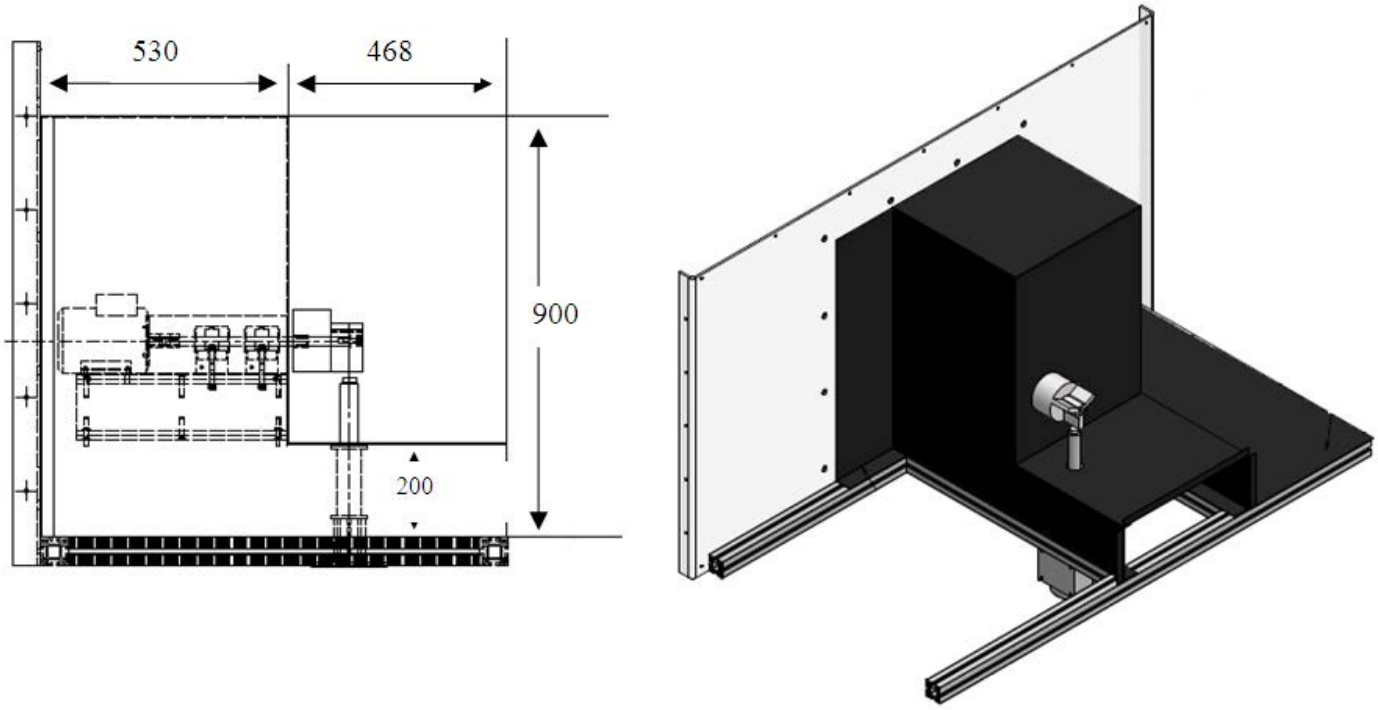


Figure II.11 – Capotage (mm)

1.6.3 Convergents

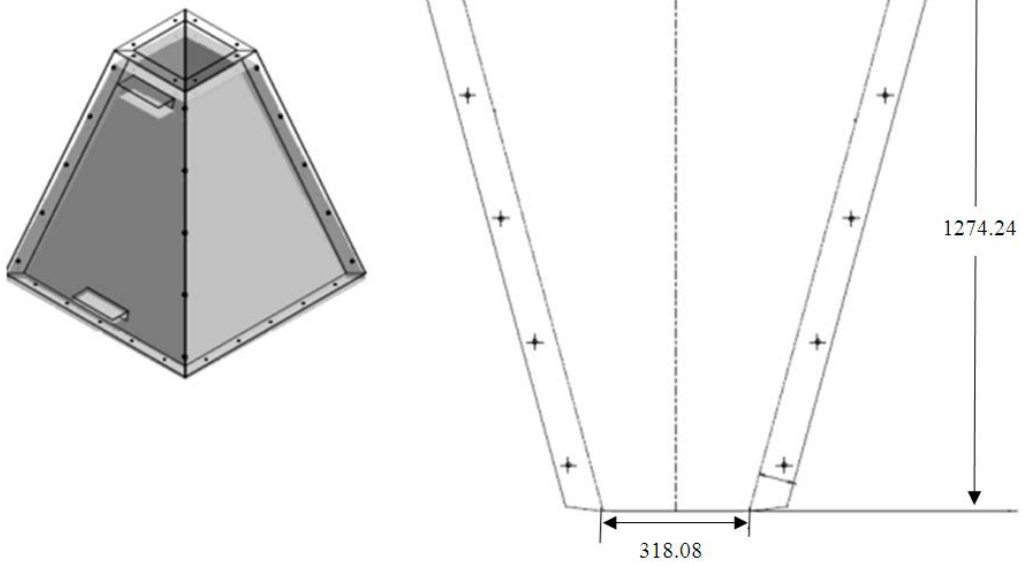


Figure II.12 – Convergent amont (mm)

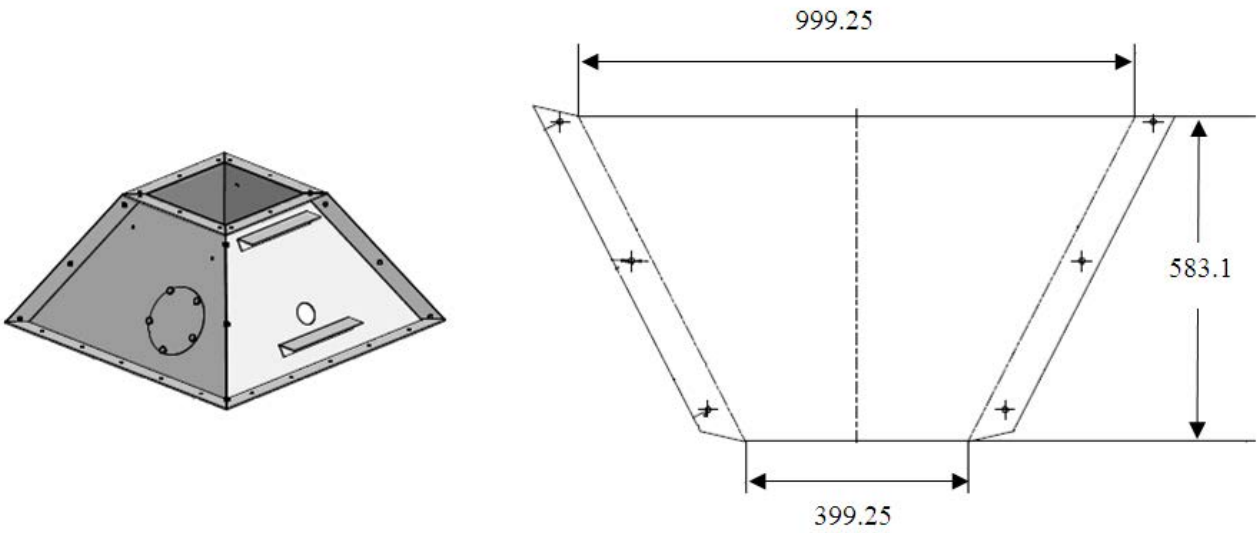


Figure II.13 – Convergent aval (mm)

1.6.4 Cylindre

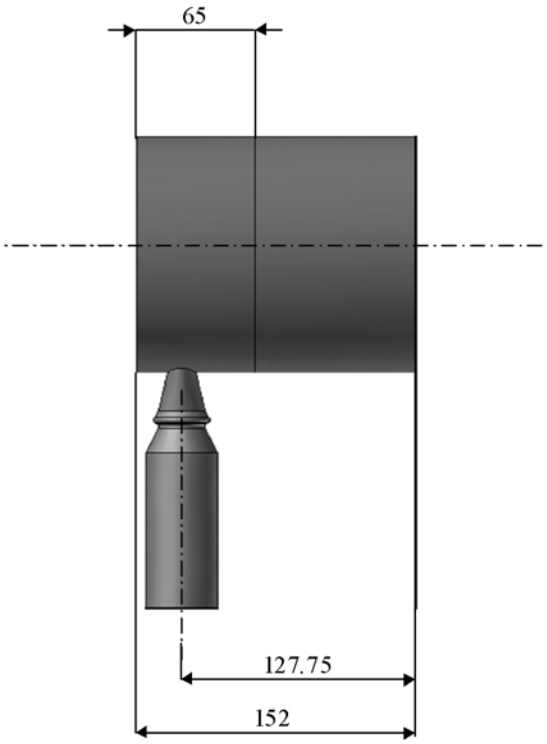


Figure II.14 – Cotes principales du cylindre : vue de profil (mm) (Belut (2006) [4])

1.6.5 Injecteur

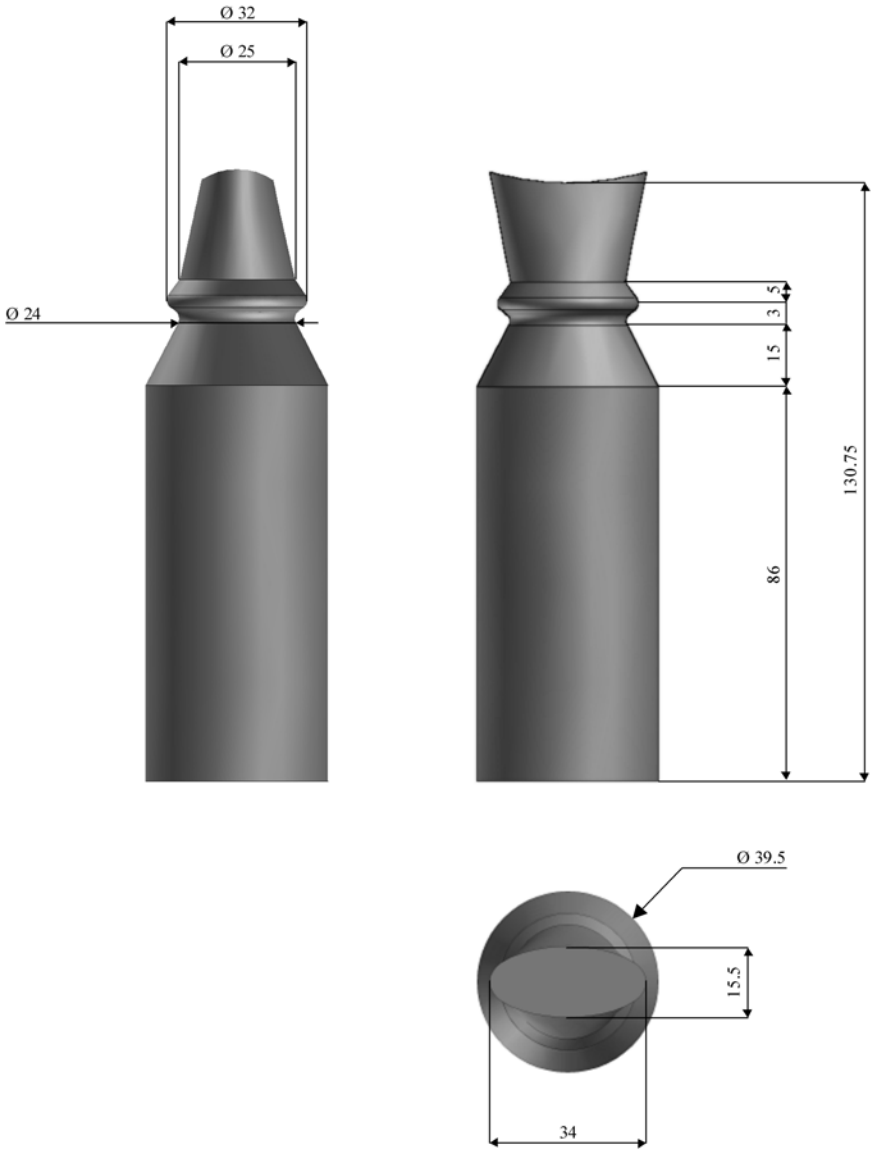


Figure II.15 – Cotes principales de l'injecteur (mm) (Belut (2006) [4])

2 Études numériques préliminaires

2.1 Lois de parois adaptées aux régimes rugueux

La rugosité du cylindre (caractérisée par la présence de la bande rugueuse à la périphérie du cylindre) affecte l'écoulement de proche paroi, et donc la contrainte pariétale et la quantité de mouvement transmise au fluide par le cylindre. En plus, notre écoulement est entièrement généré par la rotation du cylindre, donc une mauvaise prise en compte de la rugosité de la bande abrasive, est susceptible d'avoir un impact important sur l'écoulement.

Ce type d'écoulement en présence de parois rugueuses nécessite un traitement particulier. Il existe deux possibilités : la première consiste à adapter les équations de Navier-Stokes en proche paroi et raffiner le maillage (approche bas Reynolds), ce qui engendre un coût de calcul élevé. On préfère ne pas résoudre les équations de Navier-Stokes et de les remplacer par une loi de paroi. L'objectif de cette pré-étude est donc de tester la validité de la loi de paroi modifiée du code de calcul utilisé (Fluent) dans le cas des surfaces rugueuses en comparant les résultats des simulations numériques à ceux obtenus expérimentalement par Theodorsen et Regier (1944) [57].

On ne s'intéressera pas à la description détaillée de la couche limite, mais plutôt à l'effet global de la présence d'une paroi sur l'écoulement.

2.1.1 Lois de parois dans le cas des écoulements turbulents

On introduit les paramètres adimensionnels pour décrire l'évolution de la vitesse près des parois : $y^+ = \frac{\rho_f y u_\tau}{\mu}$; $u^+ = \frac{U}{u_\tau}$; $u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_\omega}{\rho_f}}$. y étant la distance à la paroi, u_τ la vitesse de frottement et τ_ω la contrainte de cisaillement à la paroi.

Les observations faites sur les couches limites turbulentes mettent en évidence deux zones, interne et externe. La **région interne** *(inner layer)* où le profil de vitesse dépend de la contrainte de cisaillement τ_ω, de la masse volumique du fluide ρ_f, de la viscosité μ_f et de la distance à la paroi y. Cette région se divise elle même en trois régions distinctes :

– La sous-couche visqueuse où la viscosité du fluide est prépondérante devant les fluctuations turbulentes. C'est une zone très proche de la paroi et qui s'étend jusqu'à une épaisseur

de $y^+ = 5$. Le profil de vitesse dans cette zone est linéaire et s'écrit :

$$u^+ = y^+ \tag{II.2}$$

– Une zone tampon (zone intermédiaire) où les forces de viscosité et les effets inertiels sont équivalents. Elle est défini pour $5 < y^+ < 30$

– Une zone logarithmique : dans cette zone les effets turbulents deviennent prépondérants devant les effets moléculaires. On arrive à une région où l'écoulement est complètement turbulent et où les effets visqueux deviennent négligeables. Le profil de vitesse dans cette région suit une loi logarithmique :

$$u^+ = \frac{1}{\kappa} ln(y^+) + c \tag{II.3}$$

κ est la constante de von Karman ($\kappa = 0.4$) et c une constante qui varie entre 5 et 5.5. Cette zone est défini pour $30 < y^+ < 100$

La **région externe** de la couche limite s'étend sur 80% à 90% de l'épaisseur totale de la couche limite. On défni une longueur caractéristique δ, qui représente l'épaisseur de la couche limite. La loi de vitesse dans cette zone met en relation la vitesse extérieure à la couche limite u^+_{ext}, la vitesse locale u^+, la distance à la paroi y et le gradient de pression :

$$u^+_{ext} - u^+ = f(\frac{y}{\delta}, gradP) \tag{II.4}$$

Sur la figure II.16, le profil semi-logarithmique de vitesse illustre les différentes zones décrites ci-dessus :

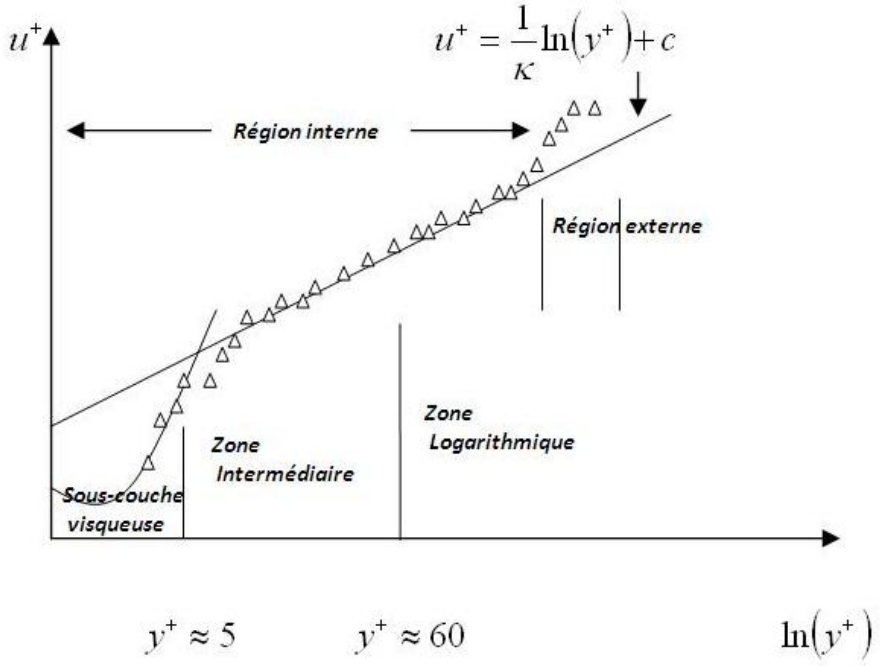


Figure II.16 – Distribution de vitesse dans la couche limite turbulente

2.1.2 Loi de parois modifiée dans le cas des parois rugueuses

La section précédente décrit les profils de vitesse qui se développent sur des surfaces lisses. Cependant, la plupart des écoulements réels se développent sur des surfaces rugueuses. La rugosité augmente le frottement à la paroi et joue un rôle prédominant dans le transport de quantité de mouvement, de masse et de chaleur. On comprend dès lors que la bonne compréhension des phénomènes, qui régissent les écoulements se développant sur des surfaces rugueuses constitue souvent un préalable de grande importance. Les travaux expérimentaux de Nikuradse en 1933 [48] sont parmi les plus importants dans l'étude de l'influence des rugosités des surfaces.

La rugosité d'une paroi est déterminée selon plusieurs critères. Ainsi, la distribution, la forme géométrique, la densité et la hauteur des irrégularités de la surface peuvent servir à définir la rugosité. En ce qui concerne le développement de la couche limite turbulente sur une telle surface, les expériences de Cebeci et Bradshaw (1977) [9] montrent que, si les rugosités ont une hauteur plus petite que l'épaisseur de la sous-couche visqueuse, il n'y'a pas d'influence des rugosités ni sur le profil des vitesses ni sur le frottement à la paroi. Il s'agit des surfaces lisses du point de vue aérodynamique. Il s'ensuit que le caractère aérodynamique d'une surface rugueuse donnée peut varier, puisque l'épaisseur de la couche limite et le nombre de Reynolds

Re_x changent le long de cette même surface. Ainsi une surface qui appararaît rugueuse en début du développement de la couche limite peut devenir aérodynamiquement lisse.

Les expériences montrent que la distribution des vitesses reste valable indépendamment de la rugosité de la paroi. Selon l'analyse dimensionelle, la loi de paroi pour une surface présentant des irrégularités uniformes s'écrit sous la forme :

$$u^+ = \phi(y^+, k_r^+) \tag{II.5}$$

où k_r^+ est la hauteur adimensionnelle des rugosités qui exprime le nombre de Reynolds en fonction de la hauteur des rugosités k_r et de la vitesse de frottement u_τ, soit :

$$k_r^+ = \frac{k_r u_\tau}{\nu_f} \tag{II.6}$$

Dans la région complètement turbulente de la zone interne (il est accepté que l'influence directe de la rugosité se fait sentir seulement très près de la paroi, et qu'un peu plus loin, dans la région développée, l'écoulement est indépendant de la rugosité), la loi de paroi pour une surface ayant des irrégularités uniformes est similaire à celle des surfaces lisses sauf que la constante c dans l'équation II.3 devient une fonction de k_r^+ et du type des rugosités. Dans cette région, la loi de paroi est déplacée de Δu^+ et peut être écrite comme :

$$u^+ = \frac{1}{\kappa} \ln y^+ + c - \Delta u^+ \tag{II.7}$$

Cela implique que dans la zone logarithmique, la ligne droite représentée sur la figure II.16 est déplacée dans le diagramme parallèlement à elle même vers le bas. L'importance du déplacement dépend de la hauteur des rugosités ainsi que du type des rugosités. Pour les valeurs de k_r^+ inférieures approximativement à 5, le déplacement vertical Δu^+ se rapproche de zéro , sauf pour les grandes rugosités qui dépassent l'épaisseur de la sous-couche visqueuse. Il est donc nécessaire, de considérer trois régimes en fonction de la taille k_r des éléments rugueux :

- *Une zone lisse* ($k_r^+ < 5$), où les irrégularités sont limitées à l'intérieur de la sous-couche visqueuse. La viscosité est dominante et aucun effet de la rugosité n'est observé. Le régime peut être considéré comme lisse ;

- *Une région transitoire* ($5 < k_r^+ < 90$), où les irrégularités sont suffisamment hautes pour s'étendre en partie à l'extérieur de la sous-couche laminaire,

– *Une région complètement rugueuse* ($k_r^+ > 90$), le long de laquelle toutes les irrégularités de surface sont hors de la sous-couche laminaire.

La condition du régime lisse du point de vue hydrodynamique est vérifiée quand la hauteur des rugosités est faible et ne dépasse pas l'épaisseur de la sous-couche visqueuse. Par contre, le régime est considéré complètement rugueux quand la hauteur des rugosités est si large que la sous-couche visqueuse est complètement éliminée, ainsi l'écoulement sera indépendant de la viscosité moléculaire. Du fait que les contraintes visqueuses continuent à influencer en régime transitoire, le type des rugosités a un effet relativement important sur le déplacement du profil de vitesse.

Dans Fluent, le régime rugueux est divisé en trois régimes et les formules proposées par Cebeci et Bradshaw basées sur les données de Nikuradse [9] sont adoptées pour calculer le déplacement Δu^+ propre à chaque régime :

– Régime lisse :

$$\Delta u^+ = 0 \tag{II.8}$$

– Régime transitoire :

$$\Delta u^+ = \frac{1}{\kappa} ln \left[\frac{k_r^+ - 2.25}{87.75} + C_r k_r^+ \right] \times sin \left\{ 0.4258 \left(ln(k_r^+) - 0.811 \right) \right\} \tag{II.9}$$

où C_r est la constante de rugosité qui dépend du type de rugosité.

– Régime pleinement rugueux :

$$\Delta u^+ = \frac{1}{\kappa} ln \left(1 + C_r k_r^+ \right) \tag{II.10}$$

En conclusion, l'état de surface constitu un élément important dans la compréhension des phénomènes turbulents et de transfert et a été relevé par beaucoup de chercheurs comme Antonia, Choi ou Jimenez. Des travaux récents de Gioia *et al.* (2006) [17], [18] et Goldendeld (2006) [19] montrent encore que l'étude de la rugosité est un élément clef dans la recherche d'une description théorique propre de la turbulence. Cependant, bien que la couche limite rugueuse ait été très étudiée, en particulier ce qui concerne la communication entre la région interne et externe, il existe un point très important qui n'a pas été suffisamment relevé, au moins à

notre connaissance. Comme on l'a expliqué précédemment, le régime est considéré comme lisse quand la taille des éléments rugueux est plus petite que 5 unités de paroi, c'est-à-dire, quand la rugosité est complètement immergée dans la sous-couche visqueuse. Ce principe n'a pas fait l'objet d'études intensives, sans doute à cause des difficultés à mesurer les rugosités très près de la paroi.

2.1.3 Mesure des rugosités

Il existe plusieurs techniques pour mesurer la rugosité des surfaces. A l'heure actuelle, on fait appel soit à un système de palpeur soit à un système optique permettant une mesure des hauteurs d'aspérités sans contact.

Dans cette étude, la rugosité est mesurée par microscope électronique à balayage (MEB). C'est une technique puissante d'observation de la topographie des surfaces qui en balayant la surface de l'échantillon par un fin faisceau d'électrons permet de former des images de manière séquentielle. Certains électrons incidents sont réfléchis (électrons rétrodiffusés), d'autres rentrent plus profondément dans la matière. Des électrons secondaires sont aussi émis sous l'impact du faisceau d'électrons. Des détecteurs recueillent ces électrons pour former les images pour ainsi fournir des informations sur la topographie de la zone observée. Les interactions entre le faisceau incident et la matière génèrent également des rayons X que l'on utilise pour analyser la composition élémentaire des échantillons.

Les essais ont été réalisés sur trois échantillons de bandes abrasives (Grain 40, Grain 80 et Grain 120). La figure II.17 montre une coupe de vue générale de la bande abrasive de type Grain 120 ;

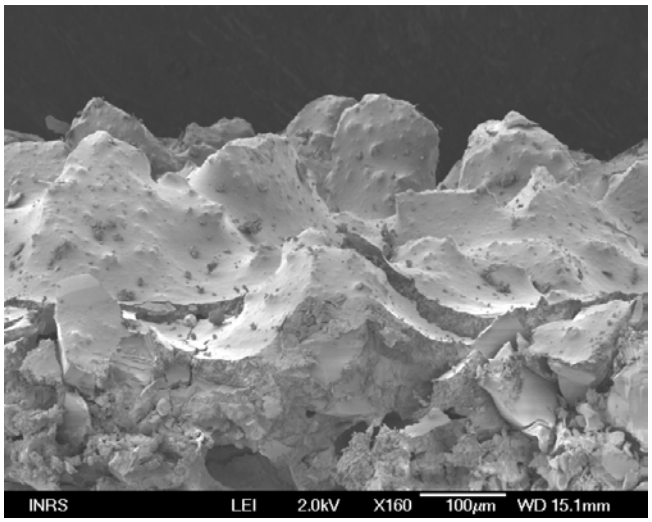


Figure II.17 – Vue générale de la bande abrasive Grain 120

Le tableau ci-dessous regroupe les résultats des mesures en terme de hauteurs moyennes des rugosités ;

$Typedegrain$	$Hauteur(\mu m)$
40	414 ± 10
80	207 ± 15
120	156 ± 40

Tableau II.2 – Résultats des mesures de rugosité par MEB

2.1.4 Cadre théorique et calcul numérique

On cherche à vérifier la validité de la loi de paroi du code de calcul dans le cas des régimes rugueux. Pour déterminer si le code de calcul (Fluent) permet de retrouver les résultats théoriques, on effectue une étude paramétrique mettant en jeu le nombre de Reynolds, la hauteur adimensionnelle des rugosités ainsi que la constante de rugosité.

On se base sur le travail expérimental de Theodorsen et Regier (1944) [57] qui proposent d'évaluer l'influence de la rugosité d'un cylindre en rotation en comparant la hauteur caractéristique des rugosités k_r à l'unité de paroi $\nu_f\sqrt{\rho_f/\tau_{p_{cyl}}}$. Soit k_r^+ la hauteur adimensionnelle des rugosités $k_r^+ = \frac{k_r}{\nu_f}\sqrt{\frac{\tau_{p_{cyl}}}{\rho_f}}$. τ_{pcyl} étant la contrainte pariétale exercée contre le cylindre en régime lisse, déterminée d'après Theodorsen et Regier (1944) [57], par la relation suivante :

$$\tau_{p_{cyl}}(r) = 0.0267\mu_f^{1/5}\rho_f^{4/5}\omega^{9/5}r^{8/5} \tag{II.11}$$

Theodorsen et Regier déterminent que si $k_r^+ < 3.3$ l'influence de la rugosité est négligeable et le régime peut être considéré comme lisse. Dans le cas contraire, la rugosité doit être prise en compte et ils obtiennent la corrélation expérimentale suivante pour la contrainte pariétale :

$$\tau_{p_{cyl}} = \frac{0.0302\rho_f^2\omega^2 r^2}{\left[\log_{10}\left(\frac{r}{k_r}\right) + 0.5209\right]^2} \tag{II.12}$$

Pour modéliser les écoulements en présence des parois rugueuses, il est nécessaire de spécifier deux paramètres :

- La hauteur des rugosités, k_r
- La constante des rugosités, C_r

La hauteur des rugosités k_r est nulle pour les parois lisses. Pour des rugosités uniformes de type grains de sable, la hauteur des grains prend simplement la valeur k_r. Pour des grains non uniformes, le diamètre moyen D_{50} pourrait constituer la hauteur des rugosités la plus significative. Les approches mentionnées ci-dessus ne sont pertinentes que si la hauteur est considérée constante en surface. Cependant, si jamais la constante ou la hauteur des rugosités ne sont pas constantes (surface non uniforme), alors un profil pourrait être spécifié.

Le choix judicieux d'une constante de rugosité C_r est dicté principalement par le type de rugosité concerné (Fluent 6.3 User's guide). La valeur par défaut de cette constante est $C_r = 0.5$ et pourrait être modifiée lorsque la rugosité s'écarte des grains de sables uniformes ; une valeur plus élevée $C_r = 1$ serait plus appropriée. Malheureusement une méthode directe pour choisir C_r pour tous les types des rugosités n'existe pas à l'heure actuelle.

La géométrie correspondante est décrite au format Gambit 2.4.6. Il s'agit d'un cylindre de rayon unité placé dans le plan (Oxy) et limité par une condition de type *symétrie*. La taille des cellules de proche paroi est contrôlée de manière à avoir un maillage régulier et à respecter approximativement $y^+ \approx 30$ pour la première couche de cellules (en conformité avec une loi de paroi). Ceci est rendu possible grâce à la connaissance préalable de la contrainte pariétale par les corrélations (équation II.11) pour le régime lisse et (équation II.12) en rugueux.

Le modèle de turbulence utilisé est le modèle $k - \epsilon$ réalisable avec lois de parois modifiées pour prendre en compte la rugosité. Le fluide est de l'air pris dans les conditions standards, il est supposé incompressible et isotherme.

Au niveau du cylindre on emploie une condition de type *Moving wall* pour rendre compte de la rotation. Le fluide est en adhérence *(No slip)* et le mouvement est du type *Rotational*, de vitesses $\omega = 104$ et ω=52 rad.s $^{-1}$.

Le cylindre est limité par une condition de *symétrie* pour provoquer une condition de glissement, placée suffisamment loin du cylindre. Cette condition suppose les flux convectifs et diffusifs nuls, i.e. $\vec{u}.\vec{n} = 0$ et $\nabla\varphi = 0$, avec $\vec{n}$ la normale à la surface et φ une variable de l'écoulement.

On emploie le schéma *Standard* d'interpolation pour la pression. Le couplage Pression-Vitesse étant effectué classiquement par la méthode *SIMPLE*. Le schéma *QUICK* est employé pour discrétiser les équations de conservation de la quantité de mouvement, ainsi que pour le transport de k et de ϵ.

2.1.5 Influence du nombre de Reynolds

Lors des expériences menées par Theodorsen et Regier, les configurations suivantes sont utilisées : $\frac{k_r}{r} = [0.06; 0.03; 0.012; 0.005; 0.002]$ et $Re = [10^{3.8}; 10^4; 10^{4.2}; 10^{4.4}; 10^{4.6}; 10^{4.8}; 10^5; 10^{5.2}]$. On effectue une étude paramétrique en faisant varier le nombre de Reynolds puis en calculant les contraintes pariétales exercées contre le cylindre. Ceci est réalisé avec $\frac{k_r}{r} = 0.012$ et $C_r = 0.5$ pour les différentes valeurs du nombre de Reynolds. Le tableau suivant regroupe les paramètres d'entrée, les résultats des simulations, les résultats obtenus expérimentalement par Theodorsen et Regier ainsi que les écarts entre expériences et simulations.

ω (s^{-1})	Re	$\tau_{p_{cyl}}$ *simulation* (Pa)	$\tau_{p_{cyl}}$ *expérience* (Pa)	Écart(%)
0.0946	$6.3 \cdot 10^3$	$3.6 \cdot 10^{-5}$	$5.6 \cdot 10^{-5}$	35
0.1500	$1.0 \cdot 10^4$	$8.9 \cdot 10^{-5}$	$1.4 \cdot 10^{-4}$	36
0.2377	$1.6 \cdot 10^4$	$2.3 \cdot 10^{-4}$	$3.5 \cdot 10^{-4}$	36
0.3760	$2.5 \cdot 10^4$	$5.8 \cdot 10^{-4}$	$8.8 \cdot 10^{-4}$	34
0.5972	$4.0 \cdot 10^4$	$1.5 \cdot 10^{-3}$	$2.2 \cdot 10^{-3}$	32
0.9460	$6.3 \cdot 10^4$	$3.9 \cdot 10^{-3}$	$5.6 \cdot 10^{-3}$	28
1.5000	$1.0 \cdot 10^5$	$1.0 \cdot 10^{-2}$	$1.4 \cdot 10^{-2}$	26
2.3770	$1.6 \cdot 10^5$	$2.6 \cdot 10^{-2}$	$3.5 \cdot 10^{-2}$	25

Tableau II.3 – Résultats expérimentaux et numériques de l'influence du nombre de Reynolds sur la contrainte pariétale ($\frac{k_r}{r} = 0.012$)

Pour le modèle de turbulence $k-\epsilon$ réalisable avec loi de paroi modifiée, on reconstruit donc les profils présentés par Theodorsen et Regier à partir des résultats numériques. La contrainte pariétale en régime rugueux est calculée avec $\frac{k_r}{r} = 0.012$ pour un cylindre de rayon unité. Les résultats expérimentaux figurant sur les graphiques sont ceux de Theodorsen et Regier, et les résultats numériques présentés sont obtenus pour différentes valeurs du nombre de Reynolds avec loi de paroi modifiée (figure II.18).

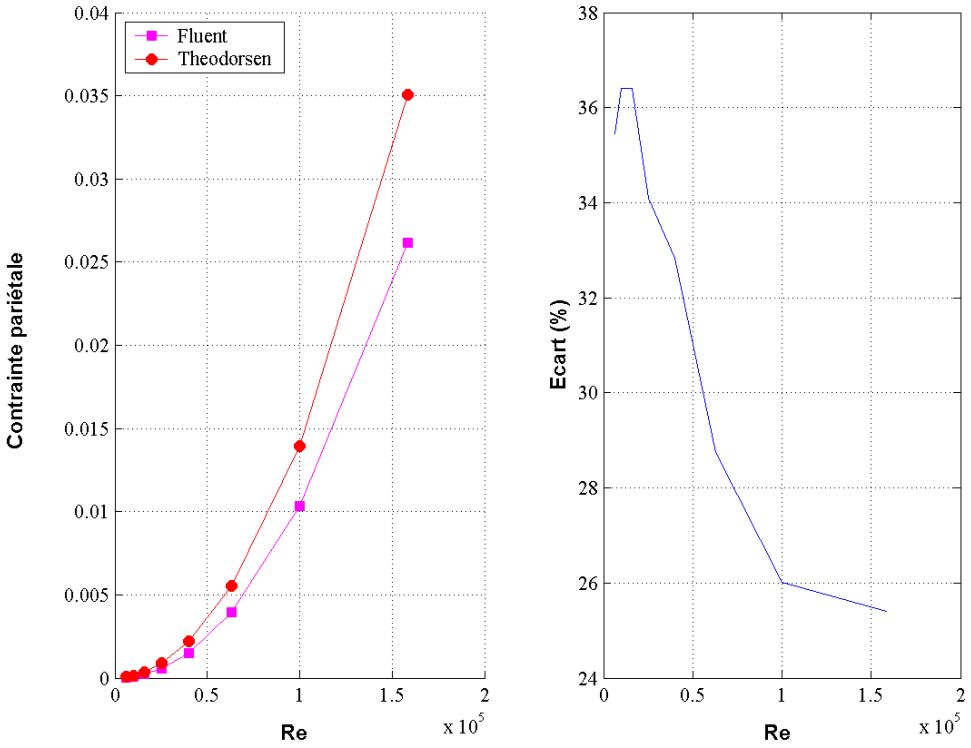


Figure II.18 – Evolution de la contrainte pariétale en fonction du nombre de Reynolds et écart normalisé ($\frac{k_r}{r} = 0.012$)

Le modèle numérique sous-estime clairement la contrainte pariétale. Les contraintes pariétales simulées et calculées avec la corrélation de Theodorsen et Regier évoluent avec le nombre de Reynolds avec un écart qui s'élève jusqu'à 36 % pour les faibles valeurs du nombre de Reynolds. Cet écart diminue lorsque le nombre de Reynolds augmente pour atteindre une valeur de 25 % comme le montre la figure II.18.

2.1.6 Influence de la hauteur des rugosités

Pour ensuite évaluer l'influence de la hauteur des rugosités sur la contrainte pariétale, on se fixe un nombre de Reynolds de $Re = 10^{5.2} \approx 1.6 \cdot 10^5$. Comme s'est présenté sur la figure II.18, cette valeur donne l'écart le plus faible entre les contraintes pariétales simulée et issue de l'expérience. La taille des rugosités est adimensionnée par le rayon du cylindre r. Les résultats sont présentés figure II.19 pour différentes valeurs de k_r.

k_r/r	$\tau_{p_{cyl}}$ *simulation* (Pa)	$\tau_{p_{cyl}}$ *expérience* (Pa)	Écart(%)
0.060	$3.9 \cdot 10^{-2}$	$6.9 \cdot 10^{-2}$	42
0.030	$3.0 \cdot 10^{-2}$	$5.0 \cdot 10^{-2}$	40
0.012	$2.6 \cdot 10^{-2}$	$3.5 \cdot 10^{-2}$	25
0.005	$1.9 \cdot 10^{-2}$	$2.6 \cdot 10^{-2}$	26
0.002	$1.4 \cdot 10^{-2}$	$2.0 \cdot 10^{-2}$	30

Tableau II.4 – Résultats expérimentaux et numériques de l'influence de la hauteur des rugosités sur la contrainte pariétale ($Re = 10^{5.4}$)

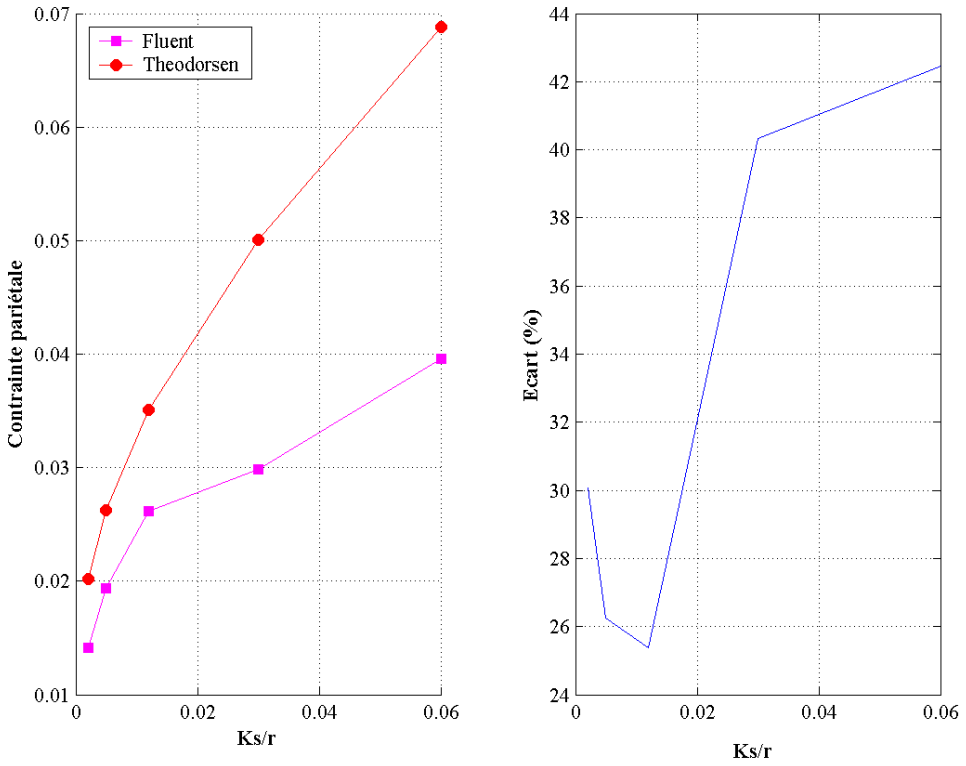


Figure II.19 – Évolution de la contrainte pariétale en fonction des hauteurs des rugosités et écart normalisé ($Re = 10^{5.4}$)

Les profils des contraintes pariétales évoluent avec la taille relative des grains avec un écart qui atteint 42 % pour $k_r = 0.06r$ et toujours avec une sous-estimation de la contrainte pariétale numérique. Cet écart diminue pour prendre la valeur la plus faible (25 %) pour une hauteur de rugosité $k_r = 0.012r$.

2.1.7 Influence de la constante des rugosités

Comme on l'a vu précédemment, la constante des rugosités C_r est un paramètre de la loi de paroi modifiée et qui peut prendre des valeurs ($C_r = 0.5 \approx 1$) selon le type des rugosités concernées. La valeur par défaut de cette constante ($C_r = 0.5$) peut être ajustée en fonction des rugosités. Donc une étude paramétrique s'est avérée nécessaire pour choisir la constante de rugosité qui donne l'écart le plus faible entre les contraintes pariétales expérimentale et numérique. Les résultats sont présentés figure II.20 pour $\frac{k_r}{r} = 0.012$ (i.e. taille relative des grains qui donne le résultat le plus encourageant), ainsi que pour différentes valeurs du nombre de Reynolds et des constantes de rugosité ($C_r = 0.5$) et ($C_r = 1$).

Re	$\tau_{p_{cyl},Cr=0.5}$ *simulation* (Pa)	$\tau_{p_{cyl},Cr=1}$ *simulation* (Pa)	$\tau_{p_{cyl}}$ *expérience* (Pa)	$\text{Écart}_{Cr=0.5}$	$\text{Écart}_{Cr=1}$
$6.3 \cdot 10^3$	$3.6 \cdot 10^{-5}$	$3.8 \cdot 10^{-5}$	$5.6 \cdot 10^{-5}$	35	32
$1.1 \cdot 10^4$	$8.9 \cdot 10^{-5}$	$9.7 \cdot 10^{-5}$	$1.4 \cdot 10^{-4}$	36	30
$1.6 \cdot 10^4$	$2.3 \cdot 10^{-4}$	$2.5 \cdot 10^{-4}$	$3.5 \cdot 10^{-4}$	36	27
$2.5 \cdot 10^4$	$5.8 \cdot 10^{-4}$	$6.8 \cdot 10^{-4}$	$8.8 \cdot 10^{-4}$	34	22
$4.0 \cdot 10^4$	$1.5 \cdot 10^{-3}$	$1.8 \cdot 10^{-3}$	$2.2 \cdot 10^{-3}$	32	18
$6.3 \cdot 10^4$	$3.9 \cdot 10^{-3}$	$4.9 \cdot 10^{-3}$	$5.5 \cdot 10^{-3}$	28	11
$1.0 \cdot 10^5$	$1.0 \cdot 10^{-2}$	$1.3 \cdot 10^{-2}$	$1.4 \cdot 10^{-2}$	26	8
$1.6 \cdot 10^5$	$2.6 \cdot 10^{-2}$	$3.2 \cdot 10^{-2}$	$3.5 \cdot 10^{-2}$	25	7

Tableau II.5 – Résultats expérimentaux et numériques de l'influence de la constante de rugosité sur la contrainte pariétale ($\frac{k_r}{r} = 0.012$)

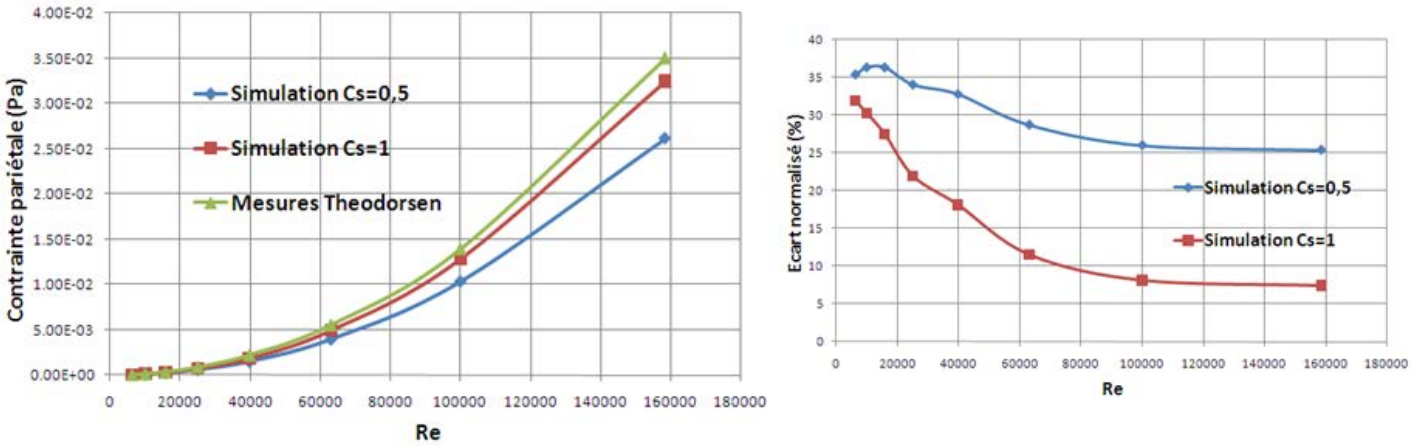


Figure II.20 – Evolution de la contrainte pariétale en fonction du nombre de Reynolds pour différentes valeurs de C_r et écart normalisé ($\frac{K_r}{r} = 0.012$)

Pour les deux valeurs de C_r, les contraintes pariétales évoluent avec le nombre de Reynolds toujours avec une sous-estimation de la résultante numérique. La constante $C_r = 1$ donne de meilleurs résultats par rapport à $C_r = 0.5$ surtout pour les plus grandes valeurs du nombre de Reynolds avec un écart qui ne dépasse pas 7 % pour $Re \approx 1.6 \cdot 10^5$ contre 25 % pour $C_r = 0.5$ pour le même nombre de Reynolds.

2.1.8 Conclusions

Le dispositif expérimental mis au point est constitué d'un cylindre de diamètre 130.5mm et de longueur 152mm en rotation dans une veine d'essai. La vitesse de rotation peut être réglée jusqu'à 1500tr.min $^{-1}$, ce qui correspond à un nombre de Reynolds de l'ordre de $Re = 6.8 \cdot 10^5$; une valeur qui a donné les meilleurs résultats avec $C_r = 1$ (écart de 7 %).

Les résultats obtenus jusqu'à présent concernent les parois en rotation. Or, la loi de paroi modifiée de Fluent a été établie à la base pour des conduites rugueuses. Un essai en 3D sur une conduite (diamètre 100mm, longueur 500mm), de rugosité $k_r = 1$mm avec un nombre de Reynolds $Re = 2 \cdot 10^5$ s'est avéré intéressant pour tester la loi de paroi adaptée aux régimes rugueux dans son domaine de validité. En régime lisse et en employant le modèle de turbulence $k - \epsilon$ réalisable avec loi de paroi modifiée, l'écart entre les contraintes pariétales expérimentale et numérique ne dépasse pas 2 % contre 5 % en régime rugueux.

Les relations de Theodorsen et Regier ne sont valables que pour des cylindres infinis. Cependant, elles suggèrent que la non prise en compte de la rugosité conduirait à sous-estimer

le couple transmis au fluide par le cylindre de 36 %, ce qui est considérable attendu que le cylindre est ici l'élément moteur de l'écoulement. La pré-étude a démontré que les lois de parois adaptées aux régimes rugueux sont applicables en premier pour les conduites rugueuses. La solution préconisée reste pour le moment d'utiliser la contrainte à la paroi obtenue à partir de la littérature, associée à une loi logarithmique pour la vitesse.

2.2 Une approche hybride RANS-LES : la DES

La simulation numérique directe DNS (Direct Numerical Simulation ou Simulation numérique directe) est théoriquement la méthode la plus précise pour étudier numériquement les écoulements turbulents. Cette approche permet de résoudre complètement les équations de Navier-Stokes et aucun filtrage ou modélisation de la turbulence n'est appliqué. Le maillage considéré doit par conséquent être capable de discrétiser l'ensemble des échelles turbulentes en espace, ce qui s'en suit que la grille de calcul doit être suffisamment dense. On peut estimer que le nombre de mailles nécessaires est proportionnel à $Re^{9/4}$, c'est à dire que pour un écoulement ayant un nombre de Reynolds de 10^4, le nombre de mailles nécessaires est de l'ordre de 10^9. Cette approche est donc principalement utilisée pour caractériser les phénomènes fondamentaux à faibles nombre de Reynolds.

Dans une simulation de type LES (Large Eddy Simulation ou Simulation aux grandes échelles), une partie du spectre de la turbulence associée aux grandes structures tourbillonnaires est résolue, tandis qu'une partie correspondant aux petites structures reste non résolue. La séparation entre les échelles de l'écoulement est réalisée par une opération de filtrage permettant la résolution de la majorité du spectre d'énergie cinétique turbulente (portée par les plus grosses structures). Des études sur le coût numérique de la LES en présence de parois (Chapman (1979) [10]) indiquent qu'une résolution satisfaisante complète de l'écoulement requiert un nombre de mailles correspondant à $Re^{1.8}$ et un nombre de pas de temps proportionnel à $Re^{2.4}$. Cela rend donc la LES inapplicable dans la plupart des cas industriels.

Les modèles de turbulence RANS (Reynolds Averaged Navier Stokes) fournissent une description statistique des grandeurs de l'écoulement à un coût modéré. Il s'agit de résoudre les équations de Navier-Stokes auxquelles on applique l'opérateur de moyenne. Dans d'autres situations où dominent les larges structures anisotropes, les valeurs moyennes sont souvent moins satisfaisantes quand le modèle RANS est employé. Dans ces situations, la simulation aux grandes échelles fonctionne mieux en apportant moins de modélisation ainsi que des données instation-

naires indispensables dans de nombreux cas. Malheureusement, la LES est 10 à 100 fois plus coûteuse en temps de calcul qu'une approche RANS (Breuer *et al.* (1996) [34]) : la LES exige un maillage plus fin et fournit des données instationnaires de l'écoulement avec un faible pas de temps et pour un temps de calcul assez long.

De là, il semble naturel de tenter une combinaison des deux approches numériques et d'appliquer la LES uniquement dans les zones où elle est nécessaire tout en utilisant la RANS là où elle est la plus efficace. Le couplage d'une simulation aux grandes échelles avec une approche statistique fondée sur l'utilisation de la moyenne de Reynolds, constitue sans doute un moyen pour réduire radicalement le coût prohibitif de la LES et ce pour une large gamme d'applications industrielles. Il s'agit d'une technique de simulation hybride, proposée en premier par Spalart *et al.* (1997) [53] pour la prédiction des écoulements turbulents à haut nombre de Reynolds (Spalart (2000) [54]). Le développement de cette technique a été motivé par le coût prohibitif de l'emploi de la LES pour des configurations complexes, qui nécessitent une haute résolution de la couche limite. Cette méthode hybride qui combine la LES et la RANS, est devenue ces dernières années de plus en plus populaire car elle offre une réduction en ressources de calcul en comparaison avec la LES. Il s'agit de la DES (Detached Eddy Simulation), définie comme une méthode tridimensionnelle qui fonctionne comme un modèle de sous maille dans les régions où la taille du maillage est suffisamment fine pour l'application de la LES, et qui emploie la méthode RANS ailleurs. La conception du maillage pour une DES correctement résolue devrait être différente de celle de la LES, mais uniquement au niveau des conditions limites (Spalart *et al.* (2005) [44]) où la DES opère comme un modèle RANS. C'est la seule raison pour laquelle les exigences au niveau de la résolution spatiale sont beaucoup plus faibles que la LES. Cette approche est beaucoup moins coûteuse car l'effort de discrétisation spatiale ne se fait que dans la direction normale à la paroi. Une des particularités de cette approche est que le passage d'une méthode de modélisation à l'autre est déterminé localement et théoriquement de manière dynamique grâce à une évaluation des échelles de longueur caractéristiques des deux méthodes (figure II.21).

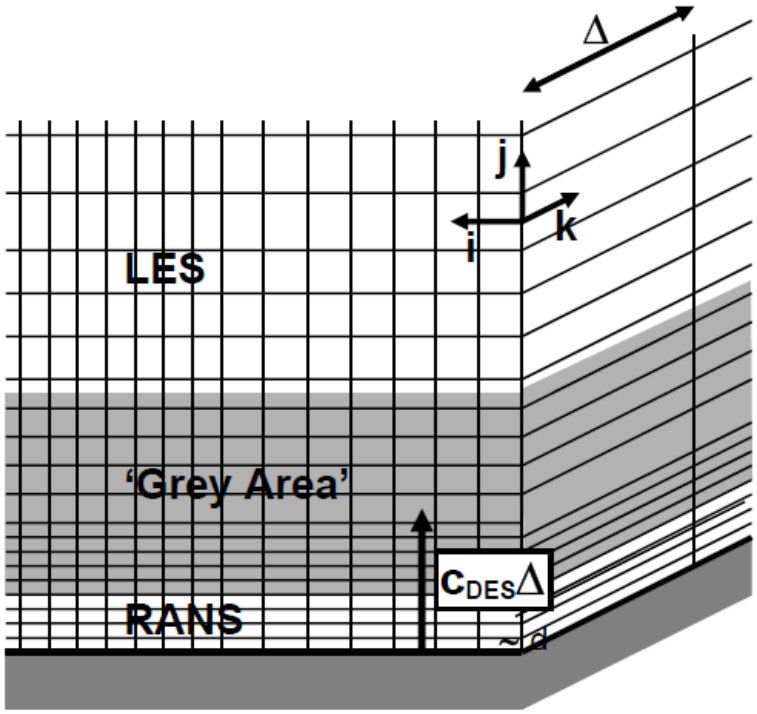


Figure II.21 – Transition du modèle RANS au modèle LES : introduction du concept de la région grise -grey area-

Comme s'est présenté sur la figure II.21, la zone de transition entre les modèles RANS et LES, communément qualifiée de *zone grise* - *Grey Area*- est uniquement imposée par le maillage. La stratégie de la division du domaine de calcul est résumée succinctement dans (Spalart (2001) [55]). Ainsi, l'échelle de longueur est défini comme :

$$L_{DES} = min(L_{RANS}, C_{DES}\Delta) \tag{II.13}$$

où C_{DES} une constante égale à 0.65, similaire à celle définie dans le modèle de Smagorinski de la LES. L_{RANS} est l'échelle de longueur turbulente du modèle RANS à appliquer à la DES et Δ la taille de la grille (la distance maximale entre deux noeuds définissant un volume de contrôle). Le but est d'appliquer la RANS au niveau des parois et la LES en dehors de la couche limite dans les zones de séparation. Ainsi, le modèle est sensible à la finesse du maillage conduisant, dans la pratique, à une diminution de la dissipation du modèle RANS au-delà des régions de proche-paroi, où l'approche statistique standard est utilisée. Bien que la DES ne nécessite pas, a priori, la prescription d'une interface entre les régions de l'écoulement simulées par LES ou approche statistique, un défaut majeur de l'approche fondée sur le modèle de Spalart et Allmaras (1992) est que cette transition est essentiellement gouvernée par des considérations géométriques (dépendance de la distance à la paroi).

2.3 Étude des performances du modèle de turbulence DES sur l'écoulement engendré par un disque lisse en rotation

Dans le cadre de la problématique du captage des polluants générés par les opérations d'usinage, l'INRS souhaite développer une méthode basée sur la simulation numérique des écoulements d'air et de polluants générés par les machines d'usinage. Pour mieux appréhender cette approche, on commence par étudier l'écoulement engendré par un disque lisse en rotation, qui constitue un cas typique des écoulements induits par les machines tournantes. Dans ce sens, les travaux de Belut (2006) [4] ont permis d'évaluer différents modèles numériques, à savoir les modèles fondés sur une approche statistique RANS (*Reynolds Averaged Navier Stokes*) et la simulation aux grandes échelles basée sur une lois de paroi (VLES pour *Very Large Eddy Simulation*). Ces travaux ont démontré l'intérêt de la VLES même sous-résolue en proche paroi, elle permet d'obtenir des résultats très intéressants proches des valeurs expérimentales.

Comme on l'a indiqué précédemment, la simulation aux grandes échelles permet de résoudre complètement les grandes échelles de l'écoulement et de modéliser l'effet des petites échelles responsables de la dissipation de la turbulence. Cette approche nécessite des ressources de calcul non négligeables, ce qui la rend difficile à appliquer dans la plupart des cas industriels. L'intérêt de cette pré-étude est donc d'évaluer le modèle hybride DES en le comparant aux résultats de la simulation aux grandes échelles.

L'objectif principal de cette pré-étude est de montrer avec quelle précision le modèle DES peut reproduire l'écoulement autour d'un disque lisse en rotation dans un domaine cylindrique. La figure II.22 représente le domaine de calcul et les conditions aux limites employées dans cette étude.

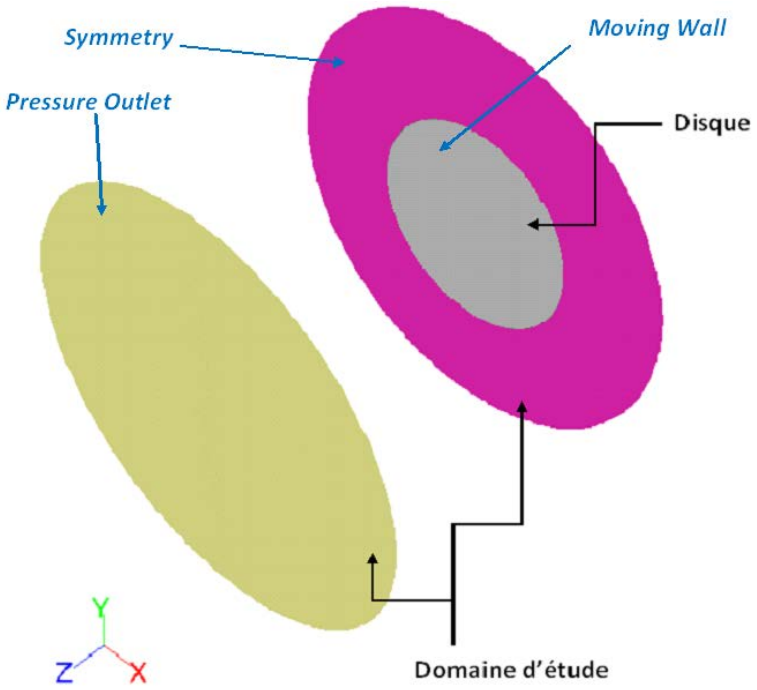


Figure II.22 – Cas d'étude : disque en rotation dans un domaine cylindrique

Le fluide est de l'air pris dans les conditions standard (densité : 1,225kg.m^{-3}, viscosité moléculaire : $1,7894 \cdot 10^{-5}$Pa.s). Il s'agit d'un disque parfaitement lisse de rayon unité. La vitesse de rotation ω est ajustée pour avoir un nombre de Reynolds $Re = \frac{\rho_f \omega R^2}{\mu_f}$ de l'ordre de $6,8 \cdot 10^5$, ce qui nous place en régime complètement turbulent. La grille de calcul a été construite dans la perspective de l'emploi d'une loi de paroi standard comme condition aux limites contre le disque. Les points de discrétisation sont placés dans la zone logarithmique $30 < y^+ < 60$. D'après l'expression de la contrainte pariétale en régime lisse (équation II.11), on détermine la taille à employer pour la première couche de mailles contre le disque :

$$y_1 = 6.12 y^+ \left(\frac{\mu_f}{\rho_f \omega} \right)^{9/10} R^{-4/5} \tag{II.14}$$

R étant le rayon du disque. La principale caractéristique de la DES employée dans cette étude est que le modèle de turbulence RANS, $k - \epsilon$ réalisable sert d'un modèle statistique dans les régions de proche paroi et le modèle LES dans les régions loin de la paroi. A noter qu'il est impérativement important de vérifier la grille de calcul de telle sorte à respecter les contraintes du maillage propres à la DES (équation II.13).

Pour se placer dans les mêmes configurations utilisées dans le cas de la simulation LES, on

normalise la vitesse par la vitesse locale du disque ($r\omega$) et la distance normale au disque par l'épaisseur de quantité de mouvement θ, calculée par intégration numérique du profil de vitesse tangentielle :

$$\theta(r) = \int \left(1 - \frac{U_t(r,z)}{r\omega}\right) \frac{U_t(r,z)}{r\omega} dz \tag{II.15}$$

Avec :

$$U_t(r,z) = \sqrt{(U_\theta(r,z) - r\omega)^2 + U_r^2(r,z)} \tag{II.16}$$

L'énergie cinétique turbulente est adimensionnée par le carré de la vitesse de frottement $U_\tau = \sqrt{\tau_{p_{cyl}}/\rho_f}$.

Le calcul DES est lancé jusqu'à obtenir un écoulement moyen stable. On collecte ensuite les statistiques sur l'écoulement pendant plusieurs temps caractéristiques. Ainsi ces résultats sont comparés avec ceux de Belut (2006) [4] utilisant l'approche LES dans les mêmes conditions. Les résultats expérimentaux figurant sur les graphiques sont ceux de Littel et Eaton, et les résultats numériques présentés sont obtenus pour différentes positions radiales en utilisant les deux modèles LES et DES.

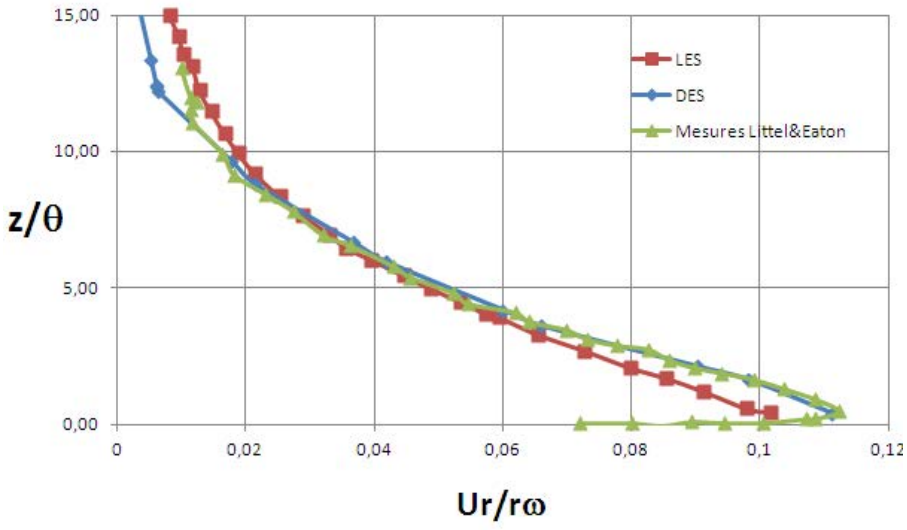


Figure II.23 – Profil de vitesse radiale adimensionnée dans la couche limite du disque

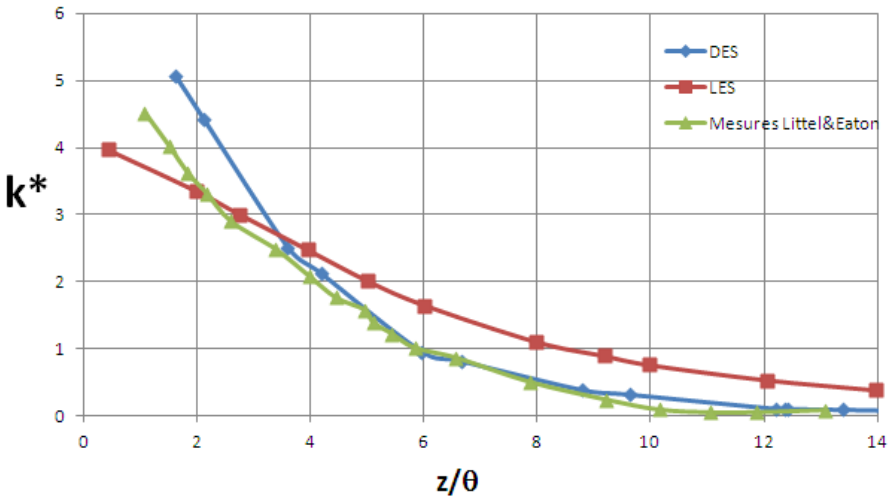


Figure II.24 – Profil d'énergie cinétique turbulente adimensionnée dans la couche limite du disque

Les profils de vitesse et les niveaux d'énergie cinétique turbulente en proche paroi calculés à l'aide d'une DES basée sur un modèle $k-\epsilon$ réalisable en proche paroi sont très proches des mesures disponibles dans la littérature (Littel et Eaton 1994) (voir figures II.23 et II.24).

Le profil de vitesse radiale dans la couche limite est caractérisé par un maximum pour $z = 1.5\theta$ et $U_r = 1.5r\omega$. Les deux modèles permettent de retrouver ce maximum. Les profils de vitesse sont indépendants de la position radiale, si on utilise la vitesse locale du disque pour normaliser la vitesse radiale et l'épaisseur de quantité de mouvement pour normaliser la distance normale au disque.

Les profils d'énergie cinétique turbulente sont caractérisés par leur décroissance rapide avec la distance au disque (la turbulence du milieu à l'infini étant infime). On peut observer que l'approche DES donne des résultats qui s'approchent plus des mesures de Littel et Eaton. En revanche, l'absence de détachement de la DES en proche paroi empêche la prédiction de l'anisotropie de la couche limite turbulente, le modèle se réduit donc théoriquement au modèle RANS $k-\epsilon$ réalisable (ce modèle ne prédit pas l'anisotropie de la turbulence). Dans le cas du disque, la DES n'est donc a priori pas utile, mais pourrait se révéler intéressante par la suite lors de la modélisation de l'ensemble de la géométrie (car la DES est beaucoup plus économique que la LES au niveau des parois), si des grandes structures turbulentes détachées apparaissent.

3 Mise en place des simulations numériques

3.1 Introduction

Depuis plusieurs années, les études portant sur les écoulements turbulents gaz-solide sont en plein essor en raison de leur présence dans une large gamme d'applications (procédés naturels et industriels). Dans cette classe d'écoulements, les particules constituant la phase dispersée sont entourées du fluide porteur. Pour pouvoir considérer l'écoulement comme dispersé, il est nécessaire que les particules soient indéformables et suffisamment petites : leur diamètre doit être plus faible que la plus petite échelle de l'écoulement fluide, à savoir l'échelle de Kolmogorov. A l'heure actuelle et d'un point de vue numérique, il n'existe pas de méthodes permettant une résolution à moindre coût de l'écoulement tout en conservant une précision suffisante dans toutes les zones de l'écoulement. Il existe principalement deux moyens pour traiter ce type d'écoulement : les approches eulérienne-eulérienne et eulérienne-lagrangienne. Dans une approche eulérienne-eulérienne, les phases en présence sont considérées comme deux phases continues obéissant aux équations de la mécanique des milieux continus. Dans l'approche eulérienne-lagrangienne, la phase dispersée est simulée en effectuant le suivi lagrangien des particules au sein de l'écoulement gazeux. Cette approche s'avère particulièrement intéressante pour rendre compte de façon explicite et détaillée des phénomènes physiques gouvernant le mouvement des particules solides et leurs interactions avec le fluide.

Le traitement correct de tels écoulements passe par une analyse de la physique de chacune des phases ainsi qu'une prise en compte de leurs interactions. Il s'agit de la prédiction du couplage entre les deux phases où on distingue plusieurs méthodes : on parle de *two-way coupling* quand le fluide et les particules interagissent mutuellement, de *one-way coupling* quand les deux phases sont indépendantes et de *four-way coupling* quand les interactions entre particules (collisions) sont également prises en compte.

La prédiction correcte de tels écoulements rend indispensable d'avoir une représentation des caractéristiques de l'écoulement fluide afin de considérer l'influence du fluide sur la phase dispersée. Une fois le champ fluide donné, vient l'étape du suivi de particules plongées dans ce champ. Il s'agit de déterminer l'ensemble des forces qui agissent sur la particule considérée. La turbulence du fluide est à l'origine d'un mouvement d'agitation des particules qui se superpose au mouvement d'ensemble et qui engendre des vitesses relatives entre les particules pouvant provoquer des collisions. La dernière étape de caractérisation de ce type d'écoulement consiste à

connaître les interactions de celui-ci avec les parois du domaine, d'où la nécessité de déterminer des conditions aux limites variables d'un problème à l'autre.

3.2 Modélisation de la phase fluide

On utilise l'approche eulérienne qui consiste à résoudre les équations de Navier-Stokes moyennées en y associant des modèles de fermeture pour les tensions de Reynolds. On rappelle ici les équations locales instantanées de conservation de masse et de quantité de mouvement. Dans un système de coordonnées cartésiennes et en adoptant une notation indicielle, ces équations s'écrivent :

- Bilan de masse :

$$\frac{\partial \rho_f}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho_f u_{f,i}) = 0 \tag{II.17}$$

- Bilan de quantité de mouvement :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_f u_{f,i}) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho_f u_{f,i} u_{f,j}) = \frac{\partial \sigma_{f,ij}}{\partial x_j} + \rho_f g_i + \prod u_{f,i} \tag{II.18}$$

$u_{f,i}$ représente la composante de la vitesse du fluide, σ_{ij} sont les composantes du tenseur des contraintes et g_i est l'accélération de pesanteur. La présence des particules et ses effets sur le fluide sont pris en compte par l'intermédiaire du terme $\prod u_{f,i}$ qui désigne le flux de quantité de mouvement aux interfaces.

Les modèles de turbulence nécessitent généralement de travailler sur les équations moyennées. L'application de l'opérateur de moyenne aux équations instantanées ci-dessus donne :

$$\frac{\partial}{\partial x_j}\left(\rho_f U_{f,j}\right) = 0 \tag{II.19}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\rho_f U_{f,i}\right) + \frac{\partial}{\partial x_j}\left(\rho_f U_{f,i} U_{f,j}\right) = \frac{\partial}{\partial x_j}\left(\left\langle \sigma_{f,ij} \right\rangle_f\right) + \rho_f g_i - \frac{\partial}{\partial x_j}\left(\rho_f \left\langle u'_{f,i} u'_{f,j} \right\rangle_f\right) + \prod U_{f,i} \tag{II.20}$$

où $u'_{f,i} = u_{f,i} - U_{f,i}$ désigne les fluctuations de vitesse.

3.3 Modélisation de la phase discrète

3.3.1 Concept de base

L'approche eulérienne-lagrangienne consiste à résoudre les équations de Navier-Stokes pour la phase fluide. La phase particulaire est quant à elle modélisée de façon lagrangienne en effectuant un suivi des trajectoires d'un grand nombre de particules discrètes au sein du champ fluide. Les trajectoires des particules, supposées sphériques et indéformables sont intégrées à partir de l'équation du mouvement d'une particule quasi-ponctuelle dans un champ fluide :

$$\frac{d\vec{x_p}}{dt} = \vec{u_p} \tag{II.21}$$

$$m_p \frac{d\vec{u_p}}{dt} = \sum \vec{F_i} \tag{II.22}$$

où m_p et $\vec{F_i}$ désignent respectivement la masse de la particule $m_p = \pi \rho_p d_p^3/6$ et l'ensemble des forces agissant sur la particule.

3.3.2 Calcul des trajectoires des particules

Boussinesq puis Basset ont été les premiers à étudier le mouvement d'une particule sphérique dans un fluide au repos. Leurs travaux ont conduit à l'équation du mouvement pour une particule en régime de Stokes (équation connue sous le nom de BBO "Basset-Boussinesq-Oseen"), présentée sous la forme :

$$m_p \frac{d\vec{u_p}}{dt} = \frac{3}{4}\frac{\rho_f}{\rho_p}\frac{m_p C_D}{d_p}\|\vec{u_f} - \vec{u_p}\| + m_f \frac{D\vec{u_f}}{Dt} + \frac{1}{2} m_f \left(\frac{D\vec{u_f}}{Dt} - \frac{d\vec{u_p}}{dt}\right) + m_p \vec{g}\left(1 - \frac{\rho_f}{\rho_p}\right) \tag{II.23}$$

où $\frac{D}{Dt}$ et $\frac{d}{dt}$ désignent respectivement les dérivées particulaires fluide et les dérivées particulaires solides. u_f est la vitesse instantanée du fluide à la position de la particule. L'équation II.23 décrivant le mouvement de la particule met en accent différentes forces à savoir : la force de traînée qui exprime les contraintes liées aux frottements visqueux et à la pression à la surface de la particule, la masse déplacée due à l'accélération du fluide environnant, la force d'histoire ou de Basset relative à l'histoire de la particule et les forces de gravité. Les forces de masse déplacée et d'histoire peuvent être négligées dans le cas des écoulements solides où $\rho_p >> \rho_f$ (Michaelides (1997) [38]). Dans le cas présent, ces forces bien que négligeables, sont automatiquement prises en compte par le code de calcul utilisé.

En ce qui concerne le coefficient de traînée C_D, il est défini par la relation :

$$C_D = \frac{2F_D}{\rho_f v_R^2 S} \tag{II.24}$$

où S est une surface de référence de la particule, soit $S = \pi d_p^2/4$. $v_R = \|\vec{u_f} - \vec{u_p}\|$ est la norme de la vitesse relative entre le fluide et la particule.

Le coefficient de traînée de la particule dépend du nombre de Reynolds $Re_p = \frac{2\rho_f v_R R_p}{\mu_f}$. Différents régimes peuvent être identifiés. En régime de Stokes, pour des petits nombres de Reynolds $Re_p << 1$, les forces d'inertie sont négligeables devant les effets de viscosité. Dans ce cas, le coefficient de traînée est inversement proportionnel au nombre de Reynolds Re_p :

$$C_D = \frac{24}{Re_p} \tag{II.25}$$

En dehors du régime de Stokes dans la zone de transition pour Re_p inférieur à environ 1000 et où les effets inertiels commencent à devenir importants, la force de traînée devient non linéaire et de nombreuses corrélations ont été proposées. On se contente de citer les plus utilisées, à savoir les corrélations de Schiller et Nauman (1935) [47] valable pour $Re_p < 700$ et celle de Morsi et Alexander (1972) [40] valable pour $Re_p < 5 \cdot 10^4$:

$$C_D = \frac{24}{Re_p}(1 + 0.15 Re_p^{0.687}) \tag{II.26}$$

$$C_D = \frac{k_1}{Re_p} + \frac{k_2}{Re_p} + k_3 \tag{II.27}$$

Les coefficients k_1, k_2 et k_3 étant calculés (tableau II.6) suivant les valeurs de Re_p

Re_p	k_1	k_2	k_3
< 0.1	24	0	0
$0.1 - 1$	22.73	0.0903	3.69
$1 - 10$	29.167	-3.889	1.222
$10 - 10^2$	46.5	-116.67	0.6167
$10^2 - 10^3$	98.33	-2778	0.3644
$10^3 - 5 \cdot 10^3$	148.62	$-4.75 \cdot 10^4$	0.357
$5 \cdot 10^3 - 10^4$	-490.55	$57.87 \cdot 10^4$	0.46
$10^4 - 5 \cdot 10^4$	-1662.5	$5.417 \cdot 10^6$	0.5191

Tableau II.6 – Valeurs des coefficients k_1, k_2 et k_3 utilisées dans les corrélations de Morsi et Alexander (1972)

Dans la gamme de Reynolds qui nous intéresse ici, entre 0 et 1000 environ, les corrélations de Morsi et Alexander (1972) et Schiller et Naumann (1935) sont équivalentes. Des modifications de ce coefficient sont proposées en tenant compte de différents effets tels que : influence de la turbulence, voisinage d'une paroi, concentration élevée de particules.

3.3.3 Modèle de dispersion

Dans une approche eulérienne-lagrangienne, les grandeurs obtenues à la sortie de la simulation de la phase fluide sont des grandeurs moyennées. Or le suivi lagrangien des particules nécessite des grandeurs instantanées. Lorsque le champ fluide est résolu par une technique de simulation directe de la turbulence (DNS ou LES), cela ne pose pas de problème puisque les vitesses instantanées sont connues. Par contre, si seules les propriétés moyennes de l'écoulement turbulent sont prédites (modèle RANS et partiellement la DES), il faut disposer d'un modèle de dispersion permettant de générer les fluctuations de vitesse satisfaisant les propriétés locales de la turbulence.

Dans un écoulement diphasique, la dispersion des particules discrètes est due à un ensemble de mécanismes, à savoir la diffusion moléculaire (brownienne), la convection, la sédimentation, le gradient de température et la diffusion turbulente. Cette dernière est primordiale et est due aux fluctuations de l'écoulement porteur. En turbulence homogène et isotrope et dans un écoulement peu chargé, la dispersion des particules solides est due aux effets d'inertie et de croisement de trajectoires. L'influence de l'inertie se caractérise lorsqu'aucune force extérieure n'agit sur le système. Le temps de relaxation τ_p traduit l'inertie de la particule, qui répondra de façon plus ou moins rapide aux variations de vitesse du fluide porteur. Il caractérise la réponse

de la particule discrète aux sollicitations du fluide. Plus la particule est inertielle (τ_p grand), plus elle met plus de temps à répondre aux sollicitations du fluide. Au contraire, plus la particule possède une faible inertie et plus elle répondra vite aux fluctuations turbulentes du fluide. L'échelle intégrale du fluide vu T^* caractérise l'effet d'inertie sur la dispersion des particules discrètes. Pour les particules de faible inertie ($\tau_p \to 0$), cette échelle est égale à l'échelle lagrangienne T_L. Dans le cas des particules d'inertie relativement grande ($\tau_p \to \infty$), dont la réponse aux fluctuations turbulentes du fluide est quasiment nulle. L'échelle intégrale du fluide vu T^* est égale à l'échelle intégrale eulérienne T_{mE} dans un référentiel mobile se déplaçant à la vitesse moyenne de l'écoulement.

L'effet de croisement de trajectoire survient lorsqu'une vitesse relative moyenne existe entre le fluide porteur et les particules discrètes et induit une interaction de la particule avec plusieurs structures tourbillonnaires.

Les modèles les plus utilisés pour modéliser ces fluctuations sont des modèles stochastiques tels que le modèle de Langevin direct ou le modèle d'interaction tourbillon/particules, connu sous le nom de Discrete Random Walk Model (DRW) (Gosman *et al.* (1983) [20]). Ces modèles servent à décrire les trajectoires des particules lorsque seules les propriétés moyennes de l'écoulement du fluide sont disponibles et où la vitesse instantanée du fluide en tout point n'est pas connue. En écoulement turbulent, ces modèles de dispersion consistent alors à générer la vitesse instantanée du fluide vu par une particule. Les composantes de la vitesse du fluide vu sont ensuite introduites dans les équations de mouvement de la particule discrète suivie, ce qui permet de calculer sa trajectoire. Dans le cadre de cette étude, le modèle de dispersion employé est le modèle d'interaction tourbillon/particules (Discrete Random Walk Model). Ces modèles consistent à générer les vitesses fluctuantes du fluide porteur en respectant l'intensité turbulente moyenne locale et maintenues constantes pendant un temps $t_{EI} = min(t_1, t_2)$, où $t_1 = 2T_L$ représente la durée de vie du tourbillon et t_2 est le temps nécessaire pour que la particule traverse le tourbillon de dimension L_e ($t_2 = L_e/V_R$). Dans ce modèle, la vitesse du fluide vue générée est de la forme :

$$u_i^{'*}(t) = G\sqrt{< u_i^{'2} >} \tag{II.28}$$

où $< u_i^{'2} >$ représente la fluctuation de la vitesse et G un nombre aléatoire, de distribution normale centrée réduite. L'échelle lagrangienne est évaluée sous la forme ($T_L = Ck/\epsilon$) dans laquelle règne une grande incertitude sur le coefficient C puisqu'il se situerait entre 0.135 et

0.635 dans le code utilisé.

3.3.4 Paramètres susceptibles de modifier la trajectoire des particules

En écoulements gaz-solide en conduite, deux types de collisions peuvent fortement influencer le mouvement des particules : les collisions avec les parois et les collisions entre particules. Ces collisions sont susceptibles de modifier également l'écoulement de la phase gazeuse. Les facteurs majeurs régissant la fréquence de ces collisions sont liés aux taux de chargement des particules, à l'inertie des particules et à la configuration de l'écoulement.

Importance des collisions particules-parois

La fréquence des collisions particules-parois dépend de l'inertie des particules et du diamètre (D) de la conduite. L'importance de ce type de collision peut être évaluée en comparant le libre parcours moyen des particules (λ_p) avec la distance que parcourt la particule avant qu'elle n'atteigne la paroi. Par libre parcours moyen, on fait référence à la distance que parcourt la particule avant d'être sollicitée par le fluide porteur ou d'entrer en collision avec une autre particule. En faisant l'hypothèse d'un régime de Stokes, le libre parcours moyen d'une particule prend la forme suivante :

$$\lambda_p = \frac{\rho_p d_p^2 U_p}{18\mu_f} \tag{II.29}$$

où U_p est la vitesse moyenne des particules. Si cette distance est supérieure au diamètre de la conduite, les collisions des particules avec la paroi jouent un rôle primordial. Dans le cas présent concernant un écoulement d'air ($\mu_f = 1.85 \cdot 10^{-5}$Pa.s) dans une veine de diamètre 1m avec des particules de masse volumique $\rho_p = 2500\text{kg.m}^{-3}$, de diamètre médian $d_p = 148\mu$m et de vitesse moyenne axiale variant entre 2m.s^{-1} et 4m.s^{-1} pour les deux vitesses de rotation 500tr.min^{-1} et 1000tr.min^{-1}, on obtient $\frac{\lambda_p}{D} \approx 0.33 - 0.66$ pour les deux vitesses de rotation. Ainsi les collisions avec les parois de la veine peuvent être négligées. Par contre, les collisions avec les parois du cylindre sont certainement influentes.

Dans un écoulement en canal horizontal, Sommerfeld (1992) [50] estime que l'écoulement est influencé par la présence des parois si plus de 30% des particules subissent une collision avant de répondre aux sollicitations du fluide. Dans le cas contraire, les collisions peuvent être négligées et le mouvement des particules est principalement régi par le fluide. L'analyse de Sommerfeld conduit à l'évaluation du diamètre des particules au delà duquel les collisions avec

les parois peuvent être dominantes :

$$d_p > \sqrt{\frac{18\mu_f D}{0.7\rho_p \sigma_p}} \tag{II.30}$$

Dans cette expression, σ_p représente l'écart type des fluctuations de vitesse transversale des particules. Les études de Sommerfeld visant à estimer à partir de quel diamètre de particules les collisions sont dominantes, indiquent que plus les fluctuations de vitesses des particules augmentent et plus le diamètre à partir duquel il faut tenir compte des collisions diminue.

Collisions entre particules

Les collisions entre particules sont très importantes pour appréhender la physique des écoulements gaz-particules, et ont donc été largement traitées (Tanaka *et al.* (1991) [56], Sommerfeld (1995) [51], Yamamoto *et al.* (2001) [66], Kulick *et al.* (1994) [27]). Ces collisions ont une influence majeure sur le mouvement des particules, et donc sur celui du fluide porteur, à partir d'une fraction volumique en particules de l'ordre de 10^{-4}.

La fraction volumique particulaire à l'injection α_p est estimée :

$$\alpha_p = \frac{q_m}{\rho_p R\omega S} \tag{II.31}$$

où $R\omega$ est la vitesse caractéristique d'émission, q_m le débit massique en particules, ρ_p la masse volumique des particules et S la section d'émission. Pour les deux vitesses de rotation 500tr.min^{-1} et 1000tr.min^{-1}, α_p varie ainsi entre $2\cdot10^{-4}$ et $2.25\cdot10^{-4}$. Ceci indique l'importance des collisions interparticulaires (sans être prépondérantes) dès les faibles taux de chargement.

Crowe (1981) [12] propose d'évaluer l'importance des collisions entre particules en comparant le temps de réponse de la particule (τ_p) et le temps caractéristique intercollisionnel (τ_c). Ainsi si $\frac{\tau_p}{\tau_c} > 1$, l'écoulement peut être considéré dense et les collisions ne sont plus négligeables. Ceci implique qu'en écoulement dilué les particules ont suffisamment le temps de répondre aux sollicitations du fluide entre deux collisions, le mouvement des inclusions est plutôt gouverné par les actions du fluide. Au contraire dans les écoulements denses, le mouvement des particules est largement affecté par les collisions. En se référant à cette classification, on estime l'ordre de grandeur du temps intercollisionnel des particules. Abrahamson (1975) [1] établit l'expression de la fréquence de collision f_c pour des particules sphériques monodispersées ayant des fluctuations

de vitesses isotropes d'écart type σ_p (particules non affectées par la turbulence du fluide) :

$$f_c = \frac{24\alpha_p\sigma_p}{\sqrt{\Pi}d_p} \tag{II.32}$$

Le temps entre deux collisions successives correspond donc à l'inverse de la fréquence de collision $\tau_c = 1/f_c$.

Dans nos études, les écarts types σ_p des fluctuations de vitesse des particules mesurées à 8mm de la source du jet pour les deux vitesses de rotation 500tr.min^{-1} et 1000tr.min^{-1} sont respectivement de l'ordre de 0.7m.s^{-1} et 1.6m.s^{-1}. En utilisant l'expression de la fréquence de collision, on obtient des temps caractéristiques intercollisionnels compris entre 0.07s et 0.03s, soit entre 4 et 10 fois moins que le temps de réponse des particules. Cette estimation montre l'importance des collisions interparticulaires sans qu'elles soient prépondérantes dès les faibles taux de chargement.

Conclusion sur la prise en compte des collisions

En ce qui concerne les collisions particules-parois, il a été démontré qu'elles peuvent être négligées du fait de la grande dimension de la veine. Par contre, l'examen des conditions de l'écoulement indique que les collisions entre particules devraient être prises en compte. On choisit dans un premier temps de ne pas les prendre en considération car l'objectif principal de cette présente simulation est d'étudier la dispersion d'un traceur passif représentatif des fines particules. Des modèles de collisions tels que ceux de Sommerfeld (2003) [52] et d'Oesterlé et Petitjean (1993) [41] peuvent être introduits dans le code de calcul, ce qui constituera un des prolongements envisageables de l'étude.

3.4 Interactions entre le fluide et les particules : Couplage entre phases

Le principe de l'interaction mutuelle entre les deux phases devrait toujours considérer un couplage à deux sens fluide $\rightleftharpoons$ particules. La nature d'un écoulement diphasique est principalement dictée par la fraction volumique occupée par la phase discrète. Un contrôle précis de ce paramètre est important dans la mesure où il joue un rôle primordial dans la modulation de la turbulence par la phase discrète. Elghobashi (1994) [13] a proposé une classification des écoulements diphasiques en fonction de la fraction volumique α_p en particules et leur nombre de Stokes. Ce nombre adimensionnel représente le rapport entre le temps de réponse de la

particule τ_p et un temps caractéristique de l'écoulement. Cette classification a pour but d'évaluer l'influence des particules sur le mouvement du fluide. Pour des taux de chargement faibles ($\alpha_p < 10^{-6}$), la présence des particules n'a aucun effet sur l'écoulement porteur et le couplage se fait uniquement du fluide vers les particules, d'où la notation de *one-way coupling*. Pour des écoulements dont la fraction volumique est comprise entre 10^{-6} et 10^{-3}, les particules influencent significativement l'écoulement de la phase gazeuse. Dans ce cas là, les particules peuvent soit atténuer soit augmenter la turbulence du fluide. De manière générale, lorsque le nombre de Stokes tend vers 0, les particules sont moins inertes, réagissent très vite aux changements de vitesse du fluide et participent à la dissipation de l'énergie cinétique turbulente. De même lorsque le nombre de Stokes tend vers l'infini, les particules réagissent très lentement aux sollicitations du fluide porteur et augmentent les échanges turbulents. L'interaction entre les deux phases doit alors être prise en compte, on parle de *two-way coupling*. Pour des fractions plus importantes encore ($\alpha_p > 10^{-3}$), les interactions entre particules discrètes doivent être considérées menant à l'étude des collisions interparticulaires.

Le transfert de quantité de mouvement entre le fluide et les particules doit etre pris en compte. Il est calculé en examinant la modification de quantité de mouvement de toutes les particules traversant le volume de contrôle à l'aide de l'expression suivante :

$$F = \sum \left[\frac{18\mu_f C_D Re}{24\rho_p d_p^2} (u_p - u) + F_{autres} \right] q_m \Delta t \tag{II.33}$$

Quant au couplage particules-turbulence, il est réalisé implicitement entre le mouvement des particules et les plus grandes structures résolues en introduisant les termes sources de quantité de mouvement dans les équations de Navier-Stokes. Fukagata 2000 [16] a étudié l'interaction entre le mouvement des particules et les échelles turbulentes non résolues (échelles turbulentes de sous mailles) en comparant la durée de vie des structures de sous mailles T_{sgs} au temps de relaxation des particules. Soit en supposant un spectre pleinement inertiel, i.e. $E(\kappa) = K_0 \epsilon^{2/3} \kappa^{-5/3}$:

$$T_{sgs} = \frac{\frac{3\pi}{4u_{sgs}} \int_{\pi/\Delta}^{\infty} \kappa^{-1} E(\kappa) d\kappa}{\int_{\pi/\Delta}^{\infty} E(\kappa) d\kappa} = \frac{3\Delta}{10 u_{sgs}} \tag{II.34}$$

u_{sgs} étant la vitesse de sous mailles, soit $\sqrt{\frac{2}{3} k_{sgs}}$ pour une turbulence isotrope. Δ étant la taille de la maille et k_{sgs} l'énergie cinétique turbulente de sous mailles.

L'influence des échelles turbulentes de sous mailles sur le mouvement des particules de faible

temps de relaxation doit être prise en compte. Pour les particules inertielles, cette influence est négligée du fait du temps de relaxation très grand des particules.

Chapitre III

Traitements associés aux mesures par imagerie laser

1 Introduction

Dans le cadre de cette thèse, les deux méthodes de mesure par imagerie laser utilisées sont la vélocimétrie par images de particules (PIV pour *Particle Image Velocimetry*) et la vélocimétrie par suivi de particules (PTV pour *Particle Tracking Velocimetry*). La PIV est utilisée pour la caractérisation de la phase gazeuse, la PTV pour la caractérisation de la phase discrète au niveau de la source du jet. Il s'agit de techniques de mesure optiques non intrusives. Le principe est d'enregistrer les images de particules (traceurs du fluide ou particules solides) et d'en déduire les mesures de vitesses sans placer le dispositif de mesure au sein même de l'écoulement. En complément de ce qui a été dit précédemment, ce chapitre décrit ces techniques de mesures, leur mise en place sur le banc d'essai ainsi que les traitements associés et leurs limites.

2 Développement du programme de suivi de particules PTV

2.1 Introduction

La première phase de la campagne expérimentale consiste à caractériser le jet de particules créé par le banc d'essai par la technique de vélocimétrie par suivi de particules ou PTV. Dans ce sens, un code de traitement des images a ainsi été développé. Appliquée à des prises de vue dans un écoulement diphasique (gaz+particules solides), cette technique donne accès aux champs de vitesses de la phase dispersée. On présente tout d'abord dans ce chapitre la spécifité des algorithmes utilisés ainsi que leurs tests de performance.

2.2 Principe général

Il existe une alternative au traitement statistique global. Il s'agit de la poursuite des particules qui est une méthode de mesure non intrusive. La technique de PTV autorise un traitement individuel de la trace laissée par chaque particule entre deux images successives. Le principe général consiste à enregistrer deux images successives des particules émises par le dispositif expérimental et la comparaison des deux images donne accès aux champs de vitesses des particules. Le procédé est appliqué de la manière suivante (voir Figure III.1) :

- Eclairement d'une tranche de l'écoulement à l'aide d'un plan lumineux, généré à l'aide d'un laser pulsé : les particules apparaissent comme des taches lumineuses,
- Acquisition d'images successives du plan éclairé à l'aide d'une caméra CCD,
- Traitement des images : caractérisation de la vitesse des particules entre deux images successives

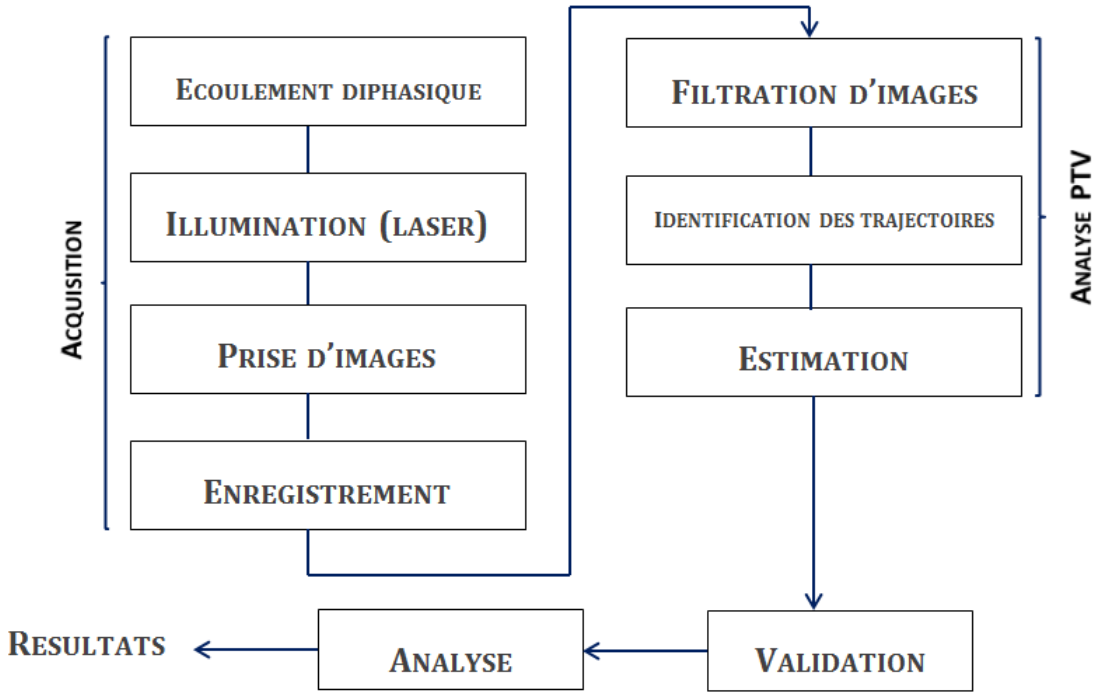


Figure III.1 – Principe général de la technique de suivi de particules PTV

Le principe ici, n'est pas d'établir le mouvement moyen d'un ensemble de particules comme le fait la technique de vélocimétrie par images de particules, mais plutôt de déterminer la trajectoire d'une même particule sur des images successives séparées par le laps de temps Δt, plus ou moins court selon la vitesse.

2.3 Principe de l'algorithme de suivi de particules développé pour cette étude

Le programme développé s'inspire de la méthode développée par Vignal (2006) [61]. Il se divise en deux grandes étapes distinctes : tout d'abord, on commence par identifier les particules sur les images, ensuite on effectue l'appariement en déterminant les partenaires des particules de la première image dans la deuxième puis on calcule leurs vitesses. La figure (III.2) présente le diagramme fonctionnel illustrant les étapes de la méthode développée pour mesurer les vitesses de la phase dispersée. Le principe et la validation de cet algorithme sont détaillés dans les paragraphes qui suivent.

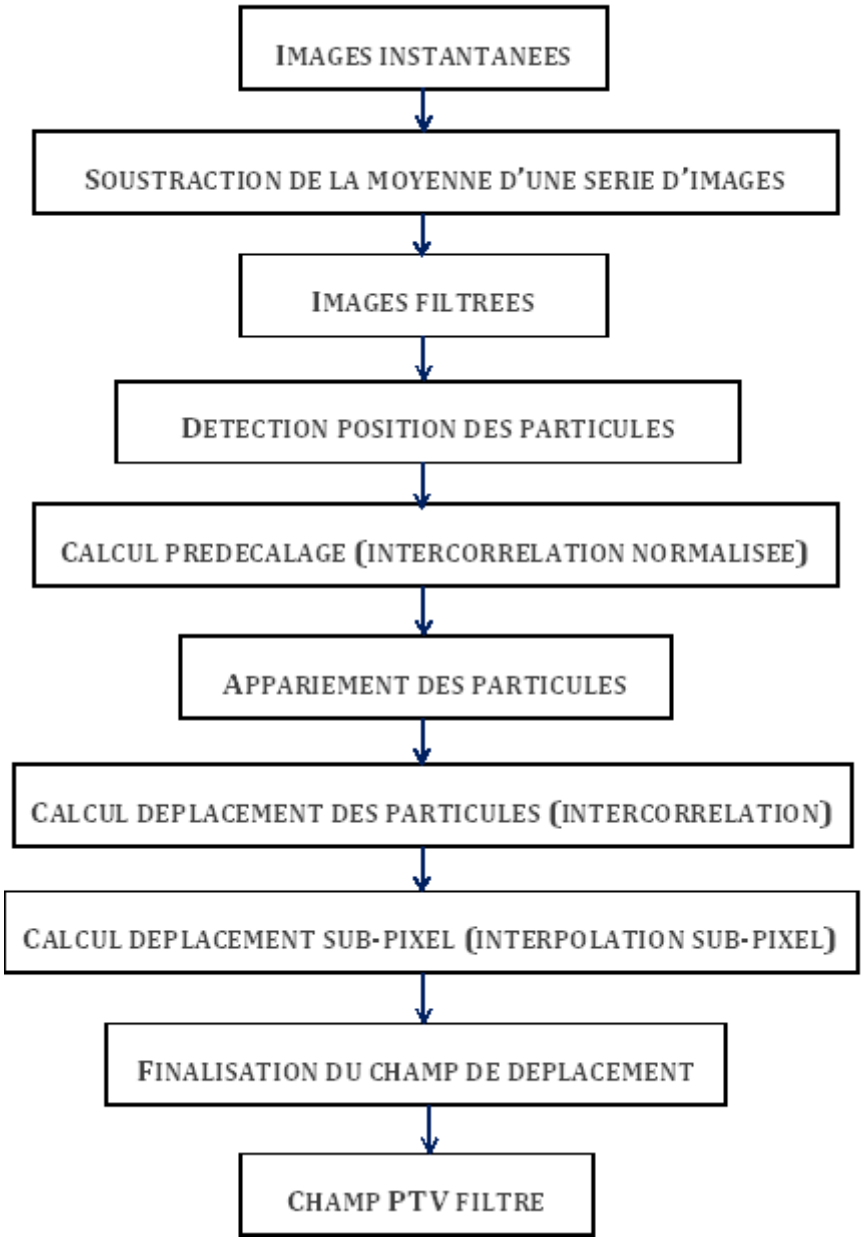


Figure III.2 – Synthèse de la procédure de calcul PTV

2.3.1 Filtrage des images

La première étape de la technique consiste à équilibrer le fond lumineux de l'image en lui retirant les variations de luminosité. Du fait de la différence du niveau de gris due aux niveaux d'énergie variables entre les rayons des deux cavités laser, chaque image du doublet n'est pas illuminée avec la même énergie. Le bruit de fond présent sur les images rend aussi difficile la

détection des particules. Pour remédier à ces différents problèmes, un traitement préalable a été réalisé. Il est appliqué de la manière suivante :

- Calcul de la moyenne de la série d'images (Figure III.4),
- Calcul de l'image représentative du fond lumineux de l'image moyenne (Figure III.5) : pour chaque bloc de taille 16×16 pixels, on prend le minimum de l'image moyenne puis par rééchantillonnage bicubique, on redimensionne la carte des minima pour obtenir une résolution identique à celle de l'image moyenne,
- Soustraction du fond lumineux obtenu à l'image courante (Figure III.6)



Figure III.3 – Image originale

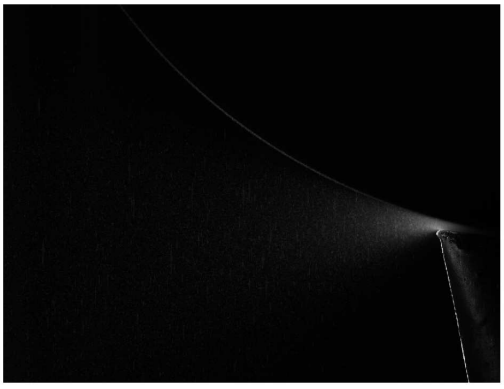


Figure III.4 – Image moyenne



Figure III.5 – Fond lumineux

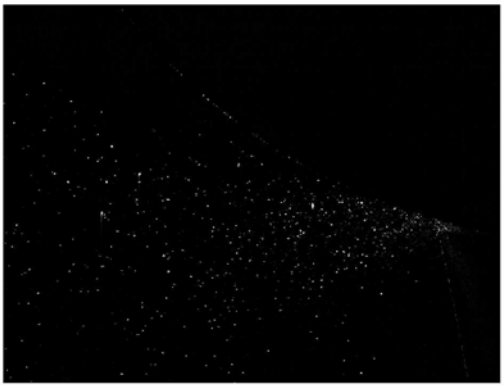


Figure III.6 – Image équilibrée

2.3.2 Détection des particules

Une fois l'intensité lumineuse des images équilibrée, il est nécessaire de déterminer la position des particules sur les images. Plusieurs approches peuvent être employées pour détecter le centre des particules sur les images :

- Détermination des contours externes des particules : ceci suppose l'existence d'un gradient d'intensité permettant la reconnaissance claire de la particule. Cette technique représente l'inconvénient de considérer que le contour est identique autour de la particule, ce qui est rarement le cas avec des images réelles.

- Reconnaissance de motif : la corrélation entre les motifs représentant les différentes particules permet d'obtenir des pics de corrélation correspondant aux particules. Le problème de cette méthode est de déterminer le motif à utiliser surtout lorsqu'il s'agit des inclusions polydispersées d'où la nécessité d'utiliser un motif par taille de particules.

- Détermination d'un pic d'intensité : cette approche consiste à appliquer un seuillage à l'image pour trouver l'emplacement de tous les pics d'intensité. Une fois le pic déterminé, une interpolation gaussienne à trois points est utilisée pour déterminer le centre de la particule.

La méthode utilisée dans notre étude consiste quant à elle à parcourir l'image en effectuant des tests de connexion (Tableau III.1). En rouge sont présentés les pixels des particules détectées avec un seuil fixé et les chiffres correspondent aux numéros de pixels. Les différentes passes de reconstruction se font dans les deux sens, du haut vers le bas, du bas vers le haut et ce en allant de la droite à la gauche. On considère le niveau de gris du pixel courant. Si ce niveau de gris est supérieur au seuil imposé, deux cas de figure se présentent : si le pixel courant est connexe à une particule existante, il est alors enregistré avec les pixels de cette particule. Dans le cas contraire, on crée une nouvelle particule et on cherche par la même façon ses voisins qui vérifient les conditions de connectivité. Une fois les pixels assemblés en liste de particule (Tableau III.2), on calcule le barycentre pondéré par le niveau de gris des pixels de la particule ainsi que la surface en pixels. Ceci nous permet d'effectuer un tri et de ne sélectionner que les particules ayant une certaine taille.

i↓ \ j→				
1	6	11	16	21
2	7	12	17	22
3	8	13	18	23
4	9	14	19	24
5	10	15	20	25

Tableau III.1 – Particules détectées

1	2	3	4	5
↓	↓	↓	↓	↓
2	14			
7	19			
8	24			
12	25			

Tableau III.2 – Liste des particules détectées

La difficulté liée à ce type d'algorithme réside dans le choix du seuil à imposer. Ce choix se fait en étudiant notamment l'influence de ce seuil sur le nombre moyen de particules détectées sur les images. Cependant, sur une même image, on a tendance à observer des variations locales du niveau de gris moyen (densité en particules). Un autre problème sur les doublets d'images est que les images du doublet ne sont pas illuminées avec la même énergie du fait que les deux rayons laser proviennent de deux cavités différentes, d'où l'impossibilité d'utiliser le même seuil sur les deux images du doublet. Indépendamment de la variation de la puissance d'éclairement, les propriétés de la caméra engendrent aussi une différence de luminosité entre les deux images. Le traitement de soustraction de l'image moyenne décrit plus haut permet de corriger en partie le problème.

2.3.3 Calcul du prédécalage

Cette partie consiste à calculer le prédécalage entre les deux listes des particules appartenant aux deux images du doublet en utilisant l'intercorrélation normalisée. Il s'agit d'une méthode sans biais par rapport à la normalisation brute : elle présente l'avantage de pouvoir évaluer la vraissemblance de la corrélation. L'algorithme employé pour le calcul des vitesses des particules est une application presque directe de la méthode proposée par Vignal (2006) [61] :

- Pour chaque particule de la première image, on définit une boite de taille 128 pixels centrée sur cette particule,

- On calcule par intercorrélation avec la deuxième image le déplacement corrélé de toutes les particules appartenant à cette même boîte. Si on note $I_1(\vec{x})$ l'intensité lumineuse de la boîte de la première image à la position $\vec{x}$, et $I_2(\vec{x})$ l'intensité de la boîte correspondante

dans la deuxième image, l'intercorrélation normalisée de I_1 et I_2 s'écrit :

$$R(\overrightarrow{d}) = \frac{\sum_{\overrightarrow{x}} \left(\left(I_1(\overrightarrow{x}) - \overline{I_1(\overrightarrow{x})} \right) \left(I_2(\overrightarrow{x} + \overrightarrow{d}) - \overline{I_2(\overrightarrow{x} + \overrightarrow{d})} \right) \right)}{\sqrt{\sum_{\overrightarrow{x}} \left(I_1(\overrightarrow{x}) - \overline{I_1(\overrightarrow{x})} \right)^2 \sum_{\overrightarrow{x}} \left(I_2(\overrightarrow{x} + \overrightarrow{d}) - \overline{I_2(\overrightarrow{x} + \overrightarrow{d})} \right)^2}} \tag{III.1}$$

où $\overline{I_1(\overrightarrow{x})}$ désigne la moyenne de $I_1(\overrightarrow{x})$, et $\overline{I_2(\overrightarrow{x} + \overrightarrow{d})}$ la moyenne de $I_2(\overrightarrow{x})$ translatée de $\overrightarrow{d}$ et recouvrant I_1 (de même, la variance de $I_2(\overrightarrow{x} + \overrightarrow{d})$ au dénominateur correspond à la variance de $I_2(\overrightarrow{x})$ translatée de $\overrightarrow{d}$ et recouvrant I_1).

On définit un seuil absolu de hauteur des pics de corrélation en dessous duquel une mesure n'est pas validée. Ceci permet de déterminer si la corrélation est statistiquement fortuite ou réelle (voir le paragraphe 6.3.4 de la thèse de Belut (2006) [4]). On cherche ensuite le déplacement qui maximise la fonction d'intercorrélation. Ceci nous donne un déplacement grossier estimé de chaque particule de la première image.

2.3.4 Appariements et vitesses des particules

On cherche ensuite les partenaires des particules dans la deuxième image du doublet. Pour cela, on utilise la technique d'appariement systématique par boîtes avec prédécalage, calculé auparavant par intercorrélation, entre les deux listes des particules. Le calcul d'appariement se fait de la manière suivante :

- Pour chaque particule de la première image, on définit une nouvelle boîte $B1$ centrée sur cette particule. La taille de la boîte est calculée dynamiquement de sorte à avoir un nombre de particules demandé par boîte (voir explication ci-après),

- Une fois la taille de la boîte $B1$ fixée, on définit une nouvelle boîte $B2$ de même taille que $B1$, décalée de dx sur la seconde image du doublet (dx étant le prédécalage calculé précédemment). On cherche le nombre de particules dans chacune de ces boîtes et on les apparie de façon systématique. Cette opération peut donner plusieurs possibilités d'appariements. On choisit l'appariement qui minimise la variance sur les vitesses des particules identifiées,

- On définit ensuite une boîte de taille 8 pixels centrée sur les particules appariées ensemble entre les deux images, puis on calcule par intercorrélation le déplacement des particules.

Le processus d'appariement décrit ci-dessus est effectué pour chaque particule individuellement. De plus, il est effectué de l'image 1 vers l'image 2 et de l'image 2 vers l'image 1. La mesure du déplacement n'est validée que si l'appariement donne le même résultat dans les deux cas. Ceci permet de déterminer l'appariement le plus logique en diminuant l'influence du choix de la taille des boîtes ainsi que du critère de minimisation de la variance.

Remarque sur la détermination du nombre optimal de particules par boîte :

On crée une paire d'images de synthèse contenant un nombre de particules connu et dont le déplacement est imposé en norme mais pas en direction. On effectue l'analyse PTV pour différents nombres de particules par boîte et l'analyse de la validité des résultats permet de retenir le nombre idéal de particules par boîte. On a pu constater que 3 particules par boîte donnent le meilleur taux d'appariement. Il faut savoir que si on dépasse un certain nombre de particules dans la boîte, les possibilités d'appariements augmentent considérablement ce qui peut éventuellement rendre ce calcul techniquement impossible.

2.3.5 Interpolation sous-pixel

La position du pic de corrélation n'est connue qu'au pixel près, d'où une incertitude de 1 pixel sur la mesure des déplacements, ce qui est considérable. Il est donc nécessaire de déterminer la position exacte du maximum par interpolation du pic de la fonction d'intercorrélation mesurée. La méthode générale consiste à supposer une forme gaussienne du pic, puis à estimer les paramètres de la gaussienne. La méthode utilisée dans notre calcul détermine le décalage entre le maximum du pic et le sommet réel du pic (estimateur analytique sur trois points (willert (1996) [65]) :

$$\delta = \frac{1}{2}\frac{ln(R_{imax-1}) - ln(R_{imax+1})}{ln(R_{imax-1}) + ln(R_{imax+1}) - 2ln(R_{imax})} \tag{III.2}$$

R_{imax-1} et R_{imax+1} sont les valeurs de la fonction de corrélation de part et d'autre du pic et R_{imax} le pic de corrélation.

2.3.6 Finalisation du champ de déplacement

Élimination des vecteurs aberrants

En raison des différents biais de mesure, il se peut que l'algorithme génère des vecteurs incorrects. L'élimination de ces vecteurs est donc nécessaire, mais doit être manipulée avec précaution car elle peut également introduire des biais de mesure. Le critère retenu par Westerweel (1994)

[63]), selon lequel un déplacement de composantes (u, v) (en pixel) est retenu si :

$$\begin{cases} |u - med(u)| < a + b\sigma(u) \\ |v - med(v)| < a + b\sigma(v) \end{cases} \tag{III.3}$$

où $(med(u), med(v))$ sont les composantes du déplacement médian local : Pour chaque particule de la première image, on définit une boite (taille dynamique pour avoir un certain nombre de particules voisines dans la boite, par exemple 5) centrée sur la particule puis on calcule le déplacement médian local. $\sigma(u)$ et $\sigma(v)$ sont les écarts-type locaux des composantes du déplacement. Les constantes a et b sont celles proposées par Thomas *et al.* [59], soit $a = b = 0.6$.

Aussi dans certains cas, le déplacement sub-pixel s'écarte du déplacement calculé avant l'interpolation subpixel. Il s'avère nécessaire de faire un traitement pour éliminer ces déplacements. On pose alors des conditions sur l'angle que forment les deux vecteurs ainsi que sur leurs normes, puis on ne garde que les déplacements qui vérifient certaines conditions (par exemple une norme inférieure ou égale à 1 pixel et une différence d'angle inférieure à $\pi/4$ semblent logiques compte tenu de l'objectif poursuivi par la précision subpixel).

Cette étape de calcul n'exclut pas la possibilité de créer une cohérence artificielle des déplacements mesurés. En effet, elle n'inclut pas que deux particules voisines peuvent bien avoir des vitesses très différentes voire opposées du fait des interactions particules/paroi et particule/particule, en l'occurrence dans la région près de la source du jet.

2.4 Biais de mesure

Reflets

Les réflexions de la nappe laser sur les objets autres que les particules détériorent la qualité des images et rendent les particules complètement masquées. Ces reflets affectent également le pic d'intercorrélation car la corrélation d'une particule avec un reflet présente systématiquement un niveau élevé.

Déplacement des particules normalement au plan laser

Les particules présentent une troisième composante de vitesse normale au plan éclairé dans un écoulement tridimensionnel. Il se peut que les particules quittent le plan éclairé, ce qui résulte en une perte de particules entre les deux doublets d'images, ce qui élimine la possibilité d'appariement exact et augmente le bruit de fond des fonctions d'intercorrélations. La seule solution

pour minimiser le déplacement normal consiste à choisir un intervalle de temps adéquat entre les clichés.

Conditions d'éclairement variables

Les puissances d'émission peuvent ne pas être identiques si les rayons laser proviennent de deux cavités différentes, d'où des intensités lumineuses qui varient d'un cliché à l'autre.

Défaut d'alignement de la nappe laser

Un défaut d'alignement produit deux nappes laser parallèles mais non confondues, d'où une absence de corrélations entre les clichés.

2.5 Évaluation du programme de traitement

L'évaluation de l'algorithme a été réalisée par translation synthétique d'images de synthèse et d'images réelles ainsi que par translation expérimentale de l'image d'une plaque ensemencée de particules fixes. Ce test consiste à imposer une translation uniforme connue à une image donnée, l'image translatée est calculée par interpolation cubique, puis à appliquer le traitement PTV entre l'image originale et l'image translatée.

2.5.1 Translation synthétique d'une image de synthèse

Ce premier test sur l'évaluation de la robustesse de la mesure des vitesses des particules a été appliqué sur quatre images de synthèse provenant du projet JPIV [42]. Ces images correspondent à des conditions d'ensemencement différentes :

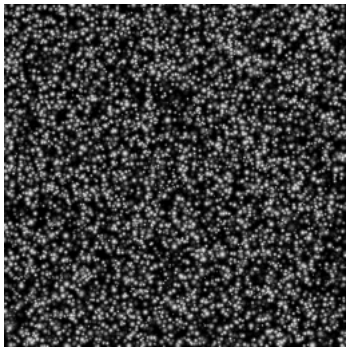


Figure III.7 – Image JPIV 4

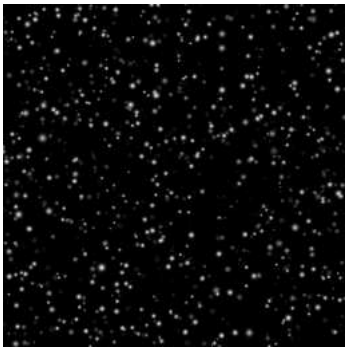


Figure III.8 – Image JPIV 5

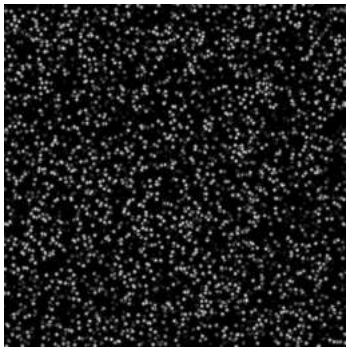


Figure III.9 – Image JPIV 6

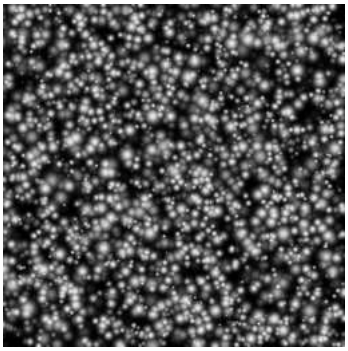


Figure III.10 – Image JPIV 7

- Image 4 : contient 10000 particules pour 256×256 pixels, écart moyen entre les particules 1.44 pixels, taille des images des particules : 5 ± 2.8 pixels.

- Image 5 : densité de particules plus faible, contient 1000 particules pour 256×256 pixels, écart moyen entre les particules 4.57 pixels, taille des images des particules : 5 ± 2.8 pixels.

- Image 6 : contient 4000 particules pour 256×256 pixels, écart moyen entre les particules 2.28 pixels, taille des particules constantes : 5 pixels.

- Image 7 : contient 4000 particules pour 256×256 pixels, écart moyen entre les particules 2.28 pixels, grande taille des particules : 10 ± 8 pixels.

Certaines de ces images JPIV ne sont pas favorables aux traitements PTV vu la grande densité de particules. Ces images ont été sélectionnées afin d'étudier les performances et les limites de l'algorithme développé. Les premiers tests ont d'abord été réalisés sur les images de synthèse sans ajout de bruit de fond, puis pour rendre le test plus réaliste, on a effectué des tests sur des images de synthèse auxquelles on a ajouté du bruit artificiel. La figure (III.11)

représente l'écart moyen sur le déplacement des particules retenues en fonction du déplacement imposé dans le cas du test avec des images de synthèse sans bruit de fond.

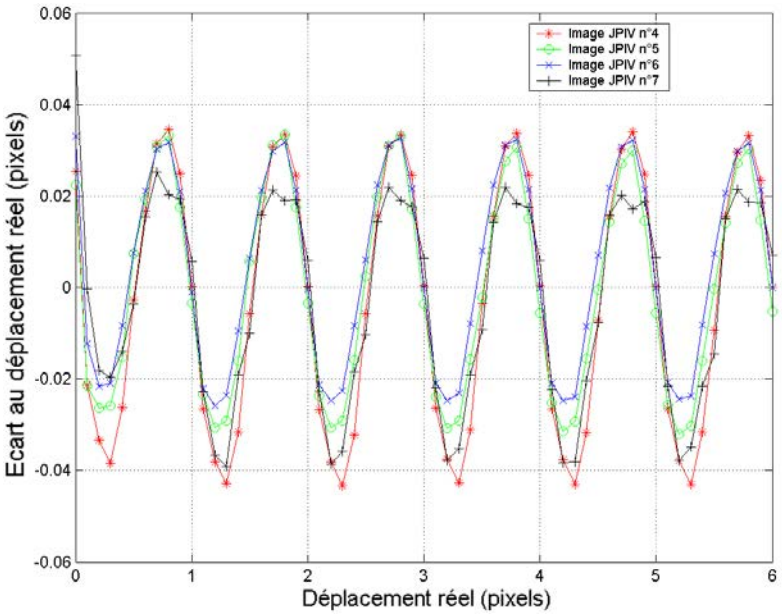


Figure III.11 – Evaluation du programme PTV : erreur moyenne en fonction du déplacement imposé aux images de synthèse

On peut observer que l'erreur est minimale pour les déplacements entiers. Il peut s'agir de l'effet de peak-locking : les déplacements sont biaisés vers le pixel ou le demi-pixel le plus proche. On peut aussi s'interroger sur l'erreur introduite par l'interpolation utilisée pour effectuer la translation synthétique. Le tableau (III.3) regroupe quelques valeurs de l'erreur moyenne sur la composante horizontale et de l'intervalle de confiance à 95% sur cette erreur pour les quatre images JPIV avec et sans ajout du bruit de fond.

2.5.2 Translation synthétique d'une image de synthèse bruitée

Pour rendre le test plus réaliste, du bruit artificiel a été ajouté aux images de synthèse. Il s'agit d'un bruit blanc uniforme de luminosité différente sur les deux images. La figure (III.12) représente l'écart moyen sur le déplacement des particules retenues sur les images du projet JPIV bruitées.

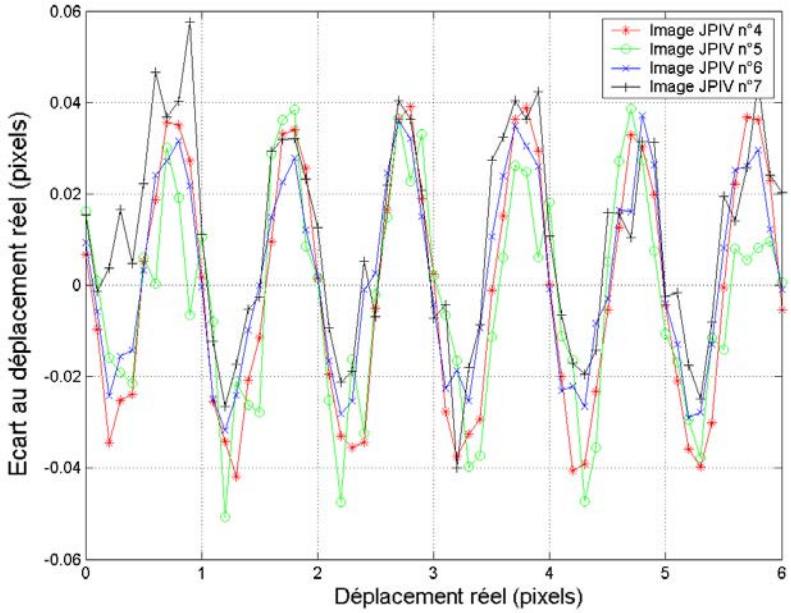


Figure III.12 – Evaluation du programme PTV : erreur moyenne en fonction du déplacement imposé aux images de synthèse avec bruit de fond

Lorsque le bruit de fond est ajouté, l'erreur sur le calcul du déplacement augmente significativement. Le tableau (III.3) regroupe quelques valeurs de l'erreur moyenne sur la composante horizontale et de l'intervalle de confiance à 95% pour les quatres images JPIV avec et sans ajout du bruit de fond.

dep (pix)	Erreur moyenne sans bruit (pix)	Intervalle de confiance à 95%(pix)	Erreur Maximale (pix)	Erreur moyenne avec bruit (pix)	Intervalle de confiance (pix)	Erreur maximale (pix)
1.5	-0.0057 -0.0057 0.0064 -0.0099	0.0091 0.0148 0.0083 0.0240	-0.0148 -0.0205 0.0147 -0.0399	-0.0114 -0.0278 0.0000 -0.0026	0.0111 0.0256 0.0104 0.0263	-0.0225 -0.0534 0.0104 -0.0289
2	0.0002 -0.0034 -0.0003 0.0059	0.0024 0.0101 0.0041 0.0066	0.0026 -0.0135 -0.0044 0.0125	0.0015 0.0017 0.0020 0.0126	0.0062 0.0199 0.0077 0.0202	0.0077 0.0216 0.0097 0.0328
4.6	0.0155 0.0145 0.0217 0.0158	0.009 0.0112 0.0078 0.0237	0.0245 0.0257 0.0295 0.0395	0.0126 0.0272 0.0165 0.0158	0.0107 0.0325 0.0100 0.0249	0.0233 0.0597 0.0265 0.0407
5	0.0002 -0.0055 -0.0001 0.0065	0.0025 0.0104 0.0043 0.0067	0.0027 -0.0159 -0.0044 0.0132	-0.0043 -0.0106 -0.0039 -0.0025	0.0064 0.0196 0.0073 0.0208	-0.0107 -0.0302 -0.0112 -0.0233
5.7	0.0296 -0.0272 0.0299 0.0214	0.008 0.0106 0.0073 0.0213	0.0376 -0.0378 0.0372 0.0427	0.0368 0.0055 0.0261 0.0258	0.0089 0.0346 0.007 0.0235	0.0457 0.0401 0.0331 0.0493

Tableau III.3 – Evaluation du programme PTV : erreur maximale sur la composante horizontale avec et sans bruit de fond (images de synthèse)

Pour les images provenant du projet JPIV en l'absence du bruit et pour des déplacements horizontaux allant de 1.5 pixels à 5.7 pixels, l'erreur maximale sur le déplacement varie de -0.0044 pixels jusqu'à 0.0427 pixels pour la composante horizontale. Lorsqu'on ajoute le bruit de fond, l'erreur sur le déplacement augmente et varie de -0.0289 jusqu'à 0.0595 pour un déplacement allant de 1.5 pixels à 5.7 pixels.

2.5.3 Translation synthétique d'une image réelle

L'évaluation du programme de suivi de particules a été ensuite menée sur des images réelles issues des campagnes expérimentales. On s'attend à ce que la précision des mesures de vitesses des particules soit limitée par les conditions expérimentales et par le bruit de fond. Cette précision risque d'être moins bonne qu'avec les images de synthèse. Deux images expérimentales

représentant des conditions d'éclairement et d'ensemencement différentes ont été employées pour tester la précision de l'algorithme de PTV. La figure (III.13) représente la première image prise loin de la région source, fortement chargée en particcules. La seconde image (III.14) est prise près de la source du jet.



Figure III.13 – Image expérimentale n°1

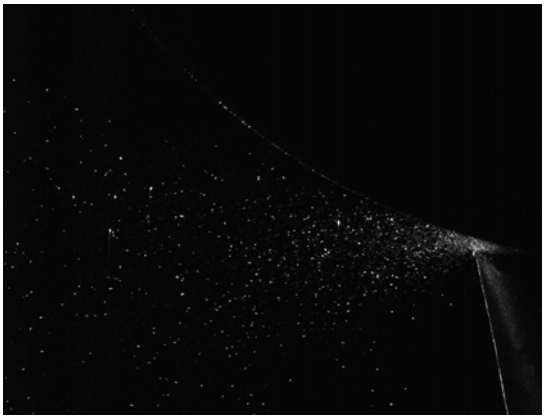


Figure III.14 – Image expérimentale n°2

La figure (III.15) représente l'erreur moyenne sur la composante horizontale du déplacement en fonction du déplacement réel imposé synthétiquement pour les deux images.

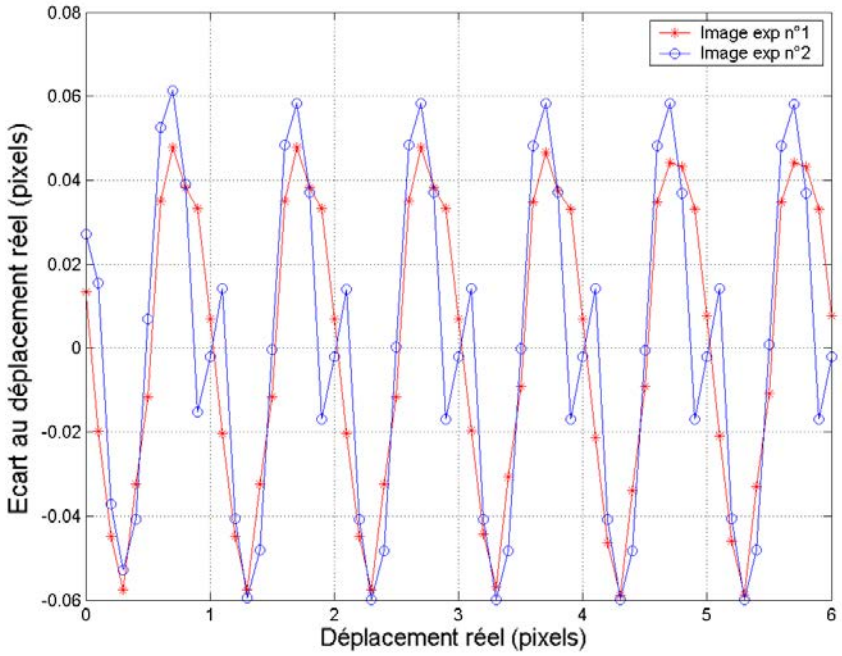


Figure III.15 – Evaluation du programme PTV : erreur moyenne en fonction du déplacement imposé aux images réelles

Le tableau III.4 regroupe quelques résultats de l'erreur moyenne sur le déplacement et de l'intervalle de confiance à 95% sur cette erreur pour les deux images réelles.

dep (pix)	**Erreur moyenne (pix)**	**Intervalle de confiance à 95%(pix)**	**Erreur Maximale (pix)**
1.5	-0.0115 [a] -0.0003 [b]	0.0258 0.0039	-0.0373 -0.0042
3	0.007 -0.0021	0.0045 0.0022	0.0115 -0.0043
4.6	0.0348 0.0483	0.0273 0.0039	0.0621 0.0522
5	0.0078 -0.0021	0.0049 0.0022	0.0127 -0.0043

Tableau III.4 – Evaluation du programme PTV : erreur maximale sur la composante horizontale (images réelles)

a. Image exp n°1
b. Image exp n°2

Pour des déplacements allant de 1.5 pixels jusqu'à 5 pixels, l'erreur maximale sur la composante horizontale du déplacement varie de -0.0043 pixels à 0.0621 pixels.

2.5.4 Translation synthétique d'un doublet d'images réelles

Le test précédent consistait à translater synthétiquement une image réelle puis à estimer l'écart entre le déplacement réel et celui mesuré par PTV. Les deux images ont donc la même luminosité (puisque c'est la même image qui est translatée). Or d'après ce qu'on a expliqué précédemment, les deux images du doublet ne sont pas illuminées avec la même énergie. Pour se rapprocher des conditions expérimentales, des prises d'images ont été réalisées avec un laps de temps court (0.5μs) . Ceci nous donne un déplacement approximatif de -0.04 pixels entre les deux clichés. On effectue ensuite le test de translation synthétique entre la première image du doublet et la translatée de la deuxième image. Ces conditions permettent d'effectuer des tests avec des conditions expérimentales (luminosité, reflets) qui varient entre les deux clichés exactement comme dans les conditions réelles (Figure III.16) et (Figure III.17).

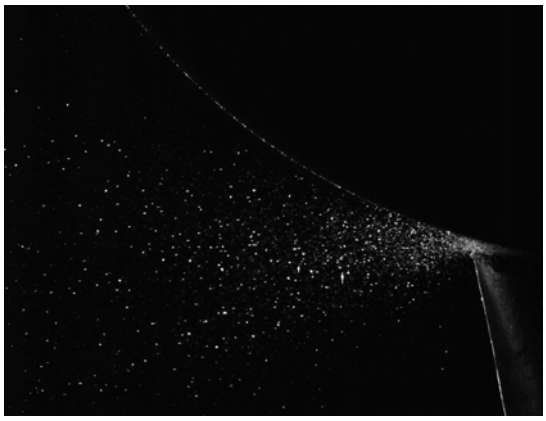


Figure III.16 – Première image du doublet



Figure III.17 – Deuxième image du doublet

Le tableau III.5 ci-dessous reporte la distribution de l'écart obtenu entre le déplacement calculé et le déplacement réel.

dep (pix)	Erreur moyenne (pix)	Erreur maximale (pix)
0	-0.0302 ± 0.0404	-0.0706
1.64	0.0211 ± 0.0298	0.0509
2.18	-0.0825 ± 0.0211	-0.1036
3.27	-0.0926 ± 0.0221	-0.1147
5.4	-0.0298 ± 0.0207	-0.0505

Tableau III.5 – Evaluation du programme PTV : erreurs moyennes sur la composante horizontale (images réelles)

Si on admet que le biais systématique dû au décalage de base du doublet d'images est de -0.04 pixels, l'erreur maximale de l'algorithme doit être de l'ordre de -0.07 pixels pour les conditions d'utilisation prévues. La précision de la prédiction est cependant très satisfaisante. A noter que l'interpolation utilisée pour calculer l'image translatée peut avoir une influence sur le résultat.

2.5.5 Translation expérimentale

Ce test consiste à comparer le déplacement mesuré et le déplacement réel d'une plaque étalon ensemencée de particules fixes. Le dispositif expérimental est celui utilisé lors de la thèse de Belut (2006) [4]. Il est employé pour acquérir des images successives de la plaque, déplacée à l'aide du système de traverse. Le tableau (III.6) regroupe les valeurs de l'erreur moyenne et de l'intervalle de confiance à 95% pour les deux composantes du déplacement et pour différents déplacements.

dep (pix)	Erreur moyenne suivant x (pix)	Erreur maximale suivant x (pix)	Erreur moyenne suivant y (pix)	Erreur maximale suivant y (pix)
0.378	0.03 ± 0.004	0.034	0.0026 ± 0.0025	0.0051
0.755	0.0389 ± 0.0033	0.0422	0.0069 ± 0.0021	0.009
1.13	-0.0052 ± 0.003	-0.0082	0.0051 ± 0.0028	0.0079
1.51	0.0094 ± 0.0039	0.0133	0.0013 ± 0.0025	0.0038

Tableau III.6 – Erreur moyenne sur les composantes horizontales et verticales (images réelles)

Cette fois, l'erreur sur le déplacement est de l'ordre de 0.0422 pixels pour la composante horizontale et de 0.009 pixels pour la composante verticale. L'effet de peak-locking n'est pas le

seul en cause, les variations des conditions expérimentales entre les deux doublets interviennent également, de même que le léger angle de rotation existant entre le repère de la caméra et celui du système de déplacement. L'influence de cet angle n'a pas été étudiée lors de ce test.

2.5.6 Conclusions

Dans les conditions prévues où les déplacements entre les deux clichés seront de l'ordre de 3 pixels, l'erreur de mesure sera de 0.07 pixels soit environ 3% au maximum. Les performances de notre technique de suivi de particules (PTV) apparaîssent tout à fait satisfaisantes même dans la zone proche de la source du jet de microbilles. Ainsi, les données qui vont être obtenues serviront comme données d'entrée pour les simulations numériques du banc d'essai.

Il est important de noter que les tests de validation de l'algorithme de PTV ne sont pas d'une exigence suffisante. En effet, ils n'incluent pas deux effets pouvant conduire à des erreurs de mesure : *(i)* vitesses perpendiculaires à la nappe laser, conduisant à des pertes de particules, *(ii)* particules voisines ayant des vitesses différentes voire opposées.

3 Vélocimétrie par images de particules PIV

3.1 Aperçu général et mise en oeuvre

La vélocimétrie par image de particules (PIV pour *Particle Image Velocimetry*) est une technique de mesure essentielle dans les laboratoires de mécanique des fluides, que ce soit en milieu de la recherche ou de l'industrie. Son succès, boosté par le progrès des technologies laser ainsi que les traitements des images, peut être expliqué par la grande quantité d'informations qui peuvent être enregistrées instantanément et simultanément et ce pour une large gamme d'applications allant des micro échelles jusqu'à des champs plus larges. Cette technique est basée sur une analyse statistique des doublets d'images séparés par un laps de temps Δt et elle a fait l'objet de nombreux développements (Westerweel (1994) [64], Lecordier (1997) [29] et Maurel (2001) [36]).

La méthode PIV est basée sur le postulat suivant : il est possible de déduire la vitesse locale d'un écoulement à partir des déplacements de particules liquides ou solides placées dans cet écoulement, et capables de suivre correctement les fluctuations de vitesses. L'écoulement étudié est donc ensemencé à l'aide des particules de traceur, suivant parfaitement l'écoulement porteur.

L'écoulement est ensuite illuminé par un laser pulsé à double cavité, décalées d'un laps de temps réglable par l'expérimentateur. Une caméra placée perpendiculairement au volume de mesure enregistre les doublets d'images des traceurs, qui apparaissent comme des taches lumineuses. Les images sont ensuite découpées en zones, dénommées fenêtres d'interrogation, à l'intérieur desquelles le mouvement est supposé être une translation pure. Pour chacune des fenêtres de la première image, on effectue une intercorrélation, et la position de son maximum indique la valeur du déplacement le plus probable de toutes les particules appartenant à cette fenêtre. Cette procédure est appliquée à l'ensemble des fenêtres d'interrogation et permet d'obtenir le champ des vecteurs vitesses. Ce principe est illustré sur la figure III.18.

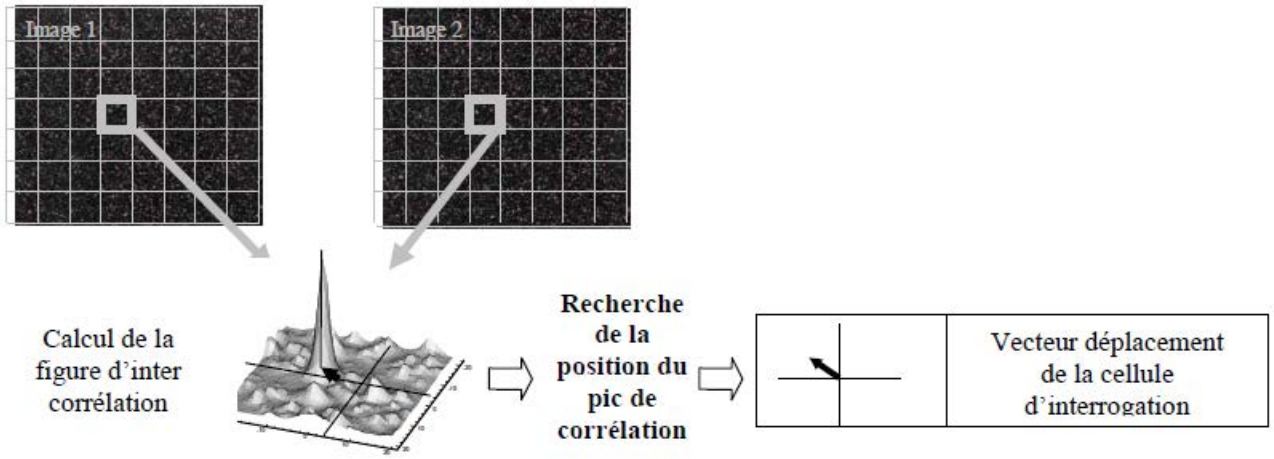


Figure III.18 – Principe classique de l'analyse PIV

Le programme utilisé pour le calcul de l'intercorrélation a été développé dans le cadre de la thèse de Belut (2006) [4] à l'INRS, et qui est une application presque directe de la méthode proposée par Thomas *et al.* (2005), décrite en détail en (Thomas *et al.* (2000) [59]. Ils ont développé une méthode robuste pour l'estimation du champ de vitesse instantané, basée sur l'intercorrélation de phase, à partir du décalage entre un doublet d'images. Contrairement à l'intercorrélation brute, cette technique emploie des filtres afin de rendre plus net les maximums de corrélation, ce qui offre une grande précision quant à l'identification des pics de corrélation.

Parmi les multiples améliorations appliquées aux chaînes de traitement PIV, Scarano *et al.* (1999) [46] proposent un algorithme où le déplacement est prédit et corrigé par une procédure itérative. Tel que rapporté par les auteurs, le procédé itératif multigrille (WiDIM pour *Window Displacement Iterative Multigrid*) est extrêmement robuste grâce à l'utilisation de l'étape correction-prédiction du déplacement. La méthode proposée par Scarano *et al.* (1999) [46] est similaire à celle de (WiDIM), néanmoins elle offre un avantage supplémentaire dans le sens où le

déplacement total est décomposé en champ de déplacement global et en champ de déplacement local.

L'estimation du déplacement par PIV souffre de plusieurs biais. L'erreur de "Peak Locking" est la plus significative, et où la mesure du déplacement des particules tend vers le pixel ou le demi-pixel le plus proche, lorsque la méthode d'estimation de l'interpolation sous-pixel est mal adaptée. Cet effet de "Peak Locking" limite les performances des méthodes PIV et il a fait l'objet de plusieurs traitements.

Dans ce qui suit, nous exposons la méthode en question, qui consiste dans un premier temps à estimer le déplacement global qui va ensuite être employé dans l'estimation du champ de déplacement local, ce qui permet d'obtenir une meilleure résolution.

3.2 Techniques d'estimation du déplacement entre deux images successives

Dans des conditions d'éclairement idéales et invariantes entre les doublets d'images, la conservation de l'intensité lumineuse de l'image est vérifiée ; ainsi l'évolution de la luminosité de l'image $I(x, y, t)$ obéit à l'équation de transport suivante :

$$\frac{\partial I}{\partial t} + \nabla I \cdot \vec{v} = 0 \tag{III.4}$$

où $\vec{v}$ représente la vitesse à déterminer.

Pour un intervalle de temps court entre les deux images du doublet, cette équation du flux optique peut être employée pour estimer les vecteurs de déplacements. Elle a fait l'objet de plusieurs études (Horn *et al.* (1981) [21]).

Les méthodes traditionnelles de PIV, basées sur la reconnaissance de motifs entre les images offrent une alternative, plus rapide et plus robuste quant à l'identification du champ de déplacement (Barron *et al.* (1994) [3]). Ces techniques se basent le plus souvent sur la détermination du déplacement maximisant une fonction de corrélation à l'intérieur des fenêtres d'interrogation.

3.2.1 Intercorrélation de phase

L'intercorrélation de phase, tout comme l'intercorrélation brute, peuvent être définies dans l'espace des transformées de Fourier. Pour deux fonctions continues $f(x)$ et $g(x)$, reliées par

$g(x) = f(x + d)$ et où d représente le déplacement, la fonction d'intercorrélation est égale au produit de la transformée de $f(x)$ par le conjugué de la transformée de $g(x)$:

$$R_{fg}(d) = F^{-1}\left\{F(f(x)) \cdot G^*(g(x))\right\} = F^{-1}\left\{F(\omega) \cdot G^*(\omega)\right\} = F^{-1}\left\{F(\omega) \cdot F^*(\omega)e^{-j2\pi\omega d}\right\} \tag{III.5}$$

F^{-1} désignant la transformée de Fourier inverse, $*$ dénotant le conjugué d'une variable complexe, $F(u)$ et $G(u)$ correspondent aux transformées de Fourier des fonctions f et g et ω dénote la composante fréquentielle dans l'espace de Fourier $G(\omega) = F(\omega)e^{j2\pi\omega d}$.

Le déplacement est estimé en déterminant la position du maximum de corrélation. Cependant, il existe des situations où la surface de corrélation contient plusieurs pics (Horn *et al.* (1981) [21]). Une solution à ce problème consiste à utiliser des filtres, tels que $H_1 = |F(\omega)|$ et $H_2 = |G^*(\omega)|$ (Manduchi *et al.* (1993) [35]). Ceci modifie la fonction d'intercorrélation, fournissant une impulsion de Dirac décalée par rapport à l'origine du vecteur translation :

$$R_{fg}(d) = F^{-1}\left\{\frac{F(\omega)}{H_1}\frac{G^*(\omega)}{H_2}\right\} = F^{-1}\left\{\frac{F(\omega)}{|F(\omega)|}\frac{F^*(\omega)e^{-j2\pi\omega d}}{|F^*(\omega)|}\right\} = F^{-1}(e^{-j2\pi\omega d}) = \delta(x - d) \tag{III.6}$$

Des études étendues sur l'utilisation de l'intercorrélation de phase sont fournies dans les références (Thomas (1987) [58] et Vernon (2001) [60]). L'intérêt de cette fonction réside dans son insensibilité relative aux bruits et aux variations de luminosité (Manduchi *et al.* (1993) [35]), et donc sa robustesse à estimer les grands déplacements.

Un autre avantage important de cette technique est que les paramètres tels que la rotation et les contraintes de cisaillements sont séparés des autres composantes de la translation. Ainsi, étant donnée une transformation affine entre deux fonctions f et g telle que $g(x) = f(Ax+d)$, d dénotant le déplacement et $A = \begin{pmatrix} a & b \\ d & e \end{pmatrix}$ la matrice affine, la relation gouvernant la transformée de Fourier des deux fonctions s'écrit comme suit :

$$G(\omega) = \frac{1}{\Delta}e^{j\frac{2\pi}{\Delta}(\omega_A d)} \int\int f(x')e^{j\frac{2\pi}{\Delta}(\omega_A x')}dx' = \frac{1}{\Delta}e^{j\frac{2\pi}{\Delta}(\omega_A d)}F(\omega_A) \tag{III.7}$$

où $\Delta = ae - bd = det(A)$ et $\omega_A = \Delta(A^{-1}\omega)$. Cette relation démontre la séparation des termes affines des termes linéaires dans le domaine fréquentiel (Lucchese (2001) [33], Reddy *et al.* (1996) [45], Kruger *et al.* (1996) [26]).

3.3 Algorithmes et implémentation

Dans le procédé de calcul des champs de vitesses, toutes les techniques font face à différents problèmes émanant du choix de la taille de la fenêtre d'interrogation. Dans ce sens, plusieurs déplacements peuvent être possibles quand la fenêtre d'interrogation est large. Ce problème dénommé "problème d'ouverture généralisé" définit la limite de validité d'une estimation correcte du déplacement (Horn *et al.* (1981) [21]). Parmi les approches possibles pour traiter ce type de problème, le déplacement peut être estimé puis affiné itérativement (Anandan *et al.* (1992) [5], Black (1992) [6]), en utilisant dans chaque étape de correction-prédiction une version de l'image originale présentant une meilleure résolution que celle utilisée dans l'étape précédente. L'inconvénient de ce processus hiérarchique est que tout mouvement plus petit que le degré de décimation est perdu. La méthode proposée par Thomas et *al.* (2005) [59] opère en trois étapes : la première phase estime le déplacement global entre les doublets d'images en utilisant le procédé multi-résolution (Burt *et al.* (1983) [8]). La deuxième étape estime le déplacement sub-pixel local et la troisième procède à une élimination des vecteurs aberrants et valide les résultats.

3.3.1 Estimation du déplacement global

La pyramide représentée sur la figure III.19 est construite en utilisant un filtre gaussien 3×3 pour chaque image du doublet et ce jusqu'à l'image correspondant au dernier niveau n, ce qui permet d'améliorer la résolution.

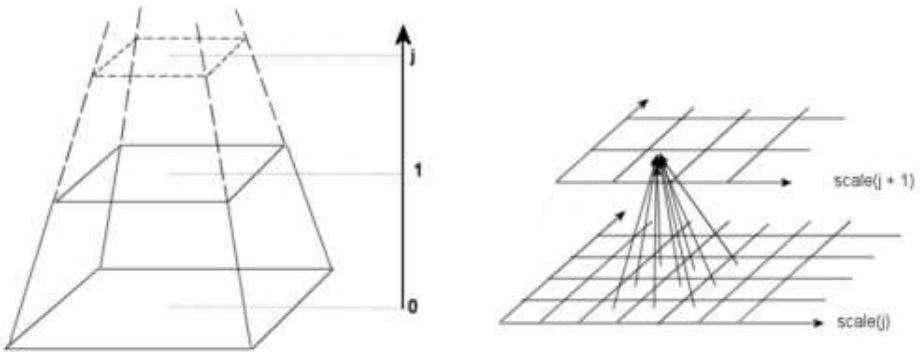


Figure III.19 – Création des niveaux de résolution des images avec un filtre 3×3

Le champ de déplacement est calculé par une intercorrélation de phase à partir du doublet d'images du dernier niveau n, en divisant l'image en différents blocs d'analyse. La position du pic de corrélation donne le déplacement des traceurs le plus probable à l'intérieur des blocs. On obtient ainsi une première approximation de la vitesse des traceurs. Ce calcul peut être amélioré

dans le sens où une approximation sub-pixel peut être obtenue. Dans notre cas, une estimation analytique sur 3 points a été utilisée (voir section PTV). Un biais de mesure peut apparaître à ce stade de calcul : pour les grands déplacements, les particules de traceurs peuvent quitter le bloc d'analyse sur la deuxième image du doublet, ce qui risque d'atténuer le pic de corrélation. L'erreur de "Peak-locking" peut aussi apparaître ; elle fait que le décalage estimé est systématiquement biaisé vers le déplacement entier le plus proche. Cet effet handicape la précision sur la position sub-pixel du centre de l'intercorrélation, ce qui implique que le déplacement de la fenêtre d'interrogation ne peut se mesurer que de façon entière. Une solution qui peut être adaptée pour ce type de problème consiste à utiliser la première approximation du déplacement pour décaler les fenêtres d'interrogation (de façon à centrer le pic d'intercorrélation) pour le calcul du déplacement aux niveaux inférieurs de la pyramide avant qu'une fine résolution ne soit effectuée (Anandan (1989) [2]). Ce processus est répété jusqu'au niveau 0 qui correspond à l'image originale.

L'élimination des vecteurs aberrants est appliquée à la fin de l'algorithme et suit la même méthode que celle employée dans la validation d'une mesure de PTV (voir section PTV).

Cet algorithme a fait l'objet d'une campagne de validation intensive (Belut (2006) [4]). Les images utilisées pour la phase d'évaluation sont celles du projet JPIV [42] et d'autres. Ainsi, l'étalonnage de l'algorithme a été réalisé par translation synthétique d'images réelles et par translation expérimentale. L'erreur a été évaluée et elle est inférieure à 0.04 pixels pour des fenêtres d'interrogation de taille 64×64 pixels.

3.4 L'ensemencement

Le choix des particules d'ensemencement revêt d'une importance cruciale pour une bonne exécution d'une expérience PIV. En effet, la vélocimétrie par image de particules mesure la vitesse de l'écoulement à partir de celle des particules en suspension dans l'écoulement (traceurs). Il est donc essentiel que ces particules suivent le plus fidèlement possible l'écoulement porteur, ce qui implique :

- Les particules de traceurs doivent avoir un temps de réponse petit devant les échelles de l'écoulement étudié,
- Leur taille doit être suffisamment petite afin d'éviter leur sédimentation et qu'elles ne possèdent pas leur propre vitesse différente de celle de l'écoulement,
- Leur taille doit être suffisamment grande pour être observées et pour que leurs images

sur le capteur CCD soit discernable du bruit de fond,
- Leur concentration dans l'écoulement doit être convenable et homogène,
- Les particules doivent être chimiquement inertes et non volatiles.

Dans ce sens, un système d'ensemencement conçu par l'INRS a été utilisé. Son principe de fonctionnement repose sur la mise en contact d'une quantité de particules avec une brosse tournante qui les entraînent jusqu'à un système de dispersion. Les particules sont placées dans un réservoir muni d'un mélangeur qui brasse la poudre. Une vis sans fin achemine les particules jusqu'à la brosse tournante, au dessus de laquelle se trouve une arrivée d'air comprimé, qui permet d'entraîner les particules jusqu'au diffuseur. Le système d'ensemencement III.20 est composé des éléments suivants :

Un réservoir muni d'un mélangeur de poudre

Une grille pour décompacter le tas de particules

Une brosse tournante entraînant les particules jusqu'au diffuseur

Une vis sans fin qui achemine la poudre jusqu'à la brosse tournante

Une arrivée d'air comprimé (aérosol aspiré par venturi grâce à l'arrivée d'air comprimé)

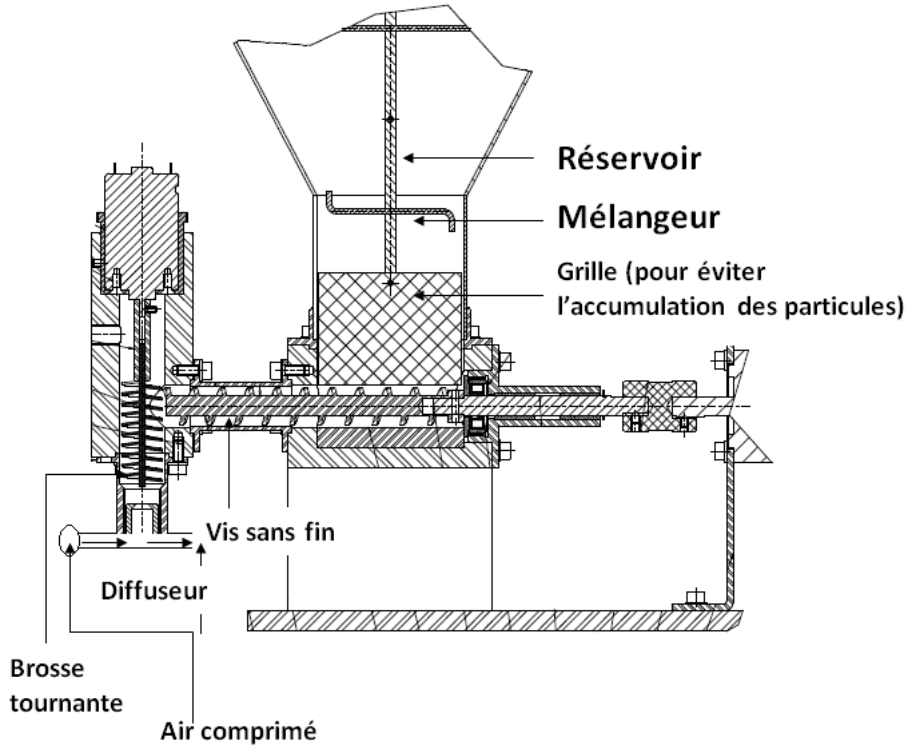


Figure III.20 – Schéma du système d'ensemencement final

La dolomie (carbonate double de calcium et de magnésium / $CaMg(CO_3)_2$) a été choisie comme traceur de l'écoulement, pour sa non agressivité chimique ainsi que pour son utilisation courante à l'INRS (la dolomie est un produit naturel inerte ne présentant aucun risque pour l'homme et l'environnement). Son analyse granulométrique a été réalisée à l'INRS, en ayant recours à l'APS (Aerosol Particle Sizer), qui mesure la distribution en diamètre aérodynamique de particules allant de 0.5μm à 20μm. Il opère de la manière suivante : Les aérosols sont accélérés à travers un orifice de faible diamètre. Du fait de leur inertie, les particules vont ajuster leur vitesse plus ou moins rapidement à celle de l'air. Ce retard est lié au temps de relaxation et donc au diamètre aérodynamique. Après ce parcours, les particules traversent une zone de détection d'un champ laser. La lumière est diffusée à chaque fois que les particules passent à travers les faisceaux.

Les particules de dolomie ont un diamètre moyen de l'ordre de 0.84μm et leur temps de réponse est approximativement 6μs.

Chapitre IV

Mesure du champ de concentration d'un gaz traceur

1 Introduction

Pour étudier la dispersion des fines particules d'usinage, la voie expérimentale est toujours très utilisée, malgré l'évolution constante des codes de calcul. Une simulation par gaz traceur en temps réel est un complément indispensable aux simulations et aux études théoriques.

La méthode retenue pour suivre l'évolution de la concentration d'un gaz traceur, représentatif de la fraction fine des particules, est la technique de traçage gazeux. De manière générale, cette technique est principalement utilisée pour caractériser l'aéraulique d'un local (débit, taux de renouvellement dans un local ventilé, mesure des fuites, etc) ou encore pour étudier le transport de contaminants.

Ces mesures sont essentielles pour la validation des modèles numériques, dans la mesure où une prédiction correcte de la dispersion d'un traceur passif repose sur une prédiction correcte des propriétés de la turbulence induite par l'écoulement. Une prédiction correcte de l'écoulement d'air moyen est par ailleurs la première information attendue des simulations. Ces travaux expérimentaux ont été doublés de simulations numériques complètes du banc prenant en compte l'écoulement des deux phases en présence (phase porteuse et phase particulaire dispersée), ainsi que le gaz traceur, et selon différentes approches.

Cette partie a pour but de présenter succinctement le principe du traçage gazeux ainsi que le montage du banc d'essai expérimental.

2 Technique de traçage gazeux

2.1 Principe général

Le traçage gazeux consiste à marquer au moyen d'un gaz l'écoulement que l'on étudie et à mesurer l'évolution des concentrations résultantes. Les traceurs gazeux sont utilisés dans une large gamme d'applications incluant la détection de fuites (Singer (1987) [49], McCullough (1982) [37]), le traçage atmosphérique ainsi que les mesures de ventilation dans les bâtiments (Lagus *et al.* (1985) [28]). La mise en oeuvre d'un gaz traceur permet de réaliser :

- Des mesures en temps réel de transfert de polluants,
- Des tests de confinement des locaux, des sorbonnes et de tout autre dispositif de ventilation,

Le mécanisme de la dispersion d'un gaz traceur est régi principalement par la diffusion turbulente, phénomène macroscopique indépendant de la nature du traceur utilisé décrivant le transport d'une espèce par les fluctuations turbulentes du gaz porteur. A l'échelle microscopique, la diffusion du gaz est décrite par la théorie cinétique des gaz à savoir la diffusion moléculaire. Aussi les écarts de densité dus à la différence des masses moléculaires peuvent aussi influencer le transfert d'un gaz traceur. Ces effets de densité sont plus prononcés pour des gaz traceur plus lourds ou plus légers que le gaz porteur, pour des gaz traceurs à concentration élevée ou si le taux de mélange est faible.

2.2 Le gaz traceur idéal

Les gaz traceurs les plus couramment utilisés sont généralement inertes, incolores, inodores et absents de l'environnement. Un gaz traceur idéal doit posséder les caractéristiques suivantes :

- *Non-réactivité* : le gaz traceur ne doit pas réagir physiquement ou chimiquement avec les autres entités,
- *Insensibilité* : la présence du gaz traceur ne doit en aucun cas affecter le processus étudié (pas de perturbation de l'écoulement ni de la densité),
- Sa masse volumique doit être la plus proche possible de celle du gaz porteur,
- Il doit être un gaz d'origine anthropogénique, et donc absent de l'atmosphère normale. Sa détection sera donc spécifique des essais en cours,
- Le gaz traceur doit être sensible à la détection même à de faibles concentrations.
- *Sécurité* : la présence du gaz traceur ne doit pas représenter un danger pour les personnes, les matériaux ou les activités qui se déroulent dans l'espace où les mesures sont effectuées.

Cependant, le gaz traceur ne doit être ni inflammable, ni toxique, ni explosif,

Bien que ces critères définissent un gaz traceur idéal d'un point de vue théorique, des considérations pratiques telles que le coût du traceur et de l'instrumentation nécessaire sera un facteur influant dans la sélection du traceur. A l'heure actuelle, aucun gaz traceur n'obéit à tous ces critères. Plusieurs études ont été menées dans le but de comparer les gaz traceurs utilisés pour déterminer ceux qui se rapprochent le plus des conditions citées ci-dessus. Warner (1940) [62] compare le mélange gazeux (H_2 et CO) avec le CO_2. Collins *et al* (1955) [11] utilisent l'argon isotope radioactif Ar^{41} comme gaz traceur. Howland *et al* (1960) [23] comparent l'isotope radioactif Kr^{85} avec le CO_2. Lidwell (1960) [32] compare le protoxyde d'azote N_2O avec l'acétone C_3H_6O. Howard (1966) [22] compare le N_2O avec les gaz H_2 et O_2. Hunt *et al.* (1975) [24] caractérisent le taux de renouvellement de l'air en utilisant le SF_6 et l'hélium He comme traceurs. Plus récemment, le fluorocarbone chloré (CFC) et les hydrocarbures perfluorés ont été utilisés comme traceurs. De ces études, il semblerait qu'il n'y a pas de gaz qui se démarque nettement de tous les autres.

Les gaz traceurs les plus utilisés sont les suivants :

Traceur	**Gamme de concentration mesurée**	**Appareil de mesure**
CO_2	300-2000 ppm	Analyseur infrarouge
N_2O	0-200 ppm	Analyseur infrarouge
CCL_2F_2	0-100 ppm	Analyseur infrarouge
SF_6	0-7 ppm	Analyseur infrarouge

Tableau IV.1 – Les gaz traceurs les plus couramment utilisés et les méthodes d'analyse

Même s'il n'y a pas de valeur limite pour le protoxyde d'azote, il n'est pas exempt de risque à cause de son effet anesthésiant.

L'hexafluorure de soufre SF_6 est le gaz traceur choisi dans nos essais pour simuler la dispersion des fines particules d'usinage en raison du fait qu'il est détectable à de très faibles quantités et qu'il est inodore et non toxique dans la gamme de concentrations dans laquelle il est généralement utilisé (Hunt *et al.* (1975) [24]).

3 Montage expérimental

3.1 Principe des expériences

La dispersion d'un gaz traceur (hexafluorure de soufre - SF_6) émis simultanément avec le jet de particules est étudiée expérimentalement : la dispersion d'un tel gaz est en effet jugée représentative de celle des plus fines particules d'usinage, dont le temps de réponse aérodynamique est négligeable. Les essais expérimentaux consistent à générer un traceur gazeux à la source du jet de particules via un capillaire, et à effectuer des mesures de concentrations du traceur en différents points de la veine d'essai. Les mesures de concentration de SF_6 sont réalisées en différents points du banc d'essai à l'aide de sondes reliées à l'analyseur de gaz. Ces mesures permettent d'évaluer en temps réel l'évolution de la concentration en SF_6, qui se mesure habituellement en ppm (parties par million) ; 1 ppm en SF_6 est alors équivalent à une fraction molaire égale à 10^{-6} de SF_6 dans l'air.

3.2 Description du montage expérimental

Le montage expérimental est constitué de deux parties principales :

- Un dispositif d'émission du gaz traceur (mélange gazeux SF_6/N_2) présentant une teneur volumique de 10% en SF_6. Ce dispositif est constitué par un régulateur de débit Bronkhorst EL-FLOW (capacité 0-0.57 Nl.min^{-1} de mélange) et un capillaire d'émission ;

- Un système de mesure et d'acquisition de données, constitué de 15 sondes de prélèvement (formant une grille rectangulaire de 50×30cm de 5×3 sondes, lesquelles sont espacées de 10cm) reliées à un analyseur de gaz SF_6 Wilks Infraran (cellule de 6.5m, longueur d'ondes 10.68Am) et d'un ordinateur équipé d'un programme d'acquisition, qui permet à la fois d'acquérir les données et de visualiser en temps réel l'évolution des concentrations.

En complément des sondes de prélèvement à l'intérieur de la veine d'essai, la concentration en traceur est également mesurée en permanence à l'entrée et à l'extrémité du conduit de sortie de la veine (i.e. à environ 10m de la sortie de la veine dans le conduit d'extraction de diamètre 200mm). Le suivi de la concentration en entrée de veine permet d'évaluer la dérive de l'analyseur, tandis que la concentration en sortie sert de point de référence aux mesures de concentration, celle-ci étant égale au rapport des débits de traceur et d'air dans la veine du fait du mélange.

Afin de préparer la campagne expérimentale, une étude numérique prévisionnelle du banc d'essai a été réalisée. Elle avait en particulier pour objet de déterminer le débit de renouvellement d'air dans la veine et le débit de gaz traceur à employer, en respectant les contraintes suivantes :

- Éviter la saturation des capteurs en évitant les concentrations supérieures à 7ppm aux points de prélèvement ;

- Non prédominance des effets convectifs dus au renouvellement d'air sur les effets aérauliques du jet de particules et du cylindre tournant qui font l'objet de la présente étude.

Cette étude préliminaire nous a conduits à retenir un débit d'air dans la veine de $150 m^3.h^{-1}$ et un débit de mélange gazeux de traceur inférieur à $0.04 Nl.min^{-1} \approx 0.04 l.min^{-1} = 2.4 \cdot 10^{-3} m^3.h^{-1}$. Elle a également permis de fixer une zone d'intérêt pour le positionnement des sondes de prélèvement. Celles-ci sont ainsi positionnées suivant un rectangle parallèle au plan YZ, centré sur Y=-13cm et Z=0, et dont la position suivant l'axe X (axe approximatif du jet) varie. Les deux positions X=25cm et X=50cm sont choisies pour les plans de mesure. L'ensemble du dispositif est schématisé en figure IV.1.

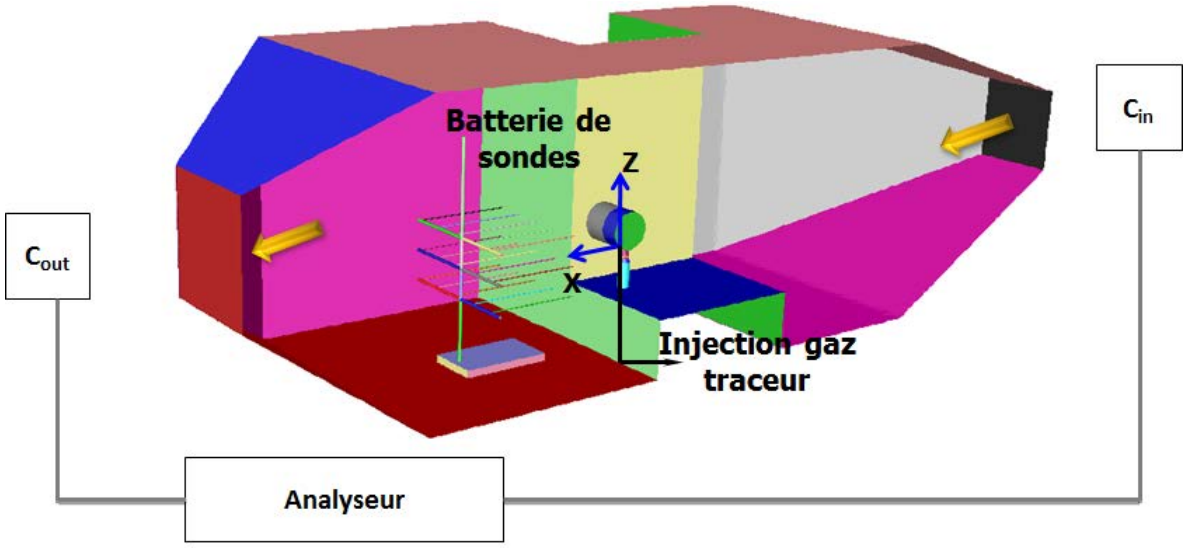


Figure IV.1 – Dispostif de traçage gazeux

3.3 Protocole de mesure

Le protocole expérimental adopté pour les essais est le suivant :

- Mesure préliminaire de la concentration C_{in} à l'entrée de la veine pendant une durée de 100s : cette valeur permet d'évaluer la dérive de l'analyseur entre le début et la fin d'un cycle de mesure ;

- Mesure de la concentration au premier point de prélèvement, C_{prel}, pendant une durée de 200s ;

- Mesure de la concentration à l'extrémité du conduit de sortie de la veine, C_{out}, pendant une durée de 200s : concentration de référence pour normaliser les mesures et s'affranchir du débit de génération en traceur (utile pour la comparaison avec les simulations numériques) ;

- Contrôle de la dérive de l'analyseur : répétition de la mesure de la concentration à l'entrée de la veine C_{in} pendant une durée de 100s.

Les durées d'acquisition ont été choisies afin d'obtenir une convergence des moyennes à au moins 6% près pour chaque acquisition, avec un intervalle de confiance à 95%. Cette démarche est réalisée 4 fois pour chaque position des sondes. Les résultats finaux regroupent les quatre séries de mesure, l'erreur de mesure finale prenant en compte la dispersion des mesures entre chaque essai ainsi que leurs incertitudes propres.

A titre d'illustration, la figure IV.2 représente un exemple de mesure de la concentration au niveau des sondes placées à 25cm de la source le long de l'axe du jet, avec une vitesse de rotation du cylindre de 1000tr.min^{-1}.

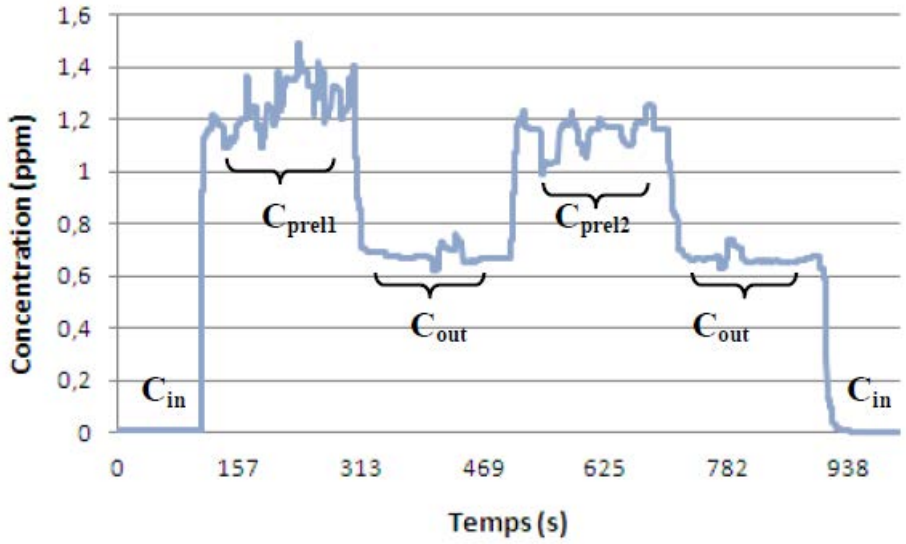


Figure IV.2 – Exemple de mesure : évolution temporelle de la concentration à 25cm de la source pour une vitesse de rotation du cylindre de 1000tr.min^{-1}

Les concentrations moyennes en SF_6 sont normées par la concentration en sortie de veine, déduction faite de la concentration à l'entrée de la veine afin de limiter les erreurs liées à la dérive de l'analyseur. On introduit ainsi le rapport de concentration R, défini par la relation :

$$R = \frac{C_{prel} - C_{in}}{C_{out} - C_{in}} \tag{IV.1}$$

La répétabilité des mesures de concentration a été vérifiée, ainsi que la reproductibilité des résultats sur des journées différentes au cours desquelles les conditions expérimentales ont légèrement varié (température ambiante, pression atmosphérique, dérive de l'analyseur, redémarrage des appareils de mesure, correction du positionnement des sondes, etc.).

Chapitre V

Outils de modélisation numérique

1 Introduction

L'objectif de cette phase de simulation numérique consiste à construire un modèle capable de prédire la dispersion des fines particules d'usinage dans un écoulement diphasique gaz-solide. Afin d'étudier de manière plus fine les phénomènes mis en jeu, l'approche eulérienne-lagrangienne est utilisée. Les résultats de la simulation numérique sont confrontés à ceux des mesures effectuées afin d'évaluer qualitativement la capacité des modèles numériques utilisés. La description de la méthode numérique ainsi que les détails des simulations sont présentés au cours de ce chapitre. La confrontation avec les résultats expérimentaux est quant à elle présentée ultérieurement dans le chapitre 6.

2 Méthodes de résolution numérique

La résolution des équations d'un phénomène physique se fait par l'utilisation d'une méthode numérique qui fait intervenir le concept de discrétisation. Cette étape permet de passer d'un problème exact continu régit par une équation aux dérivées partielles à un problème approché discret. Il existe plusieurs méthodes numériques de discrétisation des équations :

- La méthode des éléments finis,
- La méthode des différences finies,
- La méthode des volumes finis

Dans cette présente étude, la résolution du problème est effectuée par le code de calcul Fluent, basée sur la méthode des volumes finis.

2.1 Description générale de la méthode des volumes finis

Une grande majorité des codes commerciaux, actuellement disponible, résolvent les équations de conservation avec la méthode des volumes finis. Elle consiste à subdiviser le domaine de l'écoulement pendant l'étape du maillage en une multitude de volumes élémentaires appelés aussi volumes de contrôle (hexaèdres, tétraèdres, prismes, etc.). Ensuite, les équations sont discrétisées sur ces volumes et le système d'équations obtenu est alors résolu. Son avantage est qu'elle est conservative : tout ce qui sort d'un volume de contrôle entre dans le volume voisin.

Afin de déterminer le champ d'une variable de l'écoulement ϕ dans le domaine d'étude par la méthode des volumes finis, Patankar (1980) [43] décrit les grandes étapes :

- Subdivision du domaine de calcul en volumes élémentaires appelés volumes de contrôle (maillage),
- Ecriture des équations de conservation sur chaque volume de contrôle sous une forme intégrale,
- Discrétisation de la forme intégrée de l'équation de transport,
- Linéarisation des équations discrétisées,
- Résolution du système algébrique final pour obtenir un champ approché de ϕ dans les points discrets du domaine considéré.

L'équation générale de conservation d'une quantité scalaire ϕ (qui peut être soit la vitesse soit l'énergie cinétique de turbulence ou son taux de dissipation) s'écrit sous sa forme différentielle de la manière suivante :

$$\frac{\partial \rho\phi}{\partial t} + \underbrace{div(\rho\phi\vec{u})}_{Advection} - \underbrace{div(\Gamma grad\phi)}_{Diffusion} = \underbrace{S_\phi}_{Terme\ source} \tag{V.1}$$

Avec :
ρ la masse volumique
$\vec{u}$ le vecteur vitesse
Γ le coefficient de diffusion de la grandeur ϕ
S_ϕ le terme source

En intégrant l'équation V.1 sur le volume de contrôle Ω, on obtient la forme intégrale de

l'équation de transport :

$$\frac{\partial}{\partial t}\int_{\Omega}\rho\phi d\Omega + \int_{\Omega} div(\rho\phi\vec{u})d\Omega - \int_{\Omega} div(\Gamma grad\phi)d\Omega = \int_{\Omega} S_{\phi}d\Omega \tag{V.2}$$

Pour le volume Ω de surface A, le théorème de la divergence (le flux d'un vecteur à travers une surface fermée est égal à l'intégrale de la divergence de ce vecteur sur le volume délimité par cette surface) donne :

$$\underbrace{\frac{\partial}{\partial t}\int_{\Omega}\rho\phi d\Omega}_{Variation\ temporelle} + \underbrace{\oint_{A}(\rho\phi\vec{u})d\vec{A_n}}_{Transport\ advectif} - \underbrace{\oint_{A}(\Gamma grad\phi)d\vec{A_n}}_{Transport\ diffusif} = \underbrace{\int_{\Omega} S_{\phi}d\Omega}_{Terme\ source} \tag{V.3}$$

L'équation V.3 peut également s'écrire sous la forme suivante :

$$\underbrace{\frac{\partial}{\partial t}\int_{\Omega}\rho\phi d\Omega}_{Variation\ temporelle} = -\underbrace{\oint_{A}\vec{F}d\vec{A_n}}_{Bilan\ des\ flux\ à\ travers\ A} + \underbrace{\int_{\Omega} S_{\phi}d\Omega}_{Source} \tag{V.4}$$

On note que $\vec{F}d\vec{A_n}$ est le flux entrant
Advection $\vec{F_c} = \rho\phi\vec{u}$, Diffusion (loi de Fick) $\vec{F_d} = -\Gamma\vec{grad}\phi$

2.2 Discrétisation

2.2.1 Principe de discrétisation des équations de transport

L'équation V.4 est appliquée à chaque volume de contrôle (Figure V.1) :

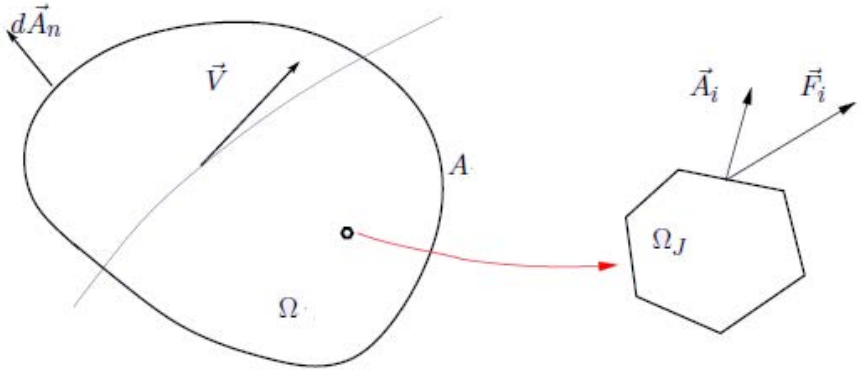


Figure V.1 – Volumes de contrôle

et sa discrétisation, c'est-à-dire les valeurs approchées de la solution ϕ en un certain nombre

de points donne l'expression suivante :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\phi_J\Omega_J) + \sum_{faces}(\vec{F}_i\vec{A}_i)_J = (S_\phi)_J \tag{V.5}$$

Avec :
ϕ_J valeur moyenne de ϕ sur Ω_J (valeur au centre de Ω_J)
$\vec{F}_i$ flux moyen sur A_i

Par défaut, Fluent stocke les valeurs discrètes de la variable ϕ au centre des cellules. Cependant, les valeurs aux faces sont nécessaires pour le calcul du terme de convection. Ces valeurs sont calculées par interpolation à partir des valeurs de ϕ au centre des cellules. C'est ici où interviennent les schémas numériques qui évaluent les flux de diffusion et de convection sur les faces du volume de contrôle après intégration. Les termes de l'équation V.5 ne sont pas tous discrétisés de la même façon. Pour les termes convectifs, Fluent propose différents schémas de discrétisation, tandis que les termes diffusifs sont automatiquement discrétisés en utilisant un schéma centré du second ordre.

2.2.2 Approximation spatiale : discrétisation des flux de convection et de diffusion

Parmi les schémas de discrétisation incorporés dans le logiciel Fluent, on peut citer :

– **Schéma amont du premier ordre (*first order upwind*)** : pour expliquer ce schéma, prenons le cas illustré sur la figure V.2 :

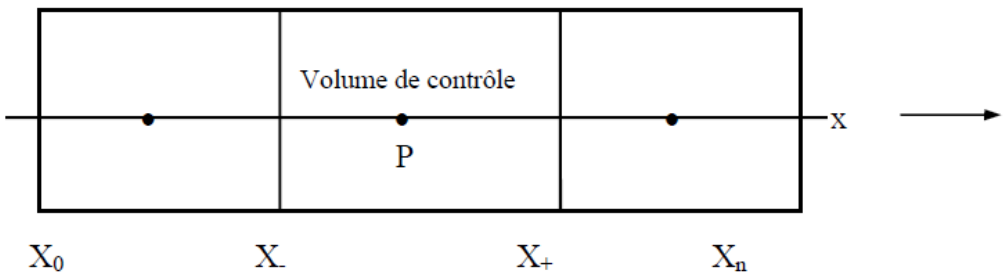


Figure V.2 – Arrangement des volumes de contrôle

Dans le schéma *upwind*, les valeurs discrètes de ϕ sur les faces X_+ et X_- du volume de contrôle, sont exprimées en fonction des valeurs de ϕ dans les noeuds voisins.

Pour des vitesses convectives positives (U>0) :

$$\begin{aligned} \phi_- &= \phi_{i-1} \\ \phi_+ &= \phi_i \end{aligned} \tag{V.6}$$

Pour des vitesses convectives négatives (U<0) :

$$\begin{aligned} \phi_- &= \phi_i \\ \phi_+ &= \phi_{i+1} \end{aligned} \tag{V.7}$$

Le schéma *first order upwind* est le schéma stable par excellence lorsque la convergence est difficile à atteindre. Il est souvent employé dans les calculs préliminaires en vue d'initier les schémas d'ordre plus élevé. La précision d'ordre un ainsi que la diffusivité numérique (plus prononcée lorsque la direction de l'écoulement ne coïncide pas avec les lignes du maillage utilisé) constituent les principaux inconvénients de ce schéma.

– **Schéma amont du second ordre (*second order upwind*)** : ce schéma permet d'atteindre une précision d'ordre plus élevé lors du calcul de ϕ sur les faces des cellules. Cette méthode utilise le développement en série de Taylor effectué sur les valeurs au centre des cellules. Ainsi les valeurs au niveau des faces ϕ_f sont calculées en utilisant l'expression suivante :

$$\phi_f = \phi + \nabla\phi \cdot \Delta\vec{s} \tag{V.8}$$

ϕ et $\nabla\phi$ sont les valeurs de ϕ au centre de la cellule et de son gradient dans la cellule amont.
$\vec{s}$ est le déplacement de la cellule centrale en amont vers la face centrale.
La valeur du gradient au niveau de la cellule est évalué en utilisant le théorème de la divergence, qui sous la forme discrète s'écrit :

$$\nabla\phi = \frac{1}{V} \sum_{f}^{Nfaces} \widetilde{\phi_f} \vec{A} \tag{V.9}$$

La valeur d'une variable au niveau de la face dépend dans ce cas de la valeur au sein du volume des deux autres cellules en amont.

– **Schéma Quick** : ce schéma (Leonard (1990) [31]) repose sur les deux mailles en amont et une maille en aval pour donner une discrétisation encore plus précise. Il plus précis dans

le cas d'un maillage structuré aligné avec le sens de l'écoulement. Cependant, il peut être utilisé dans le cas des maillages non structurés ou hybrides, bien raffinés, en particulier dans les zones à forts gradients.

– **Schéma aux différences centrées *(central differencing scheme)*** : ce schéma calcule la valeur de la variable au niveau de la face ϕ_f comme suit :

$$\phi_{f,CD} = \frac{1}{2}(\phi_0 + \phi_1) + \frac{1}{2}(\nabla\phi_{r,0} \cdot \vec{r_0} + \nabla\phi_{r,1} \cdot \vec{r_1}) \tag{V.10}$$

Les indices 0 et 1 font référence aux cellules qui partagent la face f, et les $\nabla\phi_r$ sont les gradients reconstruits aux cellules 0 et 1 et $\vec{r}$ est le vecteur dirigé du centre de la cellule vers le centre de la face.

2.2.3 Linéarisation des équations discrétisées

L'équation de transport discrétisée qui contient la variable inconnue ϕ, est une équation non linéaire en général. Sa linéarisation peut être exprimée sous la forme :

$$a_p\phi = \sum_{nb} a_{nb}\phi_{nb} + b \tag{V.11}$$

Avec :

ϕ
= 1 pour l'équation de continuité,
= u, v, w pour l'équation de quantité de mouvement,
= h (enthalpie) pour l'équation d'énergie.

a_p et a_{nb} sont les coefficients de linéarisation pour ϕ et ϕ_{nb},

nb indique le nombre des cellules voisines qui varie selon la structure du maillage.

2.3 Etapes de résolution des équations régissant l'écoulement

Dans ce paragraphe, on détaille les étapes de résolution des équations de continuité et de quantité de mouvement. Dans le cas d'un écoulement stationnaire, on écrit les équations sous la forme intégrale suivante :

$$\oint \rho\vec{\vartheta} \cdot d\vec{A} = 0 \tag{V.12}$$

$$\oint \rho\vec{\vartheta}\vec{\vartheta} \cdot d\vec{A} = -\oint pI \cdot d\vec{A} + \oint \tau \cdot d\vec{A} + \oint \vec{F} d\vec{V} \tag{V.13}$$

Où :

$-\oint pI \cdot d\vec{A}$: force totale de la pression sur les N faces du polyèdre

I : matrice identité

τ : tenseur des contraintes

$\vec{F}$: vecteur des forces volumiques

2.3.1 Discrétisation de l'équation de quantité de mouvement

La discrétisation de l'équation V.13 avec l'un des schémas de discrétisation décrits précédemment donne l'équation suivante pour la composante de vitesse u :

$$a_p u = \sum_{nb} a_{nb} u_{nb} + \sum p_f A \cdot \hat{i} + S \tag{V.14}$$

Où a et a_{nb} sont les coefficients de linéarisation et S désigne le terme source.

Les valeurs de la pression sont stockées aux centres des cellules. Pour obtenir les valeurs des pressions aux faces nécessaires pour la résolution de l'équation V.14, Fluent propose plusieurs schémas d'interpolation :

- **Schéma standard** : c'est le schéma par défaut dans Fluent. L'interpolation s'effectue en utilisant les coefficients de l'équation de quantité de mouvement V.14. Ce schéma est recommandé par Fluent pour de petites variations de pression. De forts gradients de pression entre les cellules produisent une sous ou surestimation de la vitesse au niveau des faces. Dans ce cas, il faut soit raffiner le maillage, soit utiliser d'autres schémas d'interpolation.

- **Schéma linéaire** : ce schéma calcule la pression à la face de la cellule comme la moyenne des valeurs de pression dans la cellule adjacente.

- **Schéma du deuxième ordre** : le schéma second ordre pour la détermination de la pression à la face est similaire à celui utilisé pour discrétiser le terme convectif dans l'équation de quantité de mouvement. Il assure plus de précision et apporte des améliorations en comparant avec le schéma standard et le schéma linéaire, mais il peut causer des pro-

blèmes d'instabilités numériques si un maillage de mauvaise qualité est utilisé ou s'il est choisi au début du calcul.

– **Body Force Weighted** : à utiliser quand les forces de gravité jouent un rôle important.

– **Schéma Presto** : il utilise le bilan de masse dans un volume de contrôle décalé pour la face où est calculée la pression décalée. Ce schéma est inspiré de l'idée de la grille décalée valable avec un maillage structuré (Patankar (1980) [43]).

2.3.2 Discrétisation de l'équation de continuité

La discrétisation de l'équation V.12 sur les volumes de contrôle donne la forme discrète suivante :

$$\sum_{f}^{Nfaces} J_f A_f = 0 \tag{V.15}$$

Où :
J_f est le flux massique qui traverse la face f
A_f est l'aire de l'une des N faces qui entourent le volume de contrôle

Les équations de Navier-Stokes se composent de l'équation de conservation de la masse et des équations de conservation de la quantité de mouvement. Leur résolution nécessite l'obtention, à chaque instant, d'un champ de pression et d'un champ de vitesse cohérents. Le couplage vitesse-pression est délicat à traiter pour les écoulements incompressibles car la pression n'apparaît pas explicitement dans l'équation de conservation de la masse. Dans Fluent, plusieurs algorithmes sont utilisés pour aborder ce problème :

– **SIMPLE *(Semi-Implicit Method for Pressure-Linked Equations)*** : développé par Patankar et Spalding (1972) [43], c'est l'algorithme par défaut dans Fluent utilisant une procédure itérative pour calculer la pression. Il est constitué des étapes suivantes :
  – Choix d'un champ de pression initial p^*
  – Résolution des équations de quantité de mouvement à partir du champ de pression p^* pour déduire le champ de vitesse u^*
  – Correction des champs de pression et de vitesse $p = p^* + p^{'}$ $u = u^* + u^{'}$ o'u $p^{'}$ et $u^{'}$ les corrections qu'il faut estimer
  – Résolution des autres équations de transport relatives aux autres scalaires du problème,

tel que la température ou les quantités turbulentes.
- Remplacement de l'ancien champ de pression par le nouveau et retour à l'étape 2.

La procédure complète est répétée jusqu'à convergence de toutes les variables.

- **SIMPLEC *(SIMPLE Consistant)*** : c'est une amélioration de l'algorithme *SIMPLE*. La différence réside dans l'expression utilisée pour corriger le flux J_f à travers la surface f. L'utilisation de cet algorithme accélère la convergence par apport à l'algorithme *SIMPLE*.

- **PISO *(Pressure Implicit with Splitting of Operators)*** : cet algorithme a été mis au point par Issa en 1986 [Popa (2002)]. C'est une extension de l'algorithme *SIMPLE* avec une étape de correction de plus. Il est basé sur une relation de degré élevé entre la correction de la vitesse et la correction de la pression. La méthode de résolution est la même que celle utilisée par l'algorithme *SIMPLE*.

2.4 Facteurs de sous-relaxation

Dans le cas des problèmes non linéaires, les facteurs de sous-relaxation sont utilisés pour éviter la divergence du calcul numérique. Les équations de transport peuvent être mises sous la forme suivante :

$$a_p \phi_p = \sum_{nb} a_{nb} \phi_{nb} + b \tag{V.16}$$

Si on suppose ϕ_p^* et ϕ_p deux solutions de l'équation de transport pour deux itérations successives, on peut écrire [7] :

$$\phi_p = \phi_p^* + \left(\frac{\sum_{nb} a_{nb} \phi_{nb} + b}{a_p} - \phi_p^* \right) \tag{V.17}$$

La solution ϕ_p^* de l'équation de transport peut bien varier durant une itération, c'est ce que représente le deuxième terme de l'équation V.17. Le facteur de sous-relaxation intervient pour diminuer cette variation de la manière suivante :

$$\phi_p = \phi_p^* + \alpha \left(\frac{\sum_{nb} a_{nb} \phi_{nb} + b}{a_p} - \phi_p^* \right) \tag{V.18}$$

Où α représente le facteur de sous-relaxation compris entre 0 et 1 dans Fluent, et qui peut être appliqué à toutes les variables de l'écoulement. Le choix des valeurs de ces facteurs n'obéit pas à une règle générale, mais peut varier selon plusieurs critères à savoir la structure du

maillage utilisé et la nature du problème. Par exemple, ces facteurs peuvent être augmentés avec précaution dans le cas d'une convergence très lente ; dans le cas contraire, il faut les diminuer. Dans Fluent, les valeurs par défaut des facteurs de sous-relaxation sont les suivantes pour un modèle $k-\epsilon$ réalisable :

- Pression = 0.3
- Quantité de mouvement = 0.7
- Energie cinétique turbulente = 0.8
- Taux de dissipation de l'énergie cinétique = 0.8

2.5 Critère de convergence

La convergence du calcul numérique dépend de plusieurs critères tels que la structure du maillage, le nombre de cellules constituant ce maillage, les facteurs de sous-relaxation et la nature du problème étudié. Pour chaque variable de l'écoulement, Fluent permet de calculer des résidus R_ϕ qui renseignent sur le degré de la convergence. Le résidu est calculé à chaque itération et correspond à la somme, sur toutes les cellules, des erreurs sur chaque équation. Le logiciel passera à l'itération suivante dès que chaque résidu calculé est en dessous de la valeur fixée par l'utilisateur. Par définition :

$$R = \frac{\sum_{mailles} |\sum_{nb} a_{nb}\phi_{nb} + b - a_p\phi_p|}{\sum_{mailles} a_p\phi_p} < \epsilon \tag{V.19}$$

Comme l'état de la convergence est déterminé par la valeur des résidus, il est conseillé d'examiner leur évolution durant le calcul. Le choix adéquat des conditions initiales permet d'atteindre une convergence accélérée et une solution stable. Par défaut, pour le logiciel Fluent, la condition de convergence est fixée à $\epsilon < 10^{-3}$ pour l'équation de conservation de la masse et de conservation de la quantité de mouvement.

3 Description de la procédure numérique

Cette partie vise à décrire la procédure de simulation numérique en détaillant le choix des différents paramètres du calcul numérique (choix du solveur, choix du schéma de discrétisation, choix du schéma d'interpolation de la pression, etc.).

3.1 Choix de la formulation du solveur

Dans Fluent, il existe deux formulations du solveur selon la manière de résoudre les équations régissant l'écoulement et selon le domaine d'application de chacun : solveur découplé et solveur couplé implicite ou explicite. Le solveur *segregated* (découplé), solveur par défaut dans Fluent permet de résoudre séquentiellement les équations, contrairement au solveur *coupled* (couplé) qui résout quant à lui simultanément les équations. Le solveur *segregated* est principalement utilisé pour étudier les écoulements incompressibles et modérément compressibles, tandis que le solveur *coupled* a été conçu, à l'origine, pour étudier les écoulements compressibles à grande vitesse, les écoulements hautement couplés avec de grandes forces de volume (flottabilité ou les forces de rotation) et pour les domaines ayant des maillages trop fins.

Il est à noter que le solveur couplé implicite requiert plus de mémoire (de 1,5 jusqu'à 2 fois le temps de calcul) comparé au solveur découplé. Le solveur couplé explicite requiert moins de mémoire que le solveur couplé implicite mais demande plus de temps pour la convergence et n'est conseillé que pour les écoulements instationnaires. Dans le cadre de cette étude, le choix s'est orienté vers le solveur *segregated*.

3.2 Choix du schéma de discrétisation

L'utilisation du schéma de discrétisation varie selon le problème étudié. Lorsque l'écoulement est aligné avec les cellules du maillage, un schéma de premier ordre donne des résultats acceptables et l'utilisation d'un schéma de deuxième ordre ne change pas significativement les résultats. Mais lorsque l'écoulement n'est pas aligné avec les cellules du maillage (dans la plupart des cas), l'emploi de ce schéma augmente les erreurs (diffusion) numériques, d'où le besoin d'utiliser un schéma de discrétisation d'ordre supérieur qui améliore la précision du calcul. Le schéma QUICK est utilisé dans nos simulations, pour sa précision plus élevée que le schéma de deuxième ordre dans le cas des écoulements rotationnels et tourbillonnaires.

3.3 Choix de la méthode d'interpolation de la pression et de l'algorithme de couplage pression/vitesse

Le choix du schéma d'interpolation de la pression est disponible uniquement lorsque le solveur découplé est choisi. On emploie le schéma standard d'interpolation pour la pression. Des schémas sont recommandés plus que d'autres dans le cas des écoulements spécifiques. Par exemple, le schéma PRESTO est plus adapté aux problèmes de convection naturelle à grand

nombre de Rayleigh, aux écoulements hautement tourbillonnaires à grande vitesse de rotation et également aux écoulements impliquant les milieux poreux. Le schéma de deuxième ordre est quant à lui adapté aux écoulements compressibles. Le couplage pression/vitesse étant effectué classiquement par la méthode SIMPLE.

3.4 Convergence du calcul

De manière générale, la convergence du calcul est principalement surveillée suivant la valeur des résidus, fixée par défaut dans Fluent à 10^{-3}. Le logiciel arrêtera les itérations dès lors que tous les résidus calculés sont inférieurs à la valeur du critère de convergence par défaut où à celle fixée par l'utilisateur. Cette valeur est fixée selon le degré de précision souhaité de la solution. Une décroissance de 4 ordres de grandeur des résidus à chaque pas de temps est normalement un critère suffisant de convergence.

Chapitre VI

Résultats et comparaison expérimental/numérique

1 Introduction

Pour conclure, ce chapitre présente la capacité du code de calcul utilisé à produire les résultats expérimentaux et à prédire le comportement de la fraction fine des particules d'usinage. L'étape finale de l'étude de la dispersion d'un traceur gazeux s'est donc appuyée sur les résultats expérimentaux obtenus à partir du banc d'essai, représentatif d'une pseudo-opération d'usinage. On présente exclusivement dans ce chapitre les résultats numériques obtenus, en perspective avec les mesures réalisées par : vélocimétrie par images de particules (analyser le comportement du fluide), vélocimétrie par suivi de particules (analyser le comportement de la phase dispersée) et traçage gazeux (déterminer les champs de concentration du gaz traceur dont la dispersion est représentative des fines particules d'usinage).

2 Modélisation du banc d'essai : Phase gazeuse

2.1 Description de la géométrie

On s'intéresse à l'écoulement diphasique engendré par un cylindre en rotation dans une veine d'essai ventilée. La géométrie étudiée est représentée figure VI.1 et les paramètres essentiels du cas simulé sont résumés table VI.1.

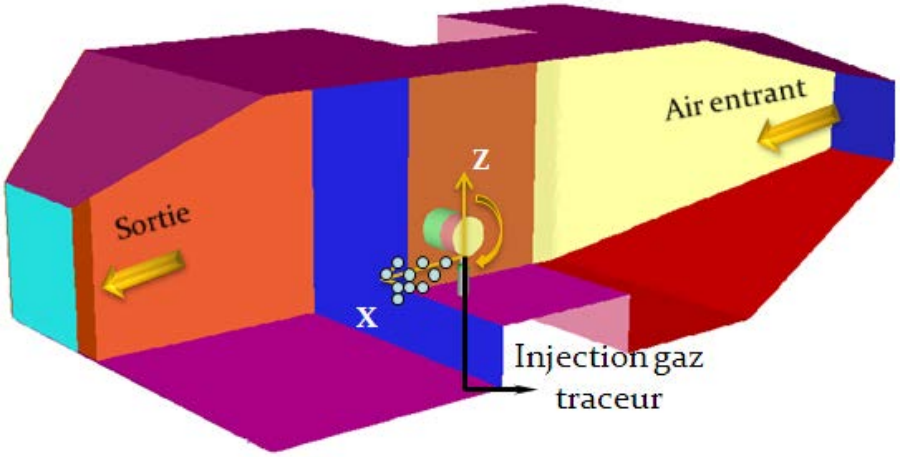


Figure VI.1 – Géométrie simulée

Un polluant particulaire, représenté par des microbilles de verre sphériques, est généré dans la veine d'essai, recréant ainsi les effets aérauliques des plus grosses particules d'usinage. Un gaz traceur, représentant la fraction fine des particules est injecté simultanément avec le jet de particules via un capillaire placé à la source. Il est modélisé de façon eulérienne.

Veine d'essai :	Cylindre :
Section principale 1m×1m	Rayon du disque R=0.6525m
Longueur principale 2m	Vitesses angulaires ω=500tr.min^{-1} et ω=1000tr.min^{-1}
Section entrée 0.318m×0.318m	$Re_R = 15000 - 30000$
Section sortie 0.399m×0.399m	Débit massique en particules 1g.s^{-1}
Débit d'air entrant 150m^3.h^{-1}	Diamètre des particules 100-200μm
Reynolds d'entrée $Re_{in} = 8.10^4$	Temps de réponse $\tau_p = 0.08 - 0.3$s

Tableau VI.1 – Paramètres de simulation

2.2 Conception du maillage

Support des calculs CFD (Computational Fluid Dynamics), le maillage est constitué d'un ensemble de mailles (cellules) dans lesquelles les équations du problème sont résolues. Il est nécessaire de veiller à ce que deux mailles adjacentes n'aient pas de dimensions trop différentes sans qu'il y ait recouvrement d'une maille sur l'autre. Il est souhaitable pour cela que la variation des tailles entre deux cellules adjacentes n'excède pas 20%. Le maillage doit être réalisé de telle sorte à minimiser la diffusion de l'erreur numérique. Dans une approche CFD, il faut aussi définir les directives de création de maillage, d'autant que le maillage est la pièce maitresse en

terme de la cohérence des résultats, de qualité de calcul et de gain en temps de calcul.

Le maillage réalisé pour le calcul est un maillage non structuré constitué entièrement de tétraèdres dans tout le domaine. Le choix de tétraèdres est justifié par la possibilité d'employer des outils de maillage tridimensionnels automatiques permettant de mailler simplement, rapidement et efficacement les volumes. A noter que le maillage pour la DES doit être construit avec prudence. Au niveau des parois, le domaine est maillé de sorte à respecter les contraintes géométriques de la DES. Le domaine est donc séparé en deux régions où la LES est appliquée loin des parois et la RANS dans les régions de proche parois.

En ce qui concerne le maillage du volume, un premier calcul approximatif est réalisé à l'aide d'un modèle $k-\epsilon$, ce qui permet d'estimer la distribution spatiale de la micro-échelle de Taylor $\lambda = \sqrt{10\nu k/\epsilon}$. Cette échelle λ est à la fois grande devant l'échelle de Kolmogorov η et petite devant les grandes échelles. Le domaine est ensuite maillé avec des cellules dont la taille est comparable à λ dans l'ensemble du domaine, sauf au niveau des parois conformément aux exigences de la DES. La taille des mailles peut être contrôlée en évaluant l'évolution dans le domaine du rapport $V^{1/3}/\lambda$. Ce rapport doit être inférieur à 1 dans tout le domaine sauf au niveau des parois.

Au niveau des parois de la veine et pour des raisons de coût de calcul, on place les premières mailles dans la zone logarithmique où on emploie un maillage non structuré à base de tétraèdres croissant avec la distance à la paroi. Contre les parois du cylindre et dans la perspective de l'emploi de la loi de paroi standard, on place les premiers points de discrétisation à une distance y telle que y^+ soit égale à 30 en moyenne contre le cylindre. Ceci est rendu possible grâce à la connaissance préalable de la contrainte pariétale (voir chapitre II).

2.3 Conditions aux limites

En entrée on emploie une condition de type *Velocity-inlet*, la vitesse moyenne nécessaire pour assurer un débit de $0.0417\text{m}^3.\text{s}^{-1}$ étant U_{in} =$0.4\text{m}.\text{s}^{-1}$. Les conditions aux limites pour les inconnues k et ϵ sont estimées à partir d'une étude numérique rapide de l'écoulement à travers deux plaques perforées (puisque deux plaques perforées sont placées au niveau de l'entrée de la veine d'essai). A noter qu'il est préférable d'imposer des profils établis plutôt que des constantes pour les différentes variables d'entrée.

En sortie on emploie une condition de type *Pressure-outlet*. Les valeurs de k et ϵ peuvent

être fixées arbitrairement (aucune entrée de fluide ne se produit au niveau de l'entrée) de telle sorte à avoir une intensité turbulente double de celle donnée en entrée.

Au niveau du cylindre on emploie une condition de type *Moving-wall* pour rendre compte de la rotation.

La rugosité de l'élément tournant est prise en compte par une bande abrasive placée à l'extrêmité du cylindre. Comme le code de calcul utilisé ne permet pas d'employer une loi de paroi standard modifiée pour tenir compte de la rugosité (voir pour celà l'étude réalisée sur les lois de parois modifiées), on fixe la valeur de la contrainte pariétale déduite à partir de la corrélation de Theodorsen et Regier en condition limite.

3 Modélisation du banc d'essai : Phase discrète

3.1 Conditions d'injection des particules

Pour créer une liste des particules à injecter, on passe par un fichier d'injection qui récapitule les propriétés de l'injection. Les vitesses des particules et les écarts types sont déduits des mesures de la vélocimétrie par suivi de particules. La distribution granulométrique des particules est décrite plus haut par une loi de Rosin Rammler. La fraction surfacique des particules, employée pour le calcul de la répartition du débit massique dans la direction principale du jet, est estimée à partir du calcul de la surface des particules détectées (voir algorithme de PTV). La fonction utilisée pour générer ce fichier d'injection obéit au principe suivant :

- Définition des paramètres propres à l'injection (profil des vitesses et des positions des particules, fraction surfacique, débit massique total, densité des particules, distribution granulométrique).

- Description de la répartition spatiale du débit et des vitesses en discrétisant la surface d'émission en surfaces élémentaires.

- Détermination du nombre total de particules à émettre dans chaque surface élémentaire, pour chaque classe de diamètre en se basant sur le débit massique dans chaque surface et de la distribution granulométrique.

– Tirage aléatoire de la position des particules et de leurs vitesse dans chaque surface élémentaire, en fonction des propriétés statistiques de vitesses voulues localement.

– Écriture des propriétés des particules ainsi générées dans un fichier d'injection, qui va contenir autant de lignes que de particules injectées.

Le débit massique est équivalent à la masse de la parcelle injectée. Chaque parcelle correspond à un groupe de particules de même diamètre, ce qui permet de calculer une seule trajectoire par groupe de particules, limitant ainsi le nombre de trajectoires calculées. Pour que chaque parcelle corresponde à une particule, il suffit d'affecter au débit massique une valeur égale à $n\,(\pi/6)\,\rho_p d_p^3$ dans le cas où une parcelle représente n particules.

3.2 Caractérisation des propriétés du jet de particules

Le programme de PTV est utilisé pour mesurer les propriétés du jet à sa source pour les différents paramètres expérimentaux envisagés (vitesse de rotation du cylindre, débit massique du jet). Les figures VI.2, VI.3 représentent les vitesses moyennes des particules mesurées dans le plan Y=0 ainsi que la concentration relative en particules dans une section de l'écoulement pour une vitesse de rotation du cylindre de 500tr.min^{-1} et un débit massique du jet de 1g.s^{-1}. La concentration relative en particules (relative par rapport à la valeur maximale) a été estimée par le calcul de la surface des particules détectées.

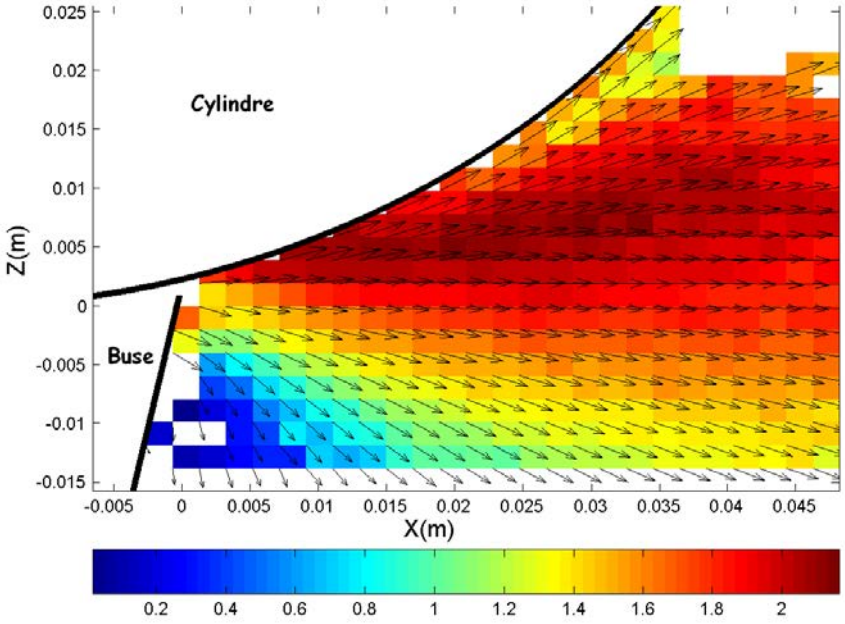


Figure VI.2 – Plan axial (Y=0) : vitesse moyenne des particules (m.s^{-1})

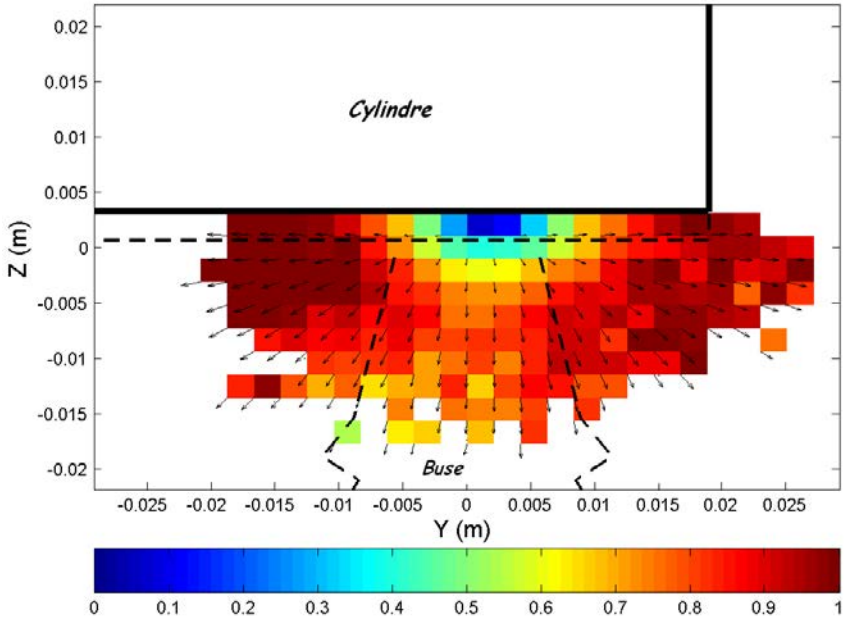


Figure VI.3 – Section du jet (X=8mm) : vitesse moyenne des particules (m.s^{-1})

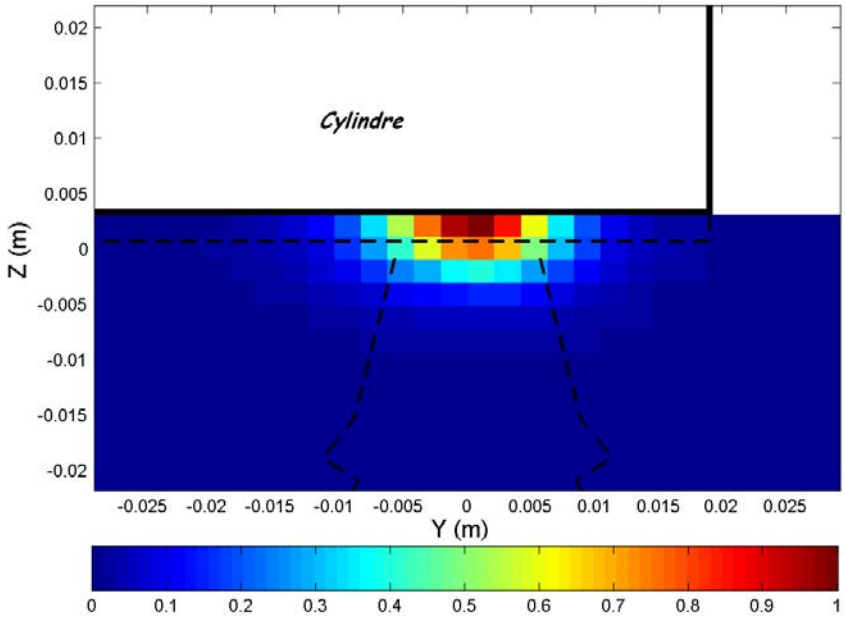


Figure VI.4 – Section du jet (X=8mm) : concentration relative en particules

3.3 Conditions aux limites pour les particules

Par défaut dans l'outil de calcul, les particules sont libres de sortir par l'arrivée et l'évacuation d'air (condition de type *escape)*, tandis qu'au niveau des parois elles subissent des rebonds parfaitement élastiques. Afin d'éviter l'accumulation des particules par sédimentation dans la veine d'essai et d'interrompre l'intégration de leurs trajectoires, la condition limite pour les particules au niveau du fond de l'enceinte est changée en condition de type *escape*.

Les collisions interparticulaires sont négligées dans cette étude.

4 Conduite du calcul

Les simulations numériques ont été réalisées pour les configurations suivantes :

- Distribution granulométrique : 100 - 200 μm.
- Vitesses de rotation du cylindre : 500 tr.min^{-1} et 1000 tr.min^{-1}
- Débit massique du jet de particules : 1g.s^{-1}
- Modèles de turbulence évalués : RANS et DES

Dans un premier temps, on commence par lancer un calcul à l'aide d'un modèle $k-\epsilon$ réalisable stationnaire. Ce calcul permet d'initialiser le champ de vitesse afin de réduire la durée du régime transitoire. La simulation DES diphasique est ensuite lancée jusqu'à ce que l'écoulement devienne statistiquement stable (la moyenne des fluctuations observées ne varie plus pendant plusieurs durées intégrales caractéristiques de l'écoulement). Pour cela, on monitore des grandeurs caractéristiques de l'écoulement (vitesse, pression) en divers points du domaine pendant plusieurs temps intégraux de l'écoulement. Un temps intégral de l'écoulement considéré peut être défini en se basant sur la longueur caractéristique de l'enceinte et une vitesse moyenne de l'écoulement dans la veine, soit $T_L = L_{max}/(Q_v/S_{max})$, où L_{max} est la distance séparant l'entrée de la sortie, S_{max} la plus grande section transversale de la veine et Q_v le débit volumique entrant. Une fois l'écoulement établi en moyenne, on commence l'étape de collecte des statistiques sur plusieurs échelles de temps caractéristiques de l'écoulement.

5 Champs de vitesses de l'air

Ce paragraphe propose une comparaison des résultats en présentant les champs de vitesses moyennes de l'air obtenus expérimentalement par vélocimétrie par images de particules et par les différents modèles numériques employés. Cette comparaison permet, d'une part de comprendre la structure de l'écoulement et, d'autre part de tester la robustesse des modèles numériques afin de progresser dans la validation de la dispersion des fines particules. La figure VI.5 indique la position des plans pour lesquels sont présentés les résultats par rapport à la buse d'injection et au cylindre, ainsi que le système de coordonnées employé. L'origine est placée à la source du jet et le banc d'essai a été divisé en deux plans de mesures verticaux, parallèles à la face avant du cylindre. Ainsi les mesures sont réalisées à l'origine du jet puis à 17cm de la buse d'injection (i.e. Y=0 et Y=17cm).

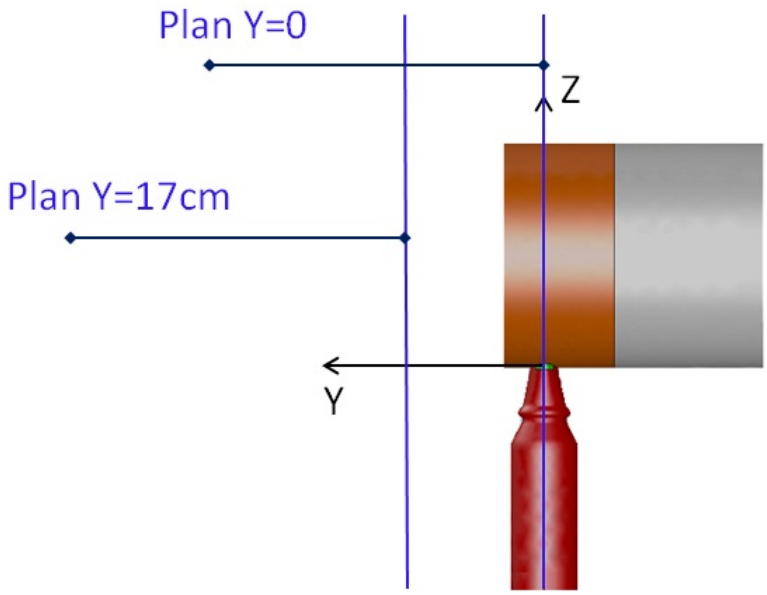


Figure VI.5 – Position des plans de mesure PIV

Les conditions d'éclairement ne permettent pas d'acquérir un plan de mesure en une seule prise de vue. Chaque plan X_i, capté avec deux caméras CCD, a donc été divisé en six prises de vue, comme le montre la figure VI.6.



Figure VI.6 – Subdivision d'un plan de mesure PIV

Des injections automatiques et régulières maintiennent le niveau d'ensemencement en traceur dans l'enceinte du banc d'essai. Le fond est purgé régulièrement suite à l'entassement des microbilles. Celà peut éviter la modification de l'écoulement suite à la présence de tas.

La mesure des vitesses de l'air en écoulement diphasique nécessite de prendre certaines précautions expérimentales : l'intervalle de temps fixé entre les deux images du doublet est nécessairement un compromis entre maximisation du déplacement des particules et limitation des pertes de particules entre les deux images dues à leur composante de vitesse normale à la

nappe laser.

Les vitesses de l'air et des particules sont adimensionnées par $R\omega$ et les fluctuations de vitesses sont adimensionnées par $R\omega/100$. Les échelles de couleur sont bornées pour améliorer le contraste, c'est à dire que les valeurs dépassant le minimum et le maximum de l'échelle sont affichées comme le minimum et le maximum.

Les zones sans vecteurs (en blanc sur les figures) correspondent à des zones masquées, non traitées par PIV, soit à cause des reflets affectant la qualité des clichés, soit car ses zones n'étaient pas éclairées par le laser (ombre du cylindre par exemple).

5.1 Cartes de vitesses moyennes

Les résultats sont présentés pour les deux vitesses de rotation du cylindre de 500 tr.min^{-1} et 1000 tr.min^{-1} sur les plans Y=0 et Y=17cm.

5.1.1 Cylindre en rotation à 500 tr.min^{-1}

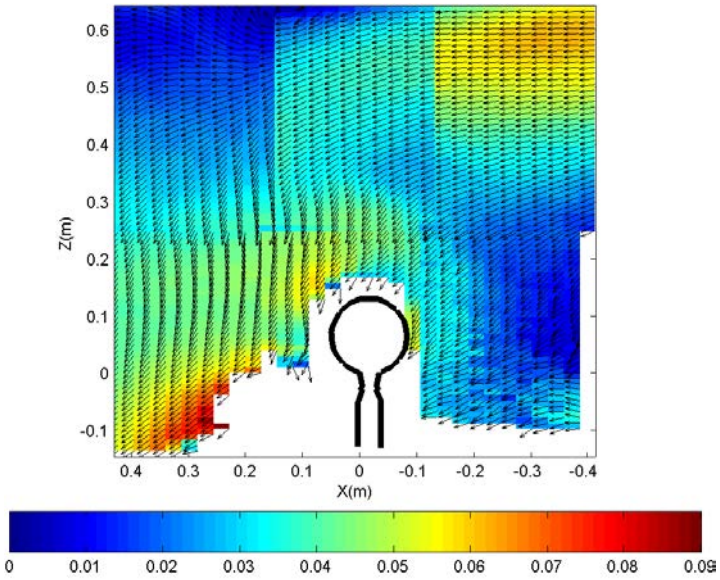


Figure VI.7 – Mesures PIV, vitesse moyenne $V_{xz}/R\omega$ (Plan axial Y=0, 500 tr.min^{-1})

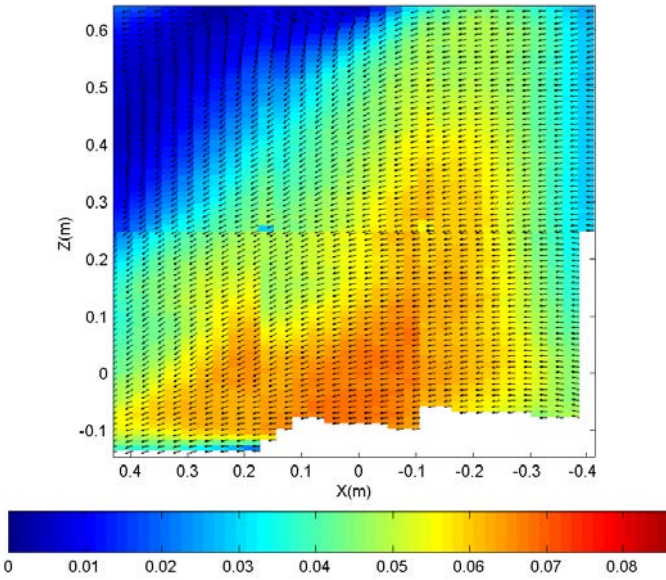


Figure VI.8 – Mesures PIV, vitesse moyenne $V_{xz}/R\omega$ (Plan Y=17cm, 500 tr.min^{-1})

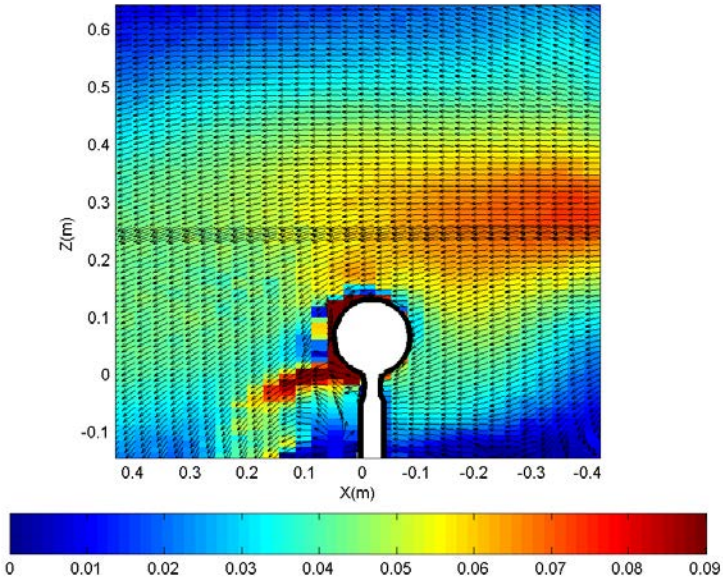


Figure VI.9 – RANS, $k-\epsilon$ réalisable, vitesse moyenne $V_{xz}/R\omega$ (Plan axial Y=0, 500 tr.min^{-1})

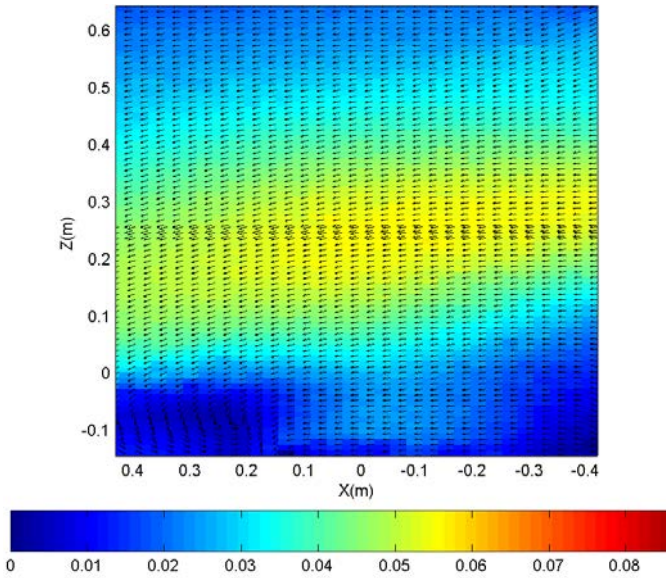


Figure VI.10 – RANS, $k-\epsilon$ réalisable, vitesse moyenne $V_{xz}/R\omega$ (Plan Y=17cm, 500 tr.min^{-1})

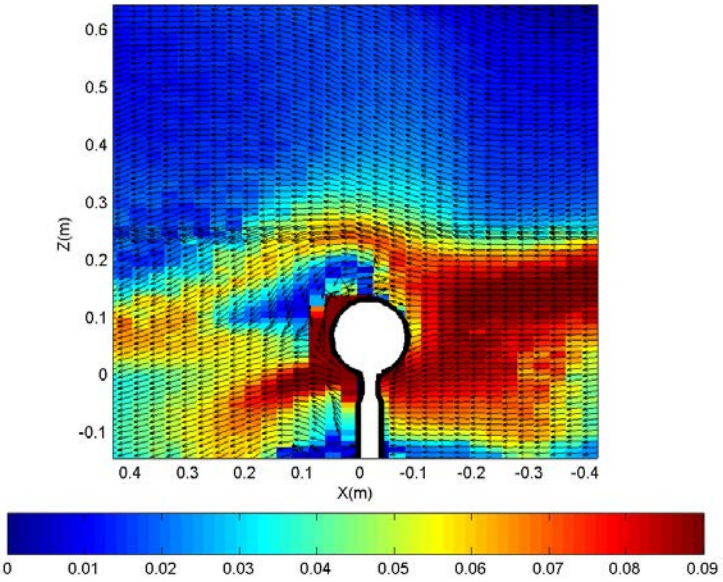


Figure VI.11 – DES, $k-\epsilon$ réalisable, vitesse moyenne $V_{xz}/R\omega$ (Plan axial Y=0, 500 tr.min^{-1})

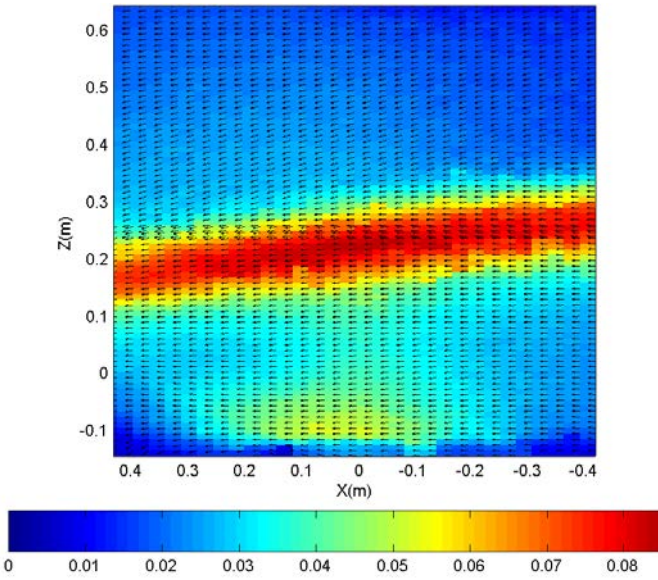


Figure VI.12 – DES, $k-\epsilon$ réalisable, vitesse moyenne $V_{xz}/R\omega$ (Plan Y=17cm, 500 tr.min^{-1})

5.1.2 Cylindre en rotation à 1000 tr.min^{-1}

Pour des raisons que l'on détaillera par la suite (non consistance des mesures et difficultés expérimentales), seuls les résultats de la simulation numérique sont présentés pour la vitesse de rotation du cylindre correspondant à 1000 tr.min^{-1}.

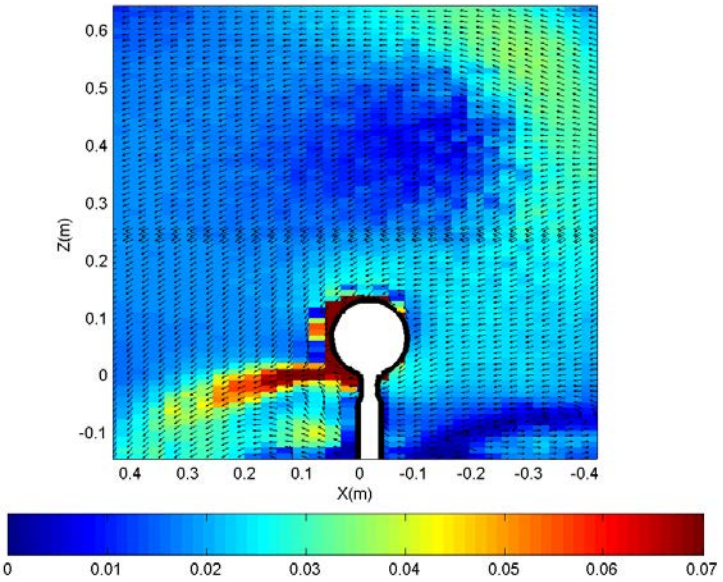


Figure VI.13 – RANS, $k-\epsilon$ réalisable, vitesse moyenne $V_{xz}/R\omega$ (Plan axial Y=0, 1000 tr.min^{-1})

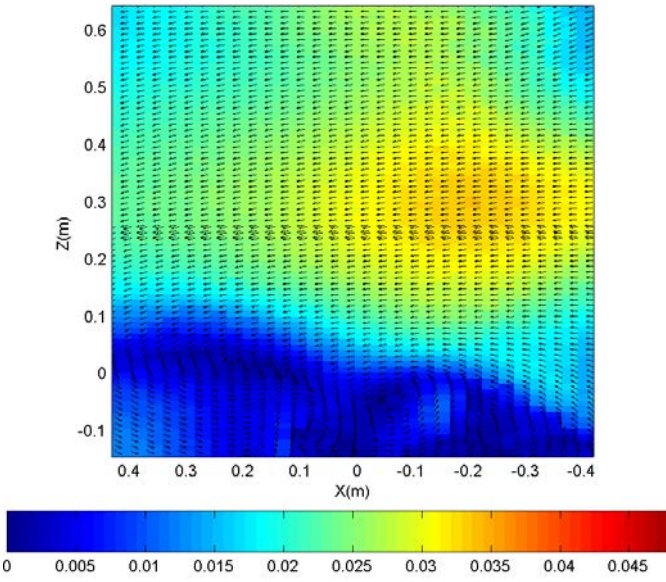


Figure VI.14 – RANS, $k-\epsilon$ réalisable, vitesse moyenne $V_{xz}/R\omega$ (Plan Y=17cm, 1000 tr.min^{-1})

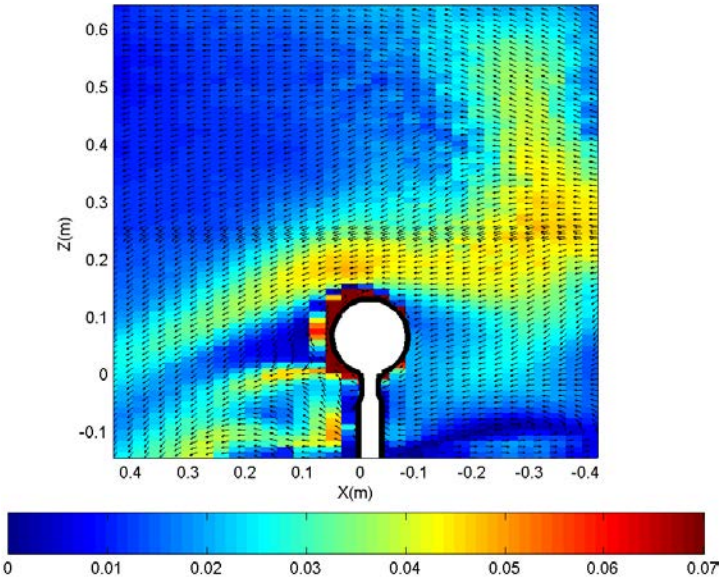


Figure VI.15 – DES, $k-\epsilon$ réalisable, vitesse moyenne $V_{xz}/R\omega$ (Plan axial Y=0, 1000 tr.min^{-1})

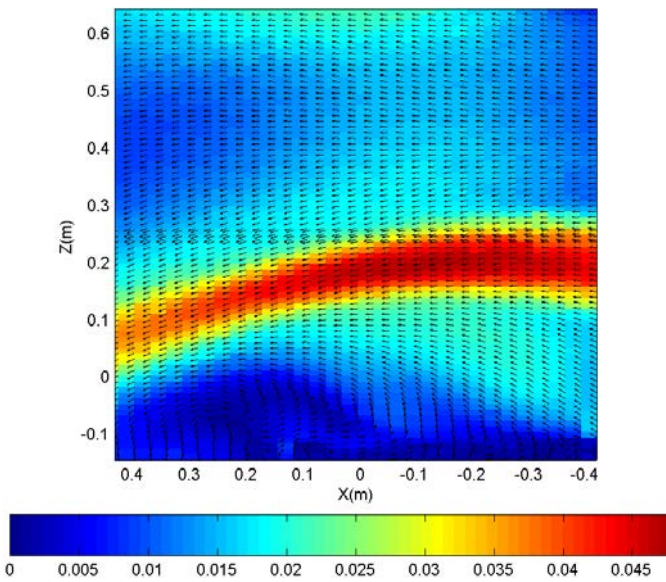


Figure VI.16 – DES, $k-\epsilon$ réalisable, vitesse moyenne $V_{xz}/R\omega$ (Plan Y=17cm, 1000 tr.min^{-1})

5.1.3 Discussion

Les figures ci-dessus représentant les champs des vitesses moyennes de l'air dans l'enceinte du banc d'essai, mettent en évidence la complexité de l'écoulement moyen ainsi que la disparité entre les mesures et la simulation. De nombreux facteurs peuvent être à l'origine de cette grande disparité, entre autres : les différents biais systématiques de mesure, les incertitudes du programme d'analyse sur les vitesses instantannées mesurées, les incertitudes de répétabilité sur la vitesse moyenne mesurée par PIV, la présence du traceur pouvant modifier la densité et la viscosité apparente du fluide, les variations possibles des conditions d'expérience pouvant entraîner une différence entre les conditions d'émission des particules lors des mesures et les conditions utilisées pour les simulations, la forme de la buse d'injection n'est pas strictement identique à celle employée pour les simulations, la méthode de modélisation de la bande rugueuse qui consiste à utiliser la contrainte à la paroi obtenue à partir de la littérature associée à une loi logarithmique pour la vitesse et finalement la non prise en compte de l'anisotropie de la turbulence par les modèles numériques employés.

Les figures correspondant aux mesures PIV font également ressortir une instabilité et une discontinuité du champ moyen de l'air. Ainsi, avant d'aller plus loin dans la comparaison entre mesures et simulations, des investigations concernant la reproductibilité des mesures PIV ont été réalisées : sous les mêmes conditions expérimentales, différents essais ont été réalisés pour les configurations présentées sur les figures VI.17 et VI.18.

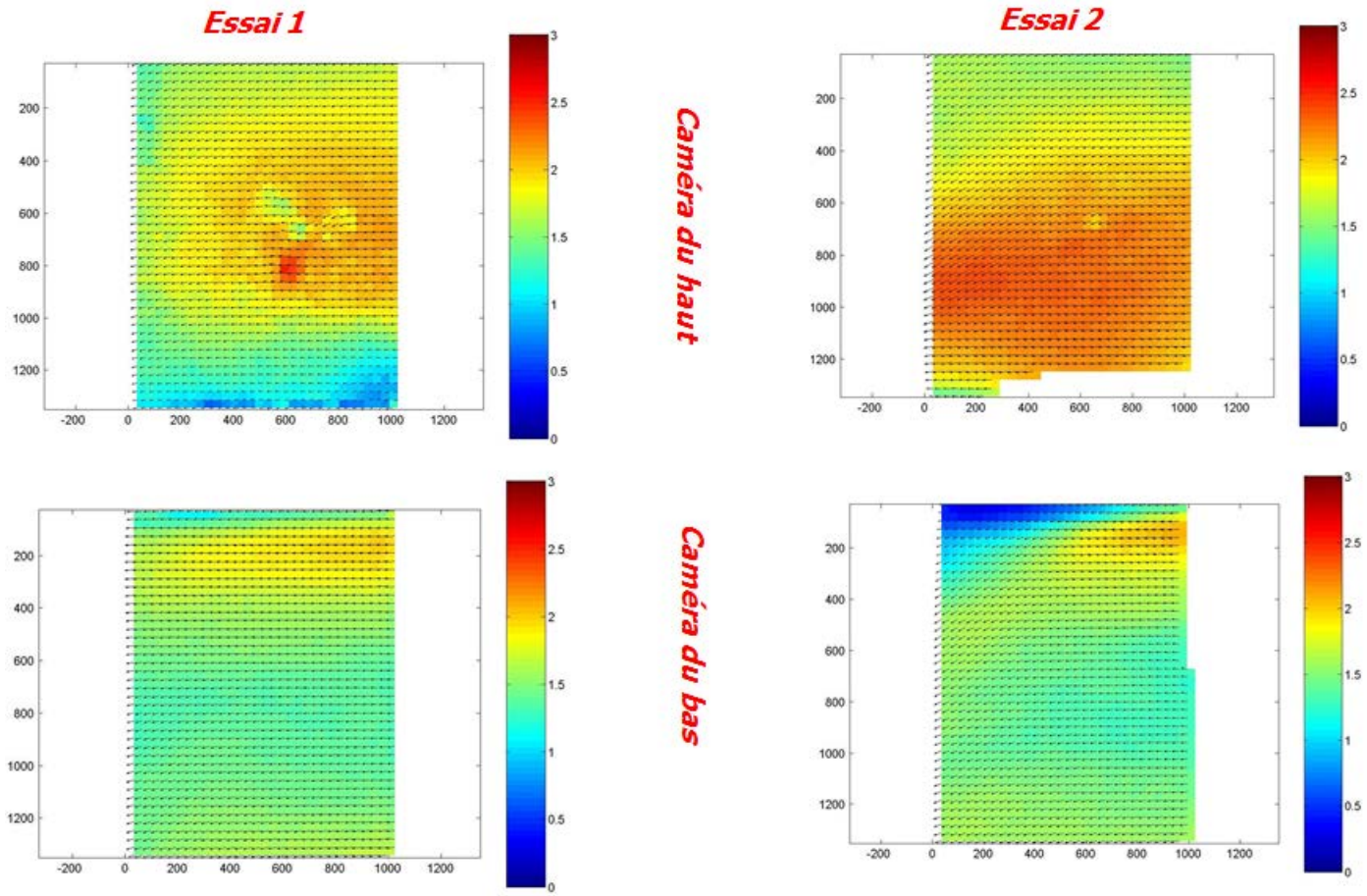


Figure VI.17 – Vitesses moyennes en pixels sur le plan (XZ) : vérification de la reproductibilité des mesures PIV (Plan X_2, Y=17cm, 500 tr.min^{-1})

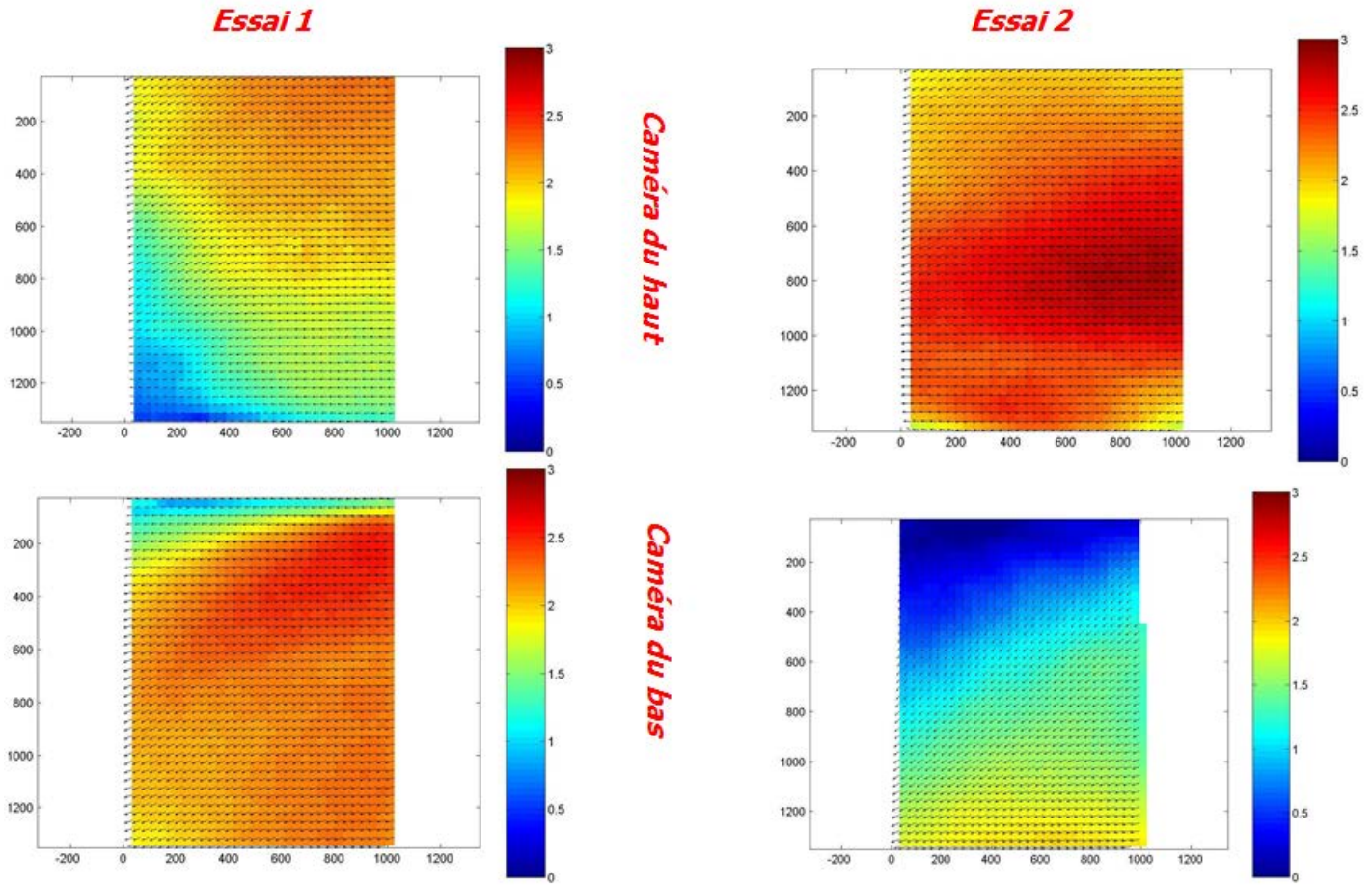


Figure VI.18 – Vitesses moyennes en pixels sur le plan (XZ) : vérification de la reproductibilité des mesures PIV (Plan X_2, Y=17cm, 1000 tr.min^{-1})

D'après les résultats présentés sur les figures ci-dessus, la campagne de mesure PIV révèle un défaut de répétabilité des expériences. Des investigations ont été entreprises concernant les échelles de temps naturelles de variation des écoulements dans le banc d'essai, afin d'ajuster les paramètres temporels d'acquisition des statistiques de vitesse. Les modifications subséquentes des protocoles d'acquisition n'ont pas permis de faire disparaître le défaut de répétabilité, dont la cause doit ainsi être recherchée ailleurs (convection naturelle parasite par exemple). Ainsi, du fait du manque de répétabilité des mesures, l'éloignement observé du champ de vitesse de l'air calculé du champ mesuré ne peut être convenablement explicité et la confrontation avec les résultats de simulation n'est pas pertinente à l'heure actuelle.

5.2 Fluctuations de vitesse

Les figures allant de VI.19 à VI.24 représentent les écarts types des deux composantes de vitesses mesurées, ainsi que ceux calculés par la simulation pour les deux vitesses de rotation du cylindre sur les plans de mesure considérés Y=0 et Y=17cm. Les écarts types sont adimensionnés par $R\omega/100$.

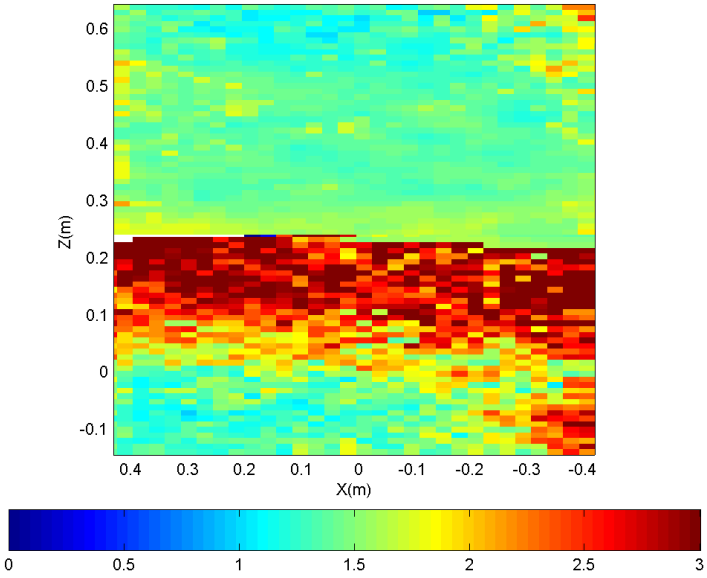


Figure VI.19 – Mesures PIV, $\overline{u'^2}/(R\omega/100)$ (Plan axial Y=0, 500 tr.min^{-1})

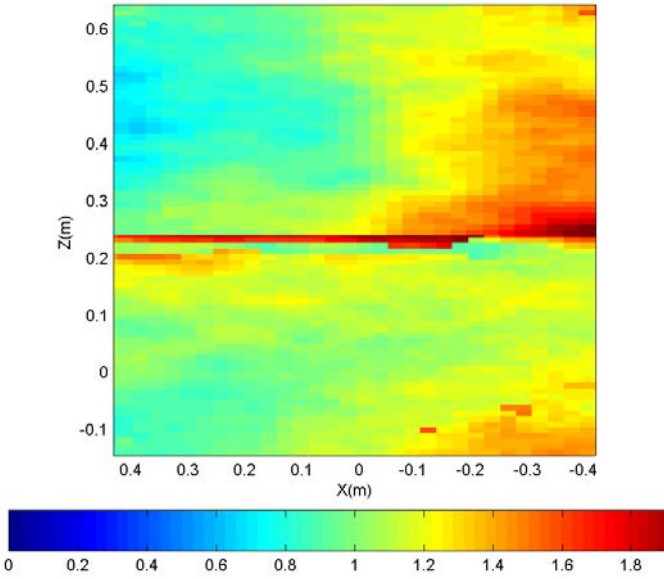


Figure VI.20 – Mesures PIV, $\overline{u'^2}/(R\omega/100)$ (Plan Y=17cm, 500 tr.min^{-1})

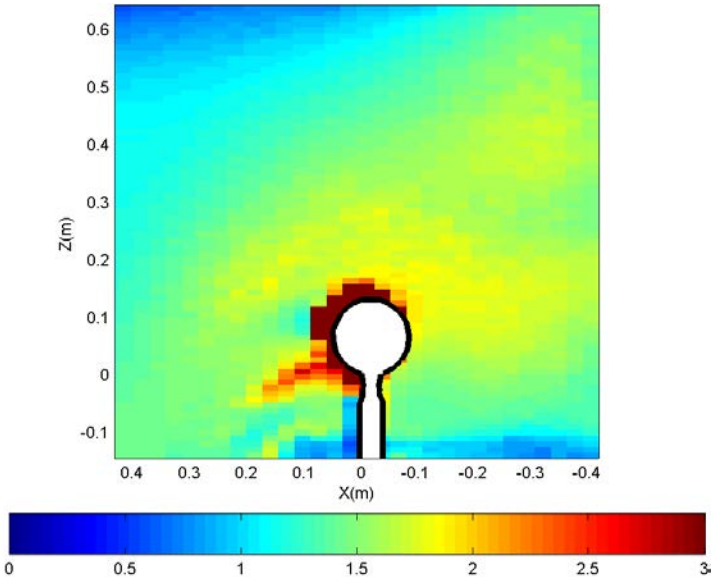


Figure VI.21 – RANS, $k-\epsilon$ réalisable, $\overline{u'^2}/(R\omega/100)$ (Plan axial Y=0, 500 tr.min^{-1})

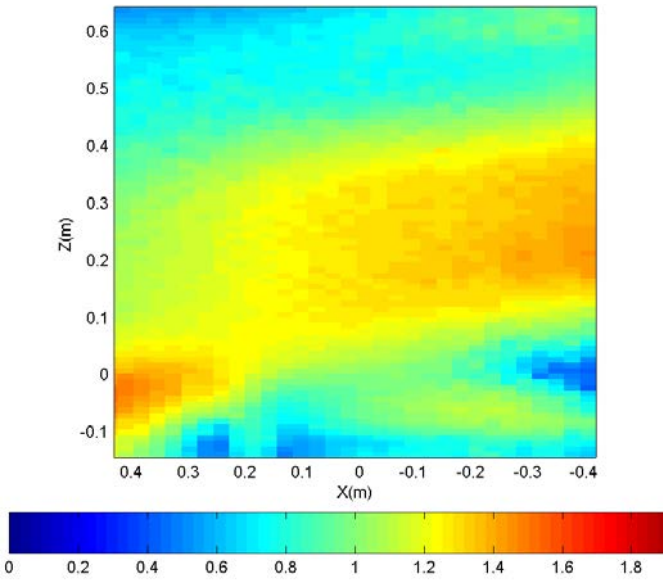


Figure VI.22 – RANS, $k-\epsilon$ réalisable, $\overline{u'^2}/(R\omega/100)$ (Plan Y=17cm, 500 tr.min^{-1})

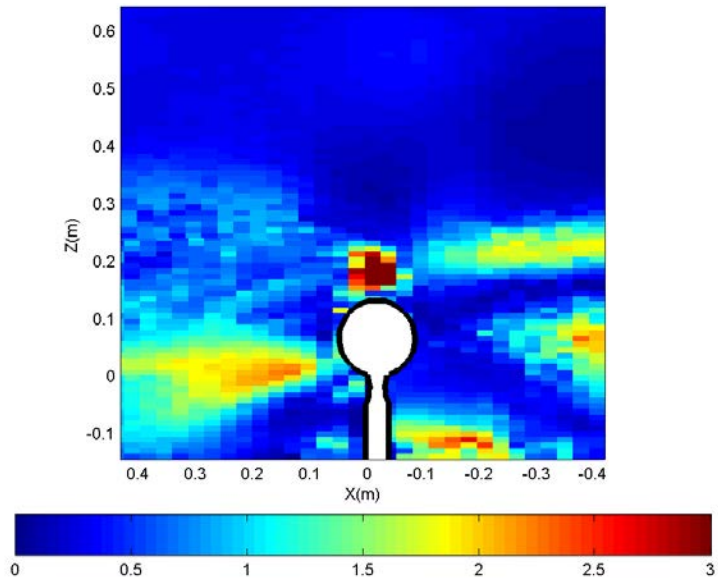


Figure VI.23 – DES, $k-\epsilon$ réalisable, $\overline{u'^2}/(R\omega/100)$ (Plan axial Y=0, 500 tr.min^{-1})

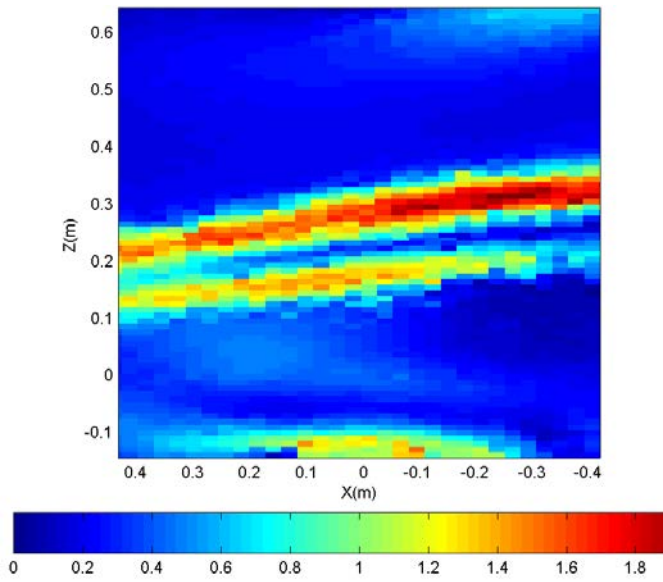


Figure VI.24 – DES, $k-\epsilon$ réalisable, $\overline{u'^2}/(R\omega/100)$ (Plan Y=17cm, 500 tr.min^{-1})

Bien que les fluctuations de vitesses mesurées ne soient pas strictement comparables aux fluctuations obtenues numériquement, on peut observer la similarité de structure et d'ordre de grandeur. Mais comme on l'avait mentionné au paragraphe précédent, la comparaison entre les

expériences et les simulations est aléatoire à cause de la non reproductibilité des mesures PIV.

6 Champs de vitesse des particules

Dans cette partie, on présente les résultats de la campagne de mesure par vélocimétrie par suivi de particules (PTV). Cette campagne de mesure a pour but, d'une part de fournir des données d'entrée pour les simulations numériques concernant la phase particulaire et, d'autre part de constituer des éléments de comparaison avec les simulations. Ainsi, les acquisitions ont concerné essentiellement la région source du jet. La figure VI.25 indique la position des plans de mesure par rapport à la buse d'injection et au cylindre, ainsi que le système de coordonnées employé. L'origine est placée à la source du jet. Les résultats sont présentés pour le plan de mesure placé à 8mm de l'origine du jet, jugé représentatif des conditions d'émission des particules.

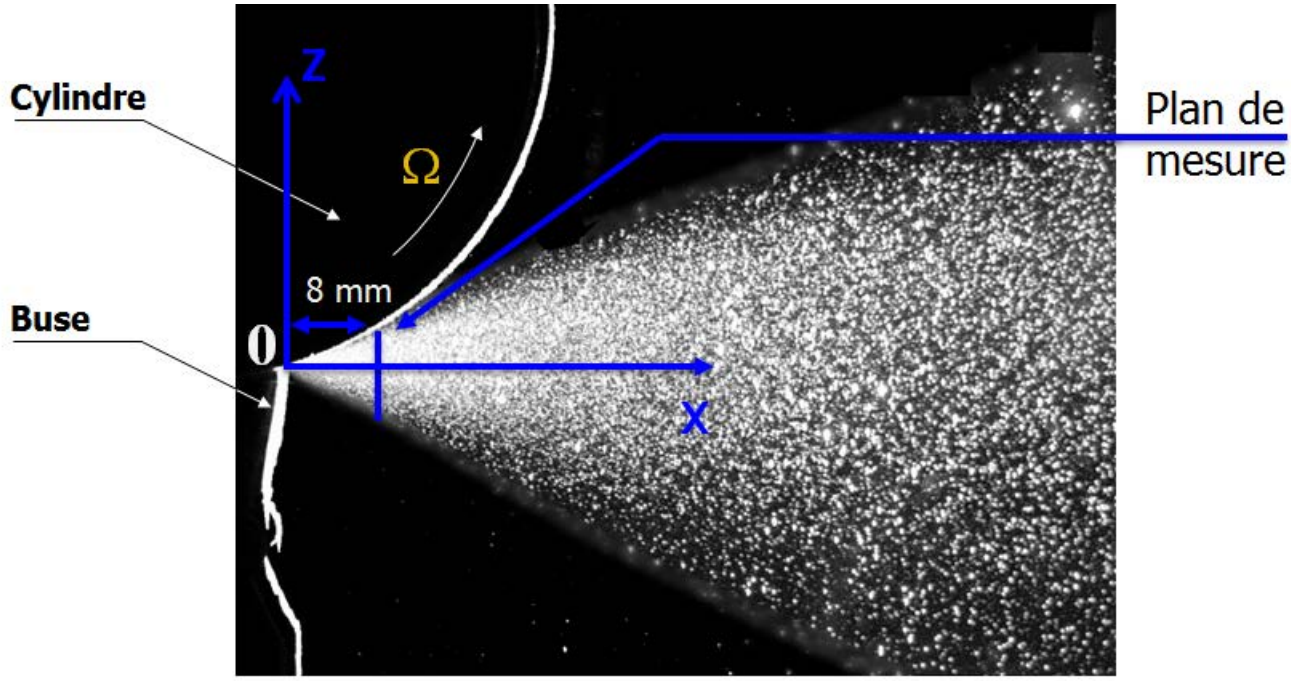


Figure VI.25 – Plan de mesure et système de coordonnées de la PTV (Belut 2006 [4])

Lors de la présentation des résultats, les distances sont adimensionnées par la distance séparant le plan de mesure considéré de l'origine du jet (à savoir L=8mm), et les vitesses par la vitesse périphérique du cylindre en rotation, (soit $R\omega$ avec R rayon du cylindre soit 65mm, et ω la vitesse angulaire du cylindre).

6.1 Carte de vitesses moyennes des particules

Les cartes des vitesses moyennes des particules (mesurées et calculées numériquement) au plan de mesure situé à 8mm de la source du jet sont reportées figures allant de VI.26 à VI.29 pour les deux vitesses de rotation du cylindre. Les acquisitions ont été faites pour différentes positions sur l'axe Y, à savoir Y=[-15, -10, -8, -6, -4, -2, 0, 2, 4, 6, 8, 10, 15] (mm). Par souci de concision, les résultats ne sont présentés que pour les plans (XZ) correspondant à Y=0 et Y=6mm. Les vitesses sont toujours adimensionnées par la vitesse périphérique du cylindre et les longueurs par la distance séparant le plan de mesure du point d'émission.

6.1.1 Cylindre en rotation à 500 tr.min^{-1}

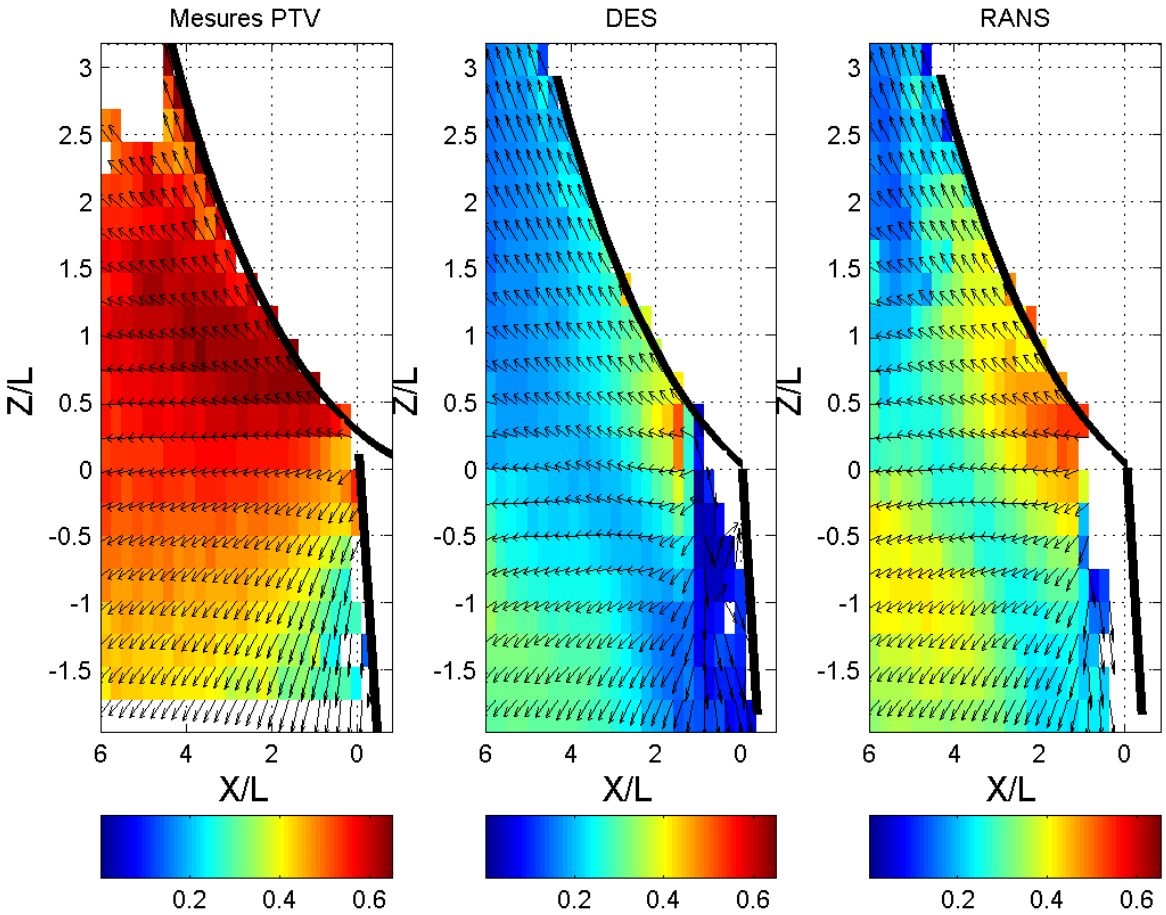


Figure VI.26 – Carte de vitesses moyennes des particules ($V_{xz}/R\omega$) obtenue par les mesures et par les différentes méthodes numériques (500 tr.min^{-1}, Plan Y=0)

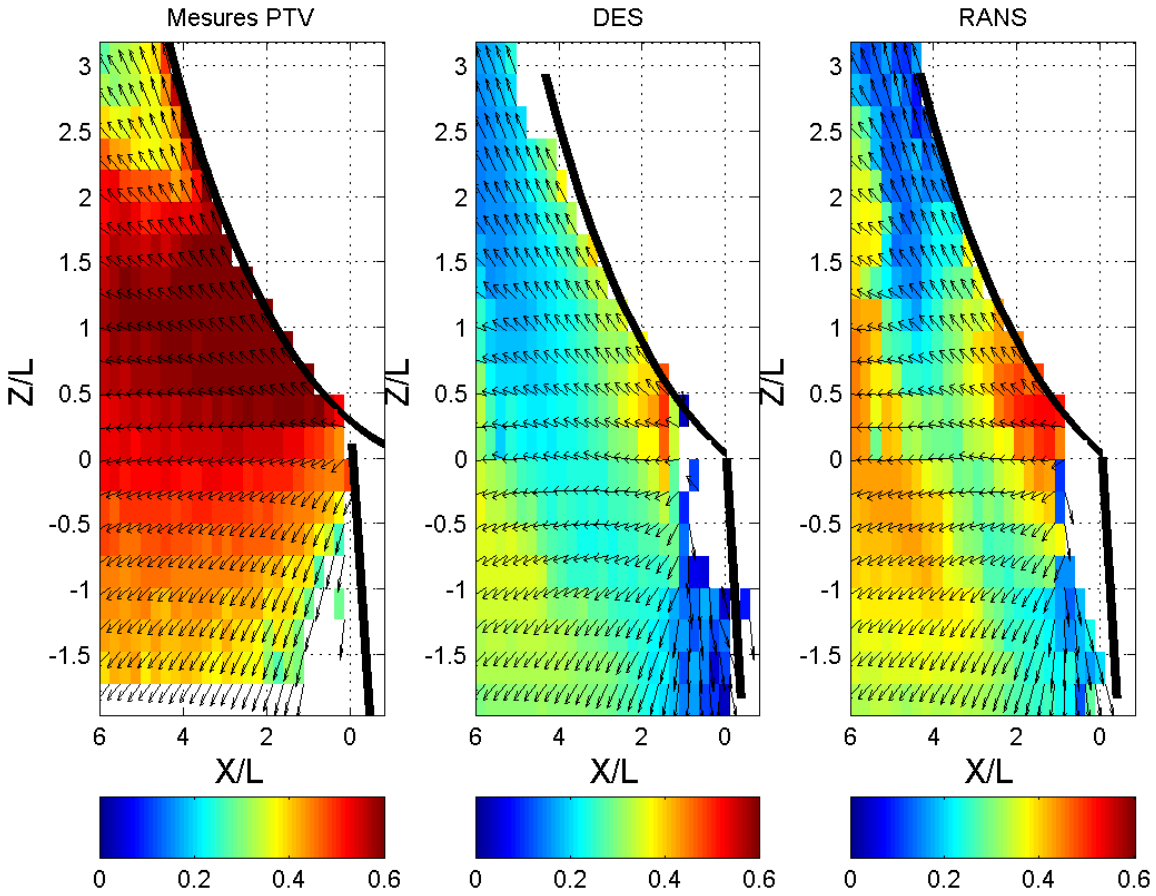


Figure VI.27 – Carte de vitesses moyennes des particules ($V_{xz}/R\omega$) obtenue par les mesures et par les différentes méthodes numériques (500 tr.min^{-1}, Plan Y=6mm)

6.1.2 Cylindre en rotation à 1000 tr.min^{-1}

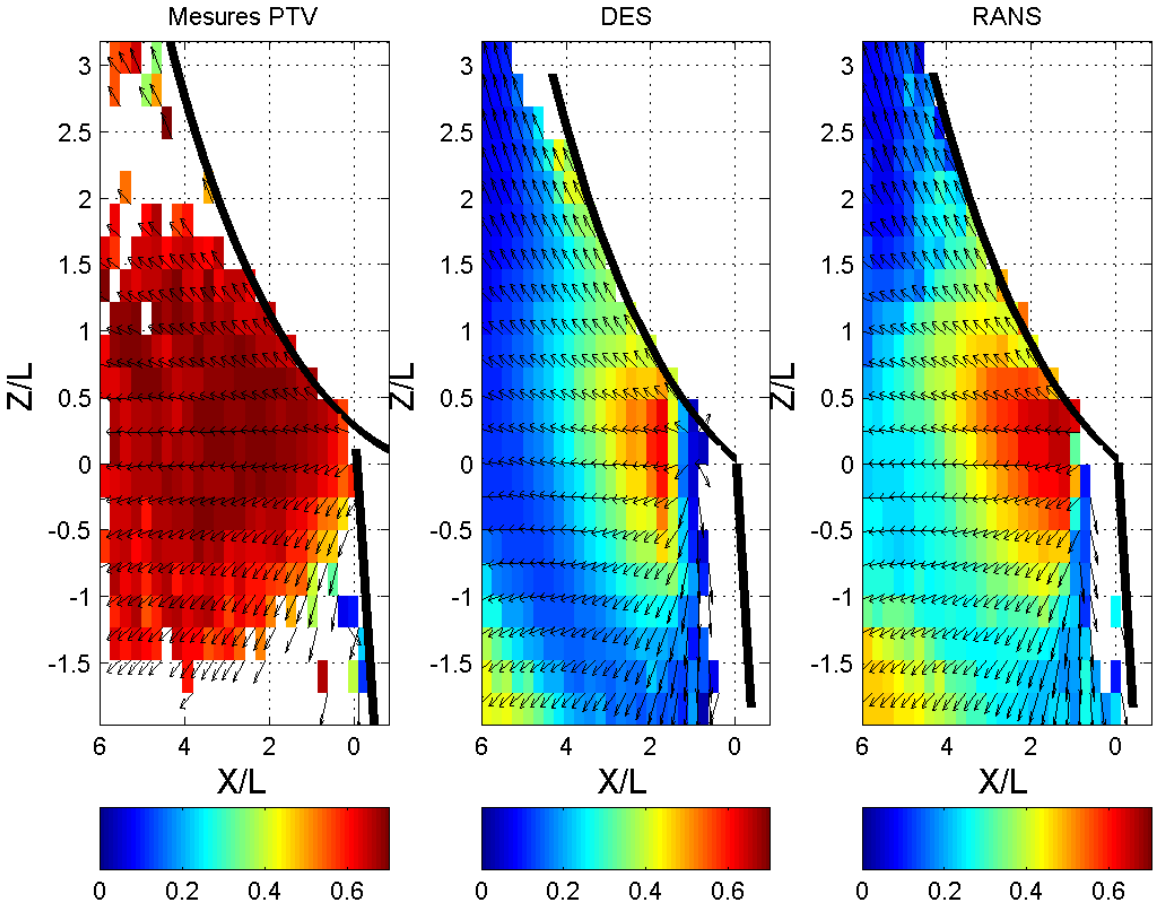


Figure VI.28 – Carte de vitesses moyennes des particules ($V_{xz}/R\omega$) obtenue par les mesures et par les différentes méthodes numériques (1000 tr.min^{-1}, Plan Y=0)

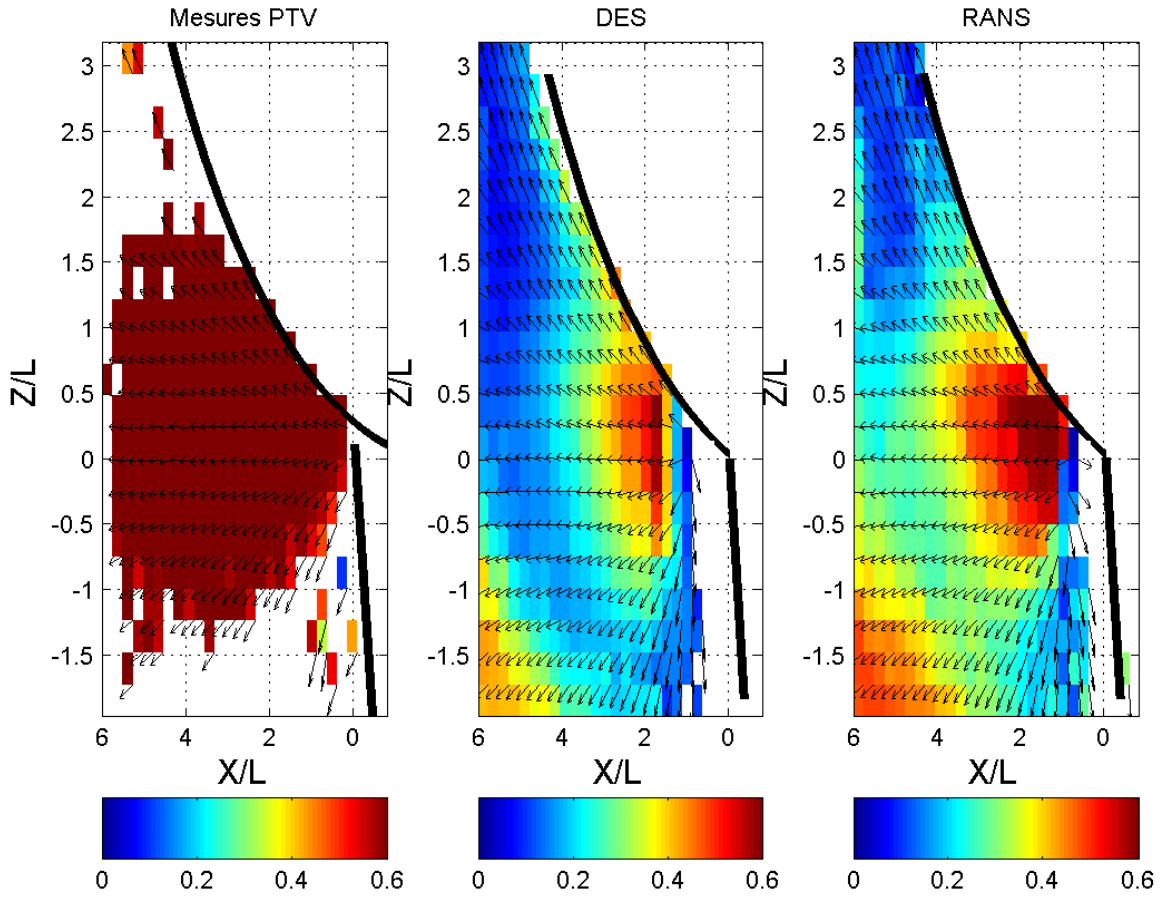


Figure VI.29 – Carte de vitesses moyennes des particules ($V_{xz}/R\omega$) obtenue par les mesures et par les différentes méthodes numériques (1000 tr.min^{-1}, Plan Y=6mm)

6.1.3 Discussion

La vitesse des particules mesurée par PTV reste constante sur toute la grille de mesure. Ceci est expliqué par la distance de relaxation des particules $u_p\tau_p$ qui se situe dans la gamme 21-85cm pour 500 tr.min^{-1} et 42-170cm pour 1000 tr.min^{-1}. Compte tenu de ces valeurs, les vitesses des particules à proximité de la source varient peu. Maintenant si on observe les champs de vitesses des particules prédits par simulation numérique en RANS comme en DES, on voit que les particules décélèrent puis accélèrent comme si elles étaient exposées à un courant d'air. Ceci est plus prononcé en RANS qu'en DES. Comment expliquer ce phénomène qu'on ne remarque pas dans les mesures ? Comme celà est expliqué dans les paragraphes précédents, la non reproductibilité des mesures de la PIV mettant en évidence une instabilité de l'écoulement dans le banc d'essai nous freine à l'heure actuelle et ne nous permet pas de progresser dans l'explication de ces nombreux phénomènes observés.

7 Champs de concentration du gaz traceur

La dispersion d'un gaz traceur (hexafluorure de soufre - SF_6) émis simultanément avec le jet de particules est également étudiée expérimentalement : la dispersion d'un tel gaz est en effet jugée représentative de celle des plus fines particules d'usinage, dont le temps de réponse aérodynamique est négligeable. Les essais expérimentaux consistent à générer un traceur gazeux à la source du jet de particules via un capillaire, et à effectuer des mesures de concentrations du traceur en différents points de la veine d'essai.

Dans cette section, les prédictions numériques du rapport $R = \frac{C-C_{in}}{C_{out}-C_{in}}$ sont présentées en perspective avec les mesures expérimentales correspondantes. Les cartes de concentration sont présentées sur les figures allant de VI.30 à VI.41 pour les deux vitesses de rotation du cylindre correspondant à 500 tr.min^{-1} et 1000 tr.min^{-1} ainsi que pour les deux plans de mesure situés à 25cm et 50cm de la source du jet. A des fins de comparaison, les figures allant de VI.42 à VI.49 représentent l'évolution du rapport R en fonction de la position sur l'axe Y et ce pour les trois valeurs de Z considérées lors des mesures. Les lignes font référence aux résultats de la simulation, tandis que les symboles invoquent les résultats expérimentaux.

7.1 Cartes de concentration du gaz traceur

7.1.1 Cylindre en rotation à 500 tr.min^{-1}

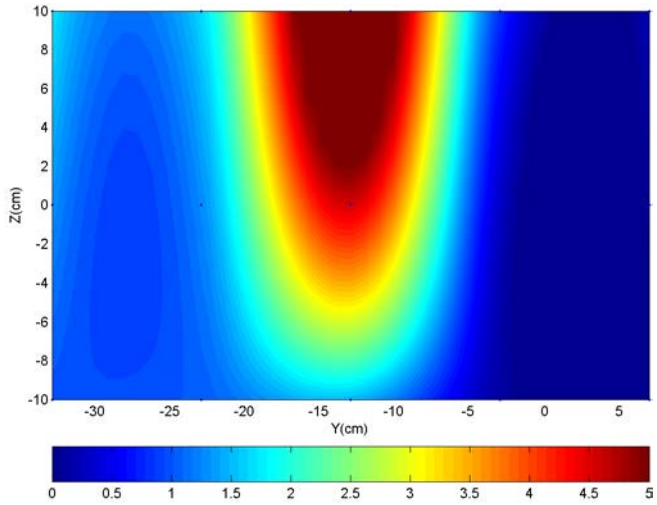


Figure VI.30 – Carte de concentration représentée par le rapport R (Mesures SF_6, 500 tr.min^{-1}, X = 25cm)

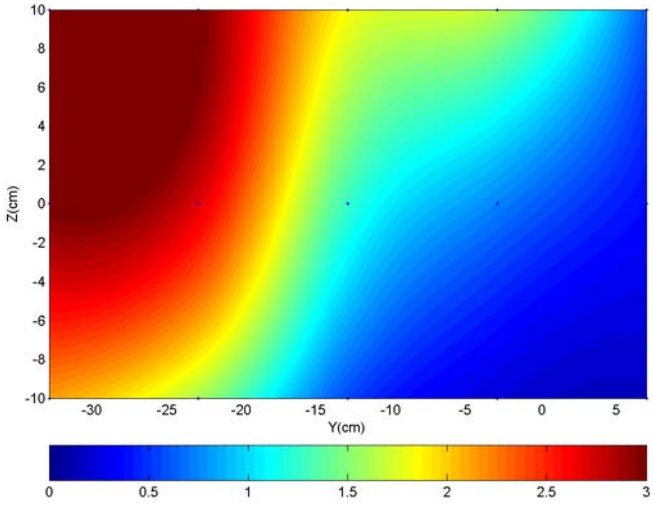


Figure VI.31 – Carte de concentration représentée par le rapport R (Mesures SF_6, 500 tr.min^{-1}, X = 50cm)

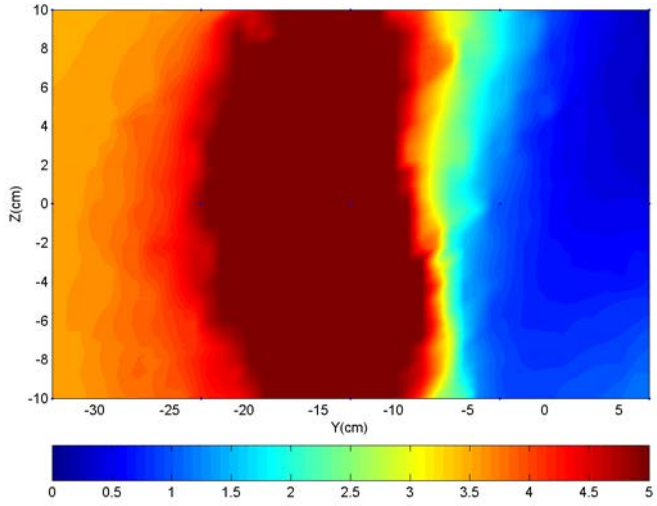


Figure VI.32 – Carte de concentration représentée par le rapport R (RANS, $k-\epsilon$ réalisable, 500 tr.min^{-1}, X = 25cm)

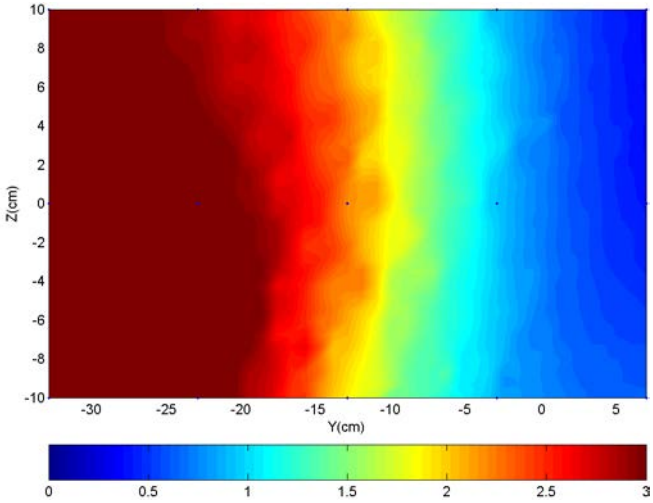


Figure VI.33 – Carte de concentration représentée par le rapport R (RANS, $k-\epsilon$ réalisable, 500 tr.min^{-1}, X = 50cm)

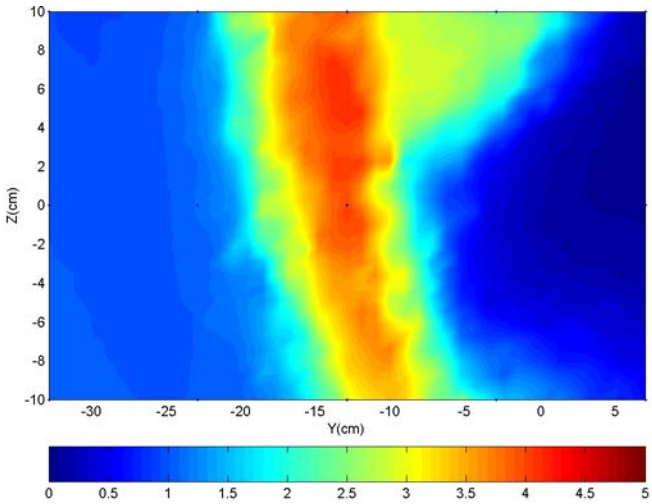


Figure VI.34 – Carte de concentration représentée par le rapport R (DES, $k-\epsilon$ réalisable, 500 tr.min^{-1}, X = 25cm)

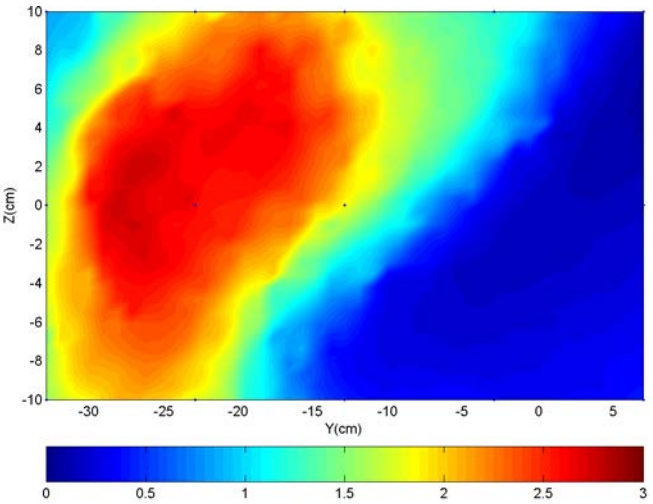


Figure VI.35 – Carte de concentration représentée par le rapport R (DES, $k-\epsilon$ réalisable, 500 tr.min^{-1}, X = 50cm)

7.1.2 Cylindre en rotation à 1000 tr.min^{-1}

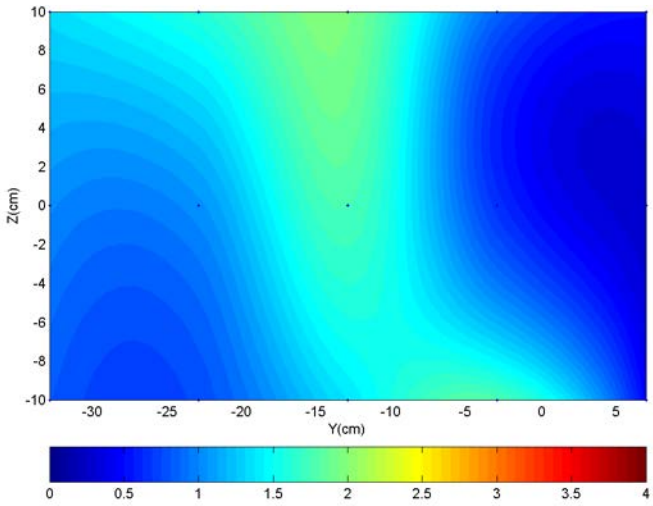


Figure VI.36 – Carte de concentration représentée par le rapport R (Mesures SF_6, 1000 tr.min^{-1}, X = 25cm)

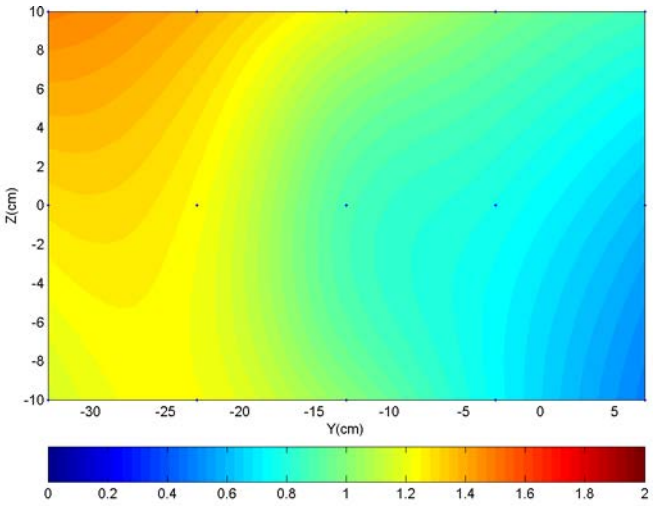


Figure VI.37 – Carte de concentration représentée par le rapport R (Mesures SF_6, 1000 tr.min^{-1}, X = 50cm)

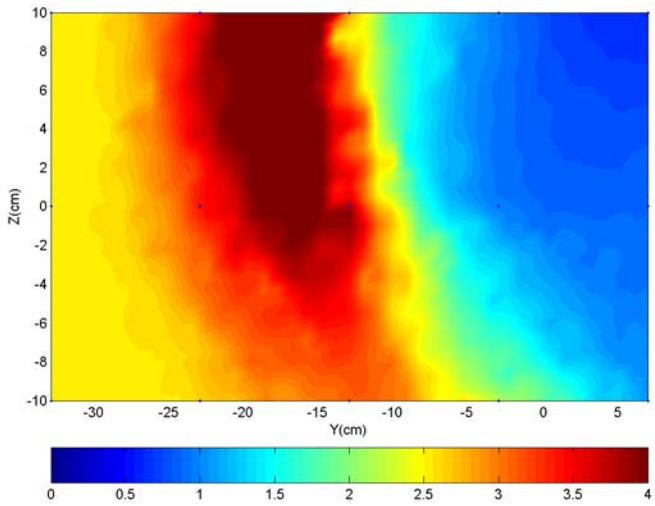


Figure VI.38 – Carte de concentration représentée par le rapport R (RANS, $k-\epsilon$ réalisable, 1000 tr.min^{-1}, X = 25cm)

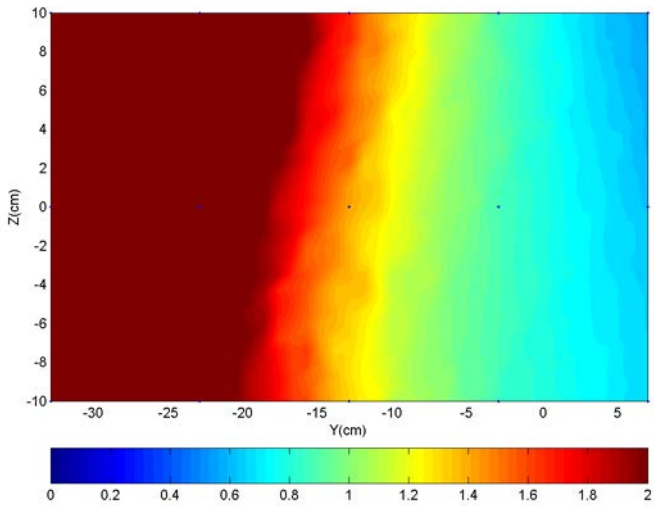


Figure VI.39 – Carte de concentration représentée par le rapport R (RANS, $k-\epsilon$ réalisable, 1000 tr.min^{-1}, X = 50cm)

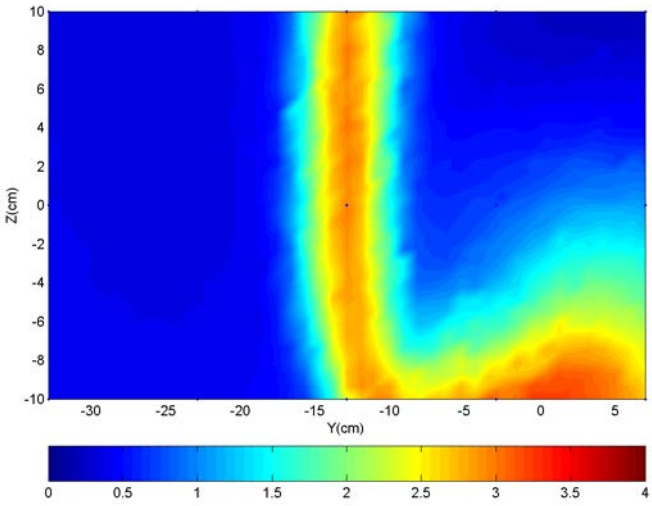


Figure VI.40 – Carte de concentration représentée par le rapport R (DES, $k-\epsilon$ réalisable, 1000 tr.min^{-1}, X = 25cm)

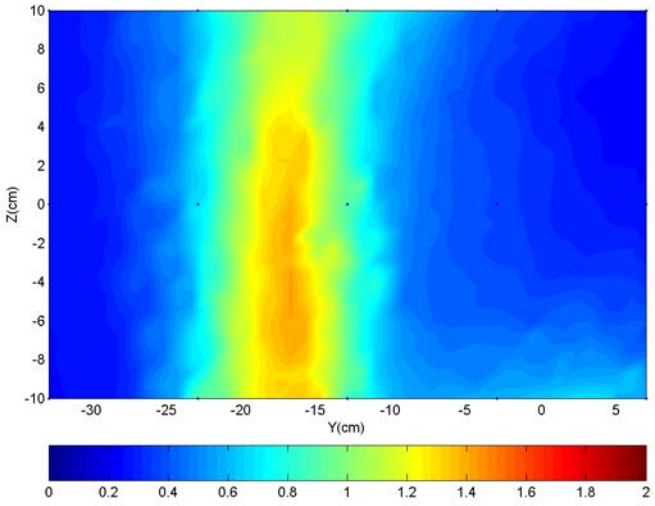


Figure VI.41 – Carte de concentration représentée par le rapport R (DES, $k-\epsilon$ réalisable, 1000 tr.min^{-1}, X = 50cm)

7.1.3 Discussion

La comparaison entre les concentrations moyennes du gaz traceur mesurées et calculées numériquement est loin d'être simple. La tendance globale est prédite correctement, même si les prédictions numériques sont en quelque sorte éloignées des résultats expérimentaux. Les concentrations calculées numériquement sont clairement surestimées, spécialement lorsqu'on se rapproche de la région source du jet (i.e. X=25cm). Ceci peut être le résultat d'une variation rapide de l'écoulement dans les zones densément chargées en particules. Par ailleurs, loin de la source du jet, on note que le gaz traceur est présent en grandes quantités au fond de la veine. Pour aller plus loin dans les explications, il serait nécessaire de s'approprier du champ de vitesse de l'air aux mêmes endroits que ceux des mesures de traçage gazeux.

7.2 Évolution du profil de concentration du gaz traceur

7.2.1 Cylindre en rotation à 500 tr.min^{-1}

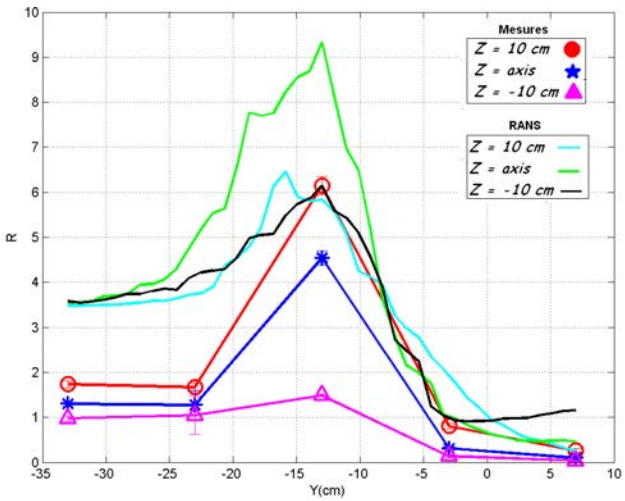


Figure VI.42 – Évolution du profil de concentration (R) suivant l'axe Y (Mesures-RANS($k-\epsilon$ réalisable), 500 tr.min^{-1}, X = 25cm)

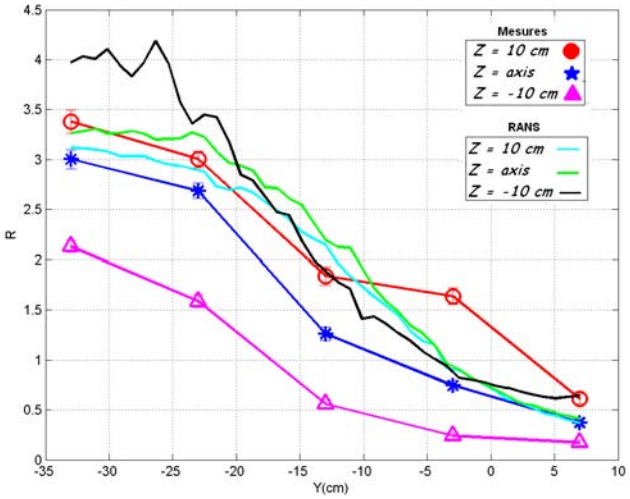


Figure VI.43 – Évolution du profil de concentration (R) suivant l'axe Y (Mesures-RANS($k-\epsilon$ réalisable), 500 tr.min^{-1}, X = 50cm)

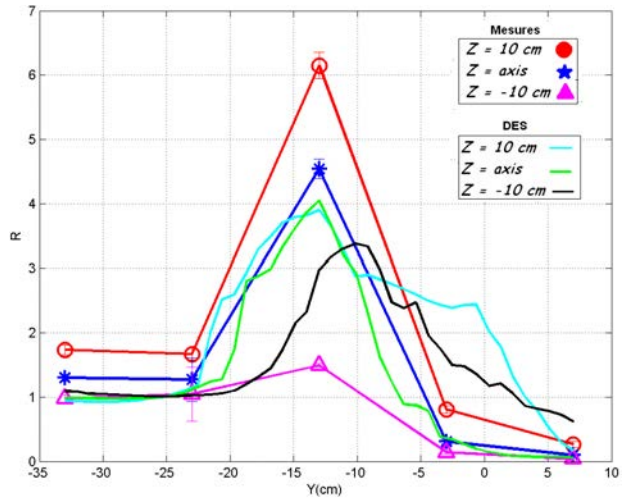


Figure VI.44 – Évolution du profil de concentration (R) suivant l'axe Y (Mesures-DES($k-\epsilon$ réalisable), 500 tr.min^{-1}, X = 25cm)

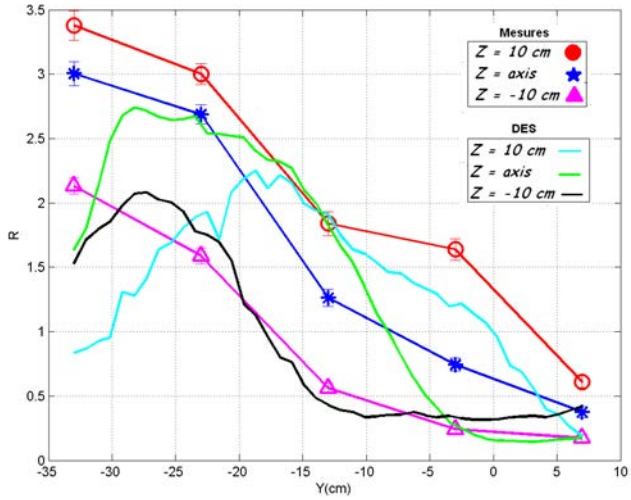


Figure VI.45 – Évolution du profil de concentration (R) suivant l'axe Y (Mesures-DES($k-\epsilon$ réalisable), 500 tr.min^{-1}, X = 50cm)

7.2.2 Cylindre en rotation à 1000 tr.min^{-1}

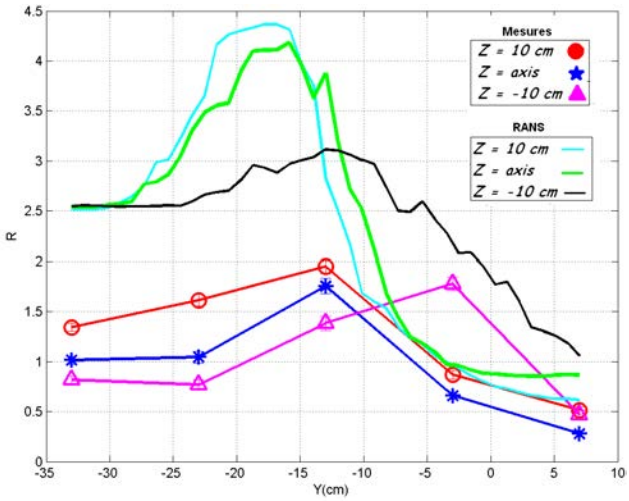


Figure VI.46 – Évolution du profil de concentration (R) suivant l'axe Y (Mesures-RANS($k-\epsilon$ réalisable), 1000 tr.min^{-1}, X = 25cm)

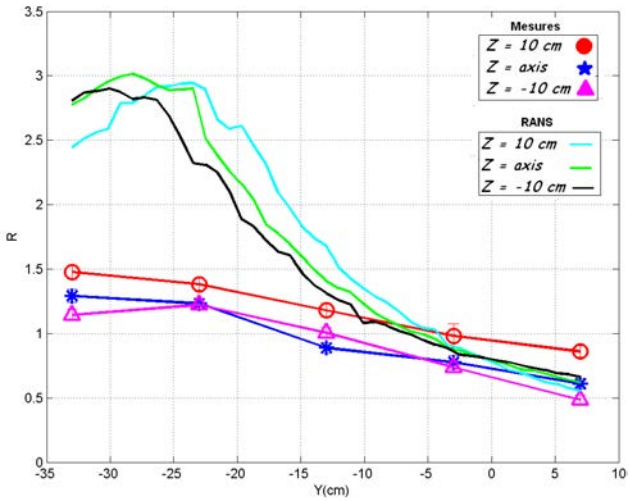


Figure VI.47 – Évolution du profil de concentration (R) suivant l'axe Y (Mesures-RANS($k-\epsilon$ réalisable), 1000 tr.min^{-1}, X = 50cm)

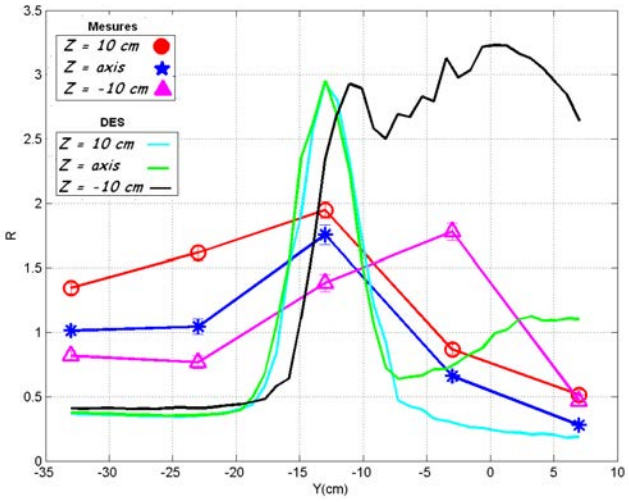


Figure VI.48 – Évolution du profil de concentration (R) suivant l'axe Y (Mesures-DES($k-\epsilon$ réalisable), 1000 tr.min^{-1}, X = 25cm)

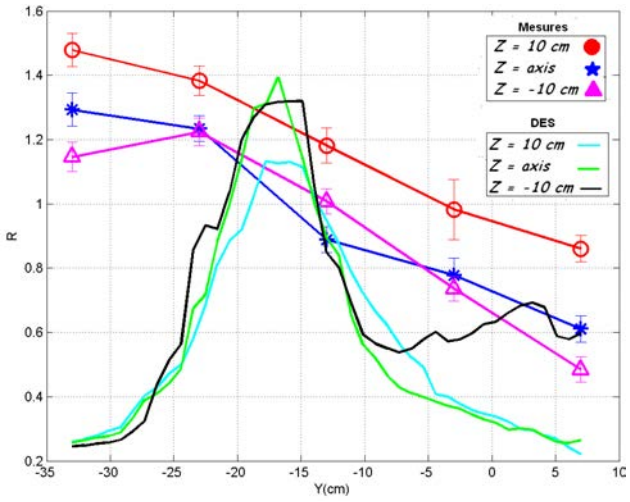


Figure VI.49 – Évolution du profil de concentration (R) suivant l'axe Y (Mesures-DES($k-\epsilon$ réalisable), 1000 tr.min^{-1}, X = 50cm)

7.3 Discussion

L'écoulement étudié est représentatif dans sa complexité, d'une opération d'usinage de laboratoire, contrôlée simultanément par la rotation d'un objet ainsi que par l'inertie élevée du jet de particules. Comme on pouvait s'y attendre, l'approche DES basée sur le modèle $k-\epsilon$ réalisable est plus précise que celle employant un modèle RANS $k-\epsilon$ réalisable et prédit convenablement la dispersion du traceur malgré quelques divergences. Ceci peut être expliqué par la non prise en compte de l'anisotropie de la turbulence par le modèle RANS. Cependant, les résultats numériques et ceux tirés de l'expérience mettent en évidence une certaine disparité. Ces différences peuvent être dues à l'approche numérique sans pour autant exclure les incertitudes de mesures ainsi que le caractère intrusif du dispositif expérimental.

L'allure des profils de concentration mesurées semble remettre partiellement en cause le choix des positions de prélèvement. En effet, on observe que la zone de contamination semble s'étendre au-delà de la grille de mesure.

L'objectif de cette campagne de mesure est d'évaluer la capacité des modèles numériques utilisés à décrire la dispersion du traceur, représentatif des fines particules. Des investigations supplémentaires devraient être entreprises : la prédiction de la dispersion du traceur pourrait être améliorée en employant un modèle plus robuste incluant l'effet des collisions entre particules.

Chapitre VII

Conclusions et perspectives

Ce travail à la fois expérimental et numérique s'inscrit dans le cadre des études dédiées au captage des polluants sur les machines tournantes lors des opérations d'usinage. Il repose plus particulièrement sur la caractérisation de la dispersion des fines particules d'usinage, assimilées à un gaz traceur passif. Cette étude a eu pour but de réaliser une expérience présentant une configuration d'écoulement diphasique relativement bien connue et maîtrisée dans le laboratoire (Belut 2006 [4]). L'application pratique choisie pour mettre en place et valider le modèle numérique a été un écoulement diphasique en veine d'essai obtenu par l'interaction d'un jet de microbilles de verre sphériques avec l'écoulement de l'air entraîné par la rotation d'un cylindre.

Le premier travail de cette étude a donc consisté à réaliser un écoulement diphasique avec une complexité limitée tout en facilitant les conditions de mesure et de simulation. A partir d'un prototype expérimental déjà développé à l'INRS à travers la thèse d'E.Belut [4], notre travail a consisté à réaliser un nouveau dispositif simulant une pseudo-opération d'usinage dans une veine d'essai ventilée afin de permettre le traçage gazeux. La géométrie de la veine, le taux de renouvellement de l'air ainsi que le débit d'injection des particules permettent de réaliser une configuration où les effets convectifs ne prédominent pas sur les effets aérauliques du jet de particules et du cylindre tournant. Un soin tout particulier a été porté sur le contrôle des conditions opératoires. Pour cela, un système d'ensemencement du traceur (pour les besoins de la vélocimétrie par images de particules) a été conçu permettant d'assurer l'homogénéité spatiale et la régularité de l'injection à l'entrée du banc.

Pour mener nos expériences, trois techniques expérimentales ont été utilisées, à savoir : la vélocimétrie par images de particules (PIV), la vélocimétrie par suivi de particules (PTV), puis le traçage gazeux. Le savoir faire concernant la technique de PIV étant bien maîtrisé dans le laboratoire (Belut 2006 [4]), l'effort technique s'est porté vers le développement et la validation

de l'algorithme de PTV adapté à l'expérience. Dans un premier temps, la technique de suivi de particules pour les écoulements diphasiques a été développée. Appliquée à des prises de vue dans un écoulement chargé en particules, cette technique a permis d'accéder au champ de vitesse des particules spécialement dans la région proche de la source du jet. Elle a fait l'objet d'un développement particulier et minutieux afin de permettre une mesure de vitesses des particules qui reste robuste même pour des écoulements densément chargés. Son algorithme est basé sur le suivi individuel des particules basé sur la minimisation d'une fonction d'appariement au sein du groupe de particules (Vignal 2006 [61]). De nombreux tests ont été effectués à la fois sur des images de synthèse et sur des images réelles. Ces tests ont aussi permis de conclure sur la robustesse et la précision de l'algorithme PTV développé. Les données qui vont être obtenues serviront comme données d'entrée pour les simulations numériques du banc d'essai. Afin d'accéder aux champs de vitesses de l'air dans le banc d'essai, la vélocimétrie par images de particules a été utilisée en se basant sur l'algorithme développé dans le cadre de la thèse de Belut 2006 [4]. Les résultats de cette campagne de mesure devraient constituer un outil de comparaison avec les simulations et de comprendre la structure de l'écoulement global. La troisième et dernière campagne expérimentale consiste à générer un gaz traceur (hexafluorure de soufre - SF_6) simultanément avec le jet de particules, puis à mesurer son champ de concentration aux divers endroits dans la veine à l'aide des sondes de prélèvement reliées à un analyseur de gaz. Ces mesures s'intègrent dans l'objectif primordial de cette étude et qui consiste à étudier la dispersion de la fraction fine des particules, assimilée à un traceur passif du fait de son temps de réponse aérodynamique négligeable.

Des simulations numériques ont été entreprises parallèlement aux réalisations expérimentales et dont le but est de montrer la capacité du code à reproduire les résultats des expériences. L'ensemble des résultats numériques présentés dans ce mémoire est basé sur une modélisation dont les principales caractéristiques sont les suivantes :

- La caractérisation de la phase porteuse repose sur les méthodes RANS et DES basées sur le modèle $k - \epsilon$ réalisable.
- La phase particulaire est simulée en effectuant le suivi lagrangien d'un grand nombre de particules discrètes au sein du champ fluide déterminé précédemment. Ce suivi repose sur une modélisation prenant en compte différents phénomènes physiques susceptibles d'affecter le mouvement de chaque particule.
- Le transport du gaz traceur est réduit à une équation de convection-diffusion du fait que les expériences ont été menées dans le cas d'un traceur dilué.

Les caractéristiques essentielles du suivi lagrangien mis en place sont résumées par les points

suivants :

- La trajectoire de chaque particule est construite en tenant compte des forces de traînée et de gravité. Tous les autres effets (force de masse ajoutée, force de Basset etc.) sont négligées sous les conditions utilisées.
- Afin de rendre compte des effets de la turbulence du fluide sur le mouvement des particules, la vitesse instantannée du fluide à la position de la particule est ajoutée à la vitesse moyenne de la phase porteuse déterminée par le modèle eulérien. La génération de cette composante repose sur un modèle stochastique de type *Discrete Random Walk Model*, développé par Gosman et *al.* (1983) [20].
- La méthode de parcelles est utilisée pour décrire les particules. Chaque particule suivie représente un groupe de particules de même diamètre. Une seule trajectoire est calculée pour chaque parcelle, ce qui limite le nombre de trajectoires à calculer. En considérant dans les termes de couplage le nombre réel de particules dans la parcelle, l'effet des particules sur l'écoulement est proprement pris en compte. Dans cette présente étude, une parcelle contient 4 particules, et 316000 trajectoires sont calculées dans les simulations.

Les résultats expérimentaux obtenus en écoulement diphasique révèlent une instabilité du banc d'essai ainsi qu'un défaut de répétabilité des expériences, notamment celles de la PIV. Des modifications des protocoles d'acquisition n'ont pas permis de faire disparaître le défaut de reproductibilité. Ainsi, ces insuffisances expérimentales nous empêchent à l'heure actuelle de conclure sur la capacité des modèles numériques employés. Des données expérimentales plus fiables et plus complètes devraient être fournies après que les causes d'instabilités soient identifiées.

Les perspectives de ce travail peuvent être envisagées sous plusieurs angles :
Prise en compte des collisions interparticulaires et validation du modèle de collision implémenté via expérimentations numériques : les données expérimentales de la PTV collectées à 8mm de la source du jet sont utilisées pour décrire le jet dans les simulations. Ces données sont jugées représentatives des conditions d'émission des particules. Du fait de leur vitesse d'émission, les particules parcourent cette distance de 8mm en un temps inférieur à 1/10 de leur temps de relaxation. Afin d'évaluer de façon plus satisfaisante les trajectoires des particules, le modèle numérique devrait prendre en compte les différents chocs subis par la particule suivie au cours de son déplacement, spécialement à la source du jet où les collisions interparticulaires prédominent. A cette fin un modèle de collision compatible avec la méthode générale de modélisation a été développé en 2006-2007 à l'INRS, mais il reste encore à valider.

Une des actions prévues consiste à valider ce modèle de collison, par simulation de cas de références de la bibliographie.

Identification des causes d'instabilités du banc d'essai : les mesures de vitesses de l'air dans le banc mettent en évidence un défaut de répétabilité des expériences. Des modifications des paramètres d'aqcuisition n'ont pas permis à l'heure actuelle de faire disparaître ce défaut, dont la cause pourrait être une convection naturelle parasite. Une fois que ces problèmes expérimentaux seront résolus, il serait nécessaire de refaire la campagne de mesure PIV afin de s'affranchir d'une base de données expérimentale solide dans le but de mener une réflexion et des propositions d'amélioration des modèles numériques.

Extension de la grille de prélèvement lors des mesures de traçage gazeux : la campagne de mesure par traçage gazeux nous a permis de caractériser partiellement le transport d'un gaz traceur émis simultanément avec le jet de particules. L'allure des profils de concentrations mesurées semble remettre partiellement en cause le choix des positions de prélèvement. La zone de contamination semble s'étendre au-delà de la grille de mesure. Une des futures actions proposée serait donc de redéfinir une nouvelle grille de prélèvement incluant toute la surface de diffusion.

Réflexion sur l'utilisation de la fluorescence induite par laser (LIF) en vue d'une mise en oeuvre future éventuelle : concernant la mesure du champ de concentration d'un gaz traceur, la LIF présente l'avantage d'être non intrusive (contrairement aux mesures par traçage gazeux, qui consistent à placer le dispositif de prélèvement au sein même de l'écoulement) et permet de constituer des champs complets de concentration qui peuvent être acquis simultanément aux champs de vitesses avec une très bonne résolution spatiale et temporelle. L'adaptation de cette technique aux conditions particulières rencontrées dans le banc d'essais (taux de renouvellement de l'air élevé) serait l'une des voies d'amélioration de la précision des mesures.

Ces différentes propositions constituent des perspectives d'amélioration et de développement de cette présente étude. La finalisation de l'algorithme de suivi de particules pour tenir compte des déplacements non uniformes, permettrait également d'accroître la précision des mesures.

L'objectif ultime recherché à travers ces travaux de recherche est de valider une méthode de calcul de la dispersion des polluants lors des opérations d'usinage, ce qui permettra de concevoir

des dispositifs de captage sur machines tournantes. Une des pistes futures possibles serait de considérer l'approche pluridisciplinaire du problème (ergonomie, exposition aux bruits et aux vibrations), qui vise à réduire l'exposition des salariés à ces différentes nuisances.

Bibliographie

[1] J Abrahamson. Collision rates of small particles in a vigorously turbulent fluid. *Chemical Engineering Science*, 30 :1371–1379, 1975. 55

[2] P Anandan. A computational framework and an algorithm for the measurement of visual motion. *International Journal of Computer Vision*, 2 :283–310, 1989. 83

[3] JL Barron and DJ Fleet. Performance of optical flow techniques. *International Journal of Computer Vision*, 12 :43–77, 1994. 80

[4] E Belut. *Étude des écoulements d'air et de particules au voisinage de pièces en mouvement : application à la conception des captages sur machines tournantes réalisant des opérations d'usinage*. PhD thesis, Université Henri Poincaré, Nancy I, 2006. v, vii, xv, xvii, 9, 12, 17, 18, 26, 27, 44, 46, 66, 77, 79, 83, 125, 139, 140

[5] James Bergen, P. Anandan, Keith Hanna, and Rajesh Hingorani. Hierarchical model-based motion estimation. *Computer Vision ECCV*, 588 :237–252, 1992. 82

[6] MJ Black. *Robust incremental optical flow*. PhD thesis, Yale University, 1992. 82

[7] N Buil. Three dimensional modelling of the pollutants transport in free surface flows. *Cemagref, Lyon(France). 307*, 1999. 103

[8] PJ Burt and EH Adelson. The Laplacian pyramid as a compact image code. *IEEE Transactions on Communications*, 31 :532–540, 1983. 82

[9] T Cebeci and P Bradshaw. Momentum transfer in boundary layers. *Washington, DC, Hemisphere Publishing Corp*, 1977. 30, 32

[10] DR Chapman. Computational aerodynamics development and outlook. *AIAA journal*, 17 :1293–1313, 1979. 41

[11] BG Collins and DB Smith. The measurement of ventilation rates using a radioactive tracer. *J. Inst. Heat Vent. Eng.*, 11 :270–274, 1955. 89

[12] CT Crowe. On the relative importance of particle-particle collisions in gas-particle flows. *Proceedings of the Conference on Gas Borne Particles*, Paper C :135–137, 1981. 55

[13] S Elghobashi. On predicting particle-laden turbulent flows. *Applied Scientific Research*, 52 :309–329, 1994. 56

[14] A Renoux et D Boulaud. *Les aérosols : Physique et Métrologie*. Lavoisier Technique et Documentation, 1998. 7

[15] JF Fabriès. Health-related measurement of particulate fractions-respirable and thoracic dust. *Staub. Reinhaltung der Luft*, 52 :279–281, 1992. 7

[16] K Fukagata. Numerical analyses on dispersed gas-particle two-phase turbulent flows. *Doctor Thesis*, 2000. 57

[17] G Gioia and P Chakraborty. Turbulent friction in rough pipes and the energy spectrum of the phenomenological theory. *Physical Review Letters*, 96 :044502, 2006. 32

[18] G Gioia, P Chakraborty, and FA Bombardelli. Rough-pipe flows and the existence of fully developed turbulence. *Physics of Fluids*, 18 :038107, 2006. 32

[19] N Goldenfeld. Roughness-induced critical phenomena in a turbulent flow. *Physical Review Letters*, 96 :044503, 2006. 32

[20] AD Gosman and E Ioannides. Aspects of computer simulation of liquid-fueled combustors. *Journal of Energy*, 7 :482–490, 1983. 53, 141

[21] BKP Horn and BG Schunck. Determining optical flow. *Artificial Intelligence*, 17 :185203, 1981. 80, 81, 82

[22] JS Howard. Ventilation measurements in houses and the influence of wall ventilators. *Building Science*, 1 :251257, 1966. 89

[23] AH Howland, DE Kimber, and RF Littlejohn. Measurements of air movements in a house using radioactive tracer gas. *J. Inst. Heat Vent. Eng.*, 28 :57–71, 1960. 89

[24] CM Hunt and DM Burch. Air infiltration measurements in a four-bedroom townhouse using sulfur hexafluoride as a tracer gas. *ASHRAE Transactions*, 81 :186, 1975. 89

[25] INRS. Guide pratique de ventilation ED 695. 9

[26] SA Kruger and AD Calway. A multiresolution frequency domain method for estimating affine motion parameters. *Image Processing*, 1 :113–116, 1996. 81

[27] JD Kulick, JD Fessler, and JK Eaton. Particle response and turbulent modification in fully turbulent channel flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 277 :109–134, 1994. 55

[28] P Lagus and AK Persily. A review of tracer-gas techniques for measuring airflows in buildings. *ASHRAE Transactions*, 91 :1075–1087, 1985. 88

[29] B Lecordier. *Etude de l'interaction de la propagation d'une flamme premelangee avec le champ aerodynamique, par association de la tomographie laser et de la velocimetrie par image de particules*. cat.inist.fr, 1997. 78

[30] AH Lefebvre. *Atomization and sprays*. CRC, 1989. 19

[31] B. P. Leonard and Simin Mokhtari. Beyond first-order upwinding : The ultra-sharp alternative for non-oscillatory steady-state simulation of convection. *International Journal for Numerical Methods in Engineering*, 30 :729–766. 99

[32] OM Lidwell. The evaluation of ventilation. *Journal of Hygiene*, 58 :297–305, 1960. 89

[33] L Lucchese. A frequency domain technique based on energy radial projections for robust estimation of global 2d affine transformations. *Computer Vision and Image Understanding*, 81 :72–116, 2001. 81

[34] D Lakehal M Breuer and W Rodi. Flow around a surface mounted cubical obstacle : comparison of LES and RANS-results. *Notes on Numerical Fluid Mechanics*, 53 :22–30, 1996. 42

[35] R Manduchi and GA Mian. Accuracy analysis for correlation-based image registration algorithms. *Circuits and Systems*, 1 :834–837, 1993. 81

[36] S Maurel. *Étude par imagerie laser de la génération et de la rupture d'un écoulement tourbillonnaire compressé*. PhD thesis, Institut National Polytechnique de Toulouse, 2001. 78

[37] R McCullough. Leak testing. *ASTM Standardization News*, 10 :3–32, 1982. 88

[38] EE Michaelides. Review-the transient equation of motion for particles, bubbles, and droplets. *Journal of Fluids Engineering*, 119 :233, 1997. 50

[39] G Mie. Beiträge zur optik trüber medien, speziell kolloidaler metallösungen. *Annalen der Physik*, 330 :377–445, 1908. 19

[40] SA Morsi and AJ Alexander. An investigation of particle trajectories in two-phase flow systems. *Journal of Fluid Mechanics*, 55 :193–208, 1972. 51

[41] B Oesterle and A Petitjean. Simulation of particle-to-particle interactions in gas solid flows. *International Journal of Multiphase Flow*, 19 :199–211, 1993. 56

[42] K Okamoto, S Nishio, T Saga, and T Kobayashi. Standard images for particle-image velocimetry. *Measurement Science and Technology*, 11 :685–691, 2000. 69, 83

[43] SV Patankar. *Numerical heat transfer and fluid flow*. Hemisphere Pub, 1980. 96, 102

[44] ML Shur KD Squires MKh Strelets PR Spalart, S Deck and A Travin. A new version of Detached-Eddy Simulation, resistant to ambiguous grid densities. *Theoritical and Computational Fluid Dynamics*, 20 :181–195, 2005. 42

[45] BS Reddy and B Chatterji. An fft-based technique for translation, rotation, and scale-invariant image registration. *Image Processing*, 5 :1266–1271, 1996. 81

[46] F Scarano and ML Riethmuller. Iterative multigrid approach in piv image processing with discrete window offset. *Experiments in Fluids*, 26 :513–523, 1999. 79

[47] L Schiller and A Nauman. A drag coefficient correlation. *VDI Zeitung*, 77 :318, 1935. 51

[48] H Schlichting. Boundary Layer Theory McGraw-Hill. *New York*, 1979. 30

[49] PH Singer. Helium leak detection in vacuum systems and ic packages. *Semiconductor International*, 10 :5–51, 1987. 88

[50] M Sommerfeld. Modelling of particle-wall collisions in confined gas-particle flows. *International Journal of Multiphase Flow*, 18 :905–926, 1992. 54

[51] M Sommerfeld. The importance of inter-particle collisions in horizontal gas-solid channel flows. *ASME-PUBLICATIONS-FED*, 228 :335–345, 1995. 55

[52] M Sommerfeld. Analysis of collision effects for turbulent gas-particle flow in a horizontal channel : Part I. Particle transport. *International Journal of Multiphase Flow*, 29 :675–699, 2003. 56

[53] P Spalart, W Jou, M Strelets, and SR Allmaras. *Comments of feasibility of LES for wings, and on a hybrid RANS/LES approach.* citeulike.org, 1997. 42

[54] PR Spalart. Strategies for turbulence modelling and simulations. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 21 :252–263, 2000. 42

[55] PR Spalart. *Young person's guide to Detached-Eddy Simulation grids.* NASA Langley Technical Report Server, 2001. 43

[56] T Tanaka and Y Tsuji. Numerical simulation of gas-solid two-phase in a vertical pipe : on the effect of inter-particle collision. *4th Symposium on Gas-Solid Flows, ASME FED*, 121 :123–128, 1991. 55

[57] T Theodorsen and A Regier. Experiments on drag of revolving disks, cylinders, and streamline rods at high speeds. 1944. 28, 34

[58] GA Thomas. *Television motion estimation for DATV and other applications*, volume 11. BBC Research Department Report, 1987. 81

[59] M Thomas, S Misra, C Kambhamettu, and JT Kirby. A robust motion estimation algorithm for PIV. *Measurement Science and Technology*, 16 :865–877, 2005. 68, 79, 82

[60] D Vernon. *Fourier vision : segmentation and velocity measurement using the Fourier transform.* books.google.com, 2001. 81

[61] L Vignal. *Chute d'un nuage de particules dans une turbulence diffusive. Etude du couplage entre phases par diagnostics optiques.* PhD thesis, Institut National Polytechnique de Toulouse, 2006. 61, 65, 140

[62] CG Warner. Measurements of the ventilation of dwellings. *Journal of Hygiene*, 40 :125–153, 1940. 89

[63] J Westerweel. Efficient detection of spurious vectors in particle image velocimetry data. *Experiments in Fluids*, 16 :236–247, 1994. 68

[64] J Westerweel. *Fundamentals of digital particle image velocimetry*, volume 8. 1997. 78

[65] C Willert. The fully digital evaluation of photographic piv recordings. *Applied Scientific Research*, 56 :79–102, 1996. 67

[66] Y Yamamoto, M Potthoff, T Tanaka, T Kajishima, and Y Tsuji. Large-Eddy Simulation of turbulent gas-particle flow in a vertical channel : effect of considering inter-particle collisions. *Journal of Fluid Mechanics*, 442 :303–334, 2001. 55