Développement d'une technique de vélocimétrie laser en trois dimensions par suivi de particules basée sur le principe de défocalisation et son application autour d'obstacles en aval d'une grille.

Raphael Baudoin

▶ **To cite this version:**

Raphael Baudoin. Développement d'une technique de vélocimétrie laser en trois dimensions par suivi de particules basée sur le principe de défocalisation et son application autour d'obstacles en aval d'une grille.. Autre. Université Paris Saclay (COmUE), 2015. Français. NNT : 2015SACLC027 . tel-01305003

HAL Id: tel-01305003

https://theses.hal.science/tel-01305003

Submitted on 20 Apr 2016

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.

NNT : 2015SACLC027

THESE DE DOCTORAT
DE
L'UNIVERSITE PARIS-SACLAY
PREPAREE A
CENTRALESUPELEC

ECOLE DOCTORALE N°579
SCIENCES MECANIQUES ET ENERGETIQUES, MATERIAUX ET GEOSCIENCES.

Spécialité Energétique.

Par

Raphaël Baudoin

Développement d'une technique de vélocimétrie laser en trois dimensions par suivi de particules basée sur le principe de défocalisation et son application autour d'obstacles en aval d'une grille.

Thèse présentée et soutenue à Châtenay-Malabry, le 17 décembre 2015:

Composition du Jury :

M, François Lusseyran	Directeur de recherche, CNRS-LIMSI	Président
M, David, Laurent	Professeur, Institut P', UPR 3346	Rapporteur
M, Foucaut, Jean-Marc	Professeur, Ecole Centrale de Lille	Rapporteur
M, Goreaud, Nicolas	Expert Fellow, AREVA-NP	Examinateur
M, Darabiha, Nasser	Professeur, CNRS-CentraleSupélec	Directeur de thèse
M, Zimmer, Laurent	Chargé de recherche, CNRS-CentraleSupélec	Co-directeur de thèse
M, Muller, Thierry	Expert Fellow, AREVA-NP	Co-encadrant

Remerciements

Un tel projet ne peut se réussir seul. La conception personnelle de la thèse est en effet toute relative, puisque seul, rien n'est envisageable. J'ai eu le bonheur et la chance de rencontrer, d'être formé, d'échanger des personnes uniques. Ces mêmes personnes m'auront donné l'opportunité de me focaliser sur mes recherches et d'écrire ce manuscrit de thèse. Cette page leur est dédiée.

Dans un premier temps j'aimerais remercier mon encadrant principal de thèse : Laurent Zimmer, pour son accompagnement tout au long de cette aventure. Une transmission constante de valeurs scientifiques, d'une rigueur exemplaire, mais surtout d'une gestion parfaite de mon sujet et de ma personne. Il aura su m'insuffler la créativité nécessaire tout en me rappelant à mes obligations quand il le fallait. Au-delà de l'aspect purement scientifique, son soutien inconditionnel lors de périodes personnellement délicates m'a permis de pouvoir finaliser ce manuscrit.

Merci à l'équipe d'Areva, qui m'a soutenu pendant cette thèse. Thierry Muller, qui, avec le sens de la rigueur, de la créativité mais aussi de la bienveillance aura cru en moi du début à la fin. Les attentes d'un tel projet étaient grandes et Thierry aura tout mis en œuvre pour que j'aie les moyens de réaliser, je l'espère, une bonne partie de ces attentes. Merci à Vincent Fichet qui en cours de route a eu le courage de m'accompagner dans l'effort, de me transmettre son expérience de docteur avec sa bonne humeur perpétuelle.

Je tiens tout particulièrement à remercier Sylvain Reynaud. Les mots peuvent arriver à manquer si l'on me demande de décrire l'apport que Sylvain aura eu pendant cette aventure. Son implication, sa prise de recul, son aide, son soutien ont été un carburant indispensable à ma vie de doctorant. J'aime à croire qu'une belle amitié en est ressortie et qu'elle perdurera. De manière plus générale, merci au centre technique du Creusot, au département mécanique, ses ingénieurs et techniciens. Un vrai village gaulois concentré sur la science au service de l'industrie et de la recherche. Bernard, Julien, Marc, Quentin, Marie-Christine...il m'est impossible de tous vous citer mais merci. Cette aventure au Creusot fut belle, rythmée par de rencontres humaines des plus riches et formatrices.

Ces remerciements ne seraient pas complets si ma famille n'y figurait pas. Si il existe bien un pilier qui m'a permis de ternir pendant 4,5 ans c'est bien elle. Constamment entouré d'elle, sa présence le jour de la soutenance restera surement l'un des plus bels instants de mon existence. Mon neveu adoré Oscar de 4 mois aura par ailleurs vécu sa première soutenance de thèse. Un autre pilier de patience et de soutien a été joué par ma copine, Maud. Sans sa présence lorsque la dernière ligne droite était en ligne de mire, par sûr que seule mon énergie fut suffisante pour passer la ligne d'arrivée. Epaulé, aidé, son investissement est allé jusqu'à relire ma thèse et en corriger l'orthographe. Une sacrée preuve d'amour. Mille merci à elle mille fois. A mon tour de prendre le temps de te rendre cet amour.

J'ai une pensée à ceux qui sont disparus pendant cette thèse. Ils n'auront pas eu la chance de me voir finaliser ce projet qui me tenait à cœur. En moi réside néanmoins un sentiment de fierté. Ils me manquent terriblement. Je termine par remercier mes amis et collègues du laboratoire EM2C. Quel joie d'avoir été débarqué dans un bureau à énergie multiculturelle : Alessandro, Théodore, Benedetta, Wenjie, Antoine, Fredéric... Sacrée équipe. Merci à Clément, Aurélien, Francois, Marien. Vous avoir vu finir avant moi aura été un bon catalyseur et éléments de motivation.

Au cours de ces 4 années et demie de thèse, j'aurais eu la confirmation, qu'au-delà du simple aspect scientifique, la recherche expérimentale nécessite un réel travail d'équipe. En cela, la communication, l'empathie et la flexibilité sont des outils définitivement indispensables.

Pour créer l'industrie, il faut la science qui invente, l'intelligence qui applique. - Louis-Napoléon Bonaparte ; Œuvres de Napoléon III

Résumé

Le refroidissement des crayons de combustible dans les centrales nucléaires entraîne des possibles vibrations des barreaux. Il est important de pouvoir quantifier de manière précise les efforts induits sur les crayons par le liquide de refroidissement. Il existe cependant peu de techniques de mesures permettant une quantification précise de ces efforts. Cette thèse s'inscrit dans cet objectif.

Après une revue de l'état de l'art pour la mesure de vitesses en trois dimensions, il apparaît que peu de techniques soient capables de fournir des mesures quantitatives avec un faible nombre de vue autour de parois. De plus, la technique de vélocimétrie devra être utilisable sans insertion de grilles de calibration. Ces contraintes ont conduit au développement d'une technique de vélocimétrie basée sur le suivi de particules.

Le principe de mesure réside dans la quantification de la défocalisation par mesure de la taille apparente. La défocalisation étant fonction de la distance au plan focal, il est ainsi possible de connaître la position de la particule en trois dimensions. Une étude paramétrique a rapidement montré la nécessité de limiter au maximum le signal de chaque particule tout en conservant l'information permettant de quantifier la taille apparente de la particule. A cette fin, un espace annulaire a été introduit. Lorsque cet espace est utilisé, l'image de chaque particule défocalisée est limitée à un anneau, dont l'épaisseur est contrôlable. De plus, afin de pouvoir lever l'ambiguïté sur la position devant/derrière le plan focal, il est suggéré d'introduire une dissymétrie dans l'image sur le capteur. Cela s'obtient en ajoutant trois petites tiges, permettant de fixer la partie centrale de l'espace annulaire. Si ces tiges sont fines, elles n'entraînent pas de modification de l'image. Par contre, si elles ont une épaisseur non négligeable, elles créeront des bandes sombres dans l'anneau lumineux de chaque particule. L'orientation précise de ces zones sombres indique si la particule se trouve devant ou derrière le plan focal, à une certaine distance. Pour déterminer la vitesse en trois dimensions, il est important de mesurer la position exacte de chaque particule. Cela s'effectue par une corrélation croisée avec des canevas prédéfinis de taille variable. Le centre de chaque particule est obtenu par interpolation gaussienne des valeurs de la carte de corrélation. La taille apparente est quant à elle déterminée par interpolation gaussienne entre la valeur maximum obtenue pour une taille de canevas et les valeurs de corrélation obtenues pour les tailles

inférieures et supérieures.

Les incertitudes de cette technique ont été déterminées en acquérant des images de particules dans un bloc de résine. Un déplacement contrôlé de ce bloc permet de comparer les mesures avec les vrais déplacements en d'en déduire les incertitudes. Il a été montré que les incertitudes étaient typiques de celles obtenues traditionnellement par suivi de particules. Une erreur de 0,5 px est attendue pour un déplacement centre-à-centre et de l'ordre de 0,1 px pour une approche basée sur une corrélation locale. La position en trois dimensions présente quant à elle une incertitude de l'ordre de 1 px.

Une expérience dans un jet laminaire a deux caméras a permis de développer les outils nécessaire à une calibration à deux caméras. Cela a été obtenu par l'utilisation de plusieurs plans laser afin de pouvoir relier l'image d'une particule sur chaque caméra. Des mesures en trois dimensions des vitesses moyennes et instantanées sont présentées.

Une étude paramétrique sur la reconstruction de champs de vitesses obtenus par PTV sur un maillage régulier est présentée. Cette étude prend comme paramètre d'entrée des simulations numériques aux grandes échelles sur une géométrie proche de celle correspondant à l'application finale. Il est montré qu'une interpolation par fenêtre adaptive gaussienne à volume fixe sans imposer de conditions aux limites présente le minimum d'incertitudes.

Des mesures par LDV et PIV-2D ont ensuite été réalisées dans une boucle hydraulique. Les mesures LDV ont montré l'existence de certaines fréquences prépondérantes dans certaines zones de l'écoulement. Une analyse combinée par POD et DMD ont confirmé le caractère spatialement limité de ces pics.

La technique de PTV-3D à une puis deux caméras a été enfin utilisée dans les mêmes conditions. Plusieurs problèmes, liés à l'acquisition d'images, ont été mis en évidence et ont limités le nombre de particule détectées simultanément. Cependant, des mesures de suivi de particules autour d'un barreau sont présentées. Elles permettent d'une part de bien retrouver les conditions aux limites en proche paroi. Une analyse spectrale sur ces données montre aussi l'existence d'un pic, aux mêmes fréquences que celles obtenues par LDV et PIV.

Abstract

The cooling of rods in nuclear power plants induces some vibrations. It is important to quantify precisely the forces induced on the rods by the cooling liquid. Very few techniques can actually be used. This research aims at providing a technique that may be used in the future to reach this objective.

After a review of the state of art on three dimensional measurement techniques, very few techniques seem to be able to provide quantitative measurements with limited number of viewpoints around obstacles. Furthermore, the envisaged technique should be used without inserting a calibration device in the setup. Those constraints have lead to the development of a measurement technique relying on a particle tracking approach.

The developed technique is based on the measurement of the defocussed sizes of particles. This size, being a function of the distance from the focal plane, it is thus possible to determine the position of particles in three dimensions. A parametric study proved however that one has to limit the signal of each particle while keeping all information required for the measurement of the apparent size. To achieve those constraints, an annular aperture is used, between the camera lens and the CCD chip. Each defocussed image becomes limited to the outer ring of light, whose width can be controlled. Furthermore, in order to avoid ambiguities as far as the particule being before or after the focal plane is concerned, three small rods, keeping the central part of the system are used. Those rods being small, no changes in the images are observed. However, if their size is not negligible, they will lead to shadow regions in the ring of light. The orientation of those regions, together with the apparent size, provide a unique position in 3D for each particle. To determine the velocity in three dimensions, it is required to measure precisely the position of each particle. This is done with a correlation of predefined patterns, with variable sizes. The center of each particle is obtained by a Gaussian interpolation of the maximum of the map of correlation. The apparent size is obtained with a Gaussian fit with the correlation obtained for the size showing the maximum of correlation and those obtained for sizes before and after.

The uncertainties of this technique have been determined by using images of particles in a solid bloc. A well defined displacement allowed a comparison between measured and imposed movements. It was shown that typical uncer-

tainties are those of tracking approaches ; an error of 0.5 px for a center-to-center association going down to 0.1 px for a correlation based approach. The precision in the depth is of the order of 1 px.

A laminar jet setup was used with two cameras to allow the development of the in-situ calibration with two cameras. Several laser light sheets were used to link the image of the same particle on each cameras. Three dimensional mean and fluctuating velocity maps were presented.

A parametric study on the interpolated velocity field on a uniform grid from the sparse PTV measurements has been conducted. This was done using the results from a Large Eddy Simulations case, representing the geometry of the final target. It is shown that an adaptive Gaussian window with fixed volume without imposing any boundary conditions on the wall gives the best results.

LDV and high-speed 2D-PIV measurements were performed in the hydraulic loop. LDV measurements showed the existence of some peaks of frequencies in some part of the flow. A combined POD-DMD analysis of the 2D-PIV measurements confirmed the spatially limited region showing those peaks of frequencies.

The 3D-PTV technique with one and two cameras has been assessed in the same condition. Several problems linked with the acquisition of images have been shown, leading to a limited number of simultaneous detection of particles on the two cameras. However, measurements around rods could be obtained. They showed that the velocity fields obtained satisfy naturally the boundary conditions. Furthermore, a spectral analysis showed similar peaks as those obtained in LDV and 2D-PIV and that the cut-off frequency is also similar.

Table des matières

Résumé **v**

Abstract **vii**

Nomenclature **xxix**

Introduction **1**

I Le développement de la technique **7**

1 Techniques de mesures de vitesses. **9**
1.1 Bilan d'efforts d'un solide immergé dans un écoulement instationnaire . . . 10
1.2 Mesures de pression . . . 11
1.3 Mesure de vitesse . . . 13
1.3.1 Techniques de vélocimétrie laser . . . 13
1.3.2 Techniques ponctuelles - Effet Doppler . . . 15
1.3.3 Techniques d'imageries, approche 2D . . . 16
1.3.4 Applications industrielles dans le domaine du nucléaire. 22
1.3.5 Extension spatiale vers des mesures 3D 3C . . . 23
1.3.6 Méthode 3D-3C . . . 26
1.3.7 Le suivi 3D . . . 34
1.4 Conclusions . . . 37

2 Mise au point de la technique expérimentale. **39**
2.1 Système d'acquisition . . . 40
2.1.1 Le principe de défocalisation . . . 40
2.1.2 Les limites de concentration . . . 42
2.1.3 Principe et analyse de l'espace annulaire . . . 43
2.2 La phase de détection . . . 47
2.2.1 Les techniques de reconnaissance de forme . . . 47
2.2.2 Algorithme de détection globale . . . 51
2.2.3 Algorithme de détection locale . . . 51

2.3 Les erreurs de détection . . . 53
2.3.1 Filtre contre les détections imbriquées . . . 55
2.3.2 La détection du contour . . . 56
2.4 Utilisation de la génération d'images synthétiques . . . 57
2.4.1 Principe de création des images synthétiques . . . 58
2.4.2 Comparaison de la performance entre la transformée de Hough et la corrélation croisée . . . 59
2.4.3 Étude de la forme des particules et impact des filtres . . . 60
2.4.4 Les limites de superposition . . . 64
2.4.5 La robustesse face au bruit d'acquisition. . . . 69
2.5 Définition du champ de déplacement instantané . . . 71
2.5.1 L'obtention des associations des particules . . . 71
2.5.2 Détermination du déplacement par corrélation locale . . . 72
2.6 La reconstruction de trajectoires . . . 78
2.6.1 Algorithmes . . . 78
2.6.2 Exemple d'application . . . 78
2.7 Conclusions . . . 79

3 Influence de la défocalisation et validation expérimentale de l'espace annulaire. 81
3.1 Présentation du bloc de calibration . . . 82
3.1.1 Principes du montage . . . 82
3.1.2 Motivations . . . 82
3.1.3 Phase de détection . . . 83
3.2 Études de déplacement réalisées . . . 85
3.2.1 Paramètres de l'étude . . . 85
3.2.2 Étude par corrélation croisée . . . 87
3.2.3 Étude par flot optique . . . 89
3.2.4 Déplacements PTV avec espace annulaire . . . 95
3.3 Application sur un jet laminaire 3D . . . 99
3.3.1 Présentation du montage et reconstruction PIV 3D - 2C 99
3.3.2 Études réalisées sur le jet laminaire 3D . . . 101
3.4 Conclusions . . . 121

II Mesures de vitesses 3D et leurs outils d'analyse. 123

4 Processus de calibration en vue d'une reconstruction 3D. 125
4.1 Technique de calibration à deux caméras . . . 126
4.1.1 Principe et procédure . . . 127
4.1.2 Application au jet laminaire. . . . 129
4.2 Simulation d'une PTV 3D à partir de champs de vitesses LES . 140
4.2.1 Procédure de simulation PTV . . . 140
4.2.2 Densité maximale détectable . . . 144

4.2.3 Étude de l'écoulement . . . 146
4.2.4 Résultats avec deux caméras . . . 148
4.2.5 PTV 3D . . . 152
4.3 Interpolation de données dispersées sur un maillage régulier . . . 163
4.3.1 Algorithmes d'interpolation . . . 163
4.3.2 Application à la PTV 3D simulée . . . 165
4.4 Conclusions . . . 173

5 Analyse de l'écoulement en aval de grille. 177
5.1 Présentation de la boucle hydraulique . . . 178
5.1.1 Géométrie de la veine et de ses constituants . . . 178
5.1.2 La technique de l'Index matching . . . 181
5.2 Instrumentations . . . 183
5.2.1 Mesures de pression . . . 183
5.2.2 Mesures optiques . . . 183
5.2.3 Illumination laser . . . 184
5.3 Caractérisation de l'écoulement . . . 187
5.3.1 Mesures par LDV . . . 188
5.3.2 Mesures de Vélocimétrie par image de Particules - PIV . . . 192
5.3.3 Zone d'intérêt et configurations d'étude . . . 193
5.3.4 Résultats et analyses dynamiques . . . 195
5.3.5 Analyses dynamiques . . . 196
5.4 Conclusions . . . 203

6 Application finale. 205
6.1 Test de faisabilité . . . 206
6.1.1 Impact des réflexions . . . 206
6.1.2 Choix du domaine de mesure . . . 207
6.1.3 Niveaux de précisions théoriques . . . 208
6.1.4 Dispositions théoriques des plans focaux . . . 211
6.2 Calibration du système . . . 211
6.2.1 Calibration à 90° . . . 211
6.2.2 Calibration à 45° . . . 218
6.3 Résultats PTV 3D . . . 225
6.3.1 Qualité de détection et d'association . . . 225
6.3.2 Procédure de reconstruction . . . 230
6.3.3 Résultats à 2 caméra . . . 231
6.4 Reconstruction 3D - comparaison des techniques . . . 238
6.4.1 Technique de reconstruction . . . 238
6.4.2 Étude stationnaire . . . 241
6.4.3 Observations . . . 242
6.4.4 Étude spectrale . . . 248
6.5 Conclusions . . . 253

Conclusion **255**

A Technique de compression optique **259**
A.1 La technique de compression optique 259
A.1.1 Le principe 259
A.1.2 Le montage 260
A.1.3 Installation 260

B Technique de traitement d'image **265**
B.1 Le traitement d'image au service de la détection 265
B.2 Traitement des images après acquisition 267
B.2.1 Applications 267
B.2.2 Amélioration de images 268

C Flot optique pour mesurer le grossissement relatif **271**
C.1 Le flot optique pour la détermination du mouvement perpendiculaire au plan focal 271

D Détails sur les simulations numériques de type LES **275**

E Transformation de Hough **277**

F Résultats de l'interpolation des données PTV 3D **281**

G Analyse dynamique POD DMD **285**
G.1 POD 285
G.1.1 Principe 285
G.1.2 Organisation des données - méthode des Snapshots . . . 286
G.1.3 Application à un détachement tourbillonnaire contrôlé . 288
G.2 DMD 294
G.2.1 Principe 294

H Structures Cohérentes Lagrangiennes **299**
H.1 FTLE 299
H.1.1 Principe 299
H.1.2 Applications 301

References **314**

Index **315**

Liste des tableaux

2.1 Caractéristiques des objectifs utilisés et des espaces annulaires associés. 45
2.2 Différents schémas possibles d'interpolation basés sur la connaissance en trois points. 51
2.3 Comparaison de la détection provenant de la transformée de Hough avec la corrélation croisée. 59
2.4 Tableau de résultats caractéristiques de l'impact des discontinuités, des filtres et des seuils de corrélation pour des particules virtuelles de 29 pixels. 61
2.5 Tableau des indicateurs pour 2 niveaux d'épaisseur de la particule et des particules de 45 pixels. 62
2.6 Tableau de résultats caractéristiques de l'impact du bruit sur la détection. 69
2.7 Résultats du déplacement résultant et du SNR en fonction de l'utilisation de la technique de sélection du contour pour le cas synthétique des figures 2.31 et 2.32 pour un déplacement imposé de 4 pixels. 75

3.1 Caractéristiques de la création des canevas 83
3.2 Évolution de la taille apparente avec le numéro des plans séparés par 5 mm. 102
3.3 Caractéristiques de définition des canevas EA et SEA pour l'étude synchronisée 115
3.4 Résultats de déplacements pour l'étude volumique (en pixels). . 119

4.1 Conception du tableau de résultats par paire d'association regroupant les positions et tailles de la même particule perçue par les deux caméras. 129
4.2 Récapitulatif des meilleurs résultats (erreur moyenne +/- écart type) des figures 4.9(a) et 4.9(b) - résultats en pixels. 135
4.3 Pourcentage de déplacements inférieurs ou égaux à l'incertitude de mesure en fonction de la direction. Cas présenté pour une caméra. 148

4.4 Étude du pourcentage d'associations τ_{val} correctes en fonction du nombre de particules – aucune particule fantôme. 151
4.5 Évolution de τ_{asso}, $\tau_{asso}^{correcte}$, de l'erreur moyenne de prédiction ainsi que son écart type en fonction de l'ordre du polynôme utilisé et de la fréquence d'acquisition. Approche t+1 158
4.6 Résultats d'association pour les cas d'essais. 159

5.1 Description des valeurs géométriques de la figure 5.5. 183
5.2 Description des éléments de la photo 5.6. 185
5.3 Tableau récapitulatif des valeurs caractéristiques de l'essai. . . . 188

6.1 Description des paramètres expérimentaux pour la figure 6.4(a) avec application numérique pour deux niveaux de vitesses mesurable dans le plan image 210
6.2 Description des paramètres expérimentaux pour la figure 6.4(b) avec application numérique 210
6.3 Erreurs moyenne et fluctuante de projection issue des lois de calibration. 223
6.4 Tableau récapitulatif des valeurs caractéristiques de l'essai. . . . 225
6.5 Caractéristiques de définition des canevas EA pour l'étude synchronisée. 228
6.6 Comparaison du nombre moyen et fluctuant de particules détectées sur chaque caméra ainsi que du nombre de particules finalement perçues par les deux caméra simultanément. 228

B.1 Liste des fonctions couramment utilisées en traitement d'image. 266

D.1 Paramètres des calculs LES. 276

G.1 Paramètres du calcul 2D laminaire autour d'un cylindre 288

Table des figures

1 Schématisation des différents éléments d'un assemblage combustible. 2
2 Plan de principe d'un réacteur à eau pressurisée avec visualisation du sens de l'écoulement. Coloration en fonction de la température de l'eau. 3

1.1 Schéma résumant les capacités de mesure d'efforts sur un solide immergé. 11
1.2 Schéma résumant les moyens d'accès à la pression. 12
1.3 Schématisation de l'évolution dimensionnelle des techniques de vélocimétrie laser. 14
1.4 Schématisation des capacités de mesure des différentes techniques de vélocimétrie,Scarano (2013), Hinsch (1995) 14
1.5 Représentation des deux points de vue lagrangien et eulérien. . 16
1.6 Configuration typique d'un montage PIV dans une soufflerie, Raffel et al. (2007)). 18
1.7 Schéma de principe d'obtention du déplacement d'un groupe de particules dans une imagette. 18
1.8 Schématisation des critères de similitude pour un groupe de particules entre deux instants : celui de l'angle 1.8(a) et du tenseur des gradients 1.8(b). 21
1.9 Visualisation de l'intensité du champ de vitesse en aval de grille à deux hauteurs différentes issus de calcul CFD, Ikeda et al. (2006). 22
1.10 Vitesse transverse moyenne à partir de mesures expérimentales latérales, Conner et al. (2013). 23
1.11 Configuration des mesures PIV autour de l'obstacle, Sousa (2002). 24
1.12 Représentation de la reconstruction volumique d'un ensemble de plans obtenus par stéréo-PIV sur un jet, Hu et al. (2001). . . . 25
1.13 Montage PIV stéréoscopique avec une configuration en Scheimplfug pour les caméras, Raffel et al. (2007). 25
1.14 Schéma de principe de la scanning PIV (Prenel and Bailly (2006)) 26
1.15 Schématisation de la distinction faites sur les approches de mesure 3D. 27

1.16 Description de l'ensemble des étapes de la PIV tomographique, d'après Westerweel et al. (2013). 28
1.17 Orientation des caméras par rapport au volume de mesure Kieft et al. (2002). 29
1.18 Lignes de projection localisant une particule Kieft et al. (2002). 29
1.19 Système d'acquisition V3V - Troolin and Longmire (2010). . . . 31
1.20 Illustration de deux approches permettant d'observer différents points de vue à travers une division de l'image. 31
1.21 Illustration du principe des lentilles plénoptiques. 32
1.22 Principe d'un montage de PIV multi-couleurs (Prenel and Bailly (2006)). 32
1.23 Principe d'un montage de PIV holographique. 33
1.24 Visualisation de particules défocalisées - issu de Bao and Li (2010). 34
1.25 Présentation de la pesrformance de 3 algorithmes d'association de particules (figures 1.25(b) à 1.25(d)) dans le cadre d'un écoulement 3D synthétique (figure 1.25(a)) - de Pereira et al. (2006) 35
1.26 Illustration du suivi de 74 trajectoires - Direction principale de l'écoulement vers des x positives et coloration en fonction du niveau de vitesse en x, issus de Schanz et al. (2013). 36

2.1 Modélisation de la défocalisation sous hypothèse de la théorie des lentilles minces. 40
2.2 Effet de la défocalisation des particules sur la caméra (d'après Damaschke et al. (2002)) 41
2.3 Visualisation d'un écoulement de gouttes d'eau en sortie de spray, à gauche : faible champ de vue et grande sensibilité sur la taille - à droite- champ de vue plus large et sensibilité plus faible sur la profondeur- (Damaschke et al. (2002)). 42
2.4 Schéma de principe du fonctionnement de l'espace annulaire - adaptation du schéma de Damaschke et al. (2002). 43
2.5 Schéma du dispositif du support du disque utilisé en pratique. . 44
2.6 Comparaison de l'image de particules sans et avec espace annulaire. 44
2.7 Visualisation d'une distribution de particules dans un volume avec la technique d'espace annulaire et zoom sur une zone de l'image. 46
2.8 Comparaison des motifs des canevas avec une particule réelle (a) de 44 pixels de diamètre - (b) canevas en noir et blanc - (c) canevas en nuances de gris. 49
2.9 Schéma d'obtention d'une carte de corrélation croisée entre une image de particule réelle et un canevas de taille T_i. Récupération des deux principaux pics P1 et P2. 50
2.10 Génération de N cartes de corrélation issues de la corrélation croisée entre l'image et N canevas de différentes tailles. 52

2.11 Conservation de 3 valeurs de la hauteur de pic de corrélation centrées autour de la valeur maximale pour une interpolation 1D. 52
2.12 Illustration du principe de *détection locale* entre des canevas et une zone précise autour d'une particule - 3 cartes des corrélations sont récupérées avec 3 valeurs de pic à interpoler comme présenté dans la figure 2.13. Pour chaque carte, la détection des deux plus grands pics permet de calculer le rapport signal sur bruit afin de conditionner la validation de la détection finale. 53
2.13 Conservation de 3 valeurs de la hauteur de pic de corrélation centrées autour de la valeur maximale pour une interpolation 1D. 54
2.14 Visualisation de l'imbrication de détection en (a) et de l'impact du filtre spatial (b) - illustration de la superposition de 2 particules de tailles différentes lors d'une acquisition volumique (c) 55
2.15 Étapes de la récupération de l'évolution moyenne de l'intensité du contour de l'anneau. 56
2.16 Évolution moyenne de l'intensité du contour de l'anneau avec l'angle de balayage θ et le rapport d'intensité supérieur à 90% de l'intensité moyenne de l'image de la particule. Les barres verticales représentent les angles des discontinuités et la droite horizontale la valeur seuil. 57
2.17 Schématisation de l'obtention de τ_{sup} pour deux particules partiellement superposées. 59
2.18 Visualisation de l'injection de 3000 particules dans une image de 1024 par 1024 pixels. 60
2.19 Exemple de trois formats de canevas de 29 pixels de diamètre (a),(b),(c) présence ou non des discontinuités et deux niveaux d'épaisseur. 61
2.20 Visualisation de la répartition de la précision de positionnement de particules pour deux niveaux d'épaisseur. 63
2.21 Illustration du croisement des particules A et B pour une taille apparente de 35 pixels et 3 niveaux de superposition. 65
2.22 Résultats de l'étude de détection du croisement de 2 particules pour 3 niveaux de tailles apparentes : $-\triangleright-$ 15 pixels, $-\bigcirc-$ 35 pixels et $-\blacksquare-$ 65 pixels. 66
2.23 Visualisation du principe de simulation d'injection de particules - 3 étapes consécutives avec les valeurs de τ_{sup}. 66
2.24 Évolutions de N_v et T_{val} en fonction de N_t pour 3 niveaux de tailles apparentes : $-\triangleright-$ 15 pixels, $-\bigcirc-$ 35 pixels et $-\blacksquare-$ 65 pixels 67
2.25 Taux de superposition moyen en fonction du nombre de particules injectées (a) - Courbes de validation en fonction du taux de superposition moyen (b) ; $-\triangleright-$ 15 pixels, $-\bigcirc-$ 35 pixels et $-\blacksquare-$ 65 pixels 68

2.26 Quantification de la précision de positionnement ; −▷− 15 pixels, − ◯ − 35 pixels et −■− 65 pixels 68
2.27 Comparaison d'une image sans ajout de bruit (figure 2.27(a)) et simulée avec (figure 2.27(b)). 70
2.28 Séquence de traitement des images pour l'obtention des déplacements. 71
2.29 Principe de la recherche de particule dans une "zone de recherche" à deux instants différents. 72
2.30 Principe de corrélation locale entre deux images de la particule qui se translate horizontalement à deux instants différents (image A et image B). 73
2.31 Principe de corrélation locale entre deux images de la particule qui se translate horizontalement à deux instants différents (images (A) et (B)). 74
2.32 Application de la sélection du contour sur le cas de la figure 2.31 pour supprimer la superposition des particules. 75
2.33 Schémas de description de l'algorithme de récupération du déplacement des particules avec le schéma global (figure 2.33(a)) et celui des étapes de la corrélation locale (figure 2.33(b)) . . . 77
2.34 Visualisation d'un champ de vitesses instantanées sur des particules détectées. 79
2.35 Ensemble des trajectoires de plus de 10 instants. 79

3.1 Représentation schématique du dispositif permettant la calibration du système. 82
3.2 Évolution visuelle et graphique de la taille apparente des particules en fonction du plan focal ou de la distance au plan focal. 84
3.3 Représentation schématique du protocole d'acquisition. 86
3.4 Comparaison des acquisitions du plan numéro 4, soit à une distance de 10 mm du plan focal, avec (a) et sans espace annulaire(b). 86
3.5 Positionnement des sondes et de la ligne d'étude pour les cartes PIV. 87
3.6 Déplacements moyens (en pixels) au niveau des sondes de la figure 3.5 pour chaque plan focal. 89
3.7 Ecart type (en pixels) des vitesses moyennes des sondes de la figure 3.5 pour chaque plan focal. 90
3.8 Évolution du déplacement horizontal moyen et son écart type en fonction de la taille apparente des particules. Résultats pour les approches PIV EA (▷) et PIV SEA (∗). 91
3.9 Déplacements moyens (en pixels) obtenus par flot optique pour chaque plan. 92
3.10 Ecarts types moyens (en pixels) obtenus par flot optique pour chaque plan. 93

3.11 Distribution de l'intensité pour une image du plan focal 4. . . . 93
3.12 Influence du seuil relatif d'intensité sur les différentes mesures de déplacement. 94
3.13 Influence du nombre de points de mesure sur l'écart-type pour une image ayant des particules de taille apparente de 34 pixels. 95
3.14 Évolution du déplacement horizontal moyen et son écart type en fonction de la taille apparente des particules. Résultats pour les 4 approches : PTV EA - Corrélation Locale ($-\square-$) , PTV EA - Centre à Centre ($-\circ-$), PIV EA ($\triangleright$) et PIV SEA ($*$). 97
3.15 Description et illustration du montage expérimental PIV et des visualisations de la reconstruction volumique du jet. 100
3.16 Schéma du montage pour l'étude statistique. 102
3.17 Évolution de la taille apparente avec le numéro du plan pour la caméra B - avec espace annulaire $\circ$ et sans espace annulaire $\triangleright$. . 103
3.18 Effet du filtrage sur la détection préférentielle- plan n°3. 103
3.19 Visualisation des vecteurs PIV récupérés au plan numéro 3 par la caméra focalisée B. Le rectangle en pointillés représente la zone d'intérêt. 104
3.20 Visualisation de l'ensemble des vecteurs PTV récupérés au plan numéro 3 par la caméra focalisée A. Les histogrammes de deux composantes de ces vecteurs sont aussi tracés. 105
3.21 Résultats des déplacements perçus par la caméra A focalisée pour les 5 plans défocalisés de la caméra B. - Comparaison des résultats provenant d'une PTV moyennée et d'une PIV moyennée. . 106
3.22 Évolutions des déplacements **PTV** moyens $\overline{Ux}$ et $\overline{Uy}$ et leurs écarts types $StdUx^{ptv}$ et $StdUy^{ptv}$ en fonction des plans d'étude pour la technique EA et SEA. 108
3.23 Résultats des déplacements **PIV** moyens issus des images défocalisées de la caméra B pour les 4 plans d'étude. Comparaison des déplacements obtenus avec EA et SEA et de leurs écarts types $StdUx^{piv}$ et $StdUy^{piv}$ 109
3.24 Evaluation de la quantité de vecteurs obtenus par plan d'étude pour les techniques EA et SEA (caméra B) par rapport au nombre de vecteurs obtenus par la caméra B focalisée. 110
3.25 Schéma du montage pour l'approche synchronisée. 111
3.26 Processus de détermination de la résolution spatiale des caméras. 112
3.27 Superposition de particules défocalisées pour le même plan au même instant pour la caméra EA et SEA. 113
3.28 Comparaison de la variation de la taille apparente (en pixel) en fonction de la position du centre de particule pour l'étude statistique (même objectif) ou l'étude synchronisée (deux objectifs différents) - Plan 2 étudié. 114
3.29 Illustration des canevas utilisés pour les images avec et sans espace annulaire..3 tailles apparentes présentées : 20, 45, 90 pixels. 115

3.30 Résultats de déplacements et d'écarts types pour les approches EA-C2C - SEA C2C • et EA Corr ◁. 116
3.31 Caractéristiques d'acquisition et de détection. 117
3.32 Comparaison de l'acquisition du même instant par les deux caméras : EA (à gauche) et SEA (à droite). 118
3.33 Comparaison des histogrammes pour les 3 composantes de la vitesse (en pixels). 120
3.34 Exemple d'acquisition volumique pour les deux approches EA et SEA. 120
3.35 Représentation 3D des particules détectées avec l'approche EA - Les particules sont colorées par le niveau de vitesse verticale. . 121

4.1 Schéma du montage avec deux caméras à 90° et localisation de leur plan focal respectif en amont du volume de mesure. 126
4.2 Diagramme des étapes de la procédure de calibration par plan. 129
4.3 Courbes d'évolution des tailles apparentes en fonction de la profondeur pour les caméras A et B. La distance est mesurée par rapport au début du volume de mesure souhaité. 130
4.4 Lois linéaires de projection de la caméra A vers la caméra B - en rouge les regressions linéaires et en noir les couples de points. . 131
4.5 Densité de probabilité des erreurs de projection pour les trois lois linéaires d'association. 132
4.6 Illustration des détections de calibration communes aux deux caméras - perçues par la caméra A (4.6(a)) et perçues par la caméra B (4.6(b)) 132
4.7 Visualisation de la dégradation localisée du capteur de la caméra B en zone centrale. 133
4.8 Évolution de l'ensemble des tailles apparentes detéctées pour les 2 caméras pour les 5 plans de calibration. On notera l'effet "escalier" présent sur les détections des images de la caméra B. . 133
4.9 Graphiques d'étude de l'évolution des erreurs moyenne et fluctuante commises en fonction du degré du modèle de projection choisis pour les 3 coordonnées :X_b, Y_b, T_b. 136
4.10 Visualisation des détections validées pour les deux caméras pour 80 images. La forme de faisceau est retranscrite pour les deux caméras tout en étant plus dispersée pour la caméra B (figure 4.10(c)). 137
4.11 Exemple de détections volumiques pour les deux caméras. L'intensité des images de la caméra B (figure 4.11(b)) est moindre que celles de la caméra A(figure 4.11(a). 138
4.12 Schéma bloc des différentes étapes de la PTV 3D simulée à l'aide des champs de vitesses issus de la LES. 140
4.13 Visualisation du maillage initial avec raffinement autour des barreaux pour la résolution de la couche limite. 142

4.14 Schéma des projections successives des particules pour récupérer les déplacements et les trajectoires. 143
4.15 Principe de simulation de la PTV 3D dans un sous volume. . . 143
4.16 Vue de dessus et de coté de 8000 particules injectées dans le volume et l'histrogramme correspondant. 145
4.17 Densité locale de particules par fenêtre de 50 pixels de coté. . . 146
4.18 Densité locale moyennée verticalement - en noir 5000 particules injectées - en rouge 3000 particules injectées. La valeur seuil de $Dens_{theo}^{max}$ est tracée en pointillés. 146
4.19 Histogrammes des 3 composantes de vitesse U,V ,W 147
4.20 Procédure de vérification de l'existence des particules par la confrontation des informations récupérées par les détections des deux caméras. 149
4.21 Évolution des taux d'association et de validité en fonction de la distance seuil. Simulations effectuées avec une caméra 1024x1024 pixels et un champs de vue de 27,9 mm 151
4.22 Diagramme des étapes nécessaires. 153
4.23 Évolutions des taux de validations en fonction de la valeur de la distance seuil. 154
4.24 Visualisation des vecteurs reconstruits dans le volume fluide. En rouge et en vert les associations incorrectes et correctes. Les points noirs représentent les parois des barreaux. 154
4.25 Interface de saisie Matlab pour la simulation de la PTV 3D. . . 156
4.26 Association instant t+1. 157
4.27 Schéma d'association pour l'instant t+1 à partir d'une projection a l' instant t+2. 157
4.28 Éléments de réponses permettant de statuer que la qualité d'association à t+1 n'est pas liée à un nombre réduit de particules candidates. 160
4.29 Illustration 3D du principe d'extrapolation d'une trajectoire (en bleu) à l'instant t+1 avec le volume de recherche (en noir) contenant les candidats potentiels. Les sphères de couleur correspondante en haut représentent les zones de recherche à l'instant t+2. 161
4.30 Schématisation des deux approches d'interpolation proposées. . 164
4.31 Maillage 3D - en bleu, les zones fluides - en rouge, les zones solides - en noir, les conditions limites de paroi. 166
4.32 Courbes permettant de mettre en relief l'évolution du temps de calcul pour la reconstruction du champ de vitesse en fonction soit, du nombre de mailles , figure 4.32(a), soit en fonction du nombre de particules injectées, figure 4.32(b). 167
4.33 Nombre de vecteurs PTV pris en compte dans l'interpolation localement - avec (gauche) et sans condition limite (droite) - 2 niveaux d' ensemencement. 169

4.34 Données non bruitées - Évolution des courbes de ε^2_{rr} en fonction de l'algorithme choisi et pour 4 positions radiales autour du cylindre central. 171
4.35 Comparaison pour un reconstruction avec 2 intepolateurs des niveaux de vitesses et de divergence avec ceux issus des champs LES - diamètre de 12 mm autour du cylindre central - 8000 particules injectées. 172
4.36 Évolution de ε^2_{rr} en fonction de la finesse du maillage pour 4 niveaux de rayons autour du cylindre central - 8000 particules injectées - algorithme AGW vf SCL. 173
4.37 Evolution Err_{div} en fonction du nombre de particules virtuelles injectées - comparaison entre deux interpolateurs et Err_{div} calculé à partir des champs interpolés LES 174

5.1 Schéma de montage de la boucle hydraulique. Deux étages composent l'ensemble avec les pompes et réservoir à l'étage inférieur et la maquette hydraulique à l'étage. 179
5.2 Éléments de la veine hydraulique : structure inox sous la grille de mélange (figure 5.2(a)), faisceau de plexiglas en aval de la grille (figure 5.2(a)). 180
5.3 Évolution de l'indice de réfraction d'une solution aqueuse de NaI en fonction de la concentration et de la température. 181
5.4 Montage des crayons en acier et en Plexiglas dans la veine hydraulique en cours de remplissage avec le liquide. La disparition visuelle des barreaux immergés est à noter. 182
5.5 Description géométrique du plan de faisceaux avec les distances caractéristiques - vue de dessus avec le tube guide en tant que tube central. 182
5.6 Photographie du montage expérimental avec disposition du matériel de mesure. Les éléments numérotés sont explicités dans le tableau 5.2 185
5.7 Présentation du chemin lumineux pour le laser défini en deux ensembles inférieur et supérieur. 186
5.8 Vue isométrique 3D du montage caméras avec illustration des 3 axes possibles d'illumination. La veine est coupée pour illustrer la présence des faisceaux. 187
5.9 Illustration des mesures LDV dans la veine sous deux axes différents. 189
5.10 Illustration de la disposition des mesures LDV autour du barreau localisé en coordonnées 0,0. Les valeurs moyennes 190
5.11 Restitution des valeurs moyennes et d'écart type de la vitesse verticale sur l'axe -5 mm de la caméra 1. 190
5.12 Présentation des spectres des mesures réalisées aux positions des sondes A et B de la figure 5.10. 191

5.13 Illustration des deux modes de fonctionnement du laser pour la PIV : par paire d'images (chronogramme 2 en haut), et à fréquence constante entre les images (chronogramme 1 en bas). 192
5.14 Evolution de la convergence des deux composantes de la vitesse dans un plan PIV en fonction du nombre de mesures. Vitesse horizontale U à gauche et vitesse verticale V à droite. 193
5.15 Évolution moyenne de l'intensité le long de l'image PIV. De cette courbe peut être obtenue une résolution spatiale Rxy en connaissant parfaitement l'écart entre les bords des barreaux. 194
5.16 Illustration du phénomène de réflexion sur les barreaux. 195
5.17 Illustration schématique du phénomène de réflexion lumineuse liée à l'impact du laser sur les bords des barreaux cylindriques - Hosokawa et al. (2012). 195
5.18 Conséquence des problèmes de réflexion et de saturation lumineuses sur les valeurs des vitesses issues des champs PIV 2D. Les cartes des valeurs fluctuantes de U et V montrent les valeurs proches de 1m/s au niveau des zones de fortes réflexions du plan de l'image 5.16. 196
5.19 Schéma d'acquisition des plans PIV pour les caméras 1 et 2. . . 197
5.20 Superposition des plans de PIV pour la caméra 1 - coloration par direction de vitesses U et V. 197
5.21 Champs moyen du plan étudié ainsi que les courbes de valeurs moyennes et fluctuante sur une coupe horizontale au centre de la carte PIV. 198
5.22 Distribution d'énergie des 10 premiers modes POD. 199
5.23 Distribution spatiale des 4 premiers modes POD. 200
5.24 Evolution des coefficients temporels des 4 premiers modes POD. 200
5.25 DSP des coefficients temporels des modes 1/2 et 3/4. 201
5.26 Distribution spatiale des modes 1 et 2 pour la norme de la vitesse. 201
5.27 Valeurs propres de Ritz et spectre DMD avec présence du pic à 87 Hz. 202
5.28 Elements d'analyse spatiale du mode DMD à 87 Hz 202

6.1 Schéma de montage à 2 caméras avec illumination à 45°. Visualisation du parcours laser théoriques (en vert), de la zone d'étude à mesurer 'en orange) ainsi que les zones d'impact laser sur les parois de la veine. 206
6.2 Illustration des réflexions perçues par les deux caméras. La défocalisation des caméras a pour conséquence de dilater les réflexions. 207
6.3 Schématisation du montage à 2 caméras et une illumination laser à 45°. La disposition des plans focaux ainsi que du domaine de mesure finalement choisis y sont représentés. Le faisceau laser est désormais épais en théorie de 9 mm. 208

6.4 Évolution des rapports Ratio_{2D} et Ratio_{prof}en fonction de la fréquence d'acquisition et de la vitesse du fluide mesurée. . . . 210
6.5 Courbes d'évolution de la taille moyenne T_{moy} et de son écart type T' pour les deux caméras en fonction du plan de calibration (ou de la distance au plan focal) 213
6.6 Histogramme de la taille apparente (en pixels) des particules détectées lors de la phase de calibration à 90°. 214
6.7 Visualisation des détections pour deux plans de calibrations et pour les deux caméras. La coloration représente la taille apparente (en pixels) et illustre la forte dispersion des tailles détectées avec l'éloignement au centre de l'image. 214
6.8 Comparaison des détections des plans de calibration de la caméra A entre deux façons de positionner en profondeur les particules : Taille apparente mesurée (a) et position théorique de la nappe laser (b). Vue du dessus - Coloration par la taille apparente. . 215
6.9 Comparaison de la restitution de l'évolution de la taille sur 6 axes différents visibles sur les figures 6.9(a) et 6.9(b). Deux modèles de régressions sont utilisés : un modèle linéaire (figure 6.9(c) et un modèle polynomiale de degré 6 6.9(d). 216
6.10 Schéma du montage à 90° par rapport à l'axe caméra. Le champ de vue est délimité par la zone en orange. 217
6.11 Superposition des particules détectées pour un montage à 90°. La coloration indique la taille apparente (en pixels) et les écarts entre les positions des barreaux dus à une distorsion spatiale sont aussi représentés. 217
6.12 Schéma de principe de calibration à 45°. Les plans successifs laser doivent permettre de calibrer la zone d'étude finale en orange. . 219
6.13 Photographies du montage expérimental pendant la phase de calibration par plans successifs à 45°. Le centre de la nappe laser étant située à 4 Dh de la grille. 219
6.14 Schématisation de la méthode utilisée pour la vérification de l'existence des particules détectées par les deux caméras pour chaque plan de calibration. 220
6.15 Images simultanées issues de l'acquisition d'un plan de calibration. 221
6.16 Représentation des détections communes aux deux caméras pour deux plans de calibration. Coloration par la taille apparente (en pixels). 221
6.17 Comparaison des 50 000 particules détectées et validées par les deux caméras pour l'ensemble des plans de calibration entre un les points de vue de chaque caméra. Les positions sont normalisées par rapport au diamètre des barreaux D. 222
6.18 Évolution de la profondeur (en mm) en fonction de la taille apparente des particules selon les caméras. Une régression linéaire est superposée pour illustrer la tendance. 223

6.19 Superposition des détections communes à la calibration 45° avec une coloration adaptée aux erreurs de projections des positions de la caméra A vers la caméra B. 223
6.20 Application de la correction des aberrations sur les détections de la figure 6.11. Les positions des barreaux sont de nouveaux alignées. 224
6.21 Illustration de l'impact du traitement d'image sur une acquisition brute pour les mesures PTV3D finale. Les images proviennent de la caméra B. 226
6.22 Diagramme récapitulant les étapes nécessaire à la vérification de l'existence des particules en comparant la détection de particules communes à l'aide de lois de projection. 227
6.23 Illustration des canevas utilisés pour les caméras A et , 3 tailles apparentes présentées : 20, 45, 90 pixels. 228
6.24 Évolutions du nombre de particules détectées sur chaque caméra au cours du temps ainsi que le nombre de particules finalement marquées comme communes. 229
6.25 Représentation de toutes les particules détectées par les deux caméras durant les 20 000 images. La coloration représente la taille apparente des particules perçues par la caméra A. 229
6.26 Diagramme illustrant les étapes de l'algorithme de PTV 3D avec prise en compte de prédicteur provenant soit des trajectoires à l'instant précédent, soit de champs PIV instantanés, soit de vitesses moyennes et fluctuantes dans les 3 directions. 230
6.27 Visualisation des niveaux de vitesses obtenues dans les 3 directions pour l'ensemble des particules détectées et associées- Vue de dessus. 232
6.28 Visualisations de la vitesse verticale W pour l'ensemble des particules détectées et associées - Vues de coté pour chacune des caméra. 232
6.29 Histogrammes des 3 composantes de vitesses obtenues par association de type " Centre à Centre". 233
6.30 Histogrammes des 3 composantes de vitesses obtenues par "corrélation locale". 233
6.31 Diagramme de principe de transformation des vitesses instantanées vers des trajectoires de longueurs différentes. 234
6.32 Répartition de la longueur des trajectoires reconstituées. 235
6.33 Isolation d'une trajectoire et extraction de l'évolution des composantes de sa vitesse au cours du temps. 235
6.34 Superposition de l'ensemble de trajectoires colorées par la norme de leur vitesse. 236
6.35 Extraction d'une image acquise par la caméra B avec illumination à 90 °. 237

6.36 Courbes caractéristiques illustrant la performance de la technique pour la caméra B couplée à une illumination latérale de 90°. 238
6.37 Visualisation de 20 000 trajectoires colorées par la norme de la vitesse sous deux angles différents. 239
6.38 Représentation du maillage de reconstruction PTV à deux caméras par une approche LDV. 240
6.39 Représentation du maillage de reconstruction PTV par une approche LDV - données à 1 caméra. 241
6.40 Reconstruction des champs moyens de vitesses, ainsi que les champs fluctuant - altitude = 0. 242
6.41 Évolution de la convergence des niveaux de vitesses moyennes et fluctuantes pour la sonde localisée sur la coupe de la figure 6.41(a). 244
6.42 Comparaison des champs de vitesses reconstruit sur la zone commune entre une PTV 3D de la caméra B et une PTV3D à 2 caméras. 245
6.43 Représentation des champs de vitesses reconstruits sur la zone commune pour une PTV 3D de la caméra B (bas). 246
6.44 Comparaison de profils de vitesses reconstruits sur la tranche (tracée figure 6.43(c) entre une PTV 3D de la caméra B et une PTV 3D à 2 caméras. 246
6.45 Coupe verticale de la vitesse Va provenant de la PIV 2D 247
6.46 Coupe verticale de la vitesse Va provenant d'une PTV 3D à 1 caméra 247
6.47 Coupe verticale de la vitesse Va provenant d'une PTV 3D à 2 caméras 248
6.48 Évolution du profil des vitesses PIV 2D au centre du champ de la figure 6.45 avec une superposition de mesures LDV de la vitesse verticale. 248
6.49 Visualisation du positionnement d'une sonde LDV dans le domaine de mesure 3D avec la zone de recherche associée de 2 mm de coté. 250
6.50 Comparaison du spectre d'un signal LDV obtenu à partir d'une PTV 3D avec celui obtenu par LDV dans une zone similaire de l'écoulement décrite dans la figure 5.10. 251

A.1 Acquisition avec une technique classique d'ILIDS (a), avec la compression optique (b) - Kobayashi, Kawaguchi, and Maeda (2000) 259
A.2 Montage optique avec la compression optique - Takeuchi, Kawaguchi, Hishida, Maeda, and Sommerfeld (2004) 260
A.3 Montage optique pour la compression optique. 261
A.4 Support pour les lentilles 261

A.5 Application de la compression optique pour une image initiale défocalisée A.5(a) avec différents taux de compression globaux τ_g pour des lentilles de focale −15 mm et 20 mm. 262

B.1 Visualisation des traitements d'images sur une image de particule défocalisée de taille 44 pixels. 265
B.2 Amélioration du SNR pour 3 traitements d'image différents (b),(c),(d) avec les cartes de corrélation associées pour l'étude d'une fenêtre locale (a). 267
B.3 Acquisitions de la même zone d'écoulement au même instant sous deux angles différents. 268
B.4 Acquisitions de la même zone d'écoulement au même instant sous les deux angles différents. 269
B.5 Acquisitions de la même zone d'écoulement au même instant sous deux angles différents. 270

C.1 Présentation schématique du volume de mesure lors d'un éclairage par faisceau direct. 271
C.2 Présentation schématique du volume de mesure lors d'un éclairage par faisceau direct. 272
C.3 Présentation schématique du volume de mesure lors d'un éclairage par faisceau direct. 273
C.4 Présentation schématique du volume de mesure lors d'un éclairage par faisceau direct. 274

D.1 Maillage LES de la grille de mélange pour un assemblage de 5×5 crayons. 275
D.2 Champ de vitesses transverses à z = 10 Dh. 276

E.1 Transformation des points appartenant au cercle dans l'espace cartésien en cercle dans l'espace de projection - 3 points suffisent pour déterminer le centre du cercle, Rhody (2005). 278
E.2 Visualisation d'un point de l'espace cartésien dans l'espace de projection sans connaître le diamètre du cercle. Le cercle se transforme logiquement en cône, Rhody (2005). 278
E.3 Visualisation des traitements d'images sur une image de particule défocalisée de taille 100 pixels. 280

F.1 Résultats pour une coupe dans l'écoulement. 281
F.2 Champs 2D pour le cas d'une interpolation tri-linéaire. 282
F.3 Champs 2D pour le cas d'une interpolation AGW à volume fixe. 283
F.4 Champs 2D pour le cas d'une interpolation AGW à nomnre de points fixe. 284

G.1 Champs moyens des vitesses axiales et transverses. 289

G.2 Champs instantanés de vitesses axiales et transverses. 289
G.3 Distribution d'énergie et cumul d'énergie des modes de vitesse . 290
G.4 Distribution spatiale des 4 premiers modes pour la vitesse axiale 291
G.5 Distribution spatiale des 4 premiers modes pour la vitesse transverse 291
G.6 Portraits de phase des modes 1/2 et 3/4 292
G.7 Portraits de phase des modes 1/3 292
G.8 Evolution des coefficients temporels des modes 1/2 et 3/4 . . . 293
G.9 DSP des coefficients temporels des vitesses axiale et transverse 293
G.10 Valeurs propres λ_i de Ritz et spectre DMD 297
G.11 Distribution spatiale du mode 0 de la DMD 297
G.12 Distribution spatiale du mode DMD à 2,88 Hz 297

H.1 Champ de vitesse initial (a) et séparation des LCS (b). 301
H.2 Cartes FTLE pour 20, 30, 40 et 50 instants d'intégration. . . . 302
H.3 Cartes FTLE pour 50 et 100 projections dans le temps. 303
H.4 Evolution des cartes FTLE avec l'instant initial t_0 choisi. 303
H.5 Cartes FTLE pour une durée d'intégration de 40 instants. . . . 304

Nomenclature

Symboles :

P	Pression
$\mathbf{U}$	Champ de vitesses
ω	Vorticité
R	Corrélation Croisée Normalisée
I_i	Intensité lumineuse de l'image i
St	Nombre de Stokes
τ_p	Temps de réponse des particules
τ_k	Échelle temporelle de Kolmogorov
U_f	Vitesse du fluide
U_p	Vitesse des particules

Abbreviations :

2D	Deux dimensions trois composantes
3C	
AGW	Adaptative Gaussian Window
ASN	Autorité de Sûreté Nucléaire
C2C	Centre à Centre
CL	Conditions Limites
CLAHE	Contrast Limited Adaptative Histogram Equalization
DFD	Depth From Defocuss
DGV	Doppler Global Velocimetry
DMD	Décomposition en Mode Dynamique
DSP	Densité Spectrale de Puissance
EA	Espace Annulaire
EC	Celement combustible
FTLE	Finite Time Lyapunov Exponents
ILIDS	Interference Laser Imaging Droplet Sizing
LCS	Structures Cohérentes Lagrangiennes
LDA	Laser Doppler Anemometry
LDV	Laser Doppler Velocimetry
LES	Large Eddy Simulation
PIV	Particle Image Velocimetry
PDF	Probability Density Function
POD	Proper Orthogonal Decomposition
PSP	Pressure sensitive paint
PTV	Particle Tracking Velocimetry
RMS	Root Mean Square
SCL	Sans Conditions Limites
SEA	Sans Espace Annulaire
SNR	Signal to Noise Ratio
V3V	Volumetric 3-Component Velocimetry

Introduction

Contexte industriel

A l'heure actuelle, la part du nucléaire représente 77,7% de la production d'électricité en France, la plaçant en tête du classement des pays où l'énergie nucléaire occupe la part la plus importante dans la production électrique. Elle possède aussi le second parc mondial derrière les États-Unis et devant le Japon. Selon les pays, différentes technologies sont utilisées. Les États-Unis et le Japon utilisent principalement des réacteurs à eau bouillante alors que la France dispose de réacteurs à eau pressurisée. Ce choix technologique est un héritage de décisions politiques gouvernementales des années 1960. Depuis, 58 réacteurs répartis en 19 centrales ont été construits sur l'ensemble du territoire.
Le fonctionnement de ces réacteurs nécessite de la matière fissible entreposée dans le coeur du réacteur et dont la fission génère une élévation de température. Ce combustible est fabriqué sous forme de pastilles et est inséré dans des gaines protectrices de 9,5 mm de diamètre permettant le transfert de la chaleur liée à la fission vers le fluide caloporteur du circuit primaire. Le regroupement des pastilles et des gaines est appelé "crayons combustibles" (EC) et, comme l'illustre la figure 1, ces derniers sont regroupés sous forme d'assemblages pouvant atteindre 4 m de long et consistent principalement en un regroupement de 17 par 17 crayons et de 8 ou 10 grilles selon les technologies en France dont 6 ou 8 sont dites "de mélange". Outre leur rôle mécanique (i.e assurer la rigidité du faisceau de crayons), ces grilles ont aussi un rôle thermo-hydraulique, c'est à dire d'homogénéiser le champ de température au sein d'un assemblage combustible en générant des écoulements transverses favorisant les échanges de fluides entre les sous-canaux.

Les crayons combustibles constituent la première barrière avec la matière nucléaire et, au cours de leur durée de vie de 3 ans, leur confinement doit être suffisamment résistant afin de ne pas rompre et risquer d'endommager l'étanchéité des produits de fissions. Le risque principal étant une contamination trop élevée du circuit primaire par des éléments radioactifs alors qu'un certain niveau est toléré en fonctionnement normal de la centrale. Toutefois, afin de limiter les cumuls de doses chez des intervenants humains, de limiter l'activité stockée ou rejetée, et de faciliter les conditions d'intervention en arrêt de tranche et lors du démantèlement, la teneur du circuit primaire pour certains produits de fission

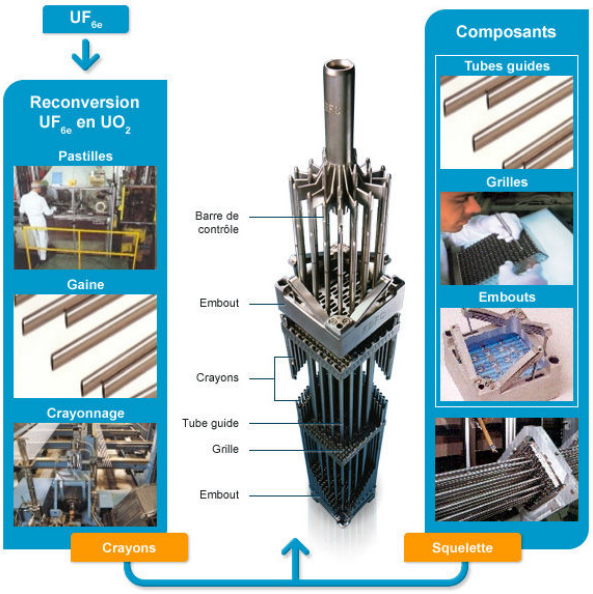


FIGURE 1 – *Schématisation des différents éléments d'un assemblage combustible.*

(gaz rares et iode) ne peut dépasser un certain niveau absolu, ou une certaine amplitude de variation au cours d'un cycle. Ces seuils, fixés par l'Autorité de Sûreté Nucléaire (ASN), sont définis par les spécifications techniques d'exploitation « activité du circuit primaire ». On peut rappeler ici que deux tranches françaises ont déjà interrompu prématurément leur cycle d'exploitation pour cause de défauts d'étanchéité, depuis la divergence de Fessenheim 1, premier réacteur à eau pressurisée 900 MWe du parc français, en 1977. Lorsque l'identification d'un assemblage défectueux est réalisée, une analyse statue sur son devenir, à savoir si celui-ci est retiré du cœur, nécessitant un changement prématuré ou bien s'il est conservé en attente d'un prochain cycle de remplacement.

L'analyse des éléments usés montre que la première cause de défaillance est issue d'une combinaison de frottement et de glissement, appelé phénomène de "fretting", de la gaine contre le ressort de maintien de grilles qui permettent la tenue verticale des éléments combustibles. Les excitations induites par l'écoulement sur les crayons combustibles en partie basse du cœur du réacteur représentent d'ailleurs la principale localisation des endommagements des crayons combustibles (voir la localisation sur la figure 2). En effet, en aval de la plaque inférieure cœur, de fortes variations locales de vitesses du fluide dans les trois directions engendrent des fluctuations de pression autour des crayons au cours du temps. Il en résulte des fluctuations temporelles d'efforts exercés par le fluide sur les crayons.
Dans ce contexte, une meilleure compréhension des sources d'excitation semble par conséquent indispensable et une étude du comportement vibratoire sous

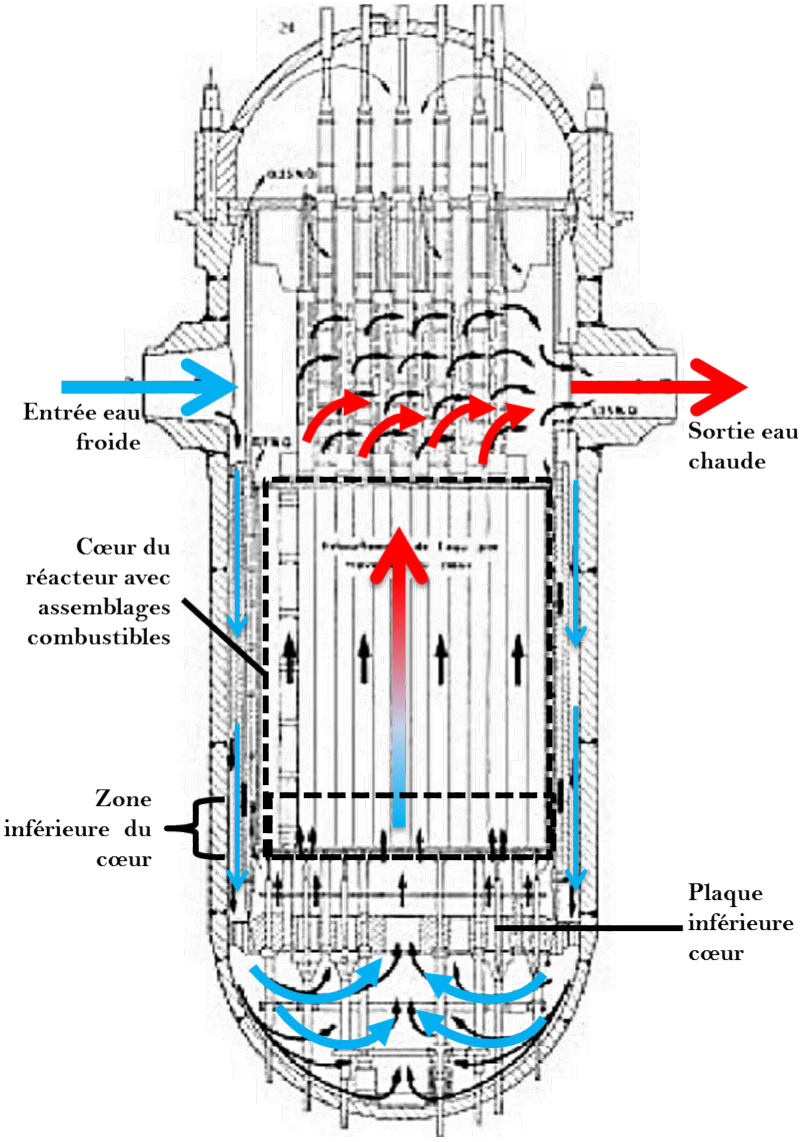


Figure 2 – *Plan de principe d'un réacteur à eau pressurisée avec visualisation du sens de l'écoulement. Coloration en fonction de la température de l'eau.*

écoulement doit être réalisée. Pour cela, une technique de velocimétrie laser 3D non intrusive est mise au point à travers ce document de thèse.

Présentation de l'étude

Le corps du document est divisé en 2 parties formant un ensemble de 6 chapitres au total. L'axe de progression est centré autours des étapes indispensables au développement d'une technique de mesure. Cela consiste à établir

une phase de mise au point et de quantification des niveaux d'incertitudes permettant une application industrielle de celle-ci. Différents écoulements seront en effet analysés afin de tester progressivement les capacités de la technique. Le nombre de dimensions d'étude des écoulements évoluera ainsi que leur complexité. La configuration finale industrielle permettra d'étudier un écoulement liquide turbulent 3D autour d'obstacles.

Au cours de la première partie, il sera question de présenter la technique de mesure optique. Tout d'abord avec le chapitre 1 qui justifie à travers un état de l'art des techniques de mesure de vitesses disponibles la nécessité de développer une nouvelle technique de vélocimétrie 3D non intrusive pour l'étude des écoulements turbulents autour des crayons combustibles. Une approche par suivi de particules dans l'espace sera privilégiée dans l'optique de récupérer la vitesse du fluide en utilisant la défocalisation des particules sur les images.

Le chapitre 2 a pour but de décrire les principes de la technique et d'initier la phase de quantification des erreurs de mesures 2D à travers la génération d'images virtuelles rendue possible suite à l'introduction d'un nouvel élément dans le système optique. La technique étant basée sur le suivi individuel de particules dans le temps, les algorithmes de reconstitutions des déplacements 2D avec une analyse théorique de la précision sont finalement présentés.

Les applications sur des écoulements caractéristiques permettent au cours du chapitre 3 de poursuivre l'analyse des capacités de mesures de la technique en terme de quantité de vecteurs et de précisions pour une seule caméra. Les premières mesures 3D sont réalisées et les résultats sont confrontés à d'autres techniques classique de vélocimétriie laser.

Alors que les niveaux de précisions sont inégaux entre la profondeur et les directions du plan image, l'ajout d'une seconde caméra dans le montage apparaitra indispensable pour satisfaire une équi-précision dans chacune des dimensions. L'étape de calibration nécessaire à une utilisation synchronisée et couplée des deux systèmes est décrite dans le chapitre 4.
Ce chapitre amorce aussi la transition entre le développement universitaire et l'application industrielle. Et à l'aide d'un calcul CFD résolue en temps de la configuration finale d'étude et des niveaux d'incertitudes déduis des phases précédentes, une PTV 3D à deux caméras est simulée en injectant virtuellement des particules. Cette approche permettra de valider la nécessité d'utiliser 2 caméras ainsi que de tester les capacités des algorithmes de suivis. De même, la qualité de reconstruction des données dispersées fournies par les algorithmes vers des maillages structurés sera un point d'étude essentiel.

La meilleure compréhension des phénomènes physiques apparaissant en aval de grille de maintien autour des crayons passe aussi par une phase d'analyse

expérimentale. Pour cela une boucle hydraulique transparente a été spécifiquement dimensionnée et réalisée au sein du laboratoire d'Areva NP au Creusot. L'installation permet de reproduire les conditions d'écoulement turbulent instationnaires dans d'un jeu de 5 x 5 crayons combustibles disposés en aval d'une section de grille réelle sousmise à un écoulement amont. La description de cette boucle hydrauliques aura lieu au cours du chapitre 5 et grâce sa particularité de transparence, il sera possible de procéder à des mesures laser 0D et 2D à haute cadence afin d'analyser expérimentalement l'écoulement mais surtout de construire une base de référence sur laquelle les futurs résultats provenant de la technique de PTV 3D seront validés.
C'est finalement au cours du chapitre 6 que les mesures issues de l'application de la technique développée tout au long de la thèse seront analysées. Mais l'obtention de ces résultats aura avant tout nécessité une phase complexe de calibration des caméras à travers les difficultés optiques rencontrées par une telle mise en place.

Première partie

Le développement de la technique

Chapitre 1

Techniques de mesures de vitesses.

Introduction

L'analyse théorique des sources d'excitation des crayons combustibles dans un écoulement montre que les fluctuations de pression autour d'obstacles sont la principale cause de la vibration. Or la mesure directe du champ de pression fluctuant autour de structures aussi fines que celles des crayons d'assemblage est à l'heure actuelle inenvisageable. Une méthode présentée ici consiste à reconstruire le champ de vitesse de manière non intrusive autour des obstacles pour en déduire, à l'aide d'algorithmes, le champ de pression.
Ce chapitre listera de manière non exhaustive les techniques de mesures non intrusives permettant d'accéder au champ 3D 3C de vitesse. Les avantages et inconvénients de chacune des approches existantes seront analysés et comparées à la méthode faisant l'objet de cette thèse.

1.1 Bilan d'efforts d'un solide immergé dans un écoulement instationnaire

L'équation qui régit l'évaluation des efforts provenant d'un fluide en mouvement appliqués sur un solide immergé non poreux est l'équation du bilan des quantités de mouvements dans sa forme intégrale (voir équation 1.1) pour un fluide incompressible (masse volumique ρ constante). Pour cela, on définit un volume de contrôle fixe *Vol* englobant le solide ainsi que sa surface *Surf*. La composante normale à *Surf* est notée $\mathbf{n}$ et $\mathbf{U}(t)$ la vitesse du fluide à chaque instant en tout point. L'effort résultant $\mathsf{F}(t)$ s'exerçant sur le solide est donc exprimé par l'équation suivante :

$$\mathbf{F}(t) = -\rho\frac{\partial}{\partial t}\int\int\int_{Vol}\mathbf{U}dV - \int\int_{Surf}P.\mathbf{n}dS - \rho\int\int_{Surf}(\mathbf{U}dS)\mathbf{U} + \int\int_{Surf}\overline{\overline{\tau}}.\mathbf{n}dS \tag{1.1}$$

avec

$$\overline{\overline{\tau}} = \mu\left[\bigtriangledown\otimes\mathbf{U} + \bigtriangledown\otimes\mathbf{U}^t\right] \tag{1.2}$$

Avec P la pression, $\overline{\overline{\tau}}$ le tenseur des contraintes visqueuses qui s'obtient directement par combinaison des tenseurs des gradients de vitesses de l'équation 1.2. $\mathbf{F}(t)$ dépend donc uniquement des fluctuations de pression appliquées sur la paroi du solide $Surf$ et de la vitesse du fluide $\mathbf{U}$.

De plus, en se basant sur l'équation 1.3 de Navier-Stokes, il est possible de décrire le gradient de pression à chaque instant en fonction uniquement de la vitesse du fluide ainsi que de son accélération à travers le terme $\frac{D\mathbf{U}}{Dt}$ décrit selon l'équation 1.4.

$$\bigtriangledown P = -\rho\frac{D\mathbf{U}}{Dt} + \mu\bigtriangledown^2\mathbf{U} \tag{1.3}$$

avec μ la viscosité dynamique du fluide et l'accélération matérielle définie selon l'équation 1.4. Ce terme traduit l'accélération lagragienne du fluide, soit l'accélération d'une particule fluide de masse nulle.

$$\frac{D\mathbf{U}}{Dt} = \frac{\partial\mathbf{U}}{\partial t} + (\mathbf{U}.\bigtriangledown)\mathbf{U} \tag{1.4}$$

Le gradient de pression peut donc être obtenu soit en dérivant une mesure directe du champ de pression, soit en mesurant les vitesses et en utilisant la formulation 1.3.

Outre l'intégration du gradient de pression, Noca et al. (1999) et Noca et al. (1997) présentent une méthodologie pour récupérer l'effort uniquement à

partir du champ de vitesses autour de l'obstacle. Pour atteindre un tel résultat, Noca (1996) parvient dixit, "par des considérations algébriques" à supprimer le terme de pression et à définir l'effort par la somme d'une dérivée temporelle d'une intégrale volumique dans laquelle la vorticité joue un rôle prépondérant, et un terme d'intégrale surfacique relié au tenseur des contraintes de viscosité. On remarque donc que chacune des tentatives réalisées se basent sur un principe de résolution différents qu'il convient de distinguer.

En effet, l'étude théorique portant sur la reconstruction des efforts d'un solide immergé nous a menés au schéma de la figure 1.1 dans lequel deux pistes principales, en vert, sont sélectionnées pour solutionner notre problème.

- Soit en intégrant directement une pression appliquée sur l'obstacle autour de ce dernier.
- Soit en intégrant la vitesse afin de mesurer directement les efforts ou encore de permettre le calcul du gradient de pression. Son intégration numérique permettra d'accéder au champ de pression.

La récupération des efforts par mesure directe étant intrusive et ponctuelle, cette piste n'est pas envisagée.

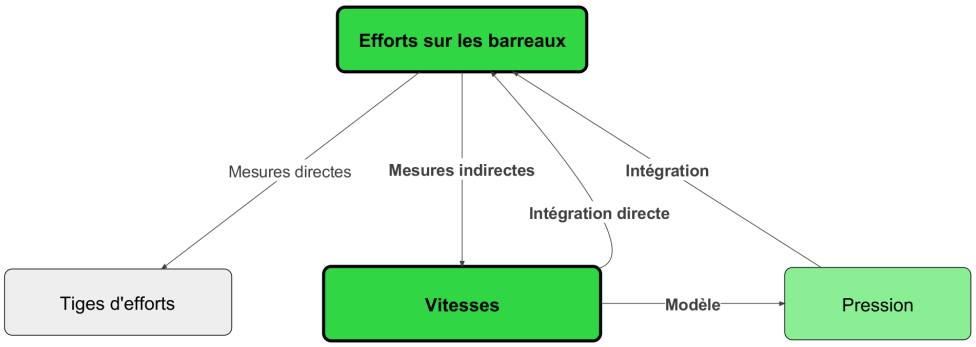


FIGURE 1.1 – *Schéma résumant les capacités de mesure d'efforts sur un solide immergé.*

Ces deux pistes sont analysées ensuite.

1.2 Mesures de pression

On distingue trois types d'approches afin de mesurer la pression dans un milieu. Les deux premières sont directes, à la différence de la troisième :

- Soit par mesures ponctuelles en utilisant des capteurs. Bien que leurs fréquences de coupures soient très élevées, ceux-ci fournissent des don-

nées 1D, et leur encombrement au minimum de l'ordre de quelques millimètres conditionne la résolution spatiale maximale ce qui les rend inadaptés aux échelles de fluctuation de pression d'un écoulement turbulent. En effet il parait difficile d'instrumenter un crayon de 10 mm de diamètre avec un nombre suffisant de capteurs pour avoir une résolution spatiale radialement et verticalement. Cependant, un placement judicieux des capteurs de pression permet de bien comprendre les corrélations pression-vitesse dans les couches limites turbulentes (Naka et al. (2015)).

- Soit par l'application d'une peinture sensible à la pression (Pressure Sensitive Paint, PSP). Le principe consiste à récupérer les variations d'intensité lumineuse émise par une peinture déposée sur un solide, celui-ci étant illuminé par une source spécifique de lumière. Les composants de cette peinture réagissent en réalité à la concentration d'oxygène, ou éventuellement d'une autre molécule, au-dessus de la couche de peinture. Or sous l'hypothèse de la loi des gaz parfaits, cette concentration est proportionnelle à la pression.

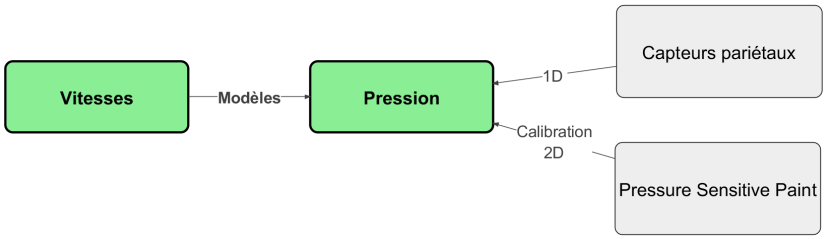


FIGURE 1.2 – *Schéma résumant les moyens d'accès à la pression.*

L'avantage de cette approche est de fournir des mesures 2D de la pression appliquée à un solide avec une résolution spatiale dépendante seulement de la résolution de la caméra. Les derniers développements permettent désormais d'obtenir des fréquences d'utilisation supérieures à 1 kHz. La PSP est couramment utilisée en air dans des souffleries et seule la NASA, Jordan et al. () a permis l'application de cette technique en eau. Pour de plus amples détails sur cette technique et ses applications, l'article de Gregory et al. (2008) est à considérer.

- Enfin, une mesure indirecte de la pression est possible en se servant du champ de vitesses (Tronchin et al. (2015)). Dans les faits, cela est réalisable soit en intégrant l'équation 1.3, Liu and Katz (2004), de Kat and van Oudheusden (2012), soit en résolvant l'équation de Poisson 1.5, Johansson (2004), Baur and Köngeter (1999), Murai et al. (2007),

Novara and Scarano (2012).

$$\nabla^2 P = -\rho \nabla(\mathbf{U}.\nabla(\mathbf{U})) \tag{1.5}$$

Un récapitulatif des avantages et défauts des différentes techniques de reconstruction de champ de pression à partir de mesures de vitesses est disponible dans les travaux de Charonko et al. (2010) et van Oudheusden (2013).

Il n'existe à l'heure actuelle aucune approche directe permettant de mesurer la pression sur des obstacles immergés, et ce, de manière résolue spatialement et temporellement. Pour autant, en passant par le biais de la vitesse on constate que si l'on est capable de la mesurer avec ces contraintes, alors la pression est numériquement accessible par le biais de modèle de résolution.

Une mesure tridimensionnelle et résolue en temps de la vitesse parait finalement indispensable pour déterminer les efforts appliqués sur un obstacle immergé. Il devient donc légitime de se pencher sur les moyens actuels disponibles pour mesurer des champs de vitesses résolus en temps et en espace autour d'obstacles de manière non intrusive.

1.3 Mesure de vitesse

Dans un premier temps il sera question d'aborder les différents travaux déjà réalisés dans le domaine de l'étude des champs de vitesses dans un écoulement en aval de grilles de mélange et dans un faisceau de crayons combustibles. Ensuite, les techniques expérimentales par vélocimétrie laser seront présentées. Les descriptions à venir suivront la progression du schéma de la figure 1.3.

1.3.1 Techniques de vélocimétrie laser

Il existe plusieurs techniques de vélocimétrie et chacune possède ses dimensions d'utilisation comme l'illustre la figure 1.4. Quelle que soit l'approche choisie, ces techniques nécessitent l'introduction de particules traceuses.

De l'avis de Westerweel (1997), elles doivent respecter 4 règles principales :

1 Elles doivent suivre parfaitement l'écoulement.
2 Elles ne doivent pas altérer les propriétés physiques du fluide.
3 Elles ne doivent pas pouvoir interagir entre elles.
4 Elles doivent pouvoir émettre suffisamment de signal afin d'être perçues par les systèmes d'acquisitions.

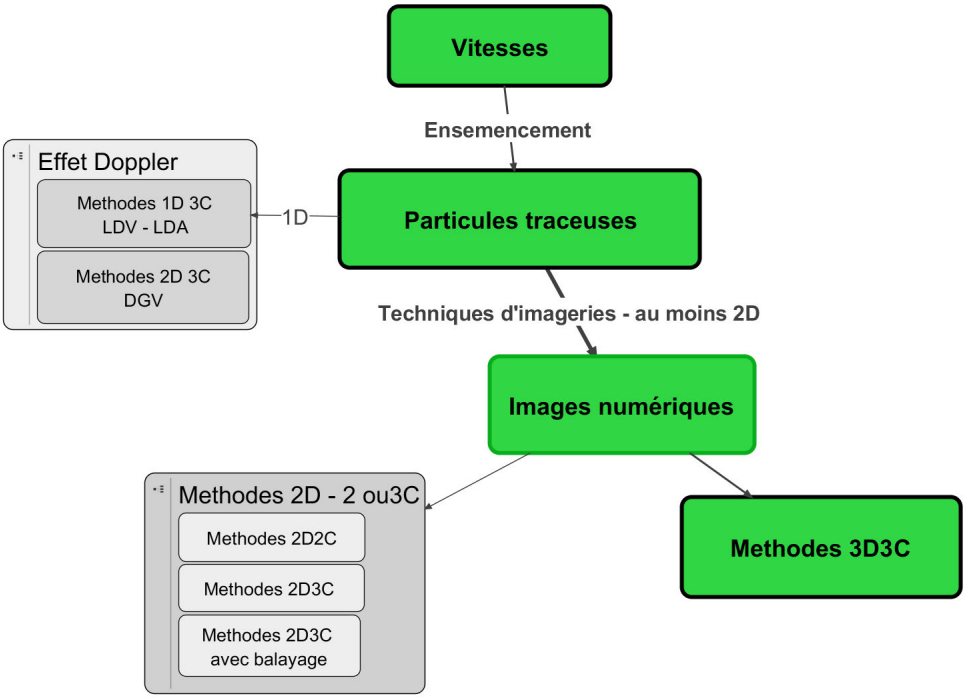


FIGURE 1.3 – *Schématisation de l'évolution dimensionnelle des techniques de vélocimétrie laser.*

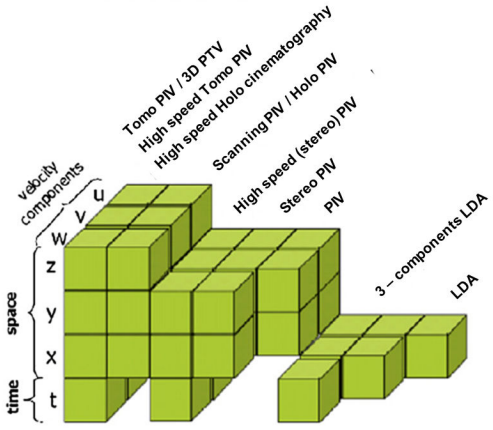


FIGURE 1.4 – *Schématisation des capacités de mesure des différentes techniques de vélocimétrie,Scarano (2013), Hinsch (1995) .*

Un critère de sélection des propriétés des particules traceuses (diamètre d_p, masse volumique ρ_p) repose sur le calcul du nombre de Stokes St de l'équation 1.6 pour lequel la viscosité dynamique du fluide μ_f est nécessaire. Ce nombre adimensionnel calcule le rapport entre le temps de réponse des parti-

cules τ_p à l'échelle temporelle de Kolmogorov de l'écoulement, τ_k. On rappelle que τ_k représente la plus petite échelle temporelle de turbulence

$$St = \frac{\tau_p}{\tau_k} \; avec \; \tau_p = d_p^2 . \frac{\rho_p}{18\mu_f} \tag{1.6}$$

Plus St tend vers 0, plus les particules suivront parfaitement l'écoulement. Au contraire, si St tend vers l'infini alors l'effet contraire se produira et un biais sera introduit dans les mesures.

En simplifiant l'équation complète du transport d'une particule solide sous l'hypothèse d'une densité de la particule proche de celle du fluide, $\rho_p \approx \rho_f$ (ce qui est notre cas), on peut écrire l'équation 1.7.

$$\frac{dV_p}{dt} = k(V_f - V_p) \tag{1.7}$$

avec k la constante de Stokes définie par l'équation 1.8

$$k = \frac{3R_e C_d \mu_f}{4\rho_p {d_p}^2} \tag{1.8}$$

avec, Re le reynolds particule, Cd le coefficient de trainée de la particule. Dans un écoulement turbulent, le « trainage » des particules est exprimé par le fait que la particule n'est pas apte à suivre les variations les plus rapides du fluide. Il apparait alors un effet de filtrage « passe bas » sur le spectre de la turbulence que l'on peut représenter par l'équation 1.9 :

$$\frac{V_p'^2}{V_f'^2} = \frac{1}{1 + 2(P_i f/k)} \tag{1.9}$$

Par exemple, pour μ_f=1,39.10^{-3} Pa.s, ρ_p=1400 kg/m^3, V_f=5 m/s, et d_p=10μm, Cd= 1,76 k=6,61.10^5 le terme V_p'/V_f' est égal à 0,955. La vitesse des particules est donc très proche de celle du fluide.

1.3.2 Techniques ponctuelles - Effet Doppler

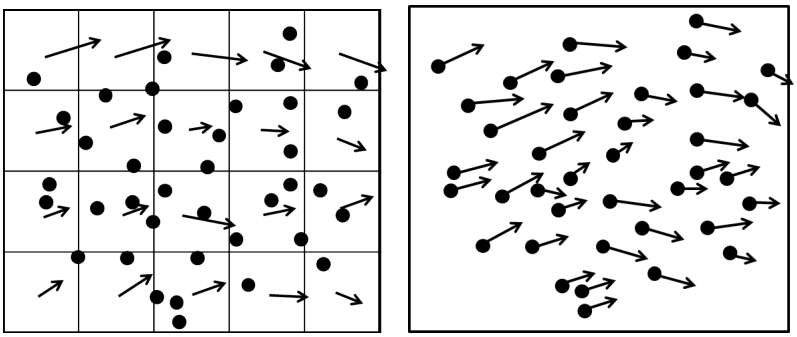
Avant les progrès récents de l'électronique (caméras et lasers), les techniques de mesures résolues temporellement ne pouvaient être résolues spatialement. C'est le cas de la vélocimétrie laser à effet Doppler (LDV pour Laser Doppler Velocimetry). Cette technique permet de mesurer deux, voire trois composantes de la vitesse (par utilisation de trois lasers à différentes longueurs d'onde) dans un volume relativement petit de l'écoulement, inférieur au millimètre cube. Cette technique a récemment été étendue à des mesures planes et

est appelée Doppler Global Velocimetry (DGV) (Meyers (1995)). Néanmoins, le dispositif expérimental requis reste assez conséquent et l'utilisation d'une telle approche dans des conditions pratiques reste problématique. Précisons que si cette technique peut être classée dans les moyens de mesures résolus en temps, la fréquence d'acquisition des données n'est pas fixe puisque dépendante du passage de particules dans les faisceaux. Un ré-échantillonage du signal est nécessaire comme le montre Veynante and Candel (1988).

1.3.3 Techniques d'imageries, approche 2D

La famille des techniques d'imagerie est basée sur la mesure du déplacement d'une particule pendant une durée donnée pour obtenir la vitesse. Elle se divise en deux grandes approches selon la façon par laquelle les vitesses sont obtenues :

- L'approche lagrangienne qui consiste à suivre individuellement les positionnements consécutifs de particules. Sur la figure 1.5(b) les déplacements sont localisés sur chaque particule.
- L'approche eulérienne qui étudie par des moyens statistiques le déplacement de groupes de particules dans une zone fixe de l'écoulement. Sur la figure 1.5(a) les déplacements des particules sont récupérés au centre de fenêtres fixes sur l'image.



(a) Point de vue eulerien (b) Point de vue lagrangien

FIGURE 1.5 – *Représentation des deux points de vue lagrangien et eulérien.*

Ces deux méthodes sont détaillées dans les paragraphes suivants mais notons dès maintenant qu'elles présentent plusieurs similitudes dans le montage expérimental puisqu'il est nécessaire :

- D'injecter des particules traceuses.
- De disposer des caméras capables d'enregistrer deux images, chacune

étant illuminée par une émission laser dont le décalage temporel peut être finement ajusté.

Approche Eulérienne

Flot optique

L'étude par flot optique est un moyen d'obtenir le déplacement d'objets en étudiant le transport local de l'intensité. Les déplacements (v_1, v_2) sont obtenus en résolvant l'équation suivante :

$$\frac{\partial I_t}{\partial x_1} v_1 + \frac{\partial I_t}{\partial x_2} v_2 + \frac{\partial I_t}{\partial t} = 0 \tag{1.10}$$

avec I_t l'intensité locale de l'image sur chaque pixel aux coordonnées x_1 et x_2. L'avantage de cette technique est de pouvoir fournir un vecteur déplacement sur chaque pixel de l'image et donc une résolution spatiale très élevée. Initialement développée pour des applications robotiques sur des objets opaques, cette technique a été appliquée sur des images de particules traceuses Quénot et al. (1998), Shi et al. (2014). Pourtant, le nombre élevé d'algorithmes de résolution et la faible résistance au bruit d'acquisition rendent cette approche délicate.

Vélocimetrie par images de particules ou Particle Image Velocimetry (PIV)

La seconde technique dite de PIV repose sur l'estimation du déplacement de zones fluides entre deux instants consécutifs. Pour ce faire, il est nécessaire d'illuminer la zone de mesure avec une tranche laser obtenue en combinant un jeu de lentilles cylindriques et sphériques avec un faisceau laser incident. Les particules solides qui ensemencent l'écoulement sont éclairées par la nappe et photographiées par au moins une caméra synchronisée avec le laser. Il en résulte des clichés de particules focalisées qui se déplacent sur l'image tant que ces dernières restent physiquement situées dans la tranche laser, d'où l'intérêt de régler finement l'épaisseur de la nappe ainsi que l'espacement temporel Δt entre les deux impulsions laser afin de pouvoir capturer pendant au moins deux clichés consécutifs les positions des particules.
Le montage classique est illustré figure 1.6 (Raffel et al. (2007)). Il existe de multiples paramètres clés pour cette technique tels que les niveaux d'ensemencement ou encore l'intensité lumineuse nécessaire. Soulignons que la PIV ne fournit pas le déplacement du fluide en tout point de l'image mais plutôt le déplacement le plus probable d'une zone de l'écoulement pouvant contenir plusieurs particules. En effet, ce déplacement est obtenu en détectant la position du pic principal de corrélation fourni par la corrélation croisée de cette zone de l'image appelée "fenêtre d'interrogation" avec une zone prise à l'instant précédent. Cette étape est schématisé dans la figure 1.7.

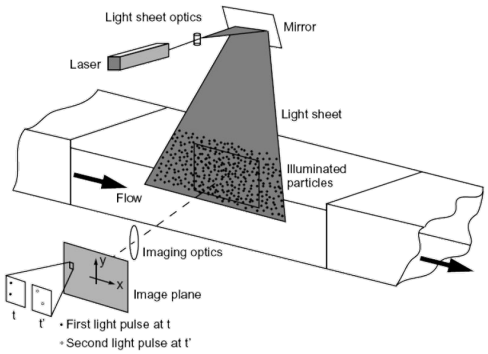


FIGURE 1.6 – *Configuration typique d'un montage PIV dans une soufflerie, Raffel et al. (2007)).*

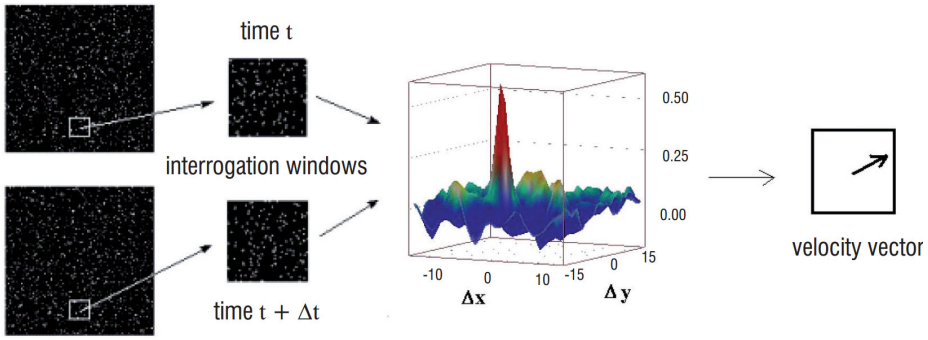


FIGURE 1.7 – *Schéma de principe d'obtention du déplacement d'un groupe de particules dans une imagette.*

La précision liée au déplacement est inférieure au pixel grâce à l'utilisation de techniques d'interpolation de type fonction gaussienne sur la position du pic. La PIV a fait l'objet de nombreuses études et publications comme les articles Adrian (1991), Tropea et al. (2007), Wereley and Meinhart (2010), Katz and Sheng (2010) et les ouvrages de Raffel et al. (2007), Westerweel et al. (2013). Relevons celle de Adrian (2005) qui décrit vingt années d'améliorations apportées à la technique, notamment à travers l'implémentation de la déformation des fenêtres pour prendre en compte les effets du gradient de vitesses, et l'approche dite "multigrille itérative " afin d'augmenter virtuellement la résolution spatiale et de diminuer les erreurs de mesure (Scarano and Riethmuller (1999), Scarano (2001)).
Ces algorithmes permettent ainsi d'analyser des images qui ne satisfont pas les critères de validité classiquement admis où chaque fenêtre d'interrogation doit posséder un minimum de 5 à 8 particules. De plus leurs déplacements ne doivent pas excéder 1/4 de la taille de la fenêtre. La densité de particules traceuses requise pour ce type de technique est généralement assez grande afin d'augmenter le rapport signal sur bruit (rapport du pic principal de corréla-

tion sur le pic secondaire). Il est à noter que cette technique est largement utilisée dans l'industrie pour étudier des écoulements bidimensionnels dans des domaines d'application vastes en termes d'échelle spatiale, partant de la microfluidique (Santiago et al. (1998), Stamhuis (2006)) jusqu'aux échelles spatiales de l'ordre du mètre, Bosbach et al. (2009).

Suivi de particules ou Particle Tracking Velocimetry (PTV)

Parallèlement, il existe une autre grande famille de système de vélocimétrie laser appelée Particle Tracking Velocimetry (ou PTV) dont le but est de suivre l'évolution des particules au sein de l'écoulement (point de vue lagrangien) contrairement aux méthodes PIV qui déterminent le champ de vitesse d'un point de vue eulérien.
Cette méthode permet de reconstituer des trajectoires constituées de plusieurs dizaines de positions successives de particules Voth et al. (2002), Xu (2008), Lüthi et al. (2005). La vitesse $\mathbf{U}$ est ensuite obtenue par la connaissance du délai entre les deux impulsions laser Δt (équation 1.11). Il faut noter que, compte tenu de la distribution aléatoire des particules dans un écoulement turbulent, les champs de vitesse obtenus par cette méthode sont non structurés contrairement aux méthodes PIV mentionnées précédemment.

$$\mathbf{U}(\mathbf{X}(t), t) = \frac{\mathbf{X}(t + \delta t) - \mathbf{X}(t - \delta t)}{2\Delta t} \tag{1.11}$$

La PTV repose sur deux grands axes que sont la détection des particules et leur association spatiale auxquels il est possible d'ajouter celui de l'interpolation des données sur un maillage structuré de type PIV. Voici quelques explications sur chacun de ces points.

- La détection des particules focalisées

Les techniques de détection sont dépendantes de la forme des particules sur les clichés. Mais dans le cadre usuel de particules focalisées, il est d'usage de transformer les images composées de nuances de gris en noir et blanc en utilisant des algorithmes de seuillages dynamiques ou globaux, Ohmi and Li (2000). Pour chacune des zones blanches traduisant a priori l'existence d'une particule, on cherche à en détecter le centre avec une précision inférieure au pixel grâce à des techniques telles que la pondération par niveaux de gris sur l'image initiale, plus performante que l'interpolation gaussienne du pic d'intensité (Ouellette et al. (2006)). Ces algorithmes devant être efficaces et robustes au bruit de mesure ainsi qu'aux effets de superposition, ils sont souvent couplés à une phase de pré-traitement d'image visant à soustraire un fond commun et à diminuer le bruit global. Citons à ce sujet l'utilisation de techniques de type "ligne de partage des eaux" basée sur les différences de niveaux de gris (Vincent and

Soille (1991)), ou encore d'algorithmes orientés sur la détection de formes et de contours, à privilégier dans le cas de bulles, Honkanen et al. (2005), Kreizer et al. (2010).

- L'association et le suivi et des particules

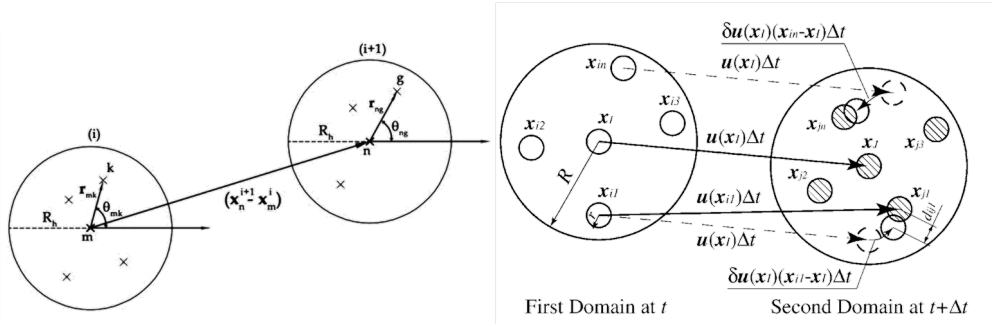
La limitation majeure de la PTV par rapport à la PIV vient de la nécessité d'une faible densité de particules dans l'écoulement pour limiter les erreurs d'association de particules. Le nombre de vecteurs résultant et donc la résolution spatiale de la technique sont, de ce fait, dégradés. C'est pour cela que depuis la parution de l'article de Keane et al. (1999), de nombreux algorithmes d'optimisation de la détection ont été développés. Dans le cas d'écoulements peu ensemencés, l'application d'algorithme du type "voisin le plus proche" consistant à associer la particule la plus proche à l'instant suivant est suffisante. Enfin,en cas d'ambiguïté, on utilise des critères se basant sur le minimum de l'accélération ou encore le minimum de la variance de l'angle et de la distance, Maas et al. (1993). On peut noter également que dans le cas d'écoulements denses, il existe de nombreux algorithmes :

- Des modèles classiques utilisent des résultats PIV locaux comme déplacement prédicteur. Utilisée pour la PTV 2D, l'approche de prédicteur-correcteur est appelée PIV super-résolution (Keane et al. (1999), Scarano (2004) Susset et al. (2006)). Le principe repose sur l'utilisation d'algorithmes de corrélation ne nécessitant pas l'identification des particules en première étape. Suite à l'identification de l'ensemble des particules sur une première image, les particules dans l'image suivante correspondant au mieux aux déplacements estimés seront désignées comme représentatives des nouvelles positions des particules. L'inconvénient principal de l'utilisation de la PIV comme prédicteur est que ce dernier résulte indirectement d'un lissage des vitesses comprises dans la fenêtre d'interrogation et n'est donc pas nécessairement apte à rendre compte des écoulements fortement rotatifs.

- D'autres modèles supposent qu'il existe une similitude spatiale de la population de particules dans une certaine zone de l'image entre deux instants. Il est alors nécessaire de définir la *taille* de la zone, le nombre de voisins autour de la particule à suivre et une fonction de *similitude* pouvant combiner plusieurs critères comme la distance moyenne entre chaque particule et les variations d'intensité lumineuse. Au final, cette approche dite *"de relaxation"*, étudie la probabilité d'associer une particule centrale dans un groupe de particules voisines, Ohmi and Li (2000). A noter que pour des écoulements fortement déformés et rotatifs, la fonction de similitude peut découler du tenseur du gradient des vitesses, Ishikawa et al. (2000) ou de l'angle θ couplé aux distances

r obtenues suite au passage en coordonnées polaires, Ruan and Zhao (2005). Une illustration de l'algorithme pour ces deux dernières approches est disponible figure 1.8.

- Des modèles plus originaux utilisant des approches de type *"réseaux neuronaux"* ont été développés mais sont peu utilisés du fait de la complexité de mise en œuvre et ce, malgré son caractère hautement parallélisable, Labonté and Labonte (1999).



(a) Ruan and Zhao (2005) (b) Ishikawa et al. (2000)

FIGURE 1.8 – *Schématisation des critères de similitude pour un groupe de particules entre deux instants : celui de l'angle 1.8(a) et du tenseur des gradients 1.8(b).*

Les algorithmes cités précédemment peuvent utiliser deux ou plusieurs images consécutives. Ainsi il devient possible de reconstituer des trajectoires composées d'au moins deux vecteurs vitesse et d'en déduire par exemple l'accélération. A cela s'ajoute la capacité d'utiliser les trajectoires des instants précédents pour en déduire ou non l'existence d'une particule.
Une idée intéressante consiste à interpoler des trajectoires existantes au moyen de polynômes d'ordre n pour en déduire la position future de la particule en extrapolant le polynôme pour l'instant suivant (Ouellette et al. (2006)). L'équation 1.12 traduit la prédiction de la position à l'instant $n+1$ pour chacune des composantes en fonction de coefficients $A_{1..N}$, $B_{1..N}$, $C_{1..N}$.

$$\begin{aligned} x_{n+1} &= A_0 + A_1 t + A_2 t^2 + ... + A_n t^n \\ y_{n+1} &= B_0 + B_1 t + B_2 t^2 + ... + B_n t^n \end{aligned} \tag{1.12}$$

Une autre application est encore de pouvoir relier des morceaux de trajectoires entre eux afin d'en reconstituer de plus longues, Li et al. (2008), ce qui revient à appliquer un filtrage naturel de particules fictives ou mal associées. Lors de cette approche, il s'agit de correctement choisir le nombre de points

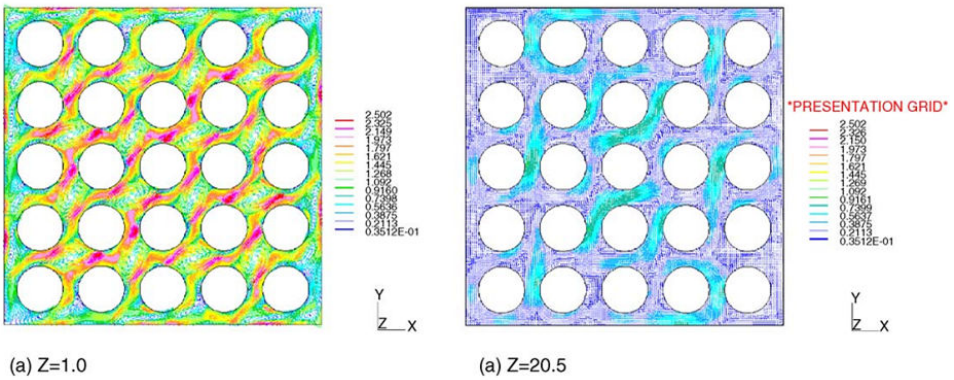
(i.e. positions) et le degré du polynôme puisque ces paramètres déterminent les contraintes de courbures, donc les zones de recherche. Des études de sensibilités sont souvent réalisées mais les conclusions dépendent de l'écoulement étudié dans la plupart des cas, Novara and Scarano (2012), Ouellette et al. (2006), Cierpka et al. (2013). La dérivation de ces mêmes polynômes fournit aussi des informations de vitesse et d'accélération.

Finalement, la PTV fournit une approche complémentaire à la PIV à travers une résolution spatiale plus élevée que la PIV (car localisée sur la ligne de courant d'une particule) mais qui possède le désavantage de ne pas fournir de valeurs constamment localisées au même endroit.

Au final, le développement de telles techniques de mesures ne prévaut que si leur application à des configurations industrielles est envisageable et réalisable.

1.3.4 Applications industrielles dans le domaine du nucléaire.

Des premières mesures expérimentales ont déjà eu lieu avec des mesures ponctuelles de vitesses par Laser Doppler Velocimetry (LDV), Caraghiaur et al. (2009), et 2D par PIV Conner et al. (2013) et Dominguez-Ontiveros et al. (2012) au sein d'assemblages réduits de 5 par 5 crayons combustibles. Une comparaison visuelle de champs de vitesses provenant de simulations numériques et de mesures expérimentales est disponible respectivement entre les figures 1.9 et 1.10 dans cette même configuration d'étude.



(a) Z=1.0 (a) Z=20.5

FIGURE 1.9 – *Visualisation de l'intensité du champ de vitesse en aval de grille à deux hauteurs différentes issus de calcul CFD, Ikeda et al. (2006).*

Ces validations expérimentales sont avant tout nécessaires car, même s'il aurait été raisonnable de penser, avec le développement des moyens numériques et des codes de calculs, que l'on puisse obtenir avec précision des résultats

concernant la performance des grilles, une trop grande influence du choix des modèles de résolution numérique sur les résultats persiste. Citons néanmoins les travaux de Ikeda et al. (2006), Bakosi et al. (2013), Conner et al. (2010), Liu et al. (2012), Lee et al. (2013) qui ont développé des méthodes de calculs 3D ainsi que des outils pour qualifier les niveaux d'excitation turbulente induite en écoulement monophasique.

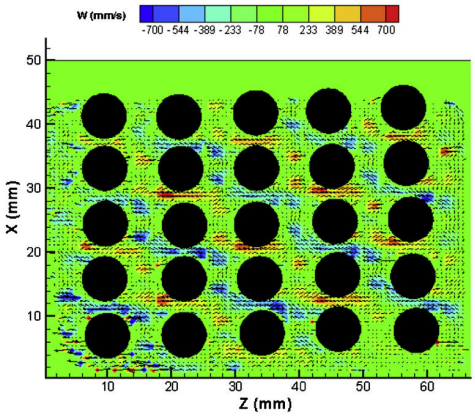


FIGURE 1.10 – *Vitesse transverse moyenne à partir de mesures expérimentales latérales, Conner et al. (2013).*

Afin de mener à bien les mesures de vitesses ponctuelles ou planes, des maquettes hydrauliques transparentes ont due être élaborées. En plus de posséder des faces transparentes permettant l'acquisition et l'illumination, les obstacles internes ont été fabriqués dans une matière transparente tel que le Plexiglass. L'intérêt d'une telle approche est de pouvoir illuminer entièrement le volume sans zone d'ombre.

Les mesures réalisées sont limitées à des applications 2D alors que certaines évolutions existent afin de pouvoir capturer la 3ème dimension et/ou la 3ème composante. Celles-ci sont présentées ci-après.

1.3.5 Extension spatiale vers des mesures 3D 3C

Une première approche introduite par Sousa (2002) a consisté à obtenir la troisième composante de la vitesse en utilisant le principe de continuité (équation 1.13) appliqué à des mesures PIV planes parallèles et consécutives (figure 1.11). Ainsi en intégrant l'équation 1.13 dans la troisième direction, il est possible d'utiliser des conditions limites en paroi et de résoudre l'équation 1.14.

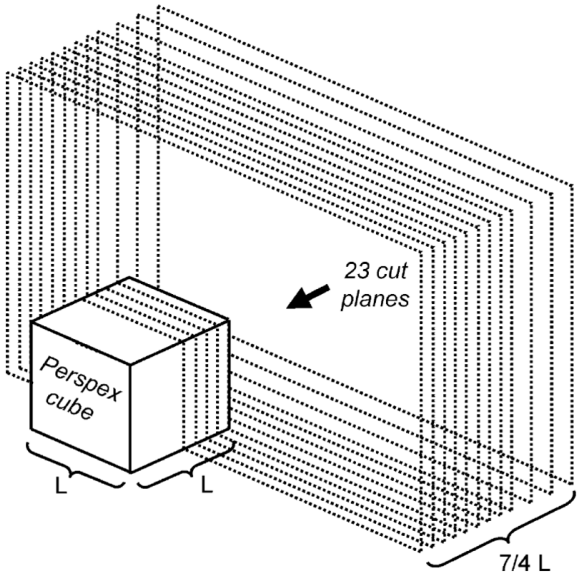


FIGURE 1.11 – *Configuration des mesures PIV autour de l'obstacle, Sousa (2002).*

$$\nabla \mathbf{U} = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \tag{1.13}$$

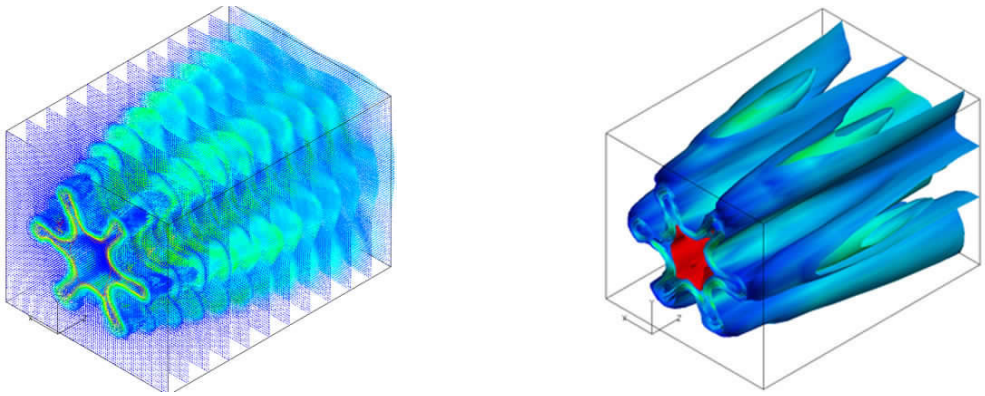
$$w = w_0 - \int_{zini}^{zfinal} \left[\frac{\partial u}{\partial x}(x,y,z) + \frac{\partial v}{\partial y}(x,y,z) \right] dz \tag{1.14}$$

Cependant cette technique est limitée puisque d'une part la qualité de reconstruction de la troisième composante de la vitesse est fortement liée à la qualité de mesure des deux autres et d'autre part cette approche permet seulement d'utiliser des moyennes de l'écoulement. De plus les techniques d'intégration de ce type ont tendance à propager et à cumuler les erreurs, inconvénient que ne possède pas la technique dite "*Stereoscopic PIV*" (Raffel et al. (2007)).

La PIV stéréoscopique

Cette méthode 2D-3C (deux dimensions, trois composantes) utilise deux caméras photographiant la même image selon deux axes différents. La différence par rapport à un montage PIV classique repose sur l'épaisseur de la nappe laser qui doit permettre de capter le mouvement de la particule dans la troisième dimension par reconstruction (figure 1.12). Afin de corriger les aberrations optiques dues à l'orientation des caméras, un dispositif permettant de régler la position du capteur de la caméra par rapport à l'objectif est utilisé. Ce dispositif est appelé monture Scheimpflug (figure 1.13) et grâce à une calibration

spécifique qui peut être désormais automatisée (Wieneke (2005)), la composante supplémentaire peut être quantifiée sans recourir à une reconstruction indirecte. Mais cette technique permet seulement de reconstruire l'écoulement moyen dans un volume en rassemblant l'ensemble des plans. Pour autant il existe certaines applications comportant deux systèmes de Stéréo-PIV, fonctionnant avec 2 caméras et 2 plans parallèles qui permettent de reconstruire une profondeur de 5 mm, Kähler and Kompenhans (2000). Ce type de montage donne accès de facto aux neufs composantes du tenseur des gradients de la vitesse, Ganapathisubramani et al. (2005).



(a) Superposition des plans d'acquisitions.

(b) Reconstruction du volume, représentation d'une iso-vitesse.

FIGURE 1.12 – *Représentation de la reconstruction volumique d'un ensemble de plans obtenus par stéréo-PIV sur un jet, Hu et al. (2001).*

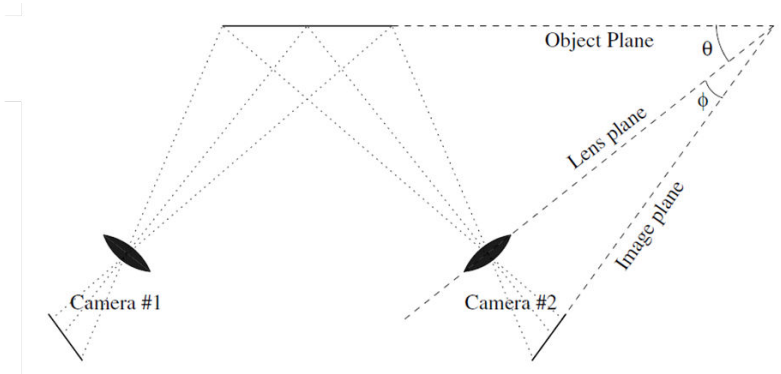


FIGURE 1.13 – *Montage PIV stéréoscopique avec une configuration en Scheimplfug pour les caméras, Raffel et al. (2007).*

La PIV par balayage

Une autre approche pour étendre la PIV classique à trois dimensions est d'éclairer successivement différents plans par une nappe de lumière monochromatique, par exemple grâce à un miroir rotatif (Prenel and Bailly (2006)). Le principal avantage de cette méthode est l'excellente résolution spatiale dans un plan ainsi que le grand nombre de vecteurs qui en résulte. Cependant les contraintes techniques de cette méthode sont nombreuses au point de limiter son intérêt en milieu industriel. En effet, la caméra doit être équipée d'un objectif avec une grande profondeur de champs afin d'être nette dans tous les plans. De plus cette technique requiert des systèmes d'acquisition à hautes fréquences ainsi que le développement de systèmes mécaniques permettant de balayer rapidement le volume pour s'assurer que le volume entier est scanné de façon presque simultanée.
Cette technique n'est donc pas adaptée aux écoulements rapides (en air par exemple) ou pour certains écoulements liquides. On peut citer également le fait que le volume d'intérêt doit rester relativement petit si l'on désire capturer l'ensemble des images dans un délai raisonnable. Toutefois, certaines publications récentes font état de volumes de 100x100x100 mm^3 dans le cas d'écoulements à Re=1000, Hori and Sakakibara (2004).

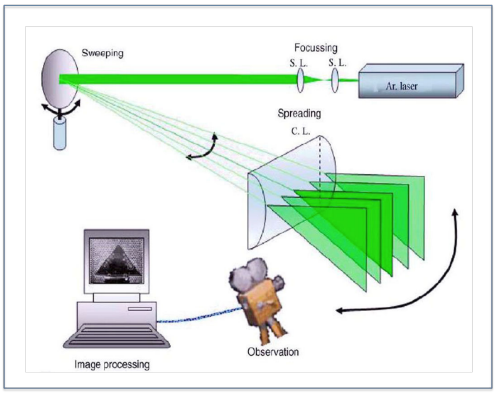


FIGURE 1.14 – *Schéma de principe de la scanning PIV (Prenel and Bailly (2006))*

Cependant, il en ressort que ces techniques sont limitées par l'épaisseur de volume mesurable ou encore par la limitation de la vitesse de l'écoulement au regard de la vitesse de balayage. C'est pourquoi les méthodes à mesure directe de 3 dimensions et 3 composantes sont exposées ci-ensuite.

1.3.6 Méthode 3D-3C

Les principales différences entre les techniques de mesures 3D résident dans la façon d'acquérir les positions 3D des particules. Grâce au schéma de la figure 1.15, on remarque qu'il est possible soit :

- de jouer sur l'association de plusieurs points de vue. En effet, la combinaison de plusieurs positions 2D permet de repositionner les particules dans l'espace.
- soit d'utiliser une propriété d'acquisition qui fournirait l'information de profondeur manquante avec les particules focalisées. Dans ce cas, une seule caméra est à priori nécessaire.

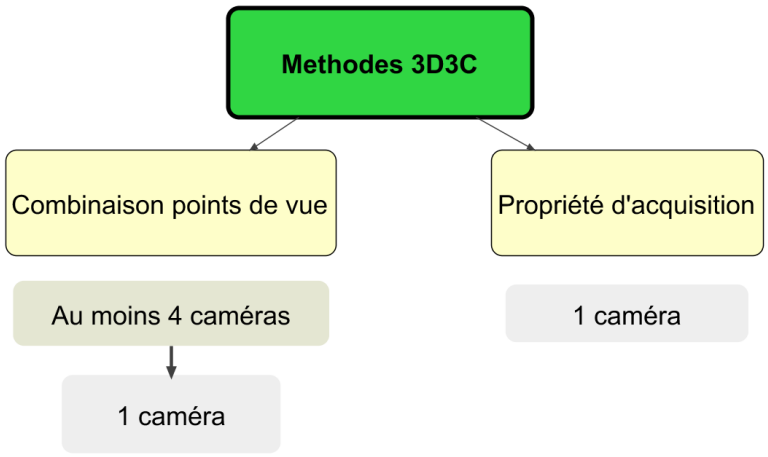


FIGURE 1.15 – *Schématisation de la distinction faites sur les approches de mesure 3D.*

La présentation des techniques suivra une décroissance dans l'utilisation du nombre de caméras.

La combinaison des points de vue

- **La PIV tomographique**

Une technique de PIV tomographique utilisant plusieurs caméras pour enregistrer l'écoulement sous différents points de vue a été développée récemment, Elsinga et al. (2006). L'objectif est de mesurer les trois composantes de cet écoulement grâce à un algorithme de reconstruction. En effet chaque caméra est orientée dans une direction différente mais du même côté par rapport au volume illuminé et une ligne de projection peut être définie pour chaque particule ou valeur d'intensité, il n'est pas nécessaire d'identifier au préalable les particules. L'intersection de ces lignes entre les différentes caméras donne la position de la particule dans l'espace réel. Cette étape, appelée " Reconstruction Tomographique ", fournit une reconstruction de l'intensité en trois dimensions pour chaque instant sur laquelle seront appliqués des algorithmes de corrélation croisée de la même manière que pour la PIV 2D mais appliqués cette fois-ci à des sous-volumes. L'enchainement des étapes ainsi que la visualisation du montage expérimental sont illustrés sur la figure 1.16.

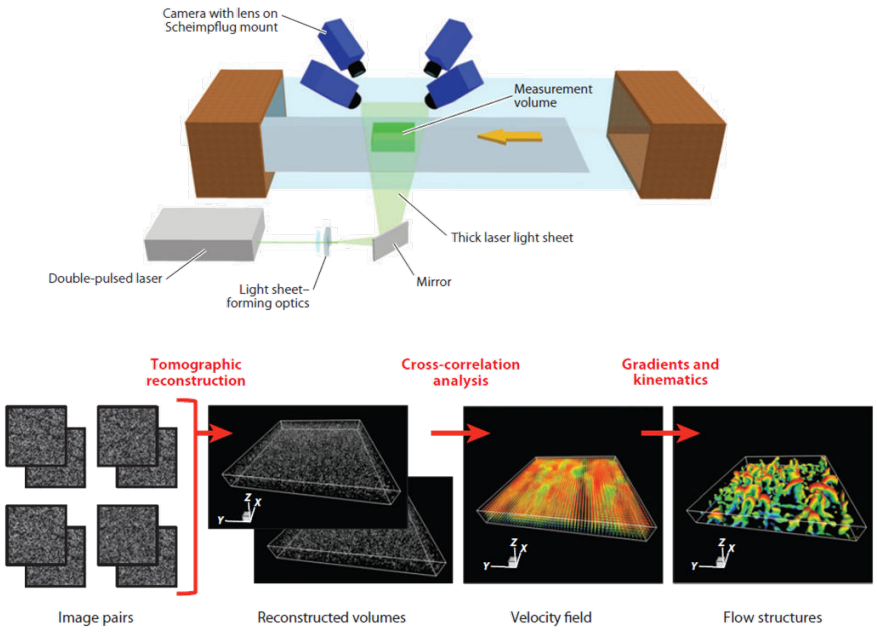


FIGURE 1.16 – *Description de l'ensemble des étapes de la PIV tomographique, d'après Westerweel et al. (2013).*

De plus la capacité de cette méthode à vérifier l'existence d'une particule conditionne la qualité du champ de vitesse reconstruit, l'enjeu étant de limiter le nombre de particules dites " fantômes " qui résulteraient d'une mauvaise validation et ajouteraient du bruit de mesure comme le montrent les études sur la qualité du champ de vitesse reconstruit (Elsinga et al. (2011)), ainsi que sur leur filtrage (Hosokawa et al. (2013)). On peut noter qu'un moyen simple, bien que coûteux, pour palier la présence de ces particules fantômes consiste à augmenter le nombre de caméras.

Pour optimiser le système, il est possible d'effectuer un montage "Scheimpflug" de telle sorte que toutes les caméras aient le même plan focal (voir principe du montage sur la figure 1.13). Ceci permet d'avoir un maximum de recouvrement des zones nettes perçues par chaque caméra. La densité de particules peut atteindre dans ce type de configuration 0,05 particules par pixel, valeur comparable au cas classique 2D. Cependant la profondeur de champ reste au mieux inférieure à environ 20 mm en raison de la puissance d'éclairage limitée des lasers Schröder et al. (2008). Cela correspond à un traitement de 2000x2000x500 voxels pour chaque itération des étapes de reconstruction et pour chaque instant dans le cas de caméras de 4 Mpx. Il en résulta alors des délais de traitement de plusieurs jours. Enfin on peut noter que la revue complète de cette technique est faite dans l'article Scarano (2013) dans laquelle on lit la description détaillée des phases de calibration du système et de l'étape de reconstruction.

o **La PTV 3D focalisée**

La PTV 3D a pour but d'identifier et de suivre des particules dans un volume. Comme dans le cas de la "*Tomographic PIV*", plusieurs caméras sont orientées différemment dans l'espace et l'intersection de lignes de projection définit la position de la particule dans l'espace (figures 1.17 et 1.18). La précision atteinte dans la localisation de ces particules est de l'ordre du demi-pixel et il est montré que cette configuration expérimentale est très sensible à la densité de particules dans l'écoulement (Kieft et al. (2002)). Ces mêmes auteurs ont évalué la performance de leur méthode en s'attachant à tester diverses configurations expérimentales et à utiliser un algorithme de suivi de particules dans un écoulement tridimensionnel (écoulement derrière un cylindre chauffé). Le volume illuminé est un cube de 10x10x10 cm^3 et les images sont acquises par au minimum deux caméras synchronisées. Lorsqu'on augmente le nombre de caméras, on évite le masquage des particules entre elles, phénomène qui s'accroît bien entendu lorsque la densité volumique de particules augmente. Idéalement les caméras doivent être orthogonales pour minimiser ce problème de chevauchement. La précision reportée lors de la phase de calibration est de 5 μm via l'emploi d'une grille composée de trous de 0,1 mm de diamètre espacés de 5 mm.

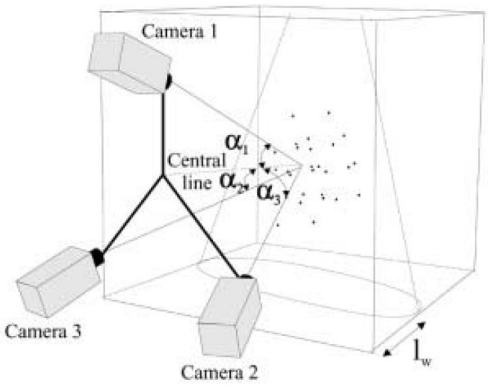


FIGURE 1.17 – *Orientation des caméras par rapport au volume de mesure Kieft et al. (2002).*

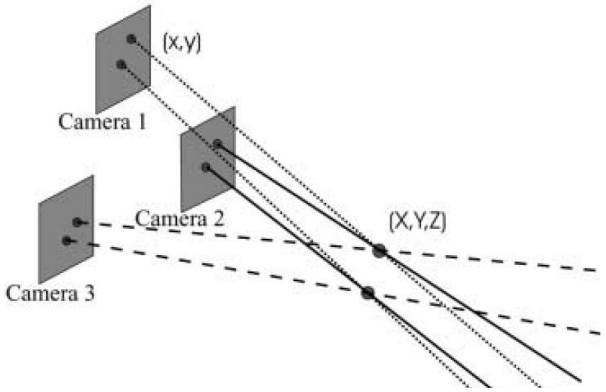


FIGURE 1.18 – *Lignes de projection localisant une particule Kieft et al. (2002).*

Concernant l'algorithme de traitement des images, la méthode appliquée est la suivante :

1 suppression de la lumière ambiante,
2 détection des particules sur les images grâce à un seuil,
3 validation grâce à des arguments fondés sur la forme et l'intensité de ces taches.

L'algorithme de suivi de particules utilise la méthode du "voisin le plus proche", approche suffisante car la densité de particules est relativement faible. Dans le cas d'écoulements réels, environ 500 particules sont suivies sur les 800 particules localisées. Si les volumes à caractériser deviennent importants (de l'ordre de 1000 cm^3), il sera difficile de focaliser les systèmes optiques uniformément dans l'écoulement. Une alternative consiste à utiliser des objectifs avec une petite ouverture afin de limiter au maximum la taille des particules sur l'image. Cela permet notamment d'obtenir une grande densité de particules par image. Il a été ainsi montré qu'il était possible d'obtenir une densité de 30 000 particules dans un volume de $120 \times 120 \times 100$ mm^3 avec trois caméras mais chaque particule ne dépassait pas quatre pixels de diamètre. Cela peut être relativement faible et source d'incertitude dans le cas de bruit de fond important et il convient d'augmenter alors l'ouverture de l'objectif.
Plus récemment et en raison de l'augmentation du nombre d'applications de PIV tomographique, ces installations sont utilisées pour procéder au suivi de particules en 3 dimensions, ce qui correspond à l'identification des particules pour chaque caméra au lieu d'utiliser une corrélation 3D d'intensité pour mesurer le déplacement dans un voxel comme vu précédemment. On peut ainsi tirer bénéfice de la forte densité de particules dans le volume de mesure de l'ordre de 0,05 ppp (particules par pixel) nettement supérieure à la valeur classique de 0,005 ppp en PTV 3D. Finalement la corrélation croisée 3D fournie un estimateur de déplacement local des particules permettant d'associer les particules successivement sans ambiguïté. Cette approche est par exemple utilisée par Novara and Scarano (2012) afin d'extraire l'accélération des particules à partir des trajectoires reconstruites.
Cependant ces systèmes impliquent l'utilisation d'un nombre élevé de caméras et nécessitent des efforts financiers importants liés essentiellement aux moyens de calcul. Citons l'existence du système V3V (volumetric three-component velocimetry) commercialisé par LaVision où 3 caméras sont légèrement désaxées pour avoir 3 angles de vue différents. Le système est visible sur la figure 1.19 de Troolin and Longmire (2010).

- **Techniques par division d'images**

Dans le but de réduire le nombre de caméras, une approche complémentaire consiste à conserver l'utilisation d'une seule caméra mais de faire en sorte que celle-ci acquiert sur une même image différents points de vue.
Par exemple, les travaux décris dans Maas et al. (2009) présentent l'introduction d'un prisme et de 4 miroirs devant la caméra (figure 1.20(a)). L'image récupérée posséde 4 quadrants, chacun avec un angle de vue propre. De son côté Gao et al. (2012) introduit une lentille prisme devant la caméra (figure 1.20(b)).

En poussant l'idée à son extrême, des ensembles de micro lentilles peuvent être disposés entre l'objectif de la caméra et son capteur. Le principe de ces caméras dites "plénoptiques", illustré par la figure 1.21, consiste à supposer que chaque lentille joue le rôle d'un objectif permettant d'acquérir différents

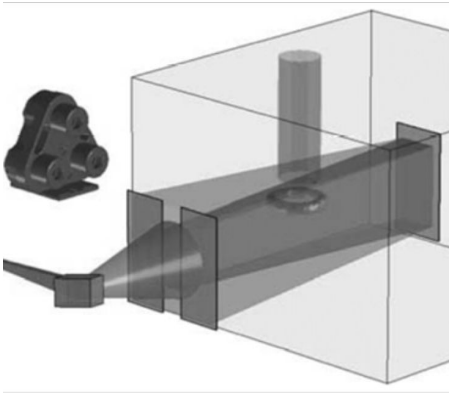
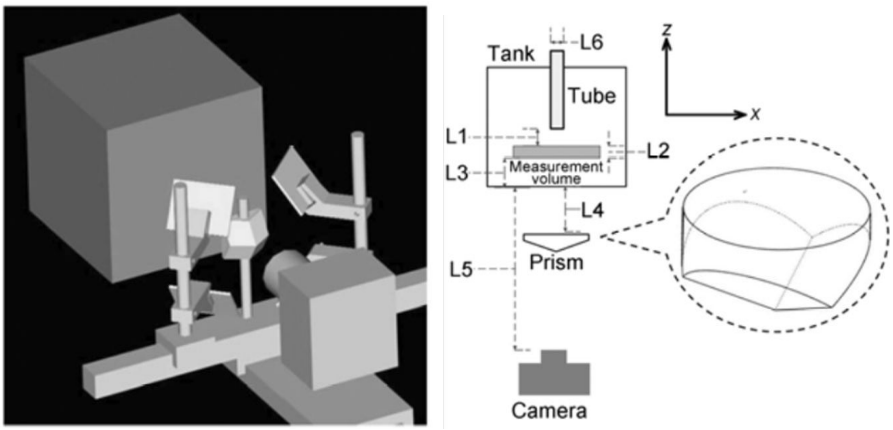


FIGURE 1.19 – *Système d'acquisition V3V - Troolin and Longmire (2010).*



(a) Approche à 4 miroirs de Maas et al. (2009) (b) Approche avec prisme de Gao et al. (2012)

FIGURE 1.20 – *Illustration de deux approches permettant d'observer différents points de vue à travers une division de l'image.*

points de vue avec des angles très faibles (inférieur à 1 degré entre chaque lentille). Thurow and Fahringer (2013), dans leur revue de la technique, détaillent la procédure de reconstruction tomographique opérée ensuite pour étudier le champ de vitesse.

Cette approche de division d'image possède le fort avantage de n'utiliser qu'une seule caméra. Mais la contrepartie directe est la division de la résolution spatiale, et donc de la précision de mesure, en autant de sous division de l'image.

Finalement, les systèmes présentés consistent à regrouper différents points de vue d'un écoulement au même instant et, par des approches différentes, de retrouver les coordonnées en 3 dimensions des particules ou des déplacements

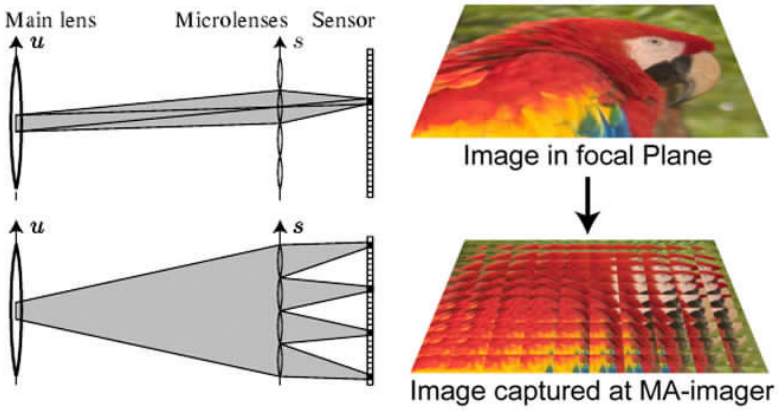


FIGURE 1.21 – *Illustration du principe des lentilles plénoptiques.*

3D. Soit un nombre élevé de caméras est utilisé quitte à augmenter directement le coût d'achat de la technique, soit une image est divisée au détriment de la précision de mesure.
Pourtant la nécessité de multiplier les points de vue n'existe que parce qu'une particule focalisée ne fournit pas d'information sur sa position en profondeur. En ce sens il existe des techniques qui, à travers la récupération d'une propriété d'acquisition fournissent cette information.

Propriétés optiques, utilisation d'une seule caméra

- **Méthodes basées sur des faisceaux lumineux de plusieurs couleurs**

Ces méthodes basées sur l'utilisation de nappes de lumière de couleurs différentes permettent d'atteindre la troisième composante spatiale en superposant partiellement des feuillets de lumière de couleurs différentes pour créer un faisceau lumineux dans lequel la couleur change uniformément en profondeur (Prenel and Bailly (2006)). On accède ainsi à la position de la particule dans la troisième dimension grâce à sa couleur, comme présenté dans la figure 1.22

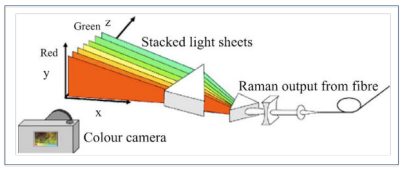


FIGURE 1.22 – *Principe d'un montage de PIV multi-couleurs (Prenel and Bailly (2006)).*

L'épaisseur des feuillets utilisés et le calibrage nécessaire en nuance (si une seule caméra est utilisée) font que ces méthodes sont peu performantes. (McGregor et al. (2007)) montre une précision de 50% dans l'évaluation de la

troisième composante de la vitesse malgré l'utilisation de onze feuillets de lumière, chacun épais de 3 mm et éclairant au total un volume de 75x35x25 mm^3 ce qui correspond au traitement de 100 à 500 particules sans procéder à leur identification, ce qui reste relativement faible.

o **La PIV holographique**

L'holographie numérique est une technique optique qui offre l'avantage d'enregistrer une information tridimensionnelle d'un objet sur un support bidimensionnel. Elle permet d'accéder à la taille, la forme, la position dans l'espace ou encore les 3 composantes de vitesse des objets présents dans l'écoulement. Les informations 3D des particules illuminées sont enregistrées sur un capteur 2D et sont ensuite reconstruites grâce aux propriétés de cohérence de la source de lumière utilisée. Pour une bonne cohérence spatiale, la source doit être ponctuelle. La cohérence temporelle est liée à la monochromaticité de la source. Les sources laser (continues ou pulsées) classiquement utilisées vérifient ces propriétés de cohérence. La figure 1.23 rend compte de la simplicité du montage et de la forme des hologrammes récupérés sur une image. Une telle technique est présentée par Hinsch (1995).

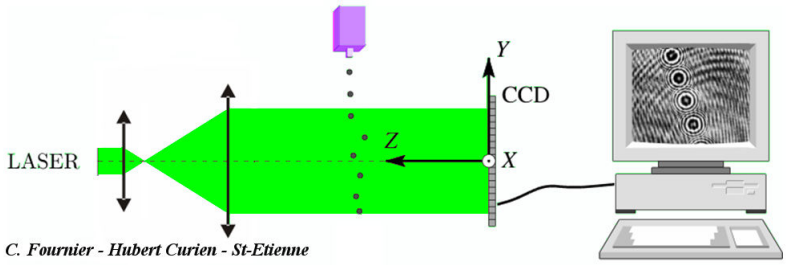


FIGURE 1.23 – *Principe d'un montage de PIV holographique.*

Cependant cette technique souffre d'une très grande sensibilité au bruit de type speckle ainsi que du niveau de cohérence du faisceau lumineux, la traversée d'obstacles étant l'une des causes. Une description plus complète de l'holographie est disponible dans Gao et al. (2012).

o **La défocalisation**

Le concept de défocalisation en vélocimétrie laser consiste à supposer que la taille apparente d'une particule défocalisée sur l'image ne dépend pas de sa taille physique mais seulement de son éloignement au plan focal. En se défocalisant, l'image des particules prend la forme de l'ouverture, soit un disque comme le montre la figure 1.24. Après une phase de calibration, décrite dans Baudoin and Zimmer (2012) il devient possible de relier une taille apparente à une profondeur.

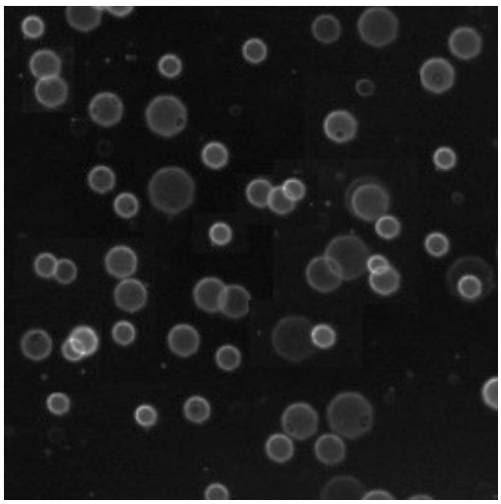


FIGURE 1.24 – *Visualisation de particules défocalisées - issu de Bao and Li (2010).*

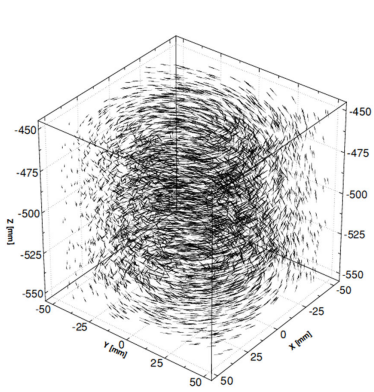
L'avantage de cette technique, développée par Damaschke et al. (2005), est de fournir simplement la troisième composante. De plus, de la même manière que pour l'holographie, les particules arborent une forme bien distincte sur l'image au détail prêt que l'image n'est pas parasité par d'autres interférences. Cependant, une limitation non négligeable est la concentration maximale mesurable proche de 0,001 ppp alors que la PIV tomographique accepte des niveaux de concentration de 0,1 ppp et une PTV 3D focalisée classique de 0,005 ppp. Néanmoins des moyens de compression optiques abordés dans Damaschke et al. (2002) existent pour augmenter cette limitations.

L'avantage de ces approches est donc de pouvoir obtenir la position 3D de la particule à partir de son centre sur l'image et de paramètres tels que sa couleur, sa taille apparente ou encore les propriétés de cohérence qui en émanent sur l'image. Avec le besoin d'identifier les particules, leur suivi au cours du temps apparait naturellement. Pour cela, des algorithmes de PTV 3D existent.

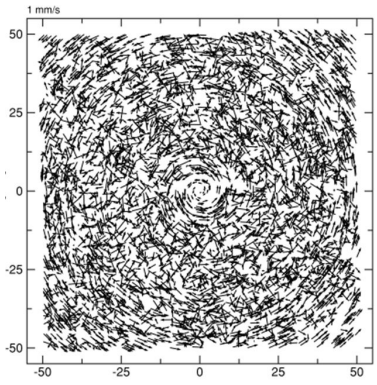
1.3.7 Le suivi 3D

Les particules détectées dans l'espace doivent maintenant être suivies individuellement afin de reconstruire les champs de vitesses à l'aide d'algorithmes de suivis 3D.
Des écoulements synthétiques sont préalablement utilisés pour anticiper la concentration limite de particules que peuvent gérer chacun des algorithmes ainsi que leur robustesse face au bruit. Des solutions analytiques de l'équation de Navier Stokes sont utilisées et permettent de comparer la qualité de reconstruction en chaque point de mesure avec la solution. Par exemple Pereira et al. (2006) génèrent des positions fictives dans un écoulement type vortex de

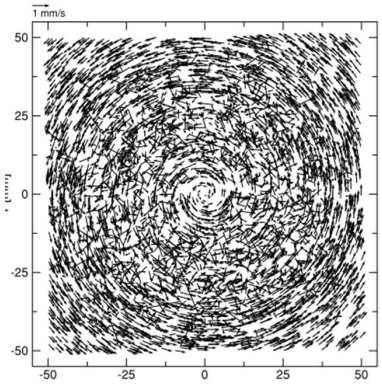
Burger visible sur la figure 1.25(a). Ils parviennent à suivre jusqu'à 5000 particules et concluent que l'algorithme de relaxation est plus efficace que ceux de réseaux neuronaux et du plus proche voisin. Les différents clichés de la figure 1.25 attestent de la performance de chacun de ses algorithmes appliqués à la reconstruction de cet écoulement synthétique. Le bruit de mesure occasionné par des associations incorrectes est bien plus élevé pour les approches de réseaux neuronaux et du plus proche voisin (respectivement figures 1.25(c) et 1.25(b)) que celui issu de la relaxation.



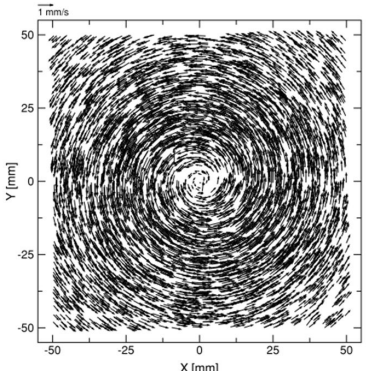
(a) Réprésentation de l'écoulement vortex de burger



(b) Le plus proche voisin



(c) Neural network



(d) Relaxation

FIGURE 1.25 – *Présentation de la pesrformance de 3 algorithmes d'association de particules (figures 1.25(b) à 1.25(d)) dans le cadre d'un écoulement 3D synthétique (figure 1.25(a)) - de Pereira et al. (2006)*

Depuis peu, une approche nommée "Shake The Box ", Schanz et al. (2013), semble avoir dépassé un stade dans la capacité d'association des particules puisque le suivi de près de 100 000 particules est atteint pour des concentrations de 0,03 - 0,04 ppp. Cette technique est basée sur l'optimisation des

distributions de l'associations des particules en fonction de trajectoires préalablement initialisée. En plus de proposer une approche performante, en analysant simplement les positions des particules et non l'analyse d'image, un gain significatif en terme de stockage de donnée est obtenu. Une description didactique de l'algorithme est disponible dans Schanz et al. (2013) . Une illustration du suivi de particules en 3D à partir d'un montage de type PIV tomographiqu est présentée sur la figure 1.26.

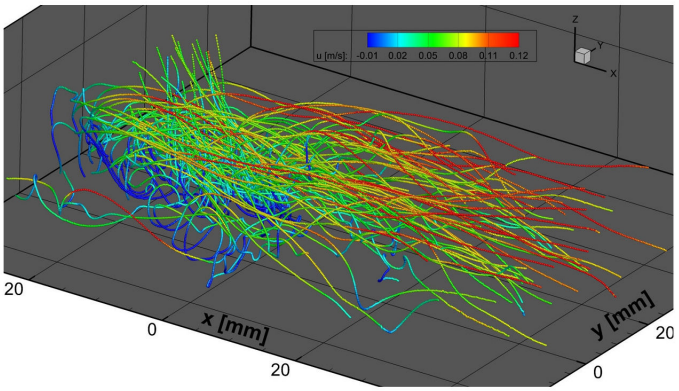


FIGURE 1.26 – *Illustration du suivi de 74 trajectoires - Direction principale de l'écoulement vers des x positives et coloration en fonction du niveau de vitesse en x, issus de Schanz et al. (2013).*

1.4 Conclusions

Ce chapitre a présenté la nécessité de déterminer le champ de vitesse autour d'obstacles pour remonter au champ de pression s'exerçant dessus. Ont été présentés un état de l'art des techniques de mesure de vitesses non intrusives basées sur la vélocimétrie laser et le suivi de particules traceuses.
Avant de pouvoir s'intéresser aux techniques actuelles en 3D, il a été nécessaire d'aborder les principes d'imagerie 2D et leur extension parfois naturelle en 3D. De cette étude ressort deux axes :

1 L'utilisation de particules focalisées nécessite obligatoirement l'acquisition de multiples points de vue. Le plus couramment un nombre de caméras s'élevant autour de 4 permet de procéder à des mesures volumiques. A cela s'ajoute une détectabilité faible des particules focalisées en cas de traversée d'obstacles transparents.

2 D'autres approches se basent sur la récupération d'une caractéristique géométrique de l'image des particules pour récupérer la position en 3 dimensions sans augmenter le nombre de caméras. Néanmoins la concentration de particules est considérablement plus faible.

Finalement il est apparu que la technique de défocalisation représentait un compromis avec un fort potentiel pour résoudre la question du nombre de vue réduit nécessaire au positionnement 3D des particules grâce, notamment, à la forme caractéristique de ces dernières sur les images des caméras.
L'ensemble des travaux à mener sera dans un premier temps de déterminer les niveaux d'incertitude liés à l'obtention du centre et de la taille apparente de chaque particule ainsi que de développer une technique de compression pour augmenter les limites de concentrations.

Chapitre 2

Mise au point de la technique expérimentale.

Lors de la mise en place de mesures PTV, 3 grandes étapes successives conditionnent la qualité globale de la technique :

1 **L'acquisition** :
Le réglage des paramètres d'acquisition a pour but d'optimiser la distinction unitaire des particules que ce soit de par leur forme apparente, leur netteté ou encore leur concentration dans l'image.

2 **La détection**
Le choix de l'algorithme de détection doit être adapté aux formes et à l'intensité des particules ainsi qu'au niveau de concentration.

3 **L'association**
La capacité à associer correctement les positions des particules détermine la qualité de reconstruction de l'écoulement. Un choix judicieux d'algorithme permettra de limiter le bruit de mesure provenant d'associations incorrectes.

Chacun de ces points, associés aux problématiques, sera discuté à travers ce chapitre. D'abord, en débutant par la mise en place de la technique d'acquisition de particules disposées dans l'espace. Un algorithme de détection présenté ensuite fournira leur position et les performances de celui-ci seront discutées et quantifiées à l'aide d'images synthétiques. La récupération du déplacement des particules sera abordée dans le but de reconstruire leur trajectoire.

2.1 Système d'acquisition

2.1.1 Le principe de défocalisation

La défocalisation d'un objectif consiste à acquérir l'image d'un objet dont la position n'est pas au niveau du plan focal mais se trouve en dehors de la profondeur de champ de l'objectif. En 1987 est né le domaine de la mesure de "profondeur par défocalisation" ("Depth from Defocuss" - DFD). Pentland (1987) démontre qu'une information de profondeur peut être récupérée à partir de la défocalisation de l'image localement, et ce, en arrivant à quantifier le degré de flou. Ce principe a été appliqué à différentes situations et une revue non exhaustive de diverses méthodes est présentée dans Chaudhuri and Rajagopalan (1999).
La théorie développée suppose une utilisation des modèles de lentilles minces. C'est à dire que les faisceaux lumineux issus d'un objet situé au plan focal image d'une lentille apparaîtront sur le plan focal image, en un seul point. Une des conséquences de la théorie des lentilles minces implique qu'une source lumineuse ponctuelle, n'appartenant pas au plan focal objet de la lentille, prenne la forme d'un disque. La forme de disque est simplement liée à la forme de l'ouverture circulaire de la lentille. Un schéma de principe est dessiné dans la figure 2.1. Par des considérations d'optique géométrique Pentland (1987) montre que la distance entre la source ponctuelle à la lentille z_i s'obtient selon l'équation 2.1 :

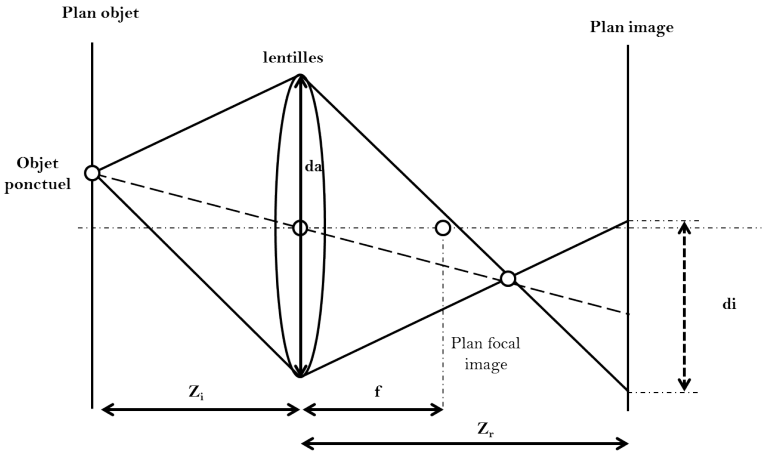


FIGURE 2.1 – *Modélisation de la défocalisation sous hypothèse de la théorie des lentilles minces.*

$$z_i = \frac{f.z_r}{z_r - f + d_i.f_{cam}} \tag{2.1}$$

avec d_i le rayon du cercle sur le capteur, f la focale de la lentille, $f_{cam} = f/(d_a)$ avec d_a l'ouverture de la lentille et z_r la distance séparant la lentille du capteur.

Ce concept a été repris dans le cadre des techniques de vélocimétrie laser par image de particules. Lorsque la caméra est focalisée, on observe idéalement sur l'image deux points lumineux qui sont issus de la réflexion et de la première réfraction (si existante) d'un faisceau lumineux incident sur la particule. Lorsque l'objectif de la caméra est défocalisé, les deux points lumineux s'agrandissent, se chevauchent et finissent par ne former plus qu'une seule tache lorsque la défocalisation est importante. Cette tache est unique quelle que soit la défocalisation dans le cas d'objets opaques car seule la réflexion existe. En reprenant le principe détaillé plus haut, la taille apparente de l'objet étudié sera fonction de son éloignement par rapport au plan focal et non à sa taille réelle. L'information récupérée permet donc d'estimer la position de l'objet dans le plan perpendiculaire au plan du capteur. Le principe est illustré dans le schéma de la figure 2.2 où z est la composante perpendiculaire au capteur.

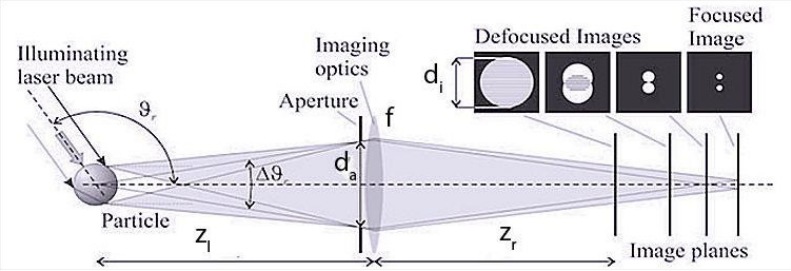


FIGURE 2.2 – *Effet de la défocalisation des particules sur la caméra (d'après Damaschke et al. (2002))*

A partir de l'équation 2.1 il est possible de décrire l'évolution de la taille apparente d_i de la particule dans le plan de l'image selon l'équation 2.2. La figure 2.2 illustre le processus de défocalisation en fonction de la position du plan image.

$$d_i = d_a * \left| 1 - z_r * \left(\frac{1}{f} - \frac{1}{z_1} \right) \right| \tag{2.2}$$

Les hypothèses d'utilisation de cette équation reposent sur le caractère ponctuel d'une particule en tant que source de lumière et la modélisation d'un objectif par une seule lentille convexe sans aberration optique.
L'équation 2.2 montre que la taille apparente d_i de l'objet ne dépend pas de sa taille physique mais seulement des paramètres d'acquisition propres à l'objectif utilisé (focale et ouverture) ainsi qu'à l'emplacement du plan focal objet.
Cette équation montre aussi que deux particules situées à la même distance de part et d'autre du plan focal objet, auront la même taille apparente. Pour éviter toute ambiguïté quant à leur localisation respective, le plan focal objet

devra être placé en amont ou en aval de la zone mesurée.

2.1.2 Les limites de concentration

Une des limites de la technique de défocalisation est le fort taux de recouvrement des particules entre elles. Ceci se vérifie particulièrement pour les écoulements à forte densité d'ensemencement et lorsque de grandes tailles de particules défocalisées sont atteintes. La figure 2.3 illustre le phénomène de superposition de particules défocalisées (gouttes) pour deux champs de vue différents. La présence de franges d'interférence dans ces images est issue de la combinaison de la réflexion et la réfraction.

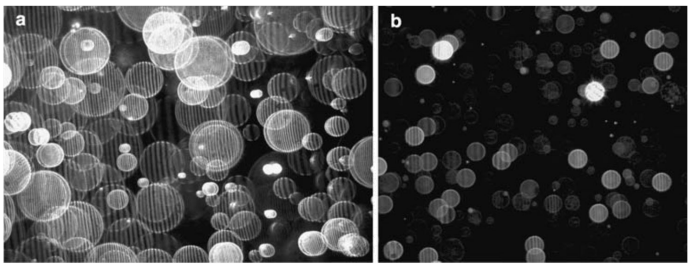


FIGURE 2.3 – *Visualisation d'un écoulement de gouttes d'eau en sortie de spray, à gauche : faible champ de vue et grande sensibilité sur la taille - à droite- champ de vue plus large et sensibilité plus faible sur la profondeur- (Damaschke et al. (2002)).*

La densité maximum mesurable va donc dépendre de la faculté de la technique à différencier deux particules se superposant partiellement. Il est courant d'introduire un coefficient de superposition γ, par définition compris entre 0 et 1 (Damaschke et al. (2002)). Une approche classique de défocalisation conduit rapidement à un taux de superposition important et limite ainsi la densité maximale. Pour augmenter la densité tout en conservant le même facteur de superposition, une approche de compression partielle basée sur l'introduction de lentilles et d'une fente rectangulaire entre l'objectif et le capteur est introduite par Maeda et al. (2000). Il est ainsi possible de gagner un facteur d'environ 10 en densité de particules pour une même configuration géométrique (même objectif et même distance par rapport au plan focal). Cependant, cette compression partielle entraine la perte de la redondance de l'information de taille apparente car celle-ci n'est disponible que sur une ligne, entraînant de plus grandes incertitudes. L'implémentation d'une telle approche a été réalisée et une description est disponible en annexe A.

2.1.3 Principe et analyse de l'espace annulaire

Une alternative à cette compression partielle est l'introduction d'un gommage ciblé de l'information. Le but est de préserver l'ensemble de l'information utile (donc le pourtour complet de la particule) tout en éliminant l'information pouvant conduire à des interférences à l'intérieur de l'image de la particule comme sur la figure 2.3. Pour réaliser cette opération, un masque circulaire à été mis en place. Inspirée de l'article de Lin et al. (2008) qui met au point une technique de suivi de particules 3 dimensions - 3 composantes pour des volumes de 410×310×120 μm^3, cette technique consiste à introduire un masque circulaire de diamètre d entre l'objectif et le capteur de la caméra, comme présenté dans la figure 2.4.

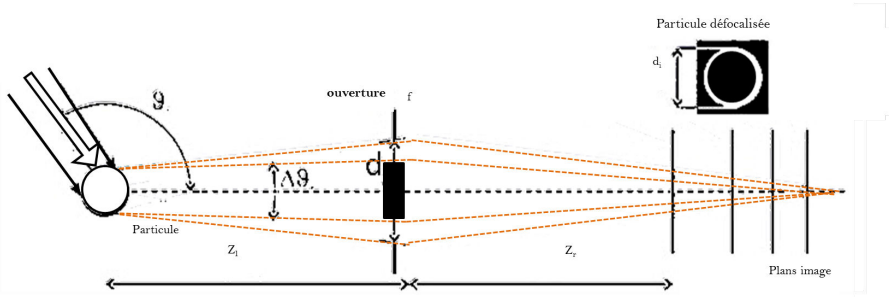


FIGURE 2.4 – *Schéma de principe du fonctionnement de l'espace annulaire - adaptation du schéma de Damaschke et al. (2002).*

En considérant chaque particule comme une source ponctuelle, les rayons lumineux qui auraient dû éclairer les pixels centraux des particules sur le capteur seront stoppés par le disque opaque. Seuls les rayons passant par l'ouverture annulaire atteignent le capteur et laissent apparaître un contour lumineux. L'épaisseur de ce contour dépend de la section de passage entre l'ouverture de l'objectif et le disque opaque comme le rend compte le schéma 2.4. Les particules situées au plan focal restent focalisées sur le plan focal image (le capteur).

- ***Le montage final***

Le montage, illustré dans la figure 2.5, consiste à placer un disque opaque au milieu de l'objectif de la lentille. Ce disque jouera le rôle de zone intérieure à l'anneau alors que les frontières physiques de l'objectif feront office d'anneau extérieur. Afin d'appliquer ce principe, le montage d'un système de maintien à trois branches a été développé. Celles-ci peuvent être plus ou moins larges, selon l'image finale souhaitée. Des branches épaisses font apparaître des discontinuités dans l'anneau tandis que des branches fines, inférieures au millimètre, ne sont pas détectables.

- ***Intérêts***

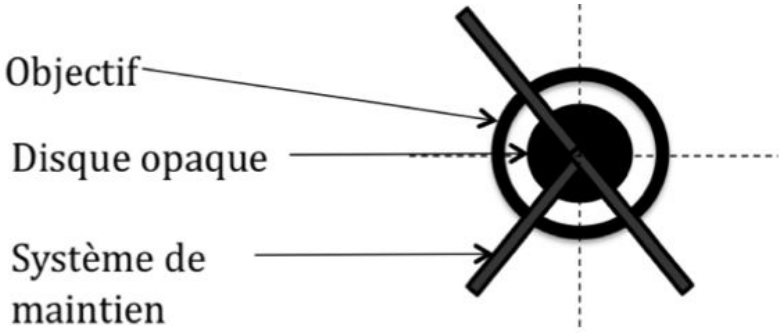


FIGURE 2.5 – *Schéma du dispositif du support du disque utilisé en pratique.*

Puisque le rôle de ce système est d'empêcher uniquement les rayons internes de passer, la taille de l'anneau externe est similaire, avec et sans cet espace annulaire. Une illustration est proposée dans la figure 2.6 où le diamètre apparent de 44 pixels est conservé dans les deux cas.

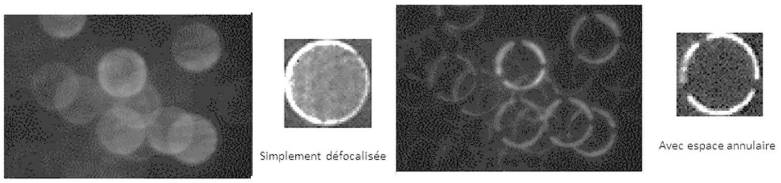


FIGURE 2.6 – *Comparaison de l'image de particules sans et avec espace annulaire.*

Ainsi il est toujours possible de relier de la même manière la position de la particule dans la troisième dimension avec sa taille apparente. L'apparition des trois discontinuités sur l'anneau est bien due au système de maintien.
Une conséquence directe de cette technique est une différence de contraste beaucoup plus importante en présence du disque. Un second intérêt réside dans le chevauchement sans interférence des particules, ce qui permet de voir à travers. A titre indicatif, une particule défocalisée dans cet exemple, de 44 pixels, illuminera au moins 1330 pixels. Elle n'occupera plus que 316 pixels lors de l'utilisation de l'espace annulaire. Le facteur de compression est d'environ 4 mais varie linéairement avec le diamètre apparent.

Deux types d'objectifs à ouverture différente ont été utilisés dans la suite des travaux. Chaque objectif nécessite le développement d'un espace annulaire qui lui est propre afin de limiter la taille de l'anneau externe. Les différentes configurations adaptées aux objectifs sont détaillées dans le tableau 2.1.

TABLE 2.1 – *Caractéristiques des objectifs utilisés et des espaces annulaires associés.*

Focale f	**Ouverture n**	**Diamètre de l'espace annulaire D_{ea}**
80 - 200 mm	2.8	1.5 cm
105 mm	2	2.5 cm

o ***Évaluation de la perte d'intensité lumineuse***

L'insertion d'un disque opaque au centre de la lentille implique une perte de luminosité qu'il convient de quantifier.
On rappelle que pour un capteur situé en aval d'un objectif, son éclairement E est inversement proportionnel au carré de l'ouverture n de l'objectif (équation 2.3).

$$E = \alpha \frac{1}{n^2} \tag{2.3}$$

avec α un paramètre intrinsèque à la source lumineuse et à l'objectif. Ce paramètre est fixe et ne dépend pas de l'ouverture n.
En calculant la nouvelle ouverture équivalente de l'objectif avec l'espace annulaire n_{ea}, il deviendra possible d'évaluer la perte de lumière entrainée par l'ajout du disque opaque puisque le paramètre α reste constant.
De manière générale, l'ouverture n s'obtient selon l'équation 2.4 avec S la surface d'ouverture.

$$n^2 = \frac{\pi f^2}{4S} \; avec \; S = \frac{\pi D^2}{4} \tag{2.4}$$

avec D le diamètre de l'ouverture du diaphragme de l'objectif et f sa focale. Lorsque l'espace annulaire est ajouté, la surface d'éclairement est tronquée et doit être recalculée selon l'équation 2.5 :

$$S_{ea} = \frac{\pi(D^2 - D_{ea}^2)}{4} \tag{2.5}$$

avec D_{ea} le diamètre extérieur de l'espace annulaire.

A titre d'illustration, pour l'objectif de focale fixe 105 mm et d'ouverture n= 2 on obtient D = 52,5 mm et S = 2131,9 mm^2. Pour un espace annulaire avec D_{ea} = 25 mm de diamètre, S_{ea} = 1641 mm^2 menant à ouverture relative finale égale à 2,29 à la place de 2.
Ensuite, en se basant sur la constance de α, il est possible d'écrire la relation de l'équation 2.6 avec β le coefficient de perte entre les deux éclairements .

$$E(n_{ea}) = \beta.E(n) \; soit \; \beta = \frac{(D^2 - D_{ea}^2)}{D^2} \tag{2.6}$$

Dans notre situation, une application numérique nous mène à β=0,77.
En conclusion, l'ajout d'un espace annulaire de 25 mm de diamètre sur l'objectif de focal 105 mm et d'ouverture 2 équivaut à un objectif à ouverture de 2,29. En d'autres termes, cela se traduit par une conservation de 77% de la lumière reçue initialement par le capteur ou encore une perte de 23%.

o ***Illustration de l'intérêt***

Dans le cadre d'une acquisition dans un volume de particules (voir figure 2.7), l'intérêt du masque est plus important encore puisque que l'on voit que des particules de faible diamètre apparent peuvent être visualisées à l'intérieur d'autres particules, dont la taille apparente est plus grande. Jusqu'à présent, ceci était impossible à obtenir avec des particules apparentes pleines. De plus, pour des particules dont le centre est quasi identique, la résolution d'un tel cas n'était pas envisageable avec une approche de compression traditionnelle.

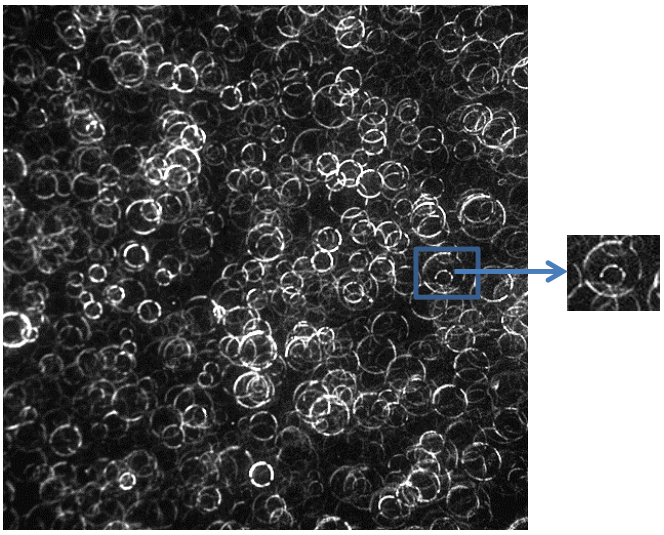


FIGURE 2.7 – *Visualisation d'une distribution de particules dans un volume avec la technique d'espace annulaire et zoom sur une zone de l'image.*

La technique proposée est ainsi basée sur le principe de défocalisation dont l'intérêt est de positionner dans l'espace des particules à partir de leurs tailles apparentes et de leurs centres en une seule vue. L'ajout d'un disque opaque permet de s'affranchir du remplissage du centre des particules défocalisées, laissant présager une plus grande capacité de détection. Il convient maintenant de développer les algorithmes permettant la détection de ces particules sur une image.

2.2 La phase de détection

La phase de détection est une des phases les plus importantes dans les algorithmes de PTV car elle va permettre de caractériser la qualité de la technique. L'objectif est de détecter un maximum de particules avec la meilleure précision possible tout en éliminant l'apparition de particules fantômes. Le problème qui se pose ici est double puisqu'il s'agit d'une part de déterminer l'existence de particules défocalisées et d'autre part de déterminer leur taille apparente et leur centre. On cherche donc ici à présenter succinctement les algorithmes de détection déjà existant puis ceux mis en place dans le cadre de la thèse.

2.2.1 Les techniques de reconnaissance de forme

La mise en place de la technique d'espace annulaire dans le chapitre 2.1.2 a permis de transformer le problème de détection de disque plein en un problème plus général de détection d'anneaux. Une des premières approches a consisté à faire correspondre un cercle de rayon donné à un ensemble de points (Gander et al. (1994)). Ensuite la détection de cercle a connu un essor dans le monde de la "reconnaissance de forme" dont les applications industrielles et robotiques furent nombreuses (voir par exemple Davies (2000)). Deux techniques couramment utilisées sont décrites dans un premier temps puis comparées par la suite sur des cas d'images synthétiques.

o **La Transformée de Hough**

La première consiste en l'application de la transformée de Hough développée par O. Duda and E. Hart (1971) à partir d'un brevet d'IBM. L'objectif initial est de détecter des lignes et des courbes dans une image. Son principe repose sur une transformation des coordonnées cartésiennes d'un pixel lumineux sur l'image dans un référentiel cylindrique où les courbures sont transformées en lignes, et deviennent plus facilement détectables. En complément, le lecteur pourra trouver une description plus détaillée en annexe E. Certains désavantages sont à noter comme la tendance à fournir des valeurs entières de rayon de cercle ou la faible robustesse dans le cadre de forte densité de cercles. Cependant sa facilité d'utilisation grâce, par exemple, au développement d'outils sous la plateforme Matlab et sa relative rapidité d'exécution restent de forts atouts qui en font l'une des techniques les plus répandues.

o **La détection par corrélation, principes et définition**

L'approche développée par la suite se base sur la correspondance entre un schéma prédéfini et une portion de l'image. Elle permet de mesurer la similitude entre deux signaux qui peuvent soit être unidimensionnels, comme des mesures temporelles de pression ou de vitesse, soit en deux dimensions, telle une image. La grandeur comparée est l'intensité lumineuse de chaque élément des deux

images, respectivement I_1 et I_2. La corrélation croisée normalisée R, centrée sur $(0,0)$ en un point de coordonnées (x,y), s'exprime par l'équation 2.7

$$R(x,y) = \frac{\sum_{i,j}^{m,n}(I_1(i,j) - \bar{I}_1) \times (I_2(x+i,y+j) - \bar{I}_{2,xy})}{\sqrt{\sum_{i,j}^{m,n}(I_1(i,j) - \bar{I}_1)^2 \times \sum_{i,j}^{m,n}(I_2(x+i,y+j) - \bar{I}_{2,xy})^2}} \quad (2.7)$$

où i,j correspondent aux positions des pixels de la plus grande des images de taille $m \times n$ et $\bar{I}_{2,xy}$ la moyenne de l'image dans la zone de superposition entre l'image I_1 et I_2 et $\bar{I}_1$ la moyenne de l'image I_1.
La corrélation croisée est donc par définition un signal à deux dimensions, appelé "carte", sur laquelle la présence d'un pic signale la position la plus probable statistiquement du centre de l'image I_2 sur l'image I_1. La normalisation de la fonction de corrélation croisée permet ici d'obtenir une valeur de 1 pour ce pic lorsque l'image I_2 est parfaitement retrouvée sur l'image I_1 et de -1 si les motifs sont parfaitement opposés.

o **La détection par corrélation, application**

La transposition de cette technique dans notre situation consistera à corréler des images de particules défocalisées, comme celle de la figure 2.7 avec un canevas de particule défocalisée.
On appelle "canevas" des matrices carrées générées sur ordinateur dont les valeurs de remplissage sont censées représenter un motif. Ce dernier représentera une particule défocalisée seule. A titre d'illustration, les figures 2.8(b) et 2.8(c) représentent deux canevas différents dont le but est de correspondre au mieux à la particule de la figure 2.8(a).

o **La détection par corrélation, paramètres de définition**

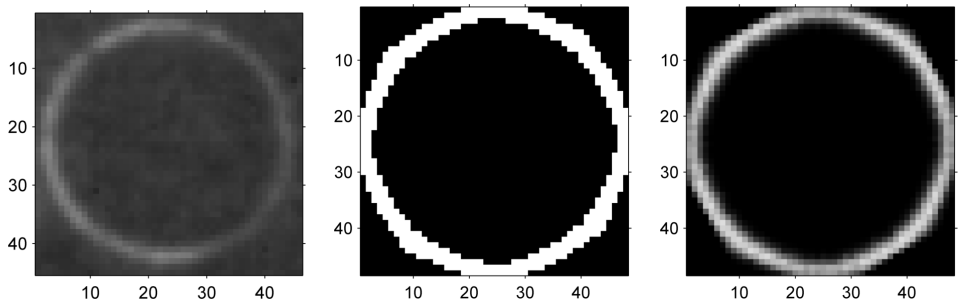
Deux principaux paramètres influençant sensiblement le résultat de la corrélation croisée sont à définir et sélectionner.

1 Les paramètres de remplissage

Les canevas ne sont pas uniques et leurs paramètres de définition permettent d'améliorer sensiblement le résultat de la corrélation croisée. L'exemple de la figure 2.8 démontre qu'un canevas défini en noir et blanc (figure 2.8(b)) possède un coefficient de corrélation de 0,47. Il est inférieur à 0,65 qui est la valeur obtenue pour un canevas défini en niveau de gris (figure 2.8(c)). Ce dernier est donc plus à même d'être utilisé pour des détections de particules provenant d'images expérimentales.

2 La dimension du canevas

De plus, la taille de ces matrices peut être volontairement changée afin de correspondre au mieux aux évolutions de tailles apparentes des particules sur l'image acquise par la caméra. Plus la dimension du canevas correspondra à la taille apparente des particules sur l'image, meilleure sera la valeur de la corrélation. En



(a) Image de particule réelle (b) Corr coeff= 0,47 (c) Corr coeff= 0,65

FIGURE 2.8 – *Comparaison des motifs des canevas avec une particule réelle (a) de 44 pixels de diamètre - (b) canevas en noir et blanc - (c) canevas en nuances de gris.*

revanche, celle-ci tendra à diminuer pour des canevas dont la taille est différente.

o **La détection par corrélation, critères de validation**

La validation de l'existence d'une particule par corrélation croisée est soumise à deux critères.

1 La valeur du pic de corrélation.

La valeur du pic de corrélation doit être supérieure à un certain seuil. Une valeur classique est estimée à 0,3. Ainsi, dans la suite et sauf précision contraire, ce seuil de 0,3 sera appliqué.

2 Le rapport signal sur bruit.

Le second critère introduit est le facteur de rapport signal sur bruit (ou SNR en anglais) qui caractérise le rapport entre la qualité du signal (la valeur du plus haut pic de corrélation) sur le niveau de bruit (le niveau du second plus haut pic de la carte de corrélation). La figure 2.9 rend compte de la récupération des positions des deux pics P1 et P2 nécessaires à l'évaluation du SNR à partir d'une corrélation croisée entre une image de particule et un canevas. Par définition, ce paramètre vaut au minimum 1. Si ce paramètre est élevé, cela signifie que la corrélation est très bonne. Typiquement, dans des applications de type vélocimétrie laser par images de particules, ce paramètre est considéré comme bon lorsque sa valeur est supérieure à 2.

L'ajustement des valeurs des seuils de corrélation et du SNR dépendront de la qualité de la mesure, ainsi que du niveau d'exigence désiré. Il sera intéressant d'augmenter ces niveaux lors d'une faible présence de bruit d'acquisition, ou encore lorsque l'utilisateur souhaitera diminuer au minimum la présence de détection erronée, quitte à ne pas valider des particules peu distinctes.

o **Amélioration de la précision : interpolation du centre du pic de corrélation.**

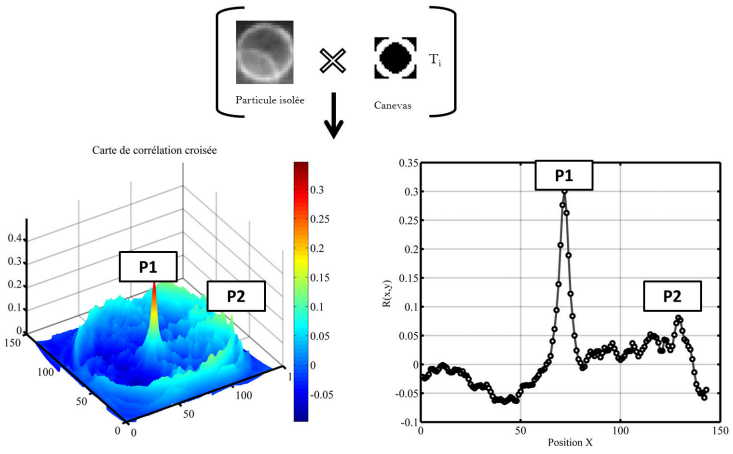


FIGURE 2.9 – *Schéma d'obtention d'une carte de corrélation croisée entre une image de particule réelle et un canevas de taille T_i. Récupération des deux principaux pics P1 et P2.*

La corrélation croisée 2D génère une carte de corrélation où le pic le plus haut (P1 sur la figure 2.9) indique la position du centre de l'image cherchée. Ce pic pouvant s'étaler sur plusieurs pixels et/ou ayant une valeur centrée sur un pixel, il est possible d'utiliser une interpolation 2×1D selon différents schémas présentés dans le tableau 2.2.
Ces schémas fournissent la possibilité d'atteindre une précision inférieure au pixel pour la position du centre du pic. A cet effet, une interpolation dans chacune des directions est nécessaire, contrairement à une interpolation gaussienne 2D présentée dans Nobach and Honkanen (2005). Le choix de ces interpolateurs est essentiel car il conditionnera aussi la qualité de la mesure du centre du pic et ainsi la précision de la technique. Le choix se portera vers l'interpolateur qui minimise l'erreur de positionnement du pic d'autocorrélation 2D d'une imagette de particule .

- **Conclusion intermédiaire.**

Le principal problème de cette approche est qu'elle est généralement coûteuse en temps de calcul car plusieurs canevas doivent être utilisés afin de prendre en compte la grande variété de particules. D'un autre côté, ce type d'approche donne généralement de très bons résultats, si toutes les particules correspondent vraiment aux modèles prédéfinis (Takehara and Etoh (1999)).
L'algorithme de détection retenu pour la thèse se base donc sur le principe de corrélation croisée et est scindé en deux grandes étapes qui sont développées ci-dessous.

Fonction d'interpolation	Estimateur
Gaussienne $f(x) = Ce^{\frac{-(x_0-x)^2}{k}}$	$x_0 = i + \frac{lnR_{(i-1,j)} - lnR_{(i+1,j)}}{2lnR_{(i-1,j)} - 4lnR_{(i,j)} + 2lnR_{(i+1,j)}}$ $y_0 = j + \frac{lnR_{(i,j-1)} - lnR_{(i,j+1)}}{2lnR_{(i,j-1)} - 4lnR_{(i,j)} + 2lnR_{(i,j+1)}}$
Centroïde $f(x) = \frac{\text{moment d'ordre un}}{\text{moment d'ordre zéro}}$	$x_0 = \frac{(i-1)R_{(i-1,j)} - iR_{(i,j)} + (i+1)R_{(i+1,j)}}{R_{(i-1,j)} + R_{(i,j)} + R_{(i+1,j)}}$ $y_0 = \frac{(j-1)R_{(i,j-1)} + jR_{(i,j)} + (j+1)R_{(i,j+1)}}{R_{(i,j-1)} + R_{(i,j)} + R_{(i,j+1)}}$
Parabolique $f(x) = Ax^2 + Bx + C$	$x_0 = i + \frac{R_{(i-1,j)} - R_{(i+1,j)}}{2R_{(i-1,j)} - 4R_{(i,j)} + 2R_{(i+1,j)}}$ $y_0 = j + \frac{R_{(i,j-1)} - R_{(i,j+1)}}{2R_{(i,j-1)} - 4R_{(i,j)} + 2R_{(i,j+1)}}$

TABLE 2.2 – *Différents schémas possibles d'interpolation basés sur la connaissance en trois points.*

2.2.2 Algorithme de détection globale

La première étape que l'on appelle "détection globale" constitue l'algorithme le moins chronophage mais le plus consommateur de mémoire.

1 Celui-ci corrèle l'image entière avec un ensemble de canevas de différentes tailles et fournit autant de cartes de corrélation que de canevas. Ensuite, pour chacune des cartes de corrélation un seuillage est effectué et les pics locaux sont détectés (voir figure 2.10).

2 Lorsqu'un pic est détecté pour une taille de canevas, il est nécessaire de vérifier si, pour des tailles adjacentes, un pic existe aussi et si sa valeur est supérieure ou non. A position fixe, l'évolution de la valeur d'un pic avec la taille des canevas est conservée. Comme le montre la figure 2.11, si la valeur maximale d'un pic est localisée pour une taille T_i alors les données de $[\ T_{i-1}\ T_i\ T_{i+1}]$ serviront de données d'entrée pour un des interpolateurs 1D décrit au tableau 2.2, le résultat permettant d'obtenir une précision de taille apparente inférieure au pixel.

3 Le centre du pic de corrélation est finalement obtenu par interpolation sous-pixel de la carte de corrélation comme décrit dans la section 2.2.1.

2.2.3 Algorithme de détection locale

La deuxième partie de l'algorithme de détection se concentre sur la validation ou non de l'existence de la particule et a pour but de calculer le rapport signal sur bruit présenté plus haut.
Les données obtenues par l'approche globale fournissent la position et la taille

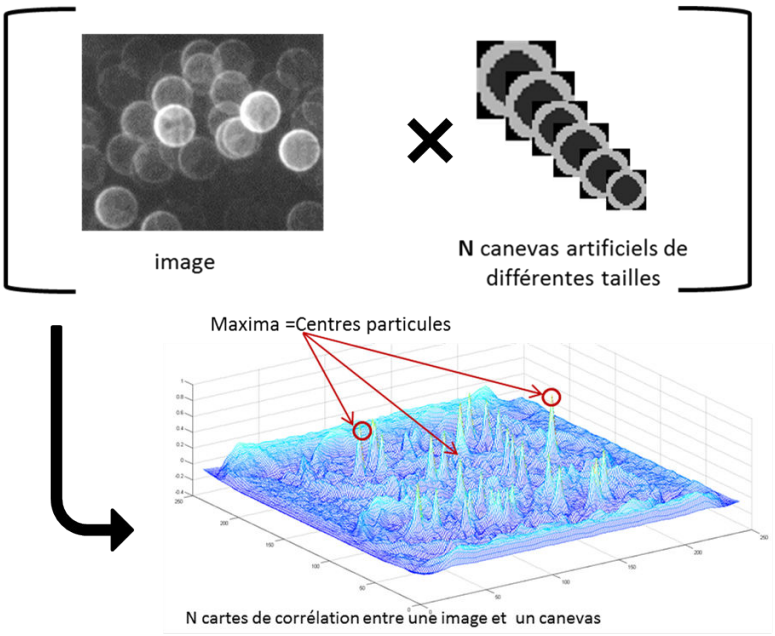


FIGURE 2.10 – *Génération de N cartes de corrélation issues de la corrélation croisée entre l'image et N canevas de différentes tailles.*

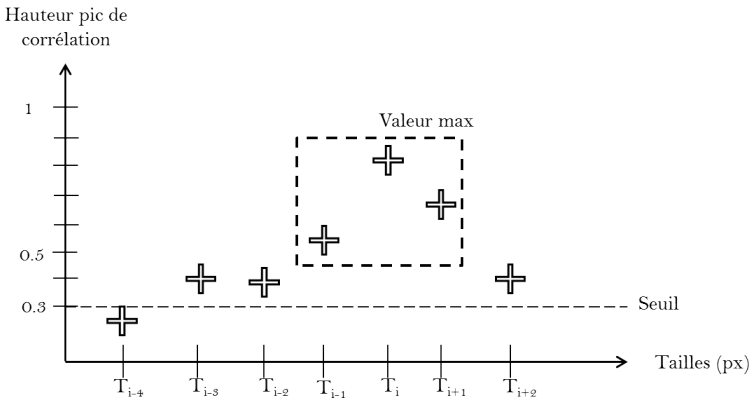


FIGURE 2.11 – *Conservation de 3 valeurs de la hauteur de pic de corrélation centrées autour de la valeur maximale pour une interpolation 1D.*

apparente de particules supposées existantes. Par conséquent, pour chacune de ces particules, le SNR est localement calculé.

1 A partir de l'image globale, une image locale d'une particule détectée est définie à partir du centre et de sa taille.
2 Cette imagette est d'abord corrélée au canevas se rapprochant le plus

de la taille sous pixel pour évaluer la valeur du SNR.

3 Si celui-ci est supérieur au seuil imposé (typiquement 1,5), alors on confirme l'existence de la particule.

4 La dernière étape consiste à corréler la particule avec différents canevas dont la taille est centrée sur la taille principale et à récupérer la valeur de corrélation pour chacune de ces tailles. Le choix du nombre de points est laissé libre mais doit être au moins supérieur ou égal à 3. Un interpolateur est choisi soit parmi le tableau 2.2, soit parmi des interpolateurs classiques : les cubiques, splines ou polynomiaux. Classiquement 3 ou 5 points sont utilisés avec une approximation gaussienne.

Le point 4 est important car il permet de diminuer l'effet de "*peak locking*" sur la détection des tailles, c'est à dire la détection préférentielle pour des tailles à valeur entière.

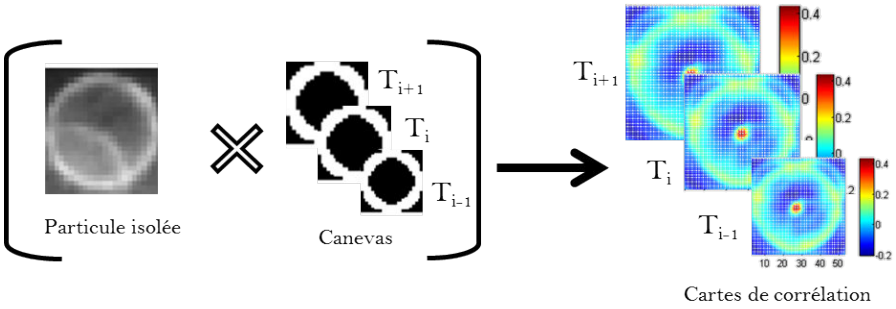


FIGURE 2.12 – *Illustration du principe de détection locale entre des canevas et une zone précise autour d'une particule - 3 cartes des corrélations sont récupérées avec 3 valeurs de pic à interpoler comme présenté dans la figure 2.13. Pour chaque carte, la détection des deux plus grands pics permet de calculer le rapport signal sur bruit afin de conditionner la validation de la détection finale.*

2.3 Les erreurs de détection

La validation erronée de particules fictives qualifiées de "fantômes" peut conduire à des associations temporelles fausses, c'est à dire des vecteurs déplacements erronés. Ces associations sont une source identifiable du bruit de mesure de la technique PTV qu'il convient de traiter en amont. L'utilisation de plusieurs caméras permet de naturellement filtrer et limiter les fausses détections (Malik, Dracos, and Papantoniou (1993)). Il convient néanmoins de chercher à limiter initialement ce phénomène indépendamment pour chaque image. Les problèmes fréquemment rencontrés sont exposés et leurs éventuels remèdes sont décrits ci-ensuite :

- La superposition très proche de particules qui seront détectées comme une seule,
- Un bruit de fond trop élevé qui sera considéré comme une particule,
- Les espaces interstitiels, c'est à dire les espaces qui existent entre les particules proches où sont souvent détectées des particules, comme illustré dans la figure 2.14.
- L'effet de particules imbriquées n'est présent que lorsqu'une large gamme de tailles de particules est utilisée ; situation courante lors d'acquisition volumique. Dans cette configuration, de petites particules sont détectées au niveau des bords de plus grosses particules. Ce phénomène, rencontré en utilisant la transformée de Hough, est d'ailleurs retrouvé dans plusieurs études liées à la détection de particules dont Lapp, Rohloff, Vollmer, and Hof (2011). La solution développée par la suite consiste à imposer un filtre spatial qui interdit l'existence de particules d'un certain diamètre à une certaine distance du centre de la plus grosse particule.

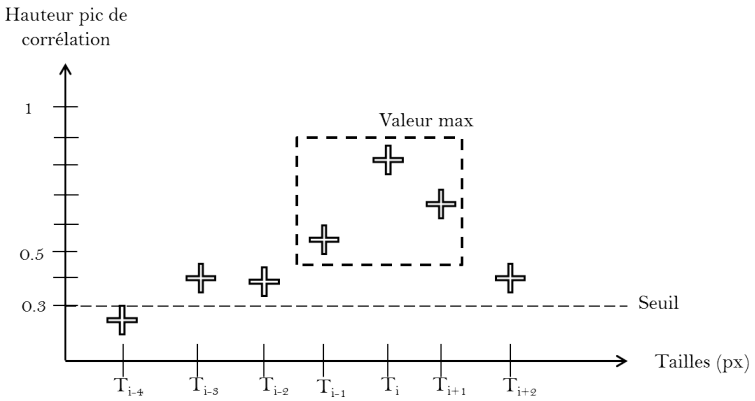


FIGURE 2.13 – *Conservation de 3 valeurs de la hauteur de pic de corrélation centrées autour de la valeur maximale pour une interpolation 1D.*

Le dilemme rencontré est le suivant :

- soit les seuils de validation du coefficient de corrélation et du SNR sont élevés (respectivement supérieur à $0,4$ et $2,5$). Dans ce cas précis, seules les particules les plus distinctes seront détectées ; celles moins nettes ou tronquées ne le seront pas.
- soit les seuils sont abaissés, ce qui aura pour conséquence une plus grande nuance dans la détection de particules moins nettes, ou encore bruitées. La conséquence directe sera l'augmentation du nombre de fausses détections.

Par conséquent, les deux critères utilisés ne semblent pas suffisants pour s'assurer qu'une particule détectée corresponde bien à une particule réelle. De nouveaux algorithmes qui se basent sur la disposition des particules détectées et sur l'intensité de leur contour doivent être développés.

2.3.1 Filtre contre les détections imbriquées

La méthodologie proposée vise à éliminer les détections de particules imbriquées à l'intérieur d'autres particules de diamètre plus élevé comme présenté dans les figures 2.14 (a) et 2.14 (b).

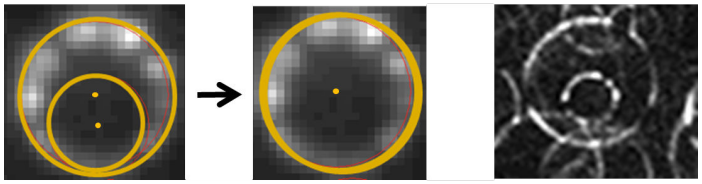


FIGURE 2.14 – *Visualisation de l'imbrication de détection en (a) et de l'impact du filtre spatial (b) - illustration de la superposition de 2 particules de tailles différentes lors d'une acquisition volumique (c)*

Les étapes suivantes composent l'algorithme :

1 Calculer une matrice de distances 2D entre toutes les particules.

2 Pour chaque particule, chercher l'existence d'autres particules répondant aux deux critères suivants :

   – Le diamètre de la particule voisine doit être inférieur au diamètre de la particule initiale.
   – La distance absolue entre les centres des particules doit être inférieure au rayon de la plus grosse des particules.

3 On calcule ensuite un critère final, Cr, selon l'équation 2.8, où P_a, P_b et R_a, R_b sont respectivement les coordonnées et rayons de particules a et b respectant les deux critères.

$$Cr = (\|P_a, P_b\|_2 + R_b).\frac{1}{R_a} \tag{2.8}$$

La valeur de Cr doit être limitée par une borne inférieure afin de ne pas éliminer les particules situées nettement à l'intérieur de la plus grande particule comme illustré dans l'image (c) de la figure 2.14. Une borne supérieure est nécessaire pour le cas où des particules seraient centrées sur le bord. Un

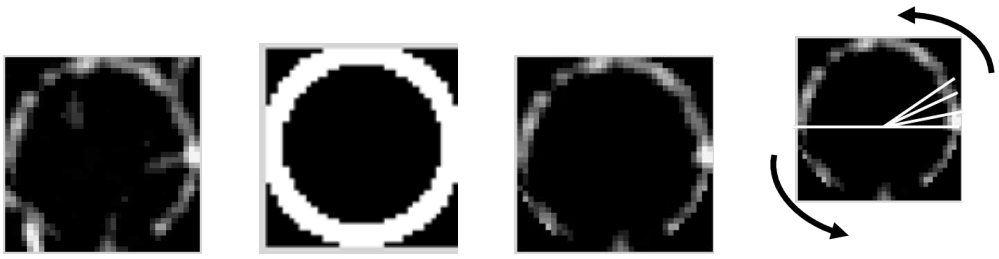
ajustement est à trouver, et c'est pourquoi le critère Cr sera borné par un intervalle dans le reste de cette étude (équation 2.9).

$$0,9 < Cr < 1,3 \tag{2.9}$$

2.3.2 La détection du contour

Le principe de cet algorithme n'est applicable qu'à des motifs de particules issus de la mise en place de l'espace annulaire. En effet le but est de récupérer le contour d'une particule détectée supposée valide et d'étudier l'évolution de l'intensité lumineuse de ce contour.

La détection globale fournit les positions de particules susceptibles d'exister dans l'image. Chacune de leurs coordonnées est donc disponible avec leur taille apparente. L'algorithme, résumé dans la figure 2.15, se base sur la sélection de chaque particule et définit une zone de l'image autour de cette particule (étape 1). Ensuite on génère une particule virtuelle de la même taille et d'approximativement la même épaisseur afin de pouvoir récupérer le contour de cette particule (étapes 2 et 3).



(a) Etape 1 (b) Etape 2 (c) Etape 3 (d) Etape 4

FIGURE 2.15 – *Étapes de la récupération de l'évolution moyenne de l'intensité du contour de l'anneau.*

L'étape 4 permet de récupérer l'évolution moyenne de l'intensité du contour de l'anneau de la particule avec le périmètre (voir figure 2.16). La moyenne de l'intensité est tracée en fonction de l'angle dans le sens trigonométrique. Il devient ainsi possible de quantifier le pourcentage d'intensité supérieur soit à 0 (intensité nulle), soit à un seuil minimum à déterminer selon le bruit : classiquement l'intensité moyenne localisée dans l'imagette de la particule. Ainsi si ce pourcentage est inférieur au seuil alors la particule détectée n'est pas retenue. Dans le cas contraire, sa position et sa taille sont considérées comme valables. La courbe d'intensité tracée dans la figure 2.16 traduit correctement la présence de discontinuités aux positions 5°, 95°, 185°.
Cet algorithme de vérification est particulièrement utile pour traiter le cas des

espaces interstitiels où le critère du SNR n'est pas suffisant.

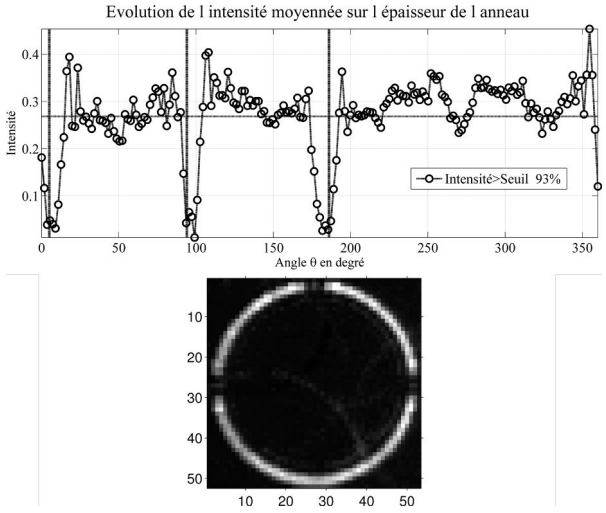


FIGURE 2.16 – *Évolution moyenne de l'intensité du contour de l'anneau avec l'angle de balayage θ et le rapport d'intensité supérieur à 90% de l'intensité moyenne de l'image de la particule. Les barres verticales représentent les angles des discontinuités et la droite horizontale la valeur seuil.*

Les deux filtres présentés doivent permettre de diminuer, voire d'éviter la détection de particules fantômes. L'étape suivante consiste à évaluer l'efficacité de l'ensemble de l'algorithme de détection.

2.4 Utilisation de la génération d'images synthétiques

Il existe de nombreux algorithmes qui permettent de simuler des images de particules focalisées afin de tester les algorithmes de PIV ou de PTV. De la même manière, il est nécessaire d'étudier les capacités de la technique de détection actuelle. Un autre intérêt de la technique d'espace annulaire est la possibilité de simuler des images réelles car, là où les phénomènes d'interférence empêchaient facilement la création d'images virtuelles avec des superpositions de particules, il est désormais possible de superposer des canevas afin de déterminer les limites de la technique. Il est donc intéressant de tester les algorithmes de détection sur des images à forte densité de particules de taille désirée pour connaître le taux de superposition maximal au-delà duquel il ne sera plus possible de détecter correctement une particule. Une autre partie consistera à étudier la robustesse de la détection au bruit en ajoutant virtuellement du bruit de différents types sur ces images.

2.4.1 Principe de création des images synthétiques

- **Réalisation**

Dans le cas présent, la génération des images virtuelles repose sur une simple superposition des canevas dans une matrice initialement nulle et de taille souhaitée où chaque valeur correspondra à un pixel d'une image vierge. De cette manière, il est possible d'introduire à l'endroit désiré une particule défocalisée et lorsque deux anneaux se chevauchent, l'intensité du pixel résultant sera égale à la somme des 2 intensités jusqu'à une limite supérieure de 1. Les particules sont générées avec une intensité maximale fixe. Cependant, la génération par rotation avec extrapolation de type spline permet d'obtenir un profil gaussien dans la direction de l'épaisseur de l'anneau.
La disposition des particules étant réalisée sur des valeurs entières de pixels sur l'image, les tailles apparentes des canevas utilisée pour le reste de l'étude seront impaires de sorte que le centre du canevas corresponde parfaitement à la position voulue sur l'image.

- **Objectifs**

Le but est de simuler dans des images de résolution classique en PIV (de l'ordre de 1024×1024 pixels) un certain nombre de particules Nt, à des positions aléatoires (gardées en mémoire). Une détection est ensuite effectuée pour finalement comparer les facteurs suivants :

- le nombre de particules détectées Ndet le nombre de particules validées Nv. Ce dernier s'obtient en comparant les positions de particules détectées avec les positions des particules injectées et fournit le nombre exact de particules détectées réelles. Si une particule détectée se trouve à moins de 5 pixels de distance d'une particule implémentée alors celle-ci est considérée comme validée. Cette valeur volontairement élevée permet d'analyser sans contrainte l'erreur commise dans la détection du centre. On vérifiera néanmoins qu'une seule particule peut être détectée à la fois.

- Le taux de validation défini comme $T_{val} = Nv/Nt \times 100$.
- Le pourcentage d'erreur calculé : $E_{rr} = (Nd - Nv)/Nd \times 100$.
- La moyenne et l'écart type de la taille des particules détectées afin de connaître la précision théorique de la mesure.
- E_{cl} appelé l'éclairage qui correspond au rapport du nombre de pixels à intensité non nulle avec le nombre total de pixels de l'image.
- τ_{sup}, est le taux de superposition moyen équivalent à des cercles pleins qui se superposeraient. Cela permet de faire ainsi référence à ce que

donnerait l'image si des motifs pleins étaient utilisés.

$$\tau_{sup} = 1 - \frac{Aire_{totale}}{\sum_{i=1}^{n} Aire_{cercle\,i}} \tag{2.10}$$

FIGURE 2.17 – *Schématisation de l'obtention de τ_{sup} pour deux particules partiellement superposées.*

avec $Aire_{totale}$ l'aire totale en pixel utilisée dans l'image et $Aire_{cercle\,i}$ l'aire en pixel d'un disque. La valeur $\sum_{i=1}^{n} Aire_{cercle\,i}$ représente l'aire cumulée de disques qui ne se superposeraient jamais. Dans le schéma de la figure 2.17 , $Aire_{totale}$ correspond bien à la surface totale en noir alors que $\sum_{i=1}^{n} Aire_{cercle\,i}$ correspond à la somme des deux aires de cercle.

Ces indicateurs permettront de quantifier l'influence de paramètres clés pour optimiser la technique et fourniront les limites théoriques en densité de particules de la technique.

2.4.2 Comparaison de la performance entre la transformée de Hough et la corrélation croisée

La première étape consiste à comparer l'efficacité de la transformée de Hough par rapport à l'approche de corrélation croisée. Pour ce faire, 3000 particules de taille apparente 29 pixels sont introduites. Les résultats du cas illustré figure 2.18 sont présentés dans le tableau 2.3.

	Nd	T_{val}	E_{rr}	Écart taille Moyenne
Hough	1368	26%	48%	1.46 pixels
Corrélation	2472	79%	4%	0.15 pixels

TABLE 2.3 – *Comparaison de la détection provenant de la transformée de Hough avec la corrélation croisée.*

La fonction "imfindcirles" de Matlab est utilisée comme référence pour la transformée de Hough. Un intervalle de $+/-$ 2 pixels de tailles détectables autour de la valeur initialement imposée est considéré. Les algorithmes de corrélation permettent de détecter 2 fois plus de particules et sont 10 fois plus précis pour l'obtention de la taille apparente. Ces résultats confirment le choix d'utiliser la corrélation croisée pour détecter des images à forte densité.

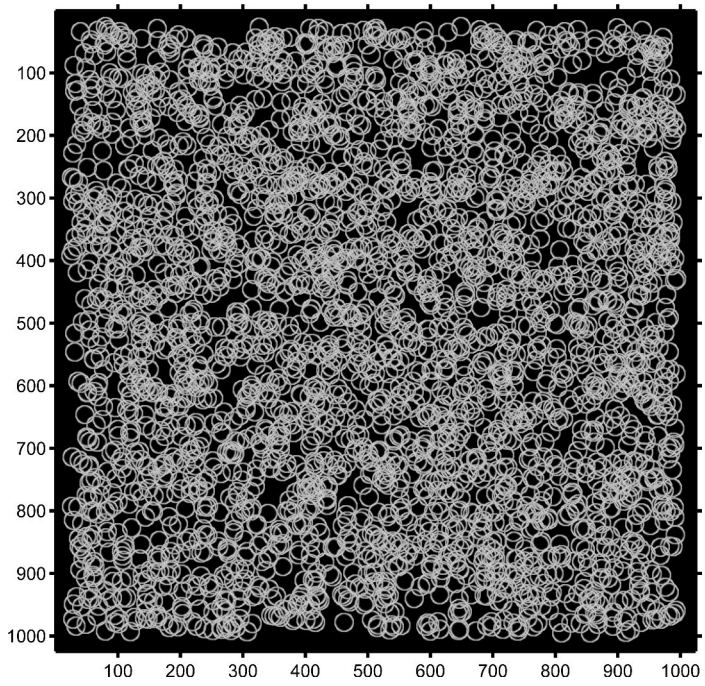


FIGURE 2.18 – *Visualisation de l'injection de 3000 particules dans une image de 1024 par 1024 pixels.*

2.4.3 Étude de la forme des particules et impact des filtres

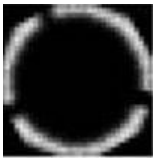
Le caractère circulaire des particules sur l'image étant fixé par l'ouverture circulaire de l'objectif, deux autres paramètres visuels sont modifiables.

- La présence de discontinuités
  Suite à l'élimination de la perception des discontinuités sur l'image par l'utilisation de structures de maintien plus fines, il est légitime de se questionner sur la pertinence de celles-ci.

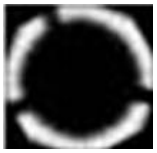
- L'épaisseur de l'anneau
  L'épaisseur est ajustable en fonction du rapport entre la taille du disque opaque et l'ouverture de l'objectif.

Une série de simulations d'injection de particules avec un changement dans l'apparence du canevas permet de quantifier ces différences (voir figure 2.19). Afin de ne pas biaiser les comparaisons, les positions des particules sont fixées et conservées lors de chaque changement de paramètre.

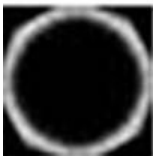
Dans un premier temps, on s'intéresse à l'impact du seuil de corrélation *Corr mini* ainsi que des filtres devant permettre de limiter le nombre de validations incorrectes. Les résultats sont présentés dans le tableau 2.4 dans lequel



(a) niveau épaisseur 1 avec contour discontinu



(b) niveau épaisseur 2 avec contour discontinu



(c) niveau épaisseur 1 - profil continu

FIGURE 2.19 – *Exemple de trois formats de canevas de 29 pixels de diamètre (a),(b),(c) présence ou non des discontinuités et deux niveaux d'épaisseur.*

est aussi étudiée la présence ou non des discontinuités sur les anneaux.

TABLE 2.4 – *Tableau de résultats caractéristiques de l'impact des discontinuités, des filtres et des seuils de corrélation pour des particules virtuelles de 29 pixels.*

Corr mini	**Discontinuité**	**Filtre**	T_{val}	E_{rr}	**Moyenne taille (pixel)**	**Écart type taille**
0,25	non	non	94,27%	25,30%	28,85	1,33
0,35	non	non	89,83%	7,61%	28,89	0,74
0,40	non	non	79,73%	3,70%	28,89	0,54
0,25	oui	non	94,27%	6,97%	28,74	1,30
0,35	oui	non	89,83%	1,61%	28,79	0,76
0,40	oui	non	79,73%	0,66%	28,84	0,37
0,25	non	oui	94,67%	25,11%	28,90	0,70
0,35	non	oui	91,40%	6,26%	28,94	0,40
0,40	non	oui	83,93%	1,87%	28,94	0,30
0,25	oui	oui	94,67%	3,04%	28,87	0,60
0,35	oui	oui	91,40%	0,62%	28,87	0,34
0,40	oui	oui	83,93%	0,12%	28,87	0,19

On parvient ainsi à montrer que pour un *Corr mini* et des modèles de particules constants, les filtres permettent de diminuer les erreurs de détection ainsi que d'augmenter la précision de mesure de taille. Ensuite comme prévu, les valeurs de *Corr mini* permettent de régler la sensibilité du système. Le taux de validation passant de 94,27% à 79,73% pour une augmentation du seuil de corrélation de 0,25 à 0,40. Cependant cette perte de détection s'accompagne d'une nette amélioration de la qualité de mesure puisque que le taux d'erreur E_{rr} chute considérablement de 25,30% à 3,70%. Il est aussi à noter un résultat inattendu qui est l'effet des discontinuités sur le taux d'erreur. En effet à chaque situation comparable, l'utilisation de particules munies de discontinuités permet

de diminuer de 3 à 25 points le pourcentage d'erreur à taux de validation constant.

Influence de l'épaisseur du canevas

Pour déterminer l'influence de l'épaisseur du canevas, on réalise une simulation d'injection de 3000 particules de 45 pixels de diamètre. Le choix d'une taille plus élevée permet de mieux visualiser l'augmentation de l'épaisseur. Deux niveaux d'épaisseur croissants de l'anneau avec ou sans discontinuités sont analysés. Le niveau 2 étant plus épais que le niveau 1 comme le montrent les figures 2.19(b) et 2.19(c). Le seuil du coefficient de corrélation *Corr mini* est fixé à $0,35$ comme seuil équilibré. Cette simulation constitue un cas peu exigeant avec un niveau de superposition de l'ordre de 50%.

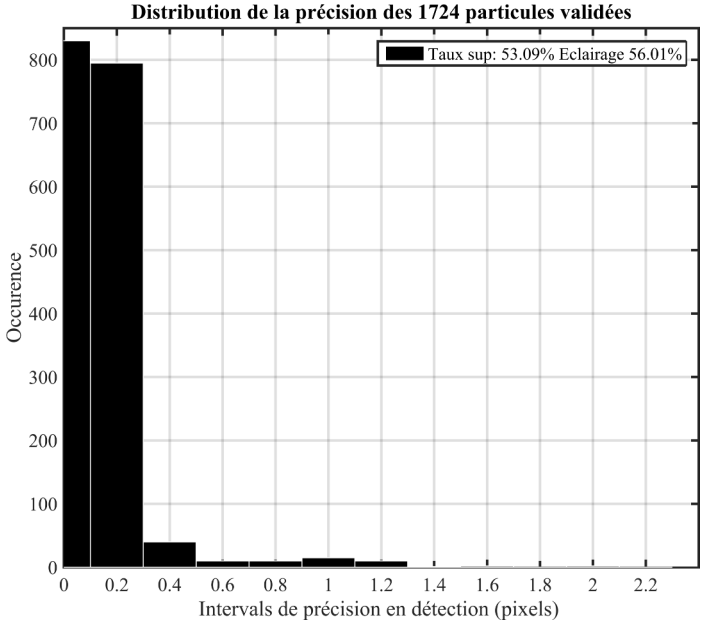
TABLE 2.5 – *Tableau des indicateurs pour* 2 *niveaux d'épaisseur de la particule et des particules de 45 pixels.*

Discontinuités	**Niveau d'epaisseur**	**Moyenne taille (pixel)**	**Ecart type taille (pixel)**	T_{val}	E_{rr}	**Précision détection (en pixel)**
oui	1	44,86	0,10	83,16%	1,25%	<0,2
non	1	44,90	0,30	78,86%	1,51%	<0,2
oui	2	44,83	0,22	73,25%	3,36%	env 0,6
non	2	44,86	0,25	67,91%	5,11%	env 0,6

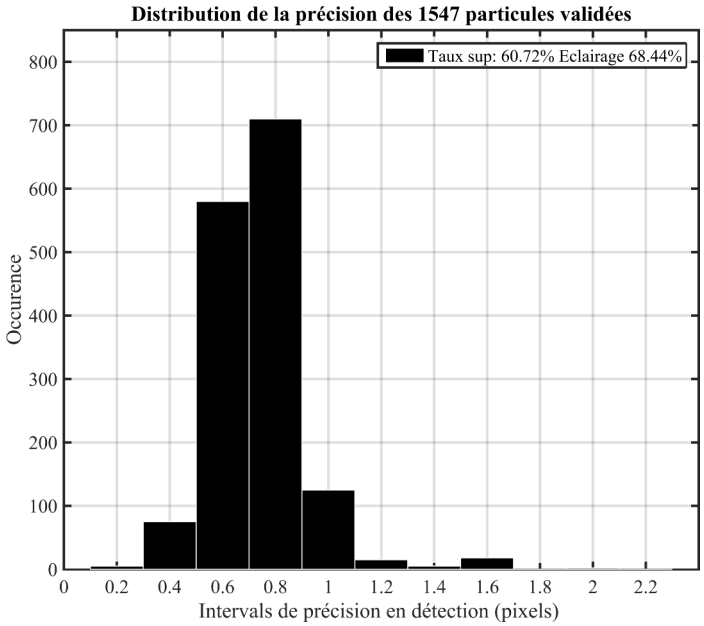
Deux conséquences directes sont visibles. La première est une valeur du taux de validation T_{val} supérieure de 10 points pour le niveau 1 d'épaisseur. La deuxième conséquence est la précision de positionnement. Dans le cas d'un niveau 2 d'épaisseur, la technique de détection place les particules à une distance moyenne de 0,6 pixel par rapport au centre réel. Cette valeur est à comparer au 0,2 pixel dans le cas de niveau 1. Ce point est illustré par la figure 2.20 qui compare les distributions en précision de détection pour les deux niveaux d'épaisseur. Il en ressort qu'un anneau fin améliore la précision de détection.

Les tailles moyennes mesurées sont semblables et ne présentent pas de réelles dépendances à un paramètre. Cependant l'écart type, soit l'erreur de mesure en taille, est 3 fois plus faible pour l'épaisseur de niveau 1. Il en est de même pour le pourcentage d'erreur (E_{rr}).

En conclusion, l'utilisation de discontinuités a donc bel et bien un effet bénéfique sur la précision de détection de taille et il convient de limiter l'épaisseur de l'anneau.



(a) Epaisseur niveau 1 - $\tau_{sup} = 53\%$, $E_{cl} = 66\%$



(b) Epaisseur niveau 2 - $\tau_{sup} = 50\%$, $E_{cl} = 68\%$

FIGURE 2.20 – *Visualisation de la répartition de la précision de positionnement de particules pour deux niveaux d'épaisseur.*

Dans les faits, un anneau fin implique l'utilisation d'un disque de diamètre élevé afin de limiter la quantité de lumière sur le contour de l'anneau.

Par conséquent dans une situation expérimentale ou l'intensité lumineuse fera défaut, l'utilisation d'un diamètre plus faible sera préférable afin d'avoir un signal de particule plus net et distinct du bruit de fond.

Conclusion sur les formes apparentes des particules

Au vu des résultats issus de ces simulations, le motif de canevas idéal aurait une épaisseur d'anneau fine ainsi que des discontinuités. En pratique, une finesse d'anneau accrue s'obtient au détriment de l'intensité lumineuse perçue car proportionnelle à la surface d'ouverture. Un compromis devra donc être trouvé entre faisabilité expérimentale et application des conclusions de l'étude portant sur le dimensionnement du masque. En cas de forte densité, le signal doit être suffisamment puissant pour distinguer chacune des particules. Mais avant toute chose, il s'agit de caractériser les limites de détectabilité de l'algorithme.

2.4.4 Les limites de superposition

Pour connaître les limites de superposition de particules détectables, la génération d'images virtuelles offre la possibilité de superposer des particules de différentes tailles sur une même image. Cette propriété est utilisée pour étudier l'influence du taux de superposition T_{val} sur la capacité de détection à travers les deux cas suivant :

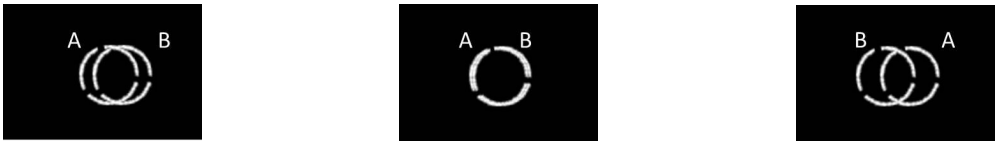
1 Simulation du croisement de deux particules,
2 Augmentation progressive du nombre de particules N_t sur une image.

Puisque le taux de superposition est fonction de la taille apparente des particules et de leur densité, des diamètres de 15 pixels, 35 pixels et 65 pixels sont utilisés successivement pour les cas 1 et 2.

Étude du croisement

La première situation consiste à simuler le croisement de deux particules A, et B, de même taille et d'étudier le taux de superposition limite à partir duquel l'algorithme ne distingue plus qu'une seule particule, la particule A se déplaçant de 4 pixels et la seconde de 2 pixels.
Comme le montrent les images de la figure 2.21, au bout d'un certain nombre d'itérations les deux particules se rapprochent jusqu'à une superposition de 100%. La particule A dépasse ensuite la particule B et le taux de superposition diminue. L'évolution de τ_{sup} sur la figure 2.22(b) permet d'isoler l'itération 21 comme instant de coïncidence . Cette même courbe illustre une évolution distinctes de τ_{sup} pour chaque diamètre où les plus grandes particules apparentes se superposent durant les 50 déplacements au contraire des particules de 15 pixels de diamètres dont le chevauchement n'excède pas 15 instants.

Le nombre de particules détectées à chaque instant est représenté dans la figure 2.22(a) (un décalage vertical ayant été volontairement introduit à des fins de lisibilité). Une seule détection apparaît pendant 6 instants pour un diamètre de 15 pixels alors qu'elle est limitée à 3 instants pour les autres tailles. En reliant ces instants au taux de superposition, on s'aperçoit que la confusion de deux particules en une apparaît pour des niveaux supérieurs à 80%. Pour les petites tailles, celle-ci peut apparaître dès 40% car les tailles détectées ne correspondant plus à la taille apparente initiale.



(a) $\tau_{sup} = 90\%$ (b) $\tau_{sup} = 99\%$ (c) $\tau_{sup} = 75\%$

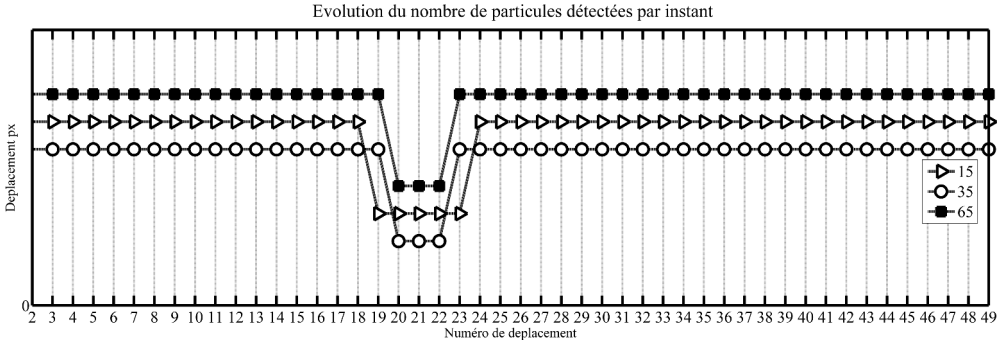
FIGURE 2.21 – *Illustration du croisement des particules A et B pour une taille apparente de 35 pixels et 3 niveaux de superposition.*

Les différents essais ont montré que si la distance entre les deux particules est inférieure à 4 pixels en norme euclidienne, alors l'algorithme ne détecte qu'une seule et même particule. Ceci est évidemment valable à partir d'une certaine taille qui semble être autour de 15 pixels. En dessous de cette valeur, le motif de la particule ressemble à une particule pleine pour laquelle des algorithmes de type "binarisation" et de détection de lignes de niveaux type "watershed",Vincent and Soille (1991),Honkanen et al. (2005) sont plus adaptés.

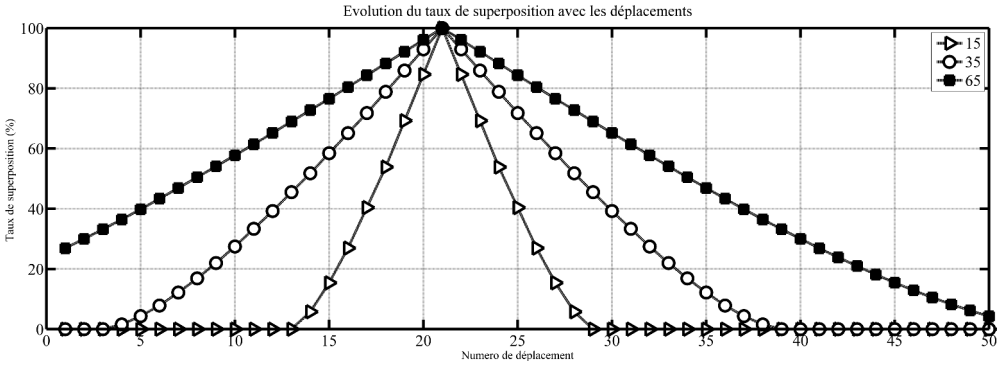
Accroissement virtuel de la concentration

Plus globalement, il est intéressant d'étudier la limite au-delà de laquelle les algorithmes de détection deviennent moins performants sur une image entière. A cet effet des particules sont injectées une à une dans une image initialement vierge. Une détection totale a lieu après chaque injection. Les évolutions des nombres de particules détectées et validées N_d et N_v sont analysées en parallèle du taux de superposition τ_{sup}. Le cas d'étude correspond à l'injection de 2500 particules une à une dans une image de 400 pixels de coté. Le seuil de corrélation est de 0,30, le SNR à 2 pour des particules avec discontinuités et une épaisseur de niveau 1. Un intervalle de $+/-$ 3 pixels est utilisé autour des valeurs centrées de 15, 35 et 65 pixels. Les images de la figure 2.23 illustrent l'ajout successif de particules de diamètre 35 pixels sur la même image avec une augmentation de τ_{sup}.

La figure 2.24(a) qui présente le nombre de particules validées en fonction du nombre de particules injectées révèle une très grande disparité entre les diamètres. Les points d'inflexions des détections des diamètres 35 et 65 se situent

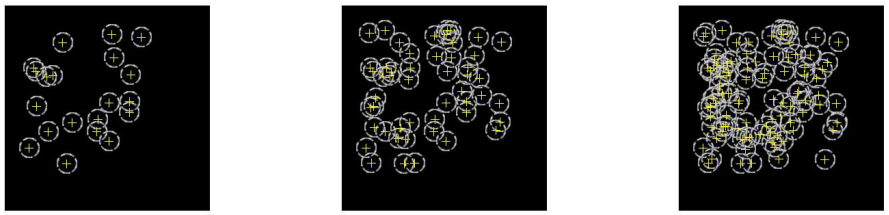


(a) Nombre de particules détectées pour 3 jeux de diametres différentes (décalage volontaire des courbes pour plus de lisibilité)



(b) τ_{sup} en fonction de l'instant pour les 3 jeux de diametres différents : $-\triangleright-$ 15 pixels, $-\bigcirc-$ 35 pixels et $-\blacksquare-$ 65 pixels.

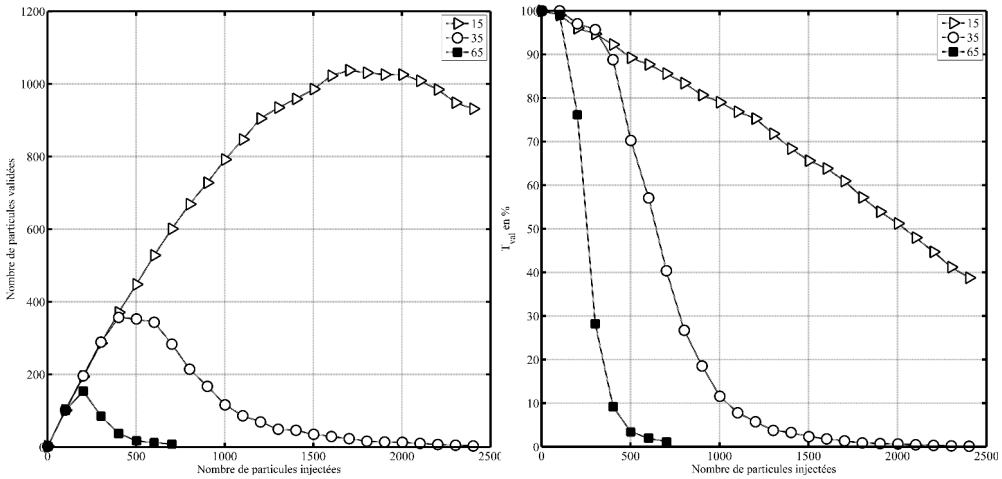
FIGURE 2.22 – *Résultats de l'étude de détection du croisement de 2 particules pour 3 niveaux de tailles apparentes : $-\triangleright-$ 15 pixels, $-\bigcirc-$ 35 pixels et $-\blacksquare-$ 65 pixels.*



(a) 25 particules - τ_{sup}=10% (b) 50 particules - τ_{sup}=30% (c) 101 particules - τ_{sup}=48%

FIGURE 2.23 – *Visualisation du principe de simulation d'injection de particules - 3 étapes consécutives avec les valeurs de τ_{sup}.*

autour de 500 et 200 particules injectées à comparer à la valeur de 1900 pour la taille de 15 pixels. A partir de 1100 particules plus aucune détection n'est possible à 65 pixels justifiant l'arrêt de l'injection de nouvelles positions. Les



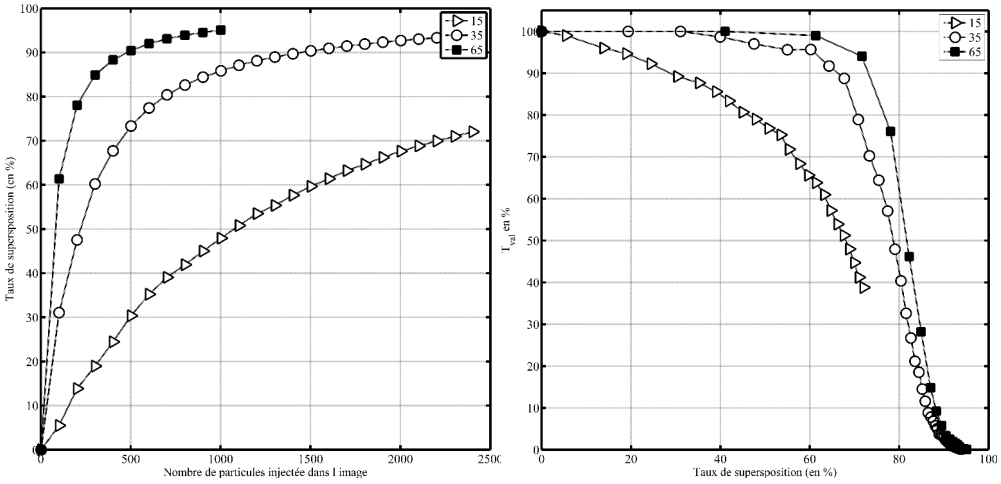
(a) N_v en fonction de N_t (b) T_{val} en fonction de N_t

FIGURE 2.24 – *Évolutions de N_v et T_{val} en fonction de N_t pour 3 niveaux de tailles apparentes : – ▷ – 15 pixels, – ◯ – 35 pixels et –■– 65 pixels*

taux de validations de la figure 2.24(b) montrent les limites de détection avec les deux chutes brusques des deux plus grandes tailles. A l'inverse une lente décroissance linéaire des particules validées pour 15 pixels est à noter.
Cependant ces seuils ne sont pas absolus et sont seulement liés à la taille de l'image et à la taille apparente des particules. Le critère permettant de trouver le seuil de saturation de la technique indépendamment des paramètres d'entrée est le taux de recouvrement moyen τ_{sup} des particules entre elles. Plus ce chevauchement est élevé, moins les particules seront distinctes et a fortiori détectables. Dans un premier temps τ_{sup} est calculé et présenté dans la figure 2.25(a) pour chaque diamètre et, dans un second temps, sert de facteur normalisant aux valeurs présentées de la figure 2.24.

Comme pressenti, les valeurs de τ_{sup}, figure 2.25(a), augmentent plus rapidement avec des tailles apparentes élevées. Sur les évolutions de T_{val} en fonction de τ_{sup} (voir figure 2.25) il est remarquable de voir que les zones de saturation se situent autour de 65% pour les tailles de 35 et 65 pixels. Jusqu'à cette valeur, 90% des particules sont détectées et validées. Au delà, le taux de validation s'effondre avec le nombre de détection. On note cette fois-ci que les particules de 15 pixels de diamètre apparent ont une validation plus faible dès 20% de superposition mais ne présentent pas de rupture aussi brusque.
De la même manière, on s'intéresse à l'évolution de la précision moyenne de détection du centre en fonction de N_t et τ_{sup} respectivement dans les figures 2.26(a) et 2.26(b). A chaque étape la distance euclidienne moyenne des positions des particules détectées aux positions connues des particules injectées est calculée.

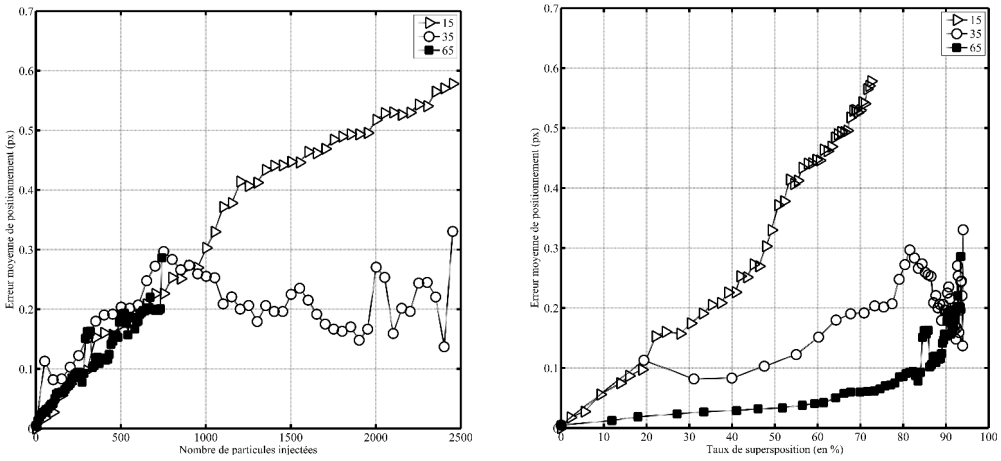
Les courbes de la figure 2.26 montrent une évolution spécifique à chaque



(a) τ_{sup} en fonction du nombre de particules injectées

(b) T_{val} en fonction de τ_{sup}

FIGURE 2.25 – *Taux de superposition moyen en fonction du nombre de particules injectées (a) - Courbes de validation en fonction du taux de superposition moyen (b) ; – ▷ – 15 pixels, – ◯ – 35 pixels et –■– 65 pixels*



(a) Erreur moyenne en fonction de N_t

(b) Erreur moyenne en fonction de τ_{sup}

FIGURE 2.26 – *Quantification de la précision de positionnement ; – ▷ – 15 pixels, – ◯ – 35 pixels et –■– 65 pixels*

diamètre. Pour les 700 premières particules injectées, l'erreur commise sur le positionnement des particules augmente linéairement quelle que soit la taille apparente pour une erreur de positionnement de 0,28 pixel. En revanche, au delà de cette valeur, l'erreur est maintenue pour un diamètre de 35 pixels mais croît encore linéairement pour le cas de 15 pixels jusqu'à obtenir une valeur de

0,6 pixel pour un taux de superposition final de 70%, ce qui correspond à 2000 particules injectées pour 1000 validées.
Du point du vue du taux de superposition, une rupture à 20 % est à noter entre les tailles 35 et 15 pixels pour une erreur de 0,1 pixel, valeur atteinte seulement à 85% de chevauchement pour la taille de 65 pixels.

Au final, cette étude a permis de montrer que l'algorithme de détection possède des capacités et des sensibilités propres en fonction du jeu de tailles apparentes utilisées. Il en ressort que des taux de superposition de l'ordre de 60% peuvent être atteints quelque soit la taille, mais cela représente un nombre absolu de détection différent. A ce niveau, la précision de positionnement est inférieure à 0,2 pixel pour les tailles de 35 et 65 pixels et deux fois plus élevée pour de petites tailles.Cette technique permet de conserver un bon niveau de précision à fort degré de superposition.

2.4.5 La robustesse face au bruit d'acquisition.

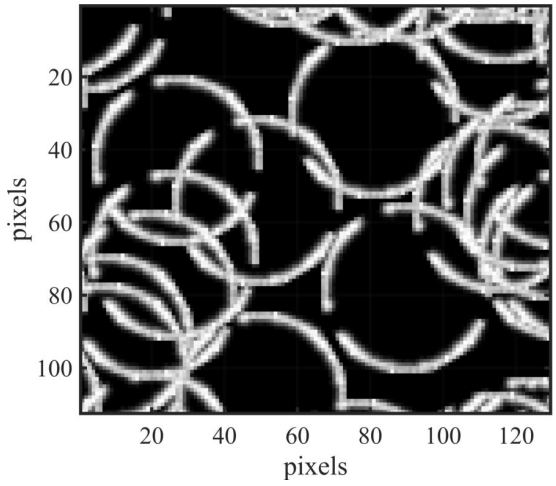
A partir d'images simulées il est possible d'ajouter numériquement du bruit pour tester la résistance de la détection par corrélation.
On se propose de reprendre l'étude concernant l'utilisation des discontinuités du tableau 2.5 et de rajouter du bruit numérique sur la configuration de référence, c'est à dire en présence de discontinuités et pour un niveau 1 d'épaisseur du contour. Un bruit blanc gaussien de moyenne $0,01$ et de variance $0,01$ est ajouté sur des images de 3000 particules de 45 pixels de diamètre. Une illustration visuelle de l'ajout du bruit est visible sur la figure 2.27(b).

TABLE 2.6 – *Tableau de résultats caractéristiques de l'impact du bruit sur la détection.*

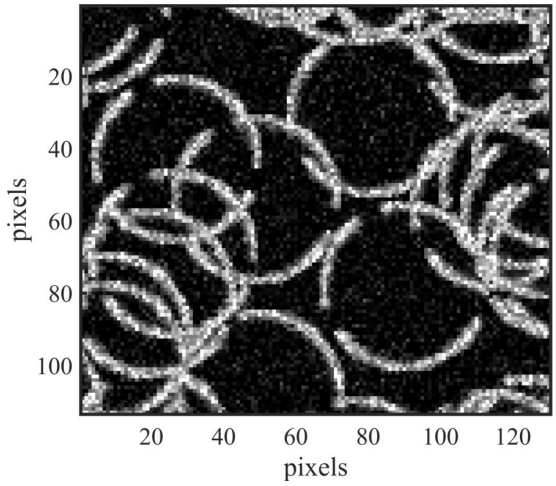
Bruit	**Niveau d'epaisseur**	**Moyenne taille (pixel)**	**Ecart type taille (pixel)**	T_{val}	E_{rr}	**Précision détection (en pixel)**
oui	1	44,86	0,10	83,16%	1,25%	<0,2
non	1	44,79	0,19	66,68%	0,07%	<0,5

L'ajout de bruit à paramètres constants a tendance à diminuer de 17 points de pourcentage le taux de validation le faisant passer de 83% à 66%. L'écart type de mesure de taille est légèrement augmentée pour une valeur moyenne semblable La sensibilité de l'algorithme au bruit, ici artificiel, est donc réelle et conséquente puisqu'une perte de 20% de particules validées est à signaler.

Néanmoins ces résultats sont à nuancer puisque les images bruitées ne bénéficient d'aucun algorithme de traitement d'image pouvant diminuer le bruit



(a) image initiale



(b) image avec ajout de bruits type Gaussien et poivre et sel - moyenne 0,01 et variance de 0,01

FIGURE 2.27 – *Comparaison d'une image sans ajout de bruit (figure 2.27(a)) et simulée avec (figure 2.27(b)).*

global de l'image. Cet exemple constitue simplement une application directe de la détection sur des images bruitées.
Bien que ce type d'approche permette de simuler la présence de bruit de type "grain" sur une image, il ne rend pas compte de phénomènes de réflexion ou d'hétérogénéité dans la distribution lumineuse. Des traitements d'images devront être adaptés en fonction de chaque situation. A titre d'illustration l'annexe B référence différents traitements d'image afin d'améliorer la qualité de détection.

2.5 Définition du champ de déplacement instantané

Après la phase initiale de détection, pour chaque image vient la phase d'association qui consiste à relier les positions successives des particules dans le temps. A cet effet, différents algorithmes ont été présentés dans le chapitre 1. Il est utile de rappeler que la donnée souhaitée reste l'obtention des vitesses des particules au cours du temps. La récupération des déplacements des particules est réalisée à travers différentes étapes, présentées dans la figure 2.28.

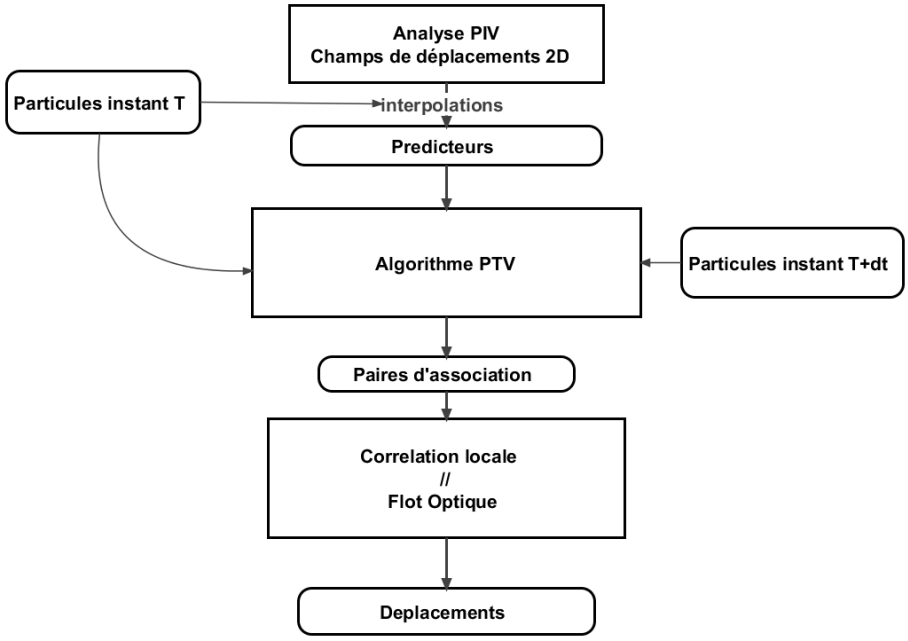


FIGURE 2.28 – *Séquence de traitement des images pour l'obtention des déplacements.*

2.5.1 L'obtention des associations des particules

L'algorithme implémenté se base sur l'obtention de résultats prédicteurs (obtenu par exemple par un traitement de type PIV) pour estimer localement le déplacement des particules, comme dans la technique développée par Keane, Adrian, and Zhang (1999). En effet un traitement initial de type PIV des paires d'images permet de récupérer des cartes de déplacements moyens qui, interpolés aux positions des particules, fournissent un estimateur de leurs déplacements comme le suggère le schéma de la figure 2.29. Une zone de recherche est éventuel-

lement allouée aux positions projetées pour augmenter le nombre de particules associables.

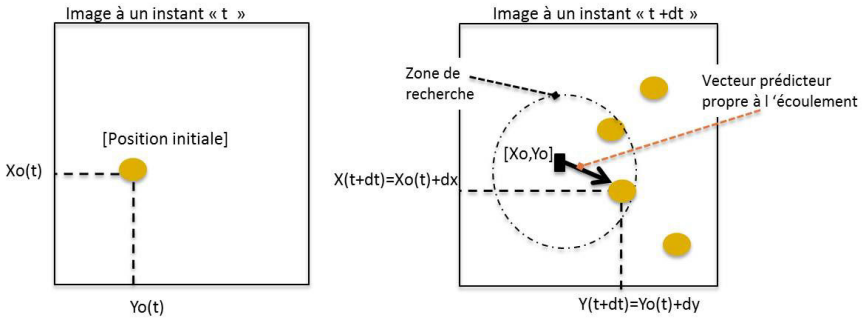


FIGURE 2.29 – *Principe de la recherche de particule dans une "zone de recherche" à deux instants différents.*

Une fois les associations de type "centre à centre" réalisées, l'information locale de déplacement peut être obtenue de manière plus précise en utilisant des outils dédiés que sont par exemple :

- **La corrélation locale.**
- **Le flot optique.**

La précision d'une association "centre à centre" est liée à l'accumulation des erreurs de centrage des particules, soit de l'ordre de 2 fois 0,2 pixel. Les méthodes proposées par la suite ont des niveaux de précisions inférieurs à 0,1 pixel.

2.5.2 Détermination du déplacement par corrélation locale

Une étude réalisée au cours du chapitre 3 a permis de mettre en évidence une utilisation possible des algorithmes de corrélation de fenêtres de type PIV sur les images avec espace annulaire. L'amélioration dans la précision des résultats étant conséquente, une technique similaire de corrélation locale d'image de particule a été implémentée pour obtenir le déplacement précis de la particule. Le principe décrit ci-ensuite est illustré dans la figure 2.30.

Principe

Une fois les particules détectées dans l'image à un instant t, il est possible de zoomer autour de chacune des particules avec une fenêtre de taille égale à la taille de la particule. De même sur l'image correspondant à l'instant $t + \delta t$, une fenêtre est créée aux mêmes coordonnées que celles de l'image précédente plus le déplacement estimé par une première phase d'association centre à centre.
Ensuite il suffit d'appliquer la corrélation croisée entre ces deux fenêtres pour

obtenir une carte de corrélation où la position du pic, correspondant au déplacement de l'image, sera interpolée, donnant par la même une qualité de mesure proche de celle de la PIV, c'est à dire avec une incertitude de 0,1 pixel.

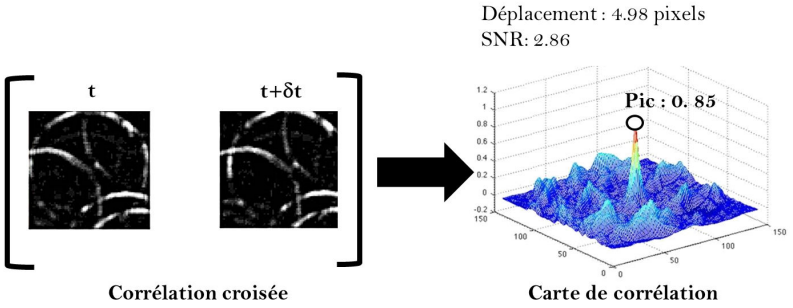


FIGURE 2.30 – *Principe de corrélation locale entre deux images de la particule qui se translate horizontalement à deux instants différents (image A et image B).*

De plus, de la même manière que pour la validation de la détection locale, la valeur du rapport signal sur bruit est calculée et se doit d'être supérieure à un seuil minimal.

Mise en place

L'utilisation d'une fenêtre de recherche de même taille aux mêmes positions est risquée si la particule à l'instant $t + \delta t$ se déplace d'un trop grand nombre de pixel par rapport à la taille de la fenêtre. Cela aurait pour conséquence de diminuer le SNR et d'introduire un biais de mesure si une autre particule venait à apparaître dans cette même fenêtre.

Finalement, il a été choisi d'utiliser la corrélation locale après une première étape d'association des particules entre deux instants lorsque la qualité globale de l'image le permet.
En effet, une utilisation initiale de l'algorithme d'association fournit un déplacement provisoire qui permettra de positionner la seconde fenêtre autour de la particule associée sur l'image B. La corrélation croisée est de nouveau utilisée entre les deux fenêtres pour obtenir un déplacement.

Outre le fait que cette implémentation est censée améliorer la qualité des résultats, elle joue aussi un rôle de filtre. Supposons qu'une particule détectée soit fausse, et que cette même particule soit associée à une particule existante, alors le rapport signal sur bruit de la corrélation locale sera certainement inférieur au seuil requis pour valider le déplacement. Au final la quantité d'associations erronées donnant des déplacements est minimisée, limitant par là le bruit de mesure de vitesse.

La gestion de la superposition

Un cas précis doit cependant être pris en compte si l'on choisit d'utiliser la technique de corrélation locale pour obtenir un déplacement. Ce cas peut être décrit comme la superposition de particules sur une même fenêtre d'interrogation et qui ne se déplaceraient pas à la même vitesse (images de la figure 2.31).

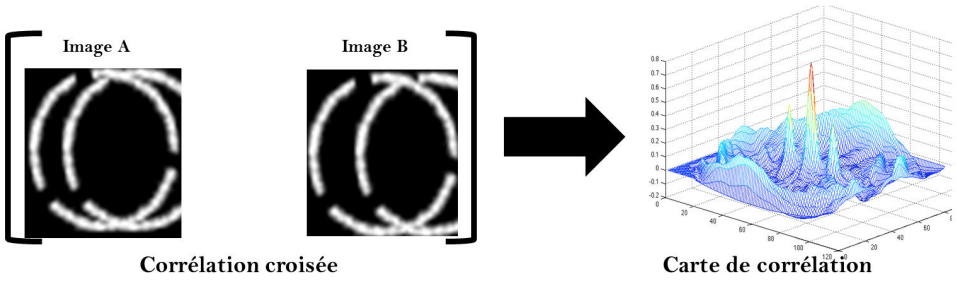


FIGURE 2.31 – *Principe de corrélation locale entre deux images de la particule qui se translate horizontalement à deux instants différents (images (A) et (B)).*

En conséquence la position du pic principal sera biaisée et la carte de corrélation fera apparaître d'autres pics de hauteur non négligeable. La valeur du déplacement obtenu sera erroné et le SNR diminuera jusqu'à ne plus valider le déplacement dans certaines situations.

Pour compenser cet effet, la technique de récupération du contour du chapitre 2.3.2 est implémentée sur les fenêtres d'interrogation. Ainsi seuls les contours de la particule étudiée sont corrélés, et le bruit ambiant ou les particules superposées ou même situées à l'intérieur de l'image sont directement supprimés.
A titre d'exemple, un cas synthétique est généré et illustré sur la figure 2.31. Les caractéristiques de la simulations sont les suivantes :

- Déplacement imposé de 4 pixels pour une particule mobile par rapport à une particule statique.
- Taux de superposition entre les deux particules de l' "Image A " : 63%.
- Taux de superposition entre les deux particules de l' "Image B " : 72% .
- Taille particules : 40 pixels.
- Seuil minimum pour le SNR : 2 - bruit artificiel : non.

La figure 2.31 illustre l'obtention de la carte de corrélation résultante entre les deux particules superposées sans l'approche de la sélection du contour. Au contraire de la figure 2.32 qui supprime partiellement la superposition des particules avec la sélection du contour.

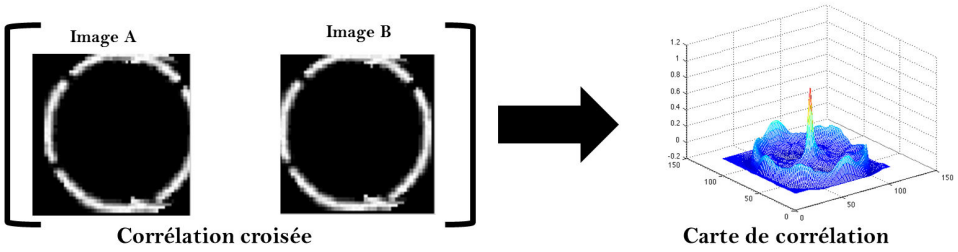


FIGURE 2.32 – *Application de la sélection du contour sur le cas de la figure 2.31 pour supprimer la superposition des particules.*

En présence de particules superposées de même taille, la carte de corrélation de la figure 2.31 arbore de forts seconds pics de corrélation qui viennent diminuer le SNR. De son coté, la sélection du contour permet de s'affranchir de ces seconds pics comme le montre la figure 2.32. Les résultats des déplacements et des niveaux de SNR, présentés dans le tableau 2.7, confirment l'amélioration de la précision dans la récupération du déplacement et du niveau du SNR.

TABLE 2.7 – *Résultats du déplacement résultant et du SNR en fonction de l'utilisation de la technique de sélection du contour pour le cas synthétique des figures 2.31 et 2.32 pour un déplacement imposé de 4 pixels.*

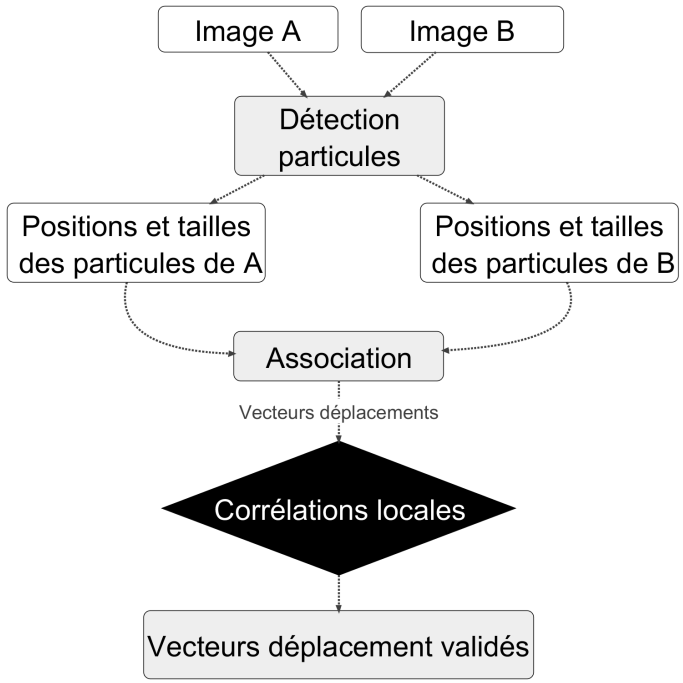
	Sans sélection	**Avec sélection**
SNR	1,79	2,92
Déplacement résultant de la particule mobile	3,22 pixels	3,94 pixels

Dans cet exemple, sans la technique de sélection de contour, le déplacement est biaisé et la valeur du SNR peut ne pas permettre la validation du déplacement.

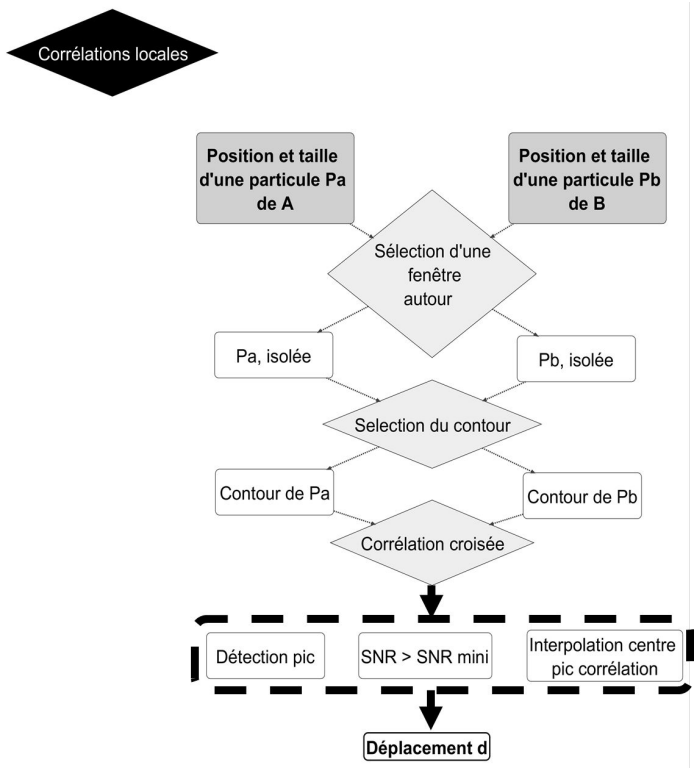
Au final, la combinaison des deux approches pour reconstituer le déplacement des particules est complémentaire, voire séquentielle. Leur utilisation est schématisée sur la figure 2.33 où sont décrits plus précisément les étapes successives de la corrélation locale.
Comme il a été défini, l'algorithme de corrélation locale intègre la technique de sélection du contour avec la corrélation croisée entre les deux fenêtres. La validation du déplacement est obtenue de deux manières :

- Le rapport signal bruit (ou SNR) calculé à partir de la carte de corrélation des deux fenêtres doit être supérieur à un SNR minimum, typiquement 2.
- La valeur du déplacement obtenu d doit se situer dans un intervalle

de +/- 1 pixel de distance par rapport au déplacement estimé par l'association des centres des particules.



(a) Combinaison des deux approches de récupération du déplacement



(b) Décomposition de l'algorithme de corrélation locale

FIGURE 2.33 – *Schémas de description de l'algorithme de récupération du déplacement des particules avec le schéma global (figure 2.33(a)) et celui des étapes de la corrélation locale (figure 2.33(b))*

2.6 La reconstruction de trajectoires

2.6.1 Algorithmes

Une fois les particules associées entre deux instants consécutifs, il est possible de reconstruire les trajectoires des particules dans le temps. Pour cela, il suffit d'établir une correspondance entre les paires de particules associées à chaque instant. Ce modèle est simple à mettre en place mais est loin d'être le plus performant car si une particule n'est pas détectée à un instant t, la trajectoire n'est pas recomposée par la suite.
Il existe des algorithmes communément cités de "multi-frame tracking algorithm" qui se basent sur l'historique de la trajectoire : la vitesse moyenne de la particule et son accélération ou décélération. A partir des positions antérieures de la particule, des courbes polynomiales de second ordre sont calculées puis extrapolées pour chaque étape de recherche. Citons à ce propos l'article de Li, Zhang, Sun, and Yan (2008) qui après un état de l'art des différents algorithmes utilisés dans le domaine de la PTV, met au point un algorithme spécialement dédié au suivi de particules pour une seule caméra dans le but d'augmenter la robustesse de reconstruction de trajectoire face aux détections erronées.
Chacune des trajectoires peut être isolée pour en étudier individuellement les déplacements au cours du temps et pour en récupérer des informations indispensables à la compréhension des phénomènes de turbulence ou de transport.

2.6.2 Exemple d'application

Une campagne d'acquisitions bidimensionnelles a été menée sur des écoulements diphasiques de bulles d'air en mouvement dans un liquide. 250 images de l'écoulement sont prises à une fréquence de 200 Hz à l'aide d'un laser continu et d'une caméra intensifiée. La taille apparente des particules est de 40 pixels approximativement pour un champ de vue de 20 x 15 mm. L'image 2.34 rend compte des vecteurs déplacements pour chaque particule détectée. La propriété de transparence de l'intérieur des particules est d'ailleurs clairement visible. Les trajectoires des bulles suivies sur plus de 10 instants sont représentées dans la figure 2.35. Ces dernières, au nombre de 92, sont issues de l'ensemble des détections et des associations temporelles des particules en n'ayant utilisé aucun résultat prédicteur. Grâce à la faible densité de particules sur l'image, une simple zone de recherche avec un critère de type plus proche voisin semble suffire. La plus longue trajectoire détectée après application des algorithmes est constituée de 116 instants consécutifs.

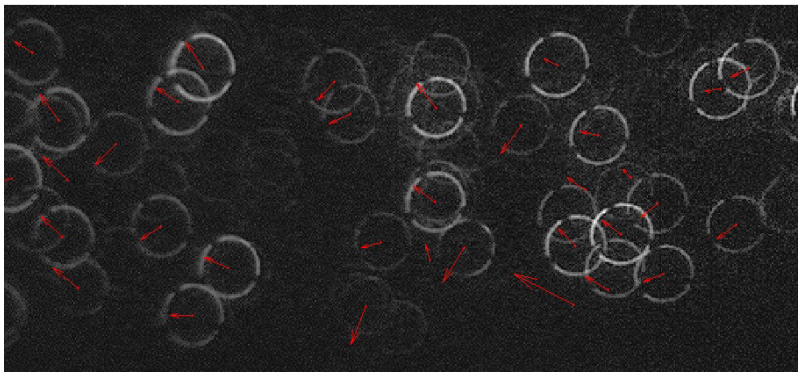


FIGURE 2.34 – *Visualisation d'un champ de vitesses instantanées sur des particules détectées.*

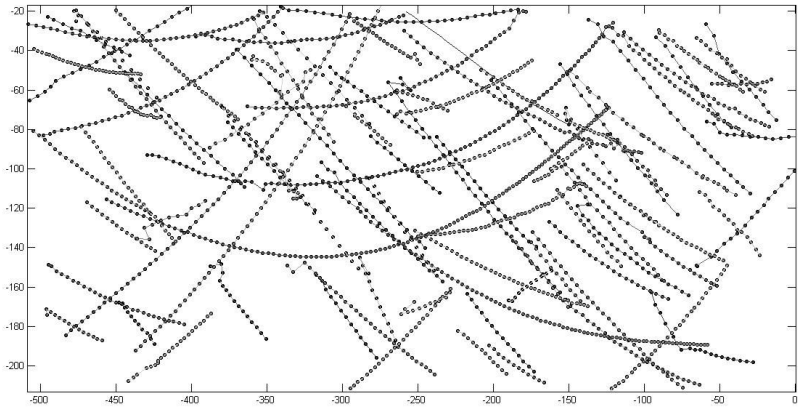


FIGURE 2.35 – *Ensemble des trajectoires de plus de* 10 *instants.*

2.7 Conclusions

Au cours de ce chapitre, une variante de la technique de défocalisation a été présentée. On rappelle que cette technique permet de positionner une particule dans l'espace à partir de la coordonnée de son centre sur l'image ainsi qu'a l'aide de sa taille apparente. Une présentation des algorithmes de détection disponibles a été menée. Le schéma retenu repose sur une utilisation de la corrélation croisée entre l'image et des motifs virtuels appelés canevas. L'ajout d'un nouvel élément à la chaine d'acquisition a été présenté.
En effet, un disque opaque, appelé espace annulaire, est introduit entre le capteur et l'objectif. La spécificité de ce montage consistant à conserver un anneau lumineux tout en s'affranchissant des phénomènes d'interférence nous permet de générer des images synthétiques de particules défocalisées. La possibilité est alors offerte de tester la précision des algorithmes de détections en faisant aussi

bien varier les caractéristiques géométriques de l'anneau que les niveaux de concentrations par image. Il en ressort par exemple que la présence de discontinuités augmente de 3 à 25 points la précision de mesure et qu'une épaisseur fine de l'anneau est conseillée.
Une seconde étude portant sur une augmentation progressive de la concentration conclut sur la capacité à atteindre des taux de superposition de 60% sans dégrader la précision de positionnement des centres, située autour de 0,2 pixel. Néanmoins à taux de superposition équivalent, 10 fois plus de particules de 15 pixels de diamètre sont détectées par rapport à celles de 35 pixels.
Dans un dernier temps, ce chapitre a présenté les méthodes de récupération des déplacements des particules soit en procédant à une association centre à centre, soit en procédant à une corrélation croisée de deux imagettes centrées autour de la particule à la manière d'une application PIV. Cette dernière approche offre l'avantage de fournir une précision de déplacement équivalente à celle de la PIV (0,1 pixel) ainsi qu'une possible invalidation d'une association initiale. Une application finale autour de mesures résolues en temps permet d'illustrer la reconstruction des trajectoires.

Il convient désormais de quantifier la précision expérimentale de la technique de l'espace annulaire ainsi que son gain par rapport à l'approche classique de défocalisation dans des situations réelles.

Chapitre 3

Influence de la défocalisation et validation expérimentale de l'espace annulaire.

Introduction

Le chapitre précédent a permis de présenter les outils numériques nécessaires à chacune des étapes de la réalisation d'une méthode de suivi de particules défocalisées à une caméra, c'est à dire de la détection à l'association. Pour cela, des images synthétiques d'espace annulaire ont été générées. Cependant ces images, bien que pouvant contenir du bruit, ne peuvent pas représenter totalement la réalité. C'est pourquoi, il sera présenté à travers ce chapitre une application de l'espace annulaire sur deux écoulements réels.

- Le premier consistera en un bloc de résine rempli de particules et sera déplacé précisément afin de générer un écoulement "*parfait*" en déplacement contrôlé.
- Le second montage sera centré sur un jet vertical laminaire d'air dans lequel l'ensemencement est obtenu par injection de gouttes d'huile.

Le but de ces expériences est de quantifier l'influence de la défocalisation optique, c'est à dire l'augmentation de la taille apparente de la particule sur l'image, par rapport à son déplacement réel. Finalement à travers ces deux montages, une comparaison précise de la technique de défocalisation avec ou sans espace annulaire pourra être présentée et discutée afin de quantifier l'apport de la technique d'acquisition proposée.

3.1 Présentation du bloc de calibration

3.1.1 Principes du montage

Le dispositif expérimental consiste en un bloc en résine de dimensions externes 200×130×74 mm contenant plusieurs centaines de milliers de particules solides. Ces particules étant figées dans la résine, un déplacement monodimensionnel du bloc entraîne une translation de l'ensemble des particules. Ce mouvement est imposé en pratique par un moteur pas-à-pas (Thorlabs, modèle BSC 101, S/N 40821078) qui peut effectuer des déplacements de l'ordre du micromètre. L'ensemble du bloc est illuminé par un laser He-Ne de puissance 30 mW à 632,8 nm. Une lentille cylindrique de focale 200 mm couplée à une iris en amont sont placées à 65 mm de l'entrée du bloc afin de créer une tranche laser dont l'épaisseur est réglable.
Une tranche laser permet de mieux estimer les incertitudes car toutes les particules ont la même taille apparente. En effet, toutes les particules illuminées sont situées à égale distance du plan focal de la caméra si celle-ci est placée à 90 degrés du plan d'illumination.
Les images sont acquises par une caméra intensifiée (PI-MAX, Princeton Instuments) de résolution 512×512 pixels munie d'un objectif de 105 mm, ouvert à 2. Une vue schématique du montage est présentée dans la figure 3.1.

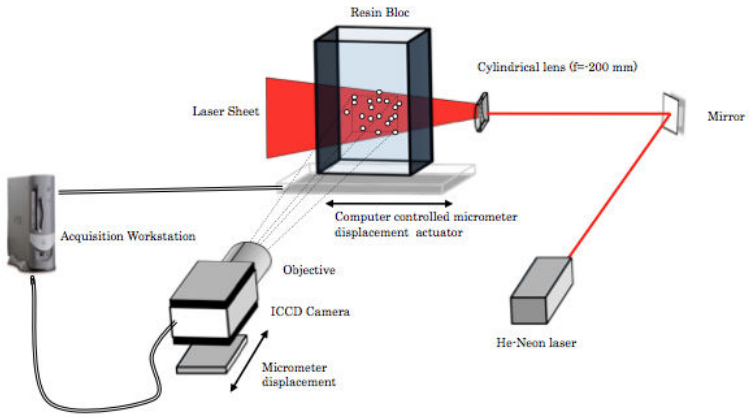


FIGURE 3.1 – *Représentation schématique du dispositif permettant la calibration du système.*

3.1.2 Motivations

En conservant les paramètres d'illumination fixes, ce montage possède la particularité de conserver les mêmes particules dans la zone de mesure. Il devient alors possible de quantifier précisément les points suivants en fonction de la défocalisation de la caméra, c'est à dire de la taille apparente des particules

sur l'image :

- o Le nombre de particules détectées.
- o La précision de détection des tailles apparentes.
- o L'évolution du déplacement horizontal des particules sur l'image (en pixels)

Dans la suite de ce chapitre, on s'intéressera uniquement aux résultats relatifs exprimés en pixels.

3.1.3 Phase de détection

L'étude concernant la phase de détection doit permettre de comparer la qualité de détection en fonction de la taille apparente des particules. A titre d'illustration la figure 3.2(a) présente l'évolution visuelle en taille d'une même particule en fonction du recul de la caméra en mm. Au plan 0 la particule est focalisée et l'effet de l'espace annulaire n'est efficace qu'à partir de 2 mm de défocalisation. Pour des tailles supérieures, la transparence centrale de la particule est visible.

Les résultats moyens par plan sont présentés dans la figure 3.2(b). On constate une évolution quasi linéaire de la taille apparente en fonction du plan image et une variation de la taille apparente de 3 pixels (plan focalisé) à plus de 70 pixels. Les mesures obtenues pour les plans images correspondant à des tailles apparentes inférieures à 12 pixels ne peuvent pas être mesurées avec une précision suffisante. On y voit aussi l'écart type de la taille lors des détections pour trois seuils de corrélation choisis (0,25 0,3 0,4) pour valider l'éventuelle existence d'une particule.

Définition des canevas

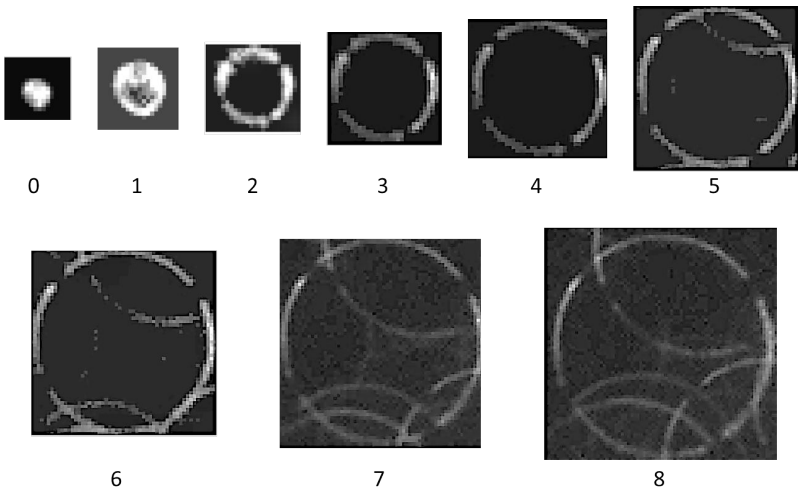
Les canevas utilisés proviennent des images expérimentales.

1 Une particule de taille apparente 35 pixels est isolée dans les images
2 Une application de la sélection du contour est utilisée afin de supprimer le bruit centrale de l'image.
3 L'image résultante est extrapolée vers des tailles inférieures et supérieures. Un jeu de canevas de tailles apparentes allant de 10 pixels à 80 pixels est obtenus.

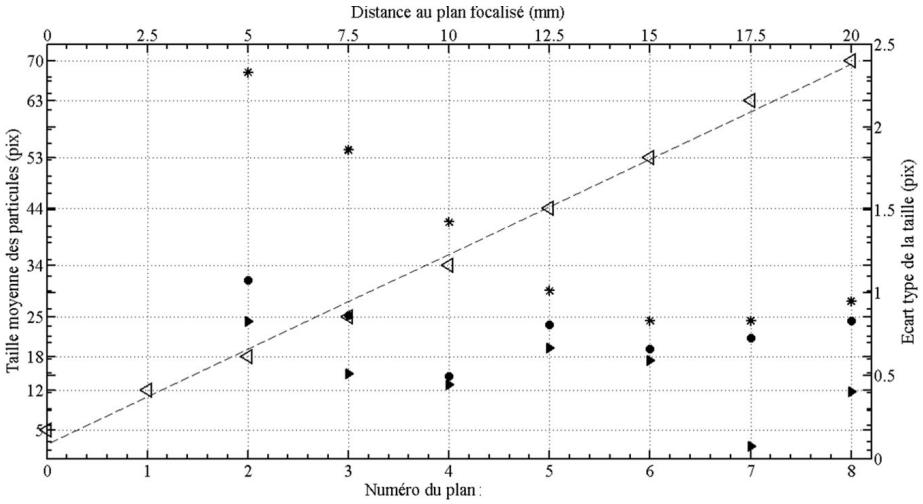
Le tableau 3.1 explicitera désormais pour le reste de la thèse les conditions de créations des canevas.

Table 3.1 – *Caractéristiques de la création des canevas*

Canevas	Image initiale	Traitement d'image	Intervalle de taille
Espace annulaire	Expérimentale	Sélection du contour	10 à 80 pixels



(a) Evolution visuelle d'une même particule avec la distance au plan étudié (Distance entre chaque plan : 2,5 mm)



(b) Evolution de la taille moyenne des particules et de son écart type pour 3 seuils de validation différents : élevé ► - 0,4 , moyen • - 0,3, faible ★ -0,25 - en fonction du plan focal et de la distance de celui-ci au plan focalisé.

FIGURE 3.2 – *Évolution visuelle et graphique de la taille apparente des particules en fonction du plan focal ou de la distance au plan focal.*

La figure 3.2(b) montre que :

- Plus le seuil de corrélation est élevé, plus l'écart type diminue, entrainant ainsi une plus grande précision de la mesure. Cependant un seuil élevé permet de valider moins de particules qu'un seuil plus faible.
- Un compromis entre qualité et quantité doit être trouvé pour chaque

dispositif expérimental.

Un seuil de corrélation de 0,3 permet de conserver une précision sur la détection de taille aux alentours de 0,8 pixel avec un minimum de 0,5 pixel pour le plan situé à 10 mm du plan focal.

3.2 Études de déplacement réalisées

Dans cette section, la quantification de l'évolution du déplacement en fonction de la défocalisation est étudiée.
Pour cela, grâce au système de translation du bloc, un déplacement parallèle à la nappe laser est imposé une dizaine de fois. Chaque déplacement est suivi d'une acquisition de la zone éclairée. Il est important de noter que l'ensemble du dispositif optique est soumis à cette translation et par conséquent la lumière diffusée par les particules reste constante quelque soit la position par rapport à la caméra. Un schéma de la méthodologie suivie est disponible dans la figure 3.3.
Les images ainsi obtenues sont traitées de trois manières :

- La première consiste à utiliser des techniques classiques de corrélation croisée, permettant d'obtenir le déplacement moyen d'une certaine zone de l'image (appelée fenêtre). Cette taille de fenêtre peut être variable.
- La seconde approche est basée sur l'application d'algorithmes de flot optique préalablement présenté dans le chapitre 1.
- La troisième méthode est basée sur le suivi de chaque particule ; un déplacement est obtenu pour chaque particule identifiée.

L'ensemble de ces trois approches sera comparé pour les différentes configurations optiques choisies.

Afin de disposer d'une plage importante de tailles apparentes, neuf plans focaux différents sont pris, avec un espace de 10 mm entre chaque plan. Le premier plan se trouve à la distance focale de l'objectif et le dernier se trouve 80 mm plus près de la caméra.
Ces acquisitions sont répétées avec et sans l'utilisation de l'espace annulaire afin de pouvoir comparer les mêmes distributions de particules à taille apparente équivalente. Une visualisation du plan numéro 4 est disponible dans la figure 6.15 avec et sans espace annulaire. La disparition du centre des particules est remarquable ainsi que la disposition identique des mêmes particules.

3.2.1 Paramètres de l'étude

Les paramètres de l'étude sont les suivants :

- **Résolution spatiale** : 512 pixels = 13,43 mm.
- **Taille de la zone de l'image** : 512×154 pixels

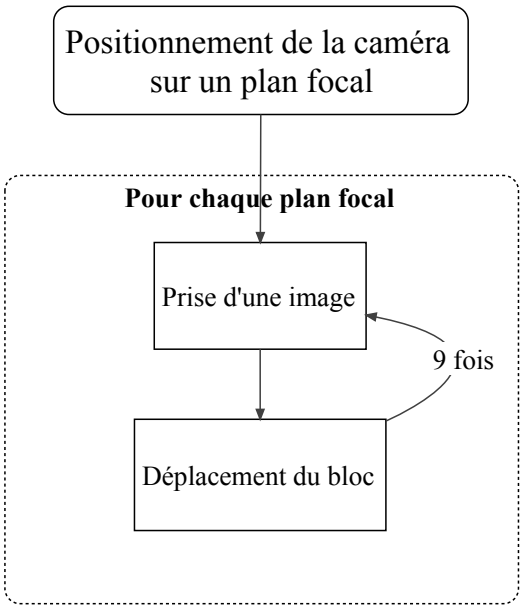
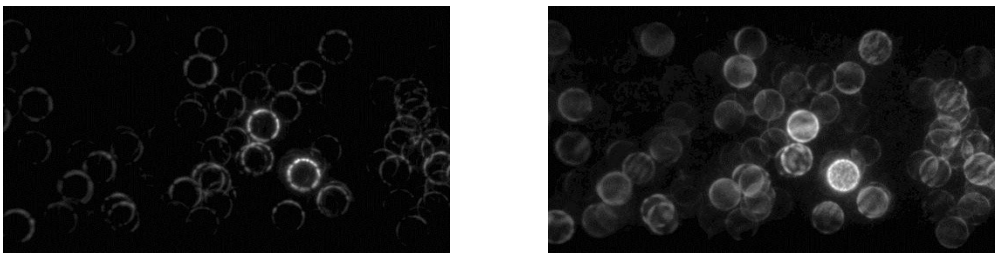


FIGURE 3.3 – *Représentation schématique du protocole d'acquisition.*



(a) Avec espace annulaire (b) Sans espace annulaire

FIGURE 3.4 – *Comparaison des acquisitions du plan numéro 4, soit à une distance de 10 mm du plan focal, avec (a) et sans espace annulaire(b).*

- **Déplacement unitaire imposé au bloc** : 0,1311 mm soit 5 pixels en condition focalisée.
- **Temps d'exposition** : 130 ms en condition normale et 700 ms avec l'espace annulaire.
- **Objectif utilisé** : Nikon Nikkor à focal de 105 mm avec une ouverture de 2.
- **Distance entre l'objectif et le capteur CCD** : 13 cm.
- **Augmentation de la taille apparente des particules en fonction du rapprochement de la caméra** : 1 mm d'écart = augmentation

de 2,24 pixels.

3.2.2 Étude par corrélation croisée

Définition des paramètres de traitement et de validation

On procède à une étude par corrélation croisée en utilisant une approche standard avec le logiciel Dantec Dynamic Studio. Les calculs sont effectués avec des tailles de fenêtres de 64×64 pixels et un taux de superposition de 50%. Un raffinement de 3 est utilisé sans option de déformation de fenêtres. En effet, le mouvement imposé étant une pure translation, il n'est pas nécessaire d'effectuer des mesures avec des fenêtres non carrées. La valeur du rapport signal sur bruit minimum du pic de corrélation est ajustée à une valeur de 1,2 pour la validation des déplacements. Aucun filtre spatial n'est utilisé et les vecteurs non validés ne sont pas remplacés.

Type d'étude

La corrélation croisée fournit des cartes de déplacements. Afin d'obtenir une valeur caractéristique par taille apparente de particules, différentes mesures sont réalisées.

- **Évolutions locales**

Il s'agit dans un premier temps de récupérer l'évolution de la moyenne et de l'écart type du déplacement pour des positions précises sur l'image, appelées "sondes". Leurs positions respectives sont représentées dans la figure 3.5.

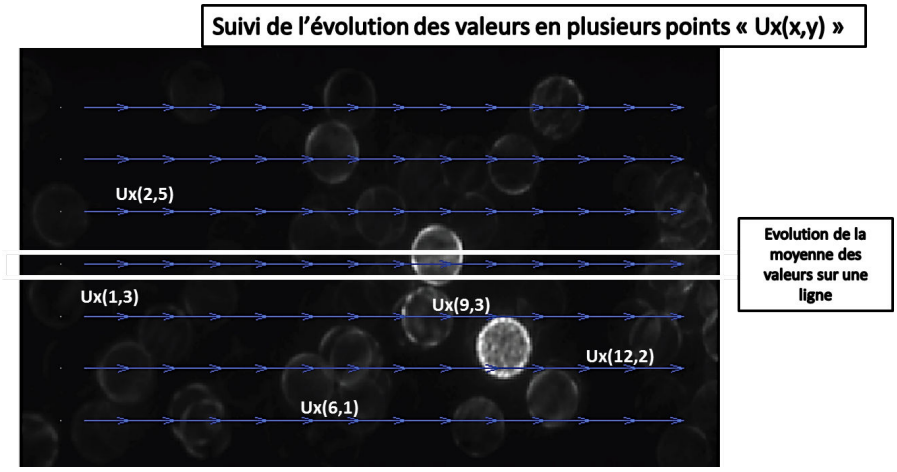


Figure 3.5 – *Positionnement des sondes et de la ligne d'étude pour les cartes PIV.*

Les figure 3.6 présente l'évolution moyenne des déplacements mesurés au niveau de chaque sonde en fonction de la nature des images obtenues ; avec et sans espace annulaire.

Premier constat : Toutes les sondes de l'espace annulaire présentent une évolution similaire avec un accroissement linéaire.
L'augmentation du déplacement avec le numéro des plans, c'est à dire le rapprochement de la caméra, s'explique par une augmentation de la résolution spatiale. En effet, plus le plan est proche, meilleure sera la définition d'une même zone physique. Par conséquent, à déplacement physique équivalent, le déplacement des particules s'effectuera sur plus de pixels.
Second constat : En l'absence d'espace annulaire, le déplacement mesuré n'augmente plus avec un accroissement de la défocalisation à partir du plan focal 5 pour 2 sondes sur 5. Cette position du plan focal correspond à une taille apparente de 44 pixels, sachant que les calculs de corrélation croisée sont réalisés avec des fenêtres de 64×64 pixels.

De la même manière, on observe à partir des résultats de la figure 3.7 que l'écart type au niveau de ces 2 sondes augmente brusquement à partir du plan 5. L'analyse de ces écarts types montre aussi qu'en utilisant un espace annulaire, les valeurs restent conformes aux estimations classiques de corrélation croisée. Les valeurs ne semblent pas être influencées par la défocalisation des particules et restent proches d'une valeur de 0,07 pixel.

o **Intégration sur une ligne**

L'étude du déplacement moyen sur une ligne horizontale permet d'obtenir une vision similaire à l'étude locale. Les résultats correspondant à l'évolution de la moyenne et de l'écart type des déplacements mesurés sont représentés figure 3.8.

Sur cette figure, on remarque que les déplacements moyens mesurés avec l'espace annulaire augmentent linéairement avec un coefficient de corrélation proche de l'unité (R=0,9975) alors que les déplacements issus des images sans espace annulaire sont pratiquement constants jusqu'à diminuer à partir du plan 5 (taille apparente de 44 pixels). De plus, l'analyse des écartstypes présente de manière similaire une augmentation dans le cas sans espace annulaire à partir du 5ème plan. Avec espace annulaire, les écartstypes restent inférieurs à 0,1 pixel (typiquement de l'ordre de 0,07 pixel) indépendamment de la défocalisation.

Ces résultats nous permettent de conclure sur la capacité à récupérer le déplacement plan des particules à l'aide de la corrélation croisée avec une précision inférieure de l'ordre de 0,1 pixel et ce, quelque soit la taille apparente des particules dans le cadre de l'utilisation de l'espace annulaire. Sans espace annulaire, la taille de la fenêtre de corrélation vient à limiter la taille apparente maximale de particule.

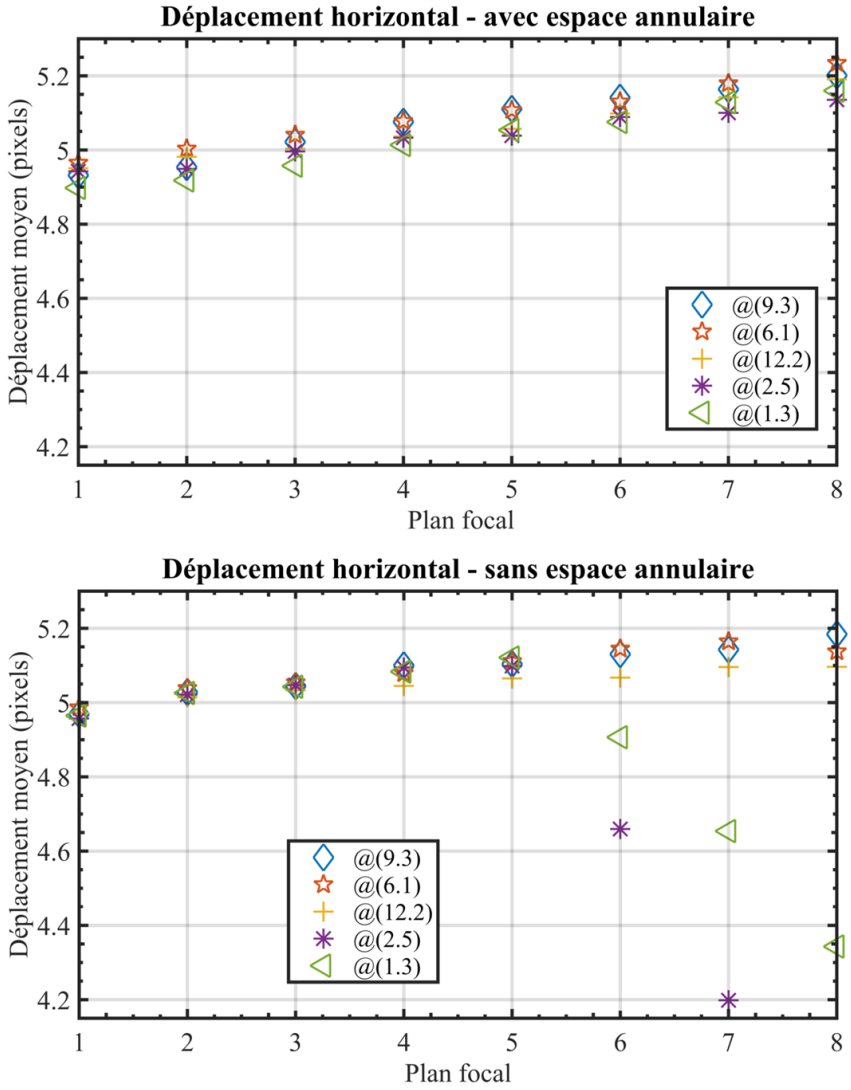


FIGURE 3.6 – *Déplacements moyens (en pixels) au niveau des sondes de la figure 3.5 pour chaque plan focal.*

3.2.3 Étude par flot optique

En complément aux mesures pas corrélation croisée, plusieurs algorithmes de flot optique ont été testés, mais seuls seront présentés dans la suite les résultats obtenus avec la méthode donnant la meilleure précision. Cette méthode est une méthode classique de flot optique. Afin de tester la sensibilité des résultats aux nombres d'itération ainsi qu'à la taille du filtre utilisé, dix jeux de paramètres ont été utilisés. Le nombre d'itérations varie de 1 à 10 et le filtre utilisé d'une taille de 1x1 à 32x32 pixels^2. Ces 10 jeux de paramètres ont été appliqués aussi bien aux images obtenues sans espace annulaire qu'avec espace

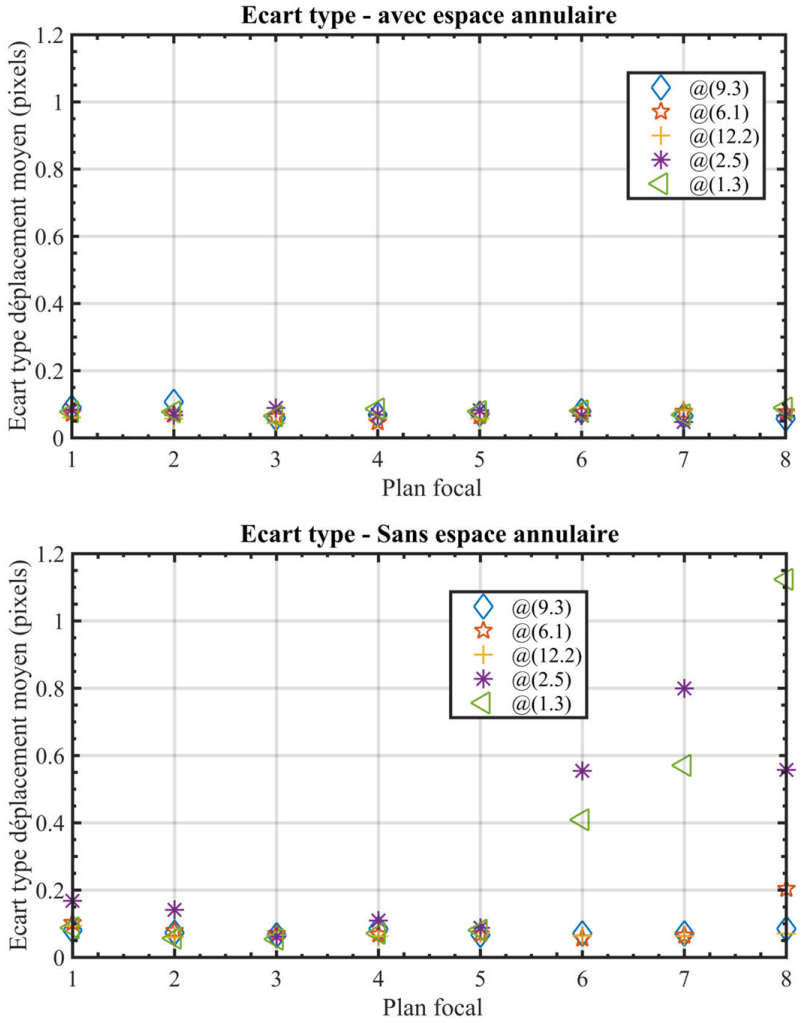
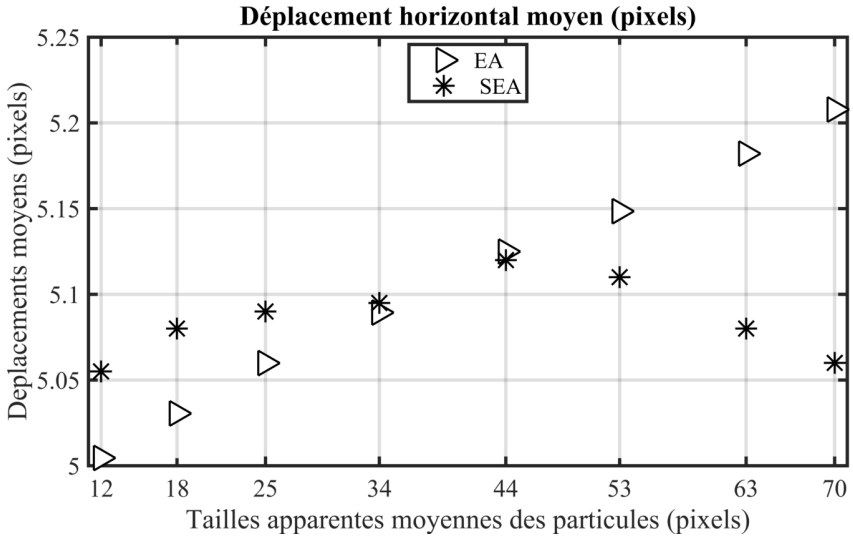


FIGURE 3.7 – *Ecart type (en pixels) des vitesses moyennes des sondes de la figure 3.5 pour chaque plan focal.*

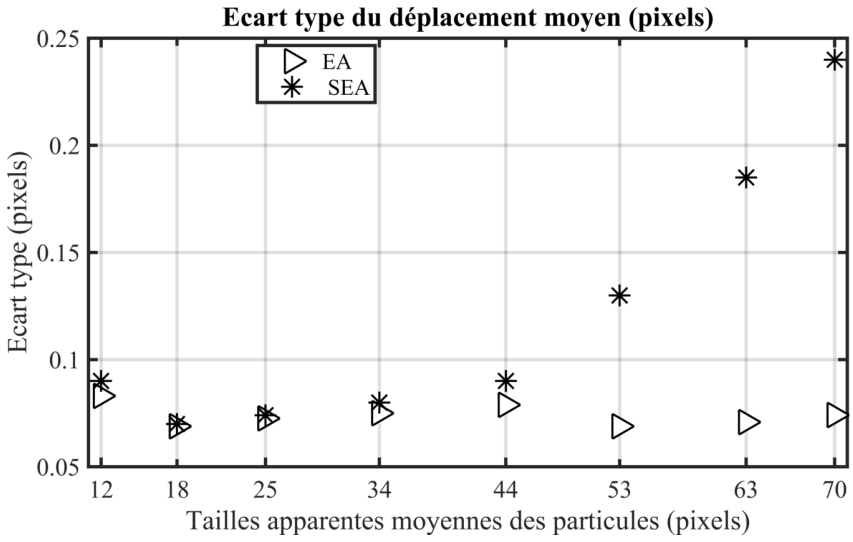
annulaire et ce pour les différentes valeurs de défocalisation.

Données brutes

Une première estimation de la précision et des incertitudes de mesure peut être obtenue en calculant le déplacement moyen ainsi que la déviation standard pour chaque plan. Les résultats de l'analyse des données brutes obtenues par le flot optique (10 itérations) sont présentés dans les figures 3.9 et 3.10 respectivement pour les valeurs moyennes et de déviation standard. Les résultats sont obtenus avec quatre tailles différentes de filtre et pour des images avec (EA) et sans espace annulaire (SEA). On constate que les incertitudes sont relativement faibles jusqu'à une valeur de défocalisation de 25 pixels lorsque l'espace



(a) Évolutions du déplacement horizontal moyen



(b) Évolutions de l'écart type moyen

FIGURE 3.8 – *Évolution du déplacement horizontal moyen et son écart type en fonction de la taille apparente des particules. Résultats pour les approches PIV EA (▷) et PIV SEA (∗).*

annulaire est utilisé. Un filtre de 4×4 semble suffisant pour réduire le bruit de mesure, par contre, la taille du filtre semble avoir une influence sur la mesure du déplacement moyen. Les niveaux d'écarts types observés montrent une légère influence de la taille du filtre utilisé et des valeurs bien inférieures aux valeurs par corrélation croisée sont obtenues ; ce en plus d'avoir une meilleure résolution spatiale. L'utilisation de l'espace annulaire semble permettre une meilleure

mesure jusqu'à une défocalisation de 25 pixels. L'augmentation brusque des écarts types semble provenir de mesures erronées, qui tendent à surestimer localement le déplacement. Une analyse détaillée des zones dans lesquelles se produisent ces augmentations montre qu'il s'agit de zones ne contenant pas de signal de réflexion laser. Pour des défocalisations plus faibles, le diamètre apparent des particules reste relativement limité et l'algorithme de flot optique arrive à compenser l'absence de signal au centre des particules. Une augmentation de la défocalisation entraîne une zone vide de signal plus importante et les contraintes imposées par le flot optique ne suffisent plus à assurer la cohérence du déplacement.
Un des principaux problèmes des méthodes de flot optique réside dans le fait que les déplacements sont calculés en tout point de l'image, et ce, même en l'absence de signal. Pour la suite, seuls les points ayant une intensité minimum seront gardés pour déterminer les grandeurs statistiques caractéristiques.

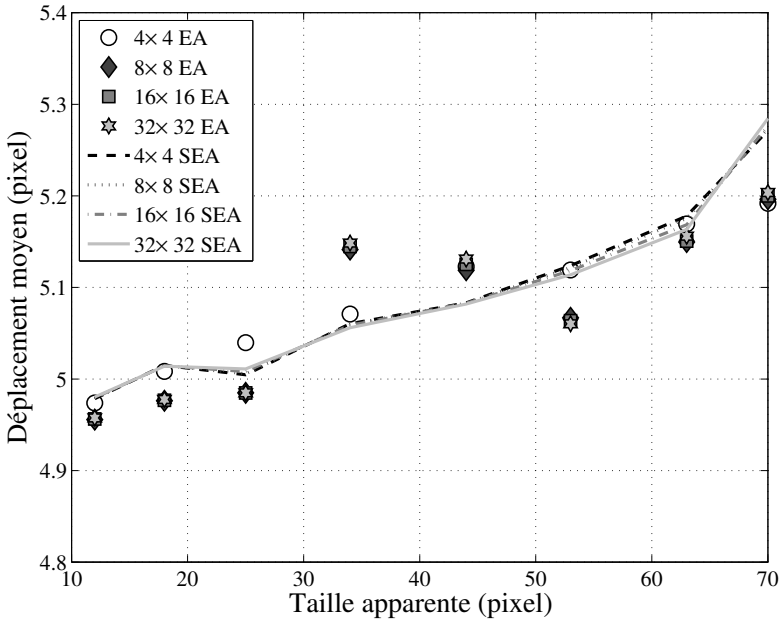


FIGURE 3.9 – *Déplacements moyens (en pixels) obtenus par flot optique pour chaque plan.*

Une distribution typique de l'intensité d'une image prise dans le plan numéro 4 (défocalisation de 34 pixels) est représentée dans la figure 3.11. On constate qu'il y a un grand nombre de points dont l'information contenue est proche du bruit de fond.

Une étude de sensibilité sur une image obtenue dans le plan focal numéro 4, avec un filtre de 8×8, montre l'influence d'un seuillage sur les résultats des mesures. Si l'on fixe un seuil en deçà duquel les déplacements mesurés ne sont pas utilisés, on peut calculer des valeurs moyennes et d'écarts types condition-

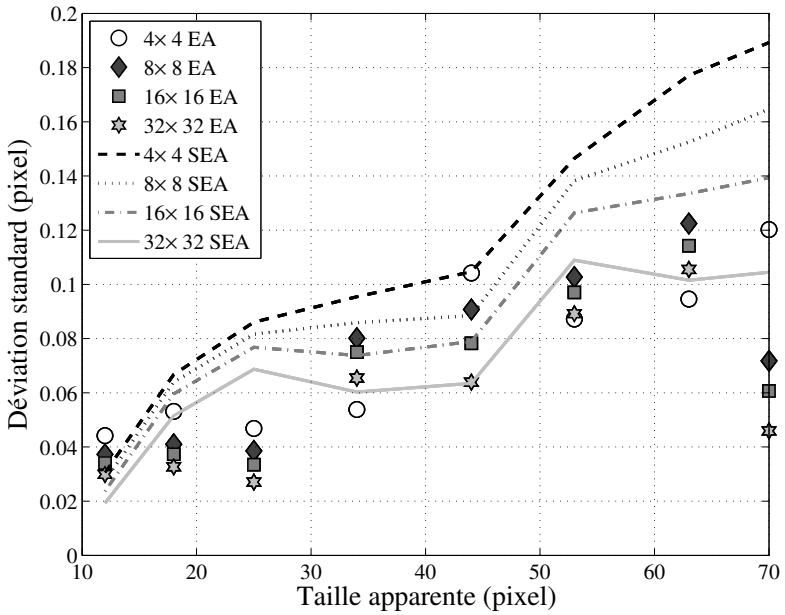


FIGURE 3.10 – *Ecarts types moyens (en pixels) obtenus par flot optique pour chaque plan.*

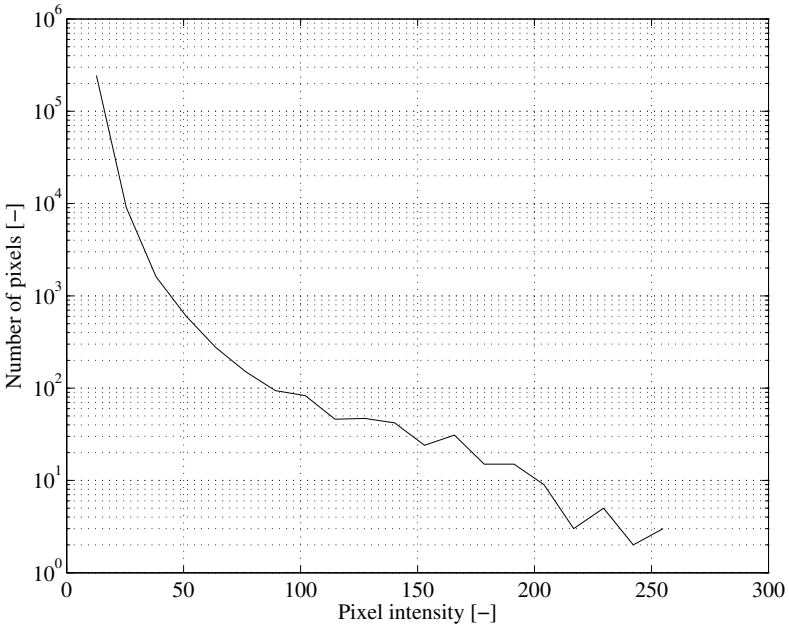
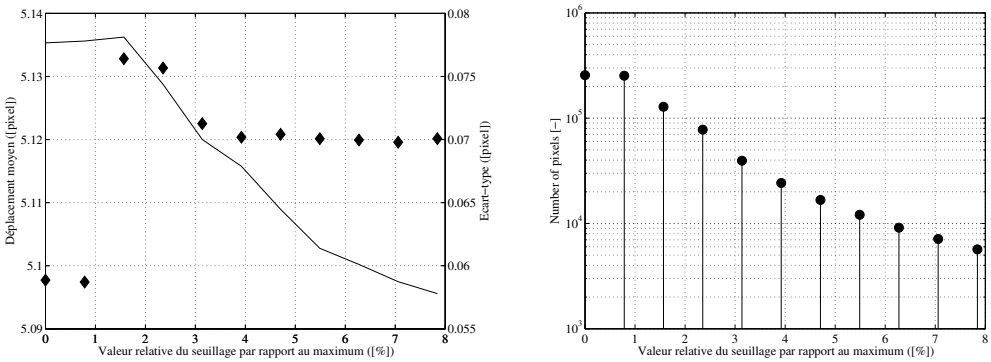


FIGURE 3.11 – *Distribution de l'intensité pour une image du plan focal 4.*

nés. Les résultats obtenus pour le même cas de figure que les résultats exposés dans les figures 3.9 et 3.10 sont présentés dans la figure 3.12(a). Le nombre de points de mesure obtenu est représenté dans la figure 3.12(b). On constate une forte influence du seuil sur l'ensemble des mesures pour des valeurs relativement faibles. Typiquement, si on utilise un seuil de 2% de la valeur maximum d'intensité, les changements sont relativement faibles pour la moyenne (de l'ordre de l'incertitude de mesure) mais l'écart type est élevé. Par contre, si les calculs sont effectués à posteriori sur les pixels dont l'intensité est supérieure à 4% de la valeur maximale de l'intensité, on constate un écart type plus faible et surtout une mesure du déplacement moyen très correct. Une augmentation de cette valeur de seuil a pour conséquence de diminuer les valeurs d'écart type tout en diminuant le nombre de points de mesure. Avec ce même seuil de 4% par rapport à l'intensité maximum, l'écart type est diminué par 2 mais le nombre de points de mesure est diminué d'un facteur 10.



(a) Moyenne et écart-type conditionné

(b) Nombre de points de mesure

FIGURE 3.12 – *Influence du seuil relatif d'intensité sur les différentes mesures de déplacement.*

Afin de bien montrer le lien entre la précision de mesure et le nombre de points de mesure, l'évolution de l'écart type en fonction du nombre de points est représentée dans la figure 3.13. Pour comparaison, les résultats obtenus par corrélation croisée (16×16 avec chevauchement de 50%) sur les mêmes images sont représentés dans la même figure. On constate clairement que pour ces images, une utilisation de la corrélation croisée induit une incertitude plus importante tout en ayant moins de points de mesure. Un plus grand nombre de points de mesure par flot optique signifie que des pixels ayant un plus faible signal sont pris en considération. Cela entraîne une augmentation de l'écart type car les incertitudes liées à ce type de pixels sont assez importantes.

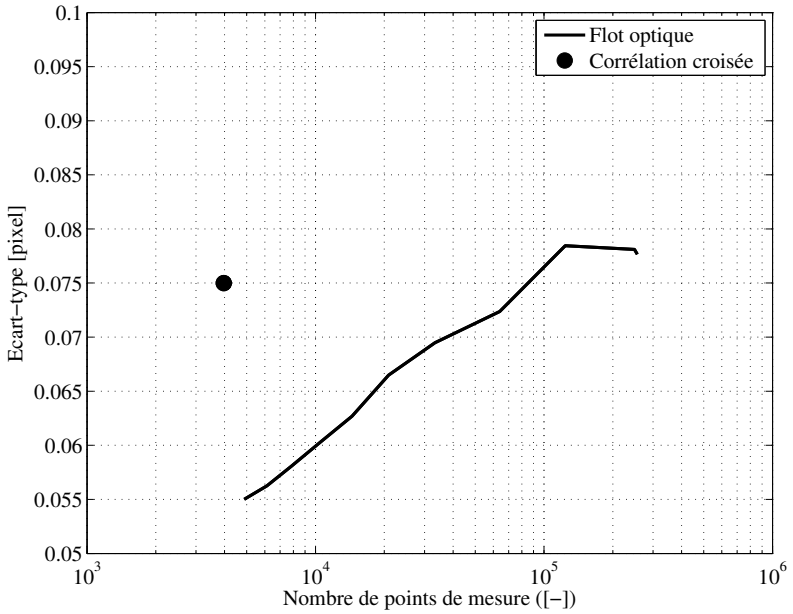


FIGURE 3.13 – *Influence du nombre de points de mesure sur l'écart-type pour une image ayant des particules de taille apparente de 34 pixels.*

Conclusion

Les résultats fournis par l'application de corrélation croisée par fenêtres carrées montrent qu'à partir d'une certaine taille de particule, par rapport à la taille de fenêtre de corrélation, les déplacements obtenus sans espace annulaire sont erronés. Les valeurs obtenues avec utilisation de l'espace annulaire suivent bien une évolution linéaire, comme suggéré théoriquement en se basant sur l'équation 2.2.
Il est intéressant de noter qu'en projetant la diffusion de lumière sur moins de pixels, les incertitudes quant aux déplacements des particules semblent être réduites. Dans la suite de l'étude, on considèrera la courbe 3.8 comme référence pour la quantification des incertitudes liées à la corrélation croisée. La méthode de flot optique permet une estimation relativement identique du déplacement moyen sans identification préalable des particules et permet d'obtenir des résultats quantitatifs du déplacement local avec une précision similaire, voire meilleure, que la corrélation croisée. Cependant, les temps de calculs restent longs pour cette approche.

3.2.4 Déplacements PTV avec espace annulaire

La suite de l'étude consiste à comparer les résultats de la section précédente aux résultats issus de la technique de PTV. Pour cela, on se servira de l'algorithme de détection développé dans le chapitre 2.2.1 et de la technique

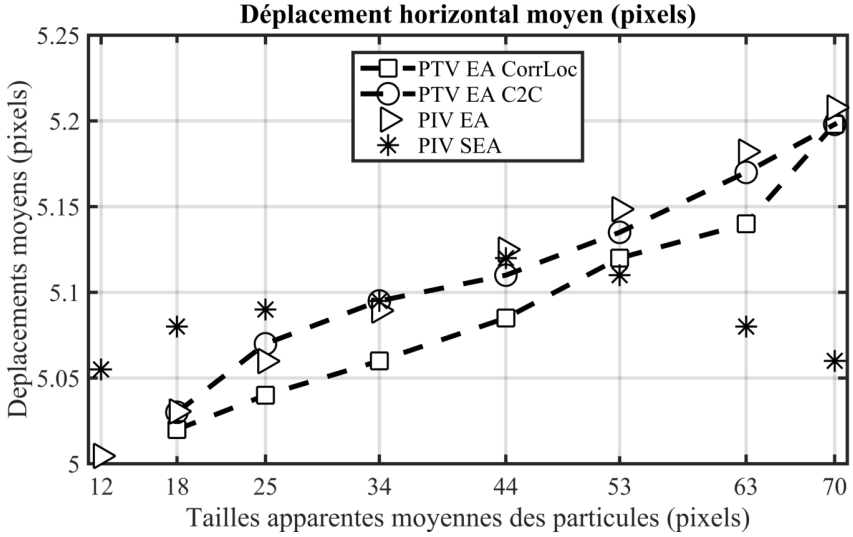
de corrélation locale pour la récupération du déplacement après une association centre à centre classique. L'implémentation générale est schématisée sur la figure 2.33(a). Pour rappel, l'algorithme de corrélation locale est schématisé dans la figure 2.33(b) du chapitre 2.
Désormais, les résultats de déplacements des zones horizontales sont comparés aux déplacements PTV obtenus soit :

- Par association de centre à centre (**C2C**).
- Par corrélation locale avec utilisation de la sélection du contour. (**CorrLoc**)

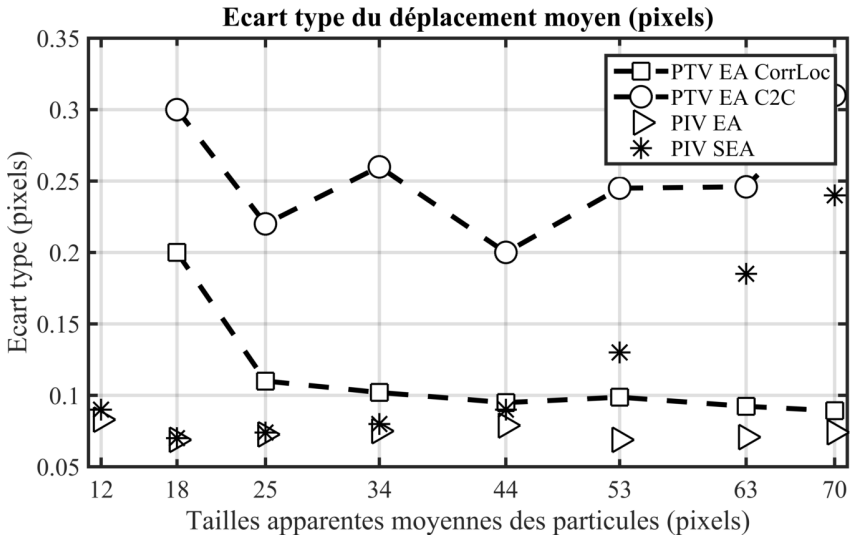
Une valeur prédictrice de 5 pixels est utilisée pour l'algorithme d'association des particules avec une zone de recherche de même valeur. Précisons qu'aucune mesure de déplacement de type PTV n'est présentée pour des tailles inférieures à 18 pixels de diamètre dans la mesure où la technique de détection de particule par corrélation croisée n'est plus efficace. Les résultats sont tracés sur la figure 3.14.

On constate que les déplacements moyens PTV de la figure 3.14(a) suivent la courbe PIV EA quelque soit la taille apparente. Les valeurs avec corrélation locale sont néanmoins légèrement inférieures de l'ordre de 0.03 pixel par rapport aux valeurs PIV EA.
Concernant la précision de la mesure, on constate sur la figure 3.14(b) que l'écart type des déplacements fluctue autour de 0,3 pixels (valeur classique pour des résultats PTV) pour les déplacements centre à centre. Ce qui constitue une valeur classique pour ce genre d'approche. De plus l'amélioration apportée par la corrélation locale est notable puisque les valeurs de l'écart type sont situées autour de 0.1 pixel et tendent à s'améliorer avec l'augmentation de la taille apparente des particules, et à fortiori de la fenêtre de corrélation.
Dans cette logique, on remarque néanmoins qu'à 18 pixels de taille apparente, la dimension de la fenêtre de corrélation impacte fortement la qualité du schéma. Une explication possible serait aussi la forme moins apparente moins circulaire des particules pour ce plan introduisant un biais dans la récupération du déplacement. Les canevas étant conçus à partir d'image parfaitement circulaire, le centre des particules est moins bien situés comme le prouve la valeur maximale de l'écart type C2C à 18 pixels.

L'étude 2D a permis de montrer les limites de la technique PIV pour l'analyse de particules défocalisées sans espace annulaire même dans le cadre d'une translation parfaite. La limite de 44 pixels est cependant une valeur qu'il faut ramener à la taille de fenêtre d'interrogation de 64 pixels qui pourrait être augmentée afin de valider les déplacements mais cela se ferait au détriment de la résolution spatiale. A contrario, il est montré que l'utilisation de la technique d'espace annulaire permet une récupération du déplacement avec la PIV quelque soit la taille apparente des particules. L'écart type est conservé à une valeur inférieure de 0,1 pixel.
Une augmentation linéaire du déplacement avec la taille apparente est à noter et s'explique par le rapprochement de la caméra vers le bloc pour augmenter



(a) Évolutions du déplacement horizontal moyen



(b) Évolutions de l'écart type moyen

FIGURE 3.14 – *Évolution du déplacement horizontal moyen et son écart type en fonction de la taille apparente des particules. Résultats pour les 4 approches : PTV EA - Corrélation Locale (−□−) , PTV EA - Centre à Centre (− ∘ −), PIV EA (▷) et PIV SEA (∗).*

la défocalisation. Dans ce cadre, la PTV assure un rendu des déplacements en cohérence avec la théorie et n'est pas limitée en termes de résolution spatiale. La précision des mesures est assurée autour de 0.3 pixel pour une assocaition de type centre à centre et 0.1 pixel avec l'aide de la corrélation locale. Ces résultats sont valables pour des tailles de particules allant de 15 à plus de 70 pixels, ce

qui dans le cas présent représente une profondeur de 20 mm environ.

Conclusion sur le bloc

L'étude liée au bloc de résine a permis de montrer que la défocalisation des particules a un impact sur plusieurs résultats :

1. La capacité de la technique à détecter une particule décroit avec l'augmentation de la taille des particules. Cela est dû au fait que plus la particule est défocalisée, moins elle apparaît lumineuse. C'est un défaut inhérent de la défocalisation. Cela est également dû au fait qu'une particule de diamètre plus élevé possède relativement plus de bruit à l'intérieur de son anneau qu'une particule de taille moyenne, ~ 40 pixels et, par conséquent, les valeurs de corrélation entre une image et des canevas seront plus faibles.

2. Le déplacement de la particule sur l'image augmente aussi en fonction de la taille apparente. Il a été montré qu'une augmentation de 0,2 pixel est à prendre en compte lorsque l'on atteint par exemple des particules de tailles apparentes de 70 pixels de diamètre.

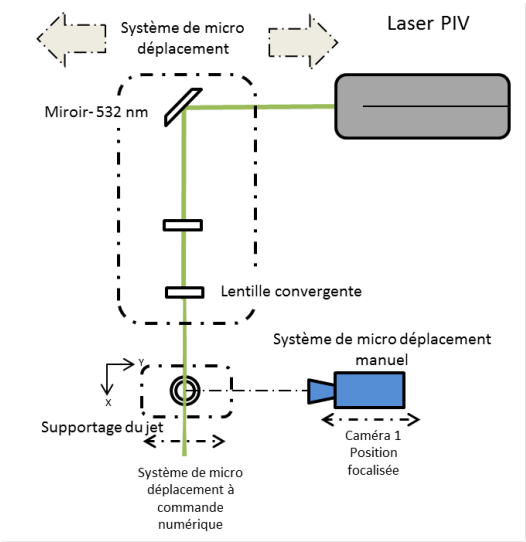
3.3 Application sur un jet laminaire 3D

Désormais, un écoulement plus complexe peut être étudié puisqu'il s'agit d'un jet laminaire vertical 3D. Le caractère laminaire de cet écoulement permet d'éviter de fortes fluctuations de vitesses entre deux acquisitions et en fait un écoulement de référence. Des mesures 3D ont pour but d'être réalisées mais le plus souvent seules deux composantes de la vitesse seront récupérées puisque le sens de l'écoulement est principalement vertical au centre et plus axial en périphérie. Une fois ce jet analysé par reconstruction 3D de mesures PIV planes, des études comparatives entre les techniques de défocalisation avec et sans espace annulaire pourront avoir lieu. Dans cette section, les déplacements sont donnés en pixels pour déterminer le plus précisément possible les incertitudes de mesures.

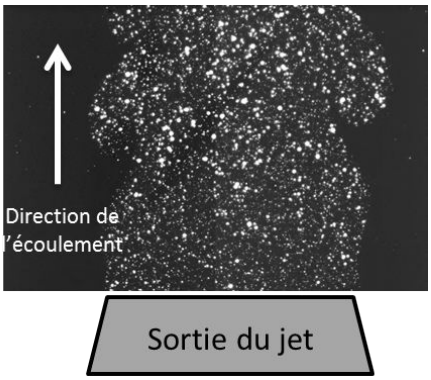
3.3.1 Présentation du montage et reconstruction PIV 3D - 2C

Ce montage se centre donc autour d'un jet laminaire avec une sortie de 20 mm de diamètre. Son ensemencement en gouttes d'huile (2 μm de diamètre) peut être réglé ainsi que le débit de sortie. En utilisant un premier montage, des mesures PIV sont menées sur 10 plans distants de 2 mm. Chaque plan fait l'objet d'une acquisition à 8 Hz pour un total de 200 paires d'images séparées par un temps inter-image de 490 μs. Elles sont consécutivement analysées avec des fenêtres de 32 pixels, 50% de superposition, ainsi qu'une approche itérative en 3 étapes effectuées avec le logiciel Dantec Flow Manager. Les résultats sont moyennés et fournissent 10 plans de vitesses 2D pouvant être interpolés entre eux grâce au caractère laminaire de l'écoulement. La figure 3.15 rend compte de la reconstitution 3D-2C à travers deux visualisations du déplacement vertical moyen : l'une isovolumique pour une valeur de 30 pixels (figure 3.15(c)), et une autre pour différents plans perpendiculaires et horizontaux, figure 3.15(d).
Concernant les systèmes de déplacement, la position de la nappe laser est contrôlable par ordinateur avec un système Thorlabs BSC 101, le jet est quant à lui supporté par une table à translation à commande numérique. Pour rester focalisée avec la nappe laser, la caméra A est translatable avec un système de micro déplacement manuel. La précision de ces supports est micrométrique et permet une parfaite reproduction des positions respectives. La synchronisation de chacun des appareils est assurée par un boitier EG de R&D Vision et chaque début d'acquisition est contrôlé par le logiciel Dantec Flow Manager.

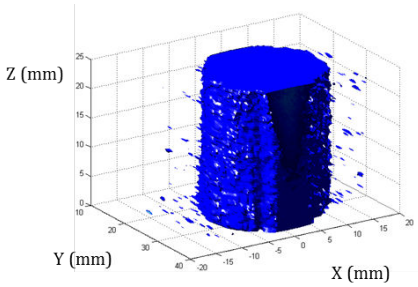
Ces mesures fournissent les niveaux de vitesses et leurs fluctuations en fonction de la position dans le jet et nous permettent de dire si les écarts de vitesses mesurés lors des analyses PTV seront dus à l'écoulement ou inhérents à la technique de mesure.



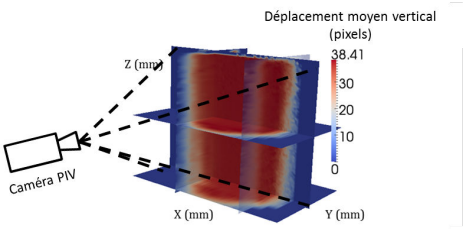
(a) Schéma du montage PIV.



(b) Acquisition vue de face.



(c) Reconstruction isovolumique.



(d) Superposition de plusieurs coupes du champ 3D de vitesse moyenne verticale reconstruit.

FIGURE 3.15 – *Description et illustration du montage expérimental PIV et des visualisations de la reconstruction volumique du jet.*

3.3.2 Études réalisées sur le jet laminaire 3D

L'objectif à venir est de quantifier la technique d'espace annulaire par rapport à la technique de défocalisation classique. Pour cela, deux études ont été menées. La première consiste à procéder à une comparaison statistique des deux techniques alors que la seconde a pour but de les comparer de manière synchronisée. A travers ces montages nous comparerons la qualité de reconstruction des déplacements. Les valeurs étudiées seront :

- Le nombre de particules détectées et de vecteurs reconstruits.
- Les champs de déplacements moyens horizontaux Ux et verticaux, Uy obtenus par PTV.
- Les écarts types des déplacements horizontaux $Std(Ux)$ et verticaux, $Std(Uy)$.

Approche statistique - Procédure

L'approche statistique est rendue possible en disposant face à face une caméra défocalisée "B" dans une configuration EA ou SEA et une caméra qui elle restera focalisée "A" comme présenté dans la figure 3.16. Ces deux caméras visualiseront le même champ de vue et le même instant. Puis différentes séries d'images sont acquises pour différentes tailles apparentes pour les configurations EA et SEA. Une série est d'abord prise avec l'EA et les positions des systèmes de micro déplacement contrôlés par ordinateur supportant la nappe laser et le jet sont mémorisées. La caméra A, quant à elle, reste fixe. Ensuite on enlève l'EA de la caméra B pour procéder à une série de mesures et cette même caméra est repositionnée aux positions mémorisées. De cette manière les acquisitions avec les deux techniques optiques conserveront la même résolution spatiale plane, $R_{xy} = 51$ pixels/mm.

- **La phase de détection**

Les particules sont détectées pour chacun des plans composés de 50 paires d'images. Les critères de validation seuils appliqués sont la valeur du pic de corrélation au minimum égal à 0.2 et un SNR de 1.5.
L'objectif est d'étudier 4 plans différents, en plus du plan de focalisation, en reculant l'ensemble, constitué du jet et de la nappe laser, par pas de 5 mm. Un volume de 20 mm^3 est donc balayé. Les tailles estimées théoriquement lors des essais sont de [18, 38, 58, 78] pixels. Par conséquent il a été décidé pour chaque plan d'utiliser des canevas de tailles centrées à + /- 5 pixels autour de la valeur théorique. La détection des particules sur l'ensemble des plans permet de générer une loi d'évolution de la taille apparente avec la distance au plan focal tracée sur la figure 3.17. Encore une fois, le caractère linéaire de la courbe

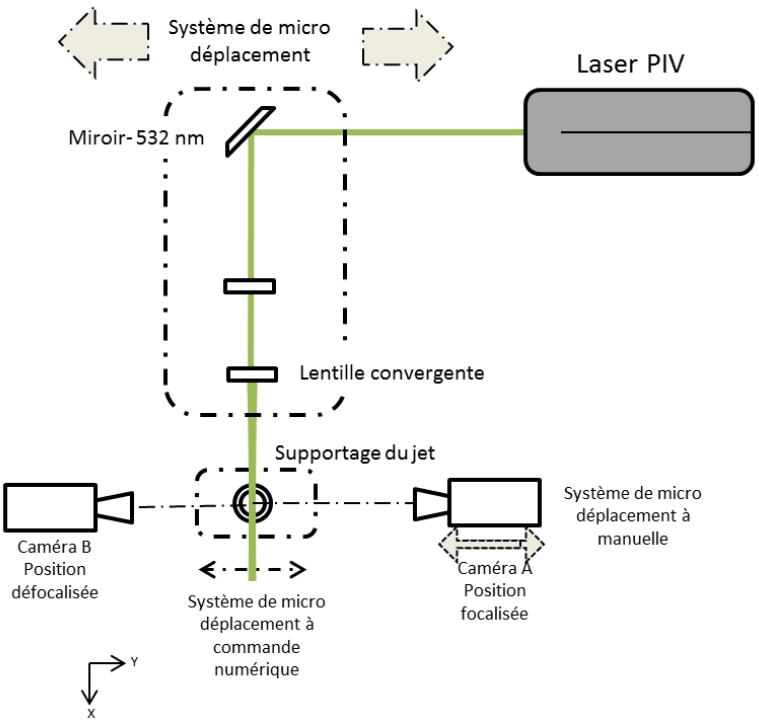


FIGURE 3.16 – *Schéma du montage pour l'étude statistique.*

peut être mis en avant. La résolution spatiale R_t en profondeur de la caméra défocalisée EA/SEA obtenue partir de la loi est : R_t=4.3 px/ mm.

Numéro du plan	1	2	3	4
Distances (en mm)	5	10	15	20
Tailles EA (pixels)	19,01	37,73	59,38	80,23
Tailles SEA (pixels)	19,91	39,74	61,45	77,74

TABLE 3.2 – *Évolution de la taille apparente avec le numéro des plans séparés par 5 mm.*

Le chapitre 2 a permis d'expliciter l'algorithme de détection de tailles apparentes. Celui-ci se décompose en une phase globale puis locale. L'intérêt de cette dernière phase est de diminuer considérablement un phénomène de détection préférentielle de taille à valeur entière (*peak locking* en anglais). A titre d'illustration la figure 3.18 présente à gauche la dispersion des tailles détectées pour le plan 3 après la phase de détec-

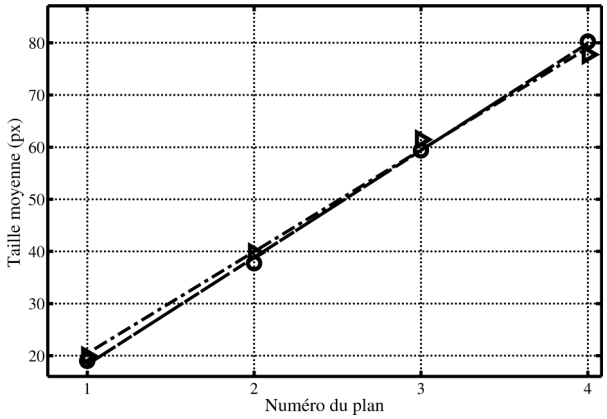


FIGURE 3.17 – *Évolution de la taille apparente avec le numéro du plan pour la caméra B - avec espace annulaire ∘ et sans espace annulaire ▷.*

tion globale et l'histogramme de droite, la dispersion après application de la détection locale. L'intervalle de tailles détectées est plus homogène et présente une décroissance plus gaussienne, centrée autour de la valeur moyenne. La largeur de la distribution est à mettre en relation avec une épaisseur non négligeable de nappe laser. En effet, si celle-ci a une épaisseur de 1 mm alors, d'après la valeur de R_t précédemment fournie, un intervalle de taille de 4,3 pixels est attendu.

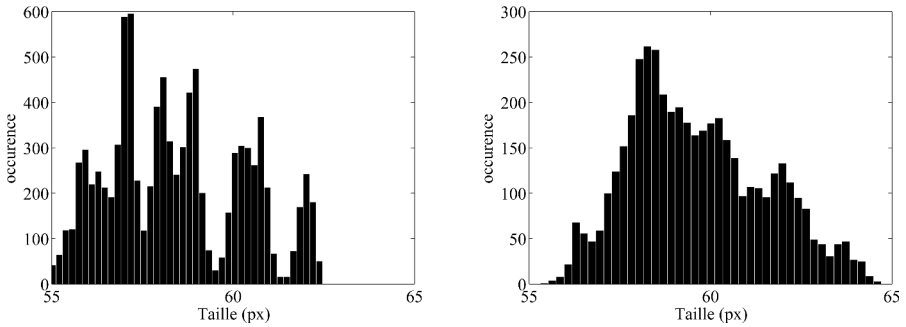


FIGURE 3.18 – *Effet du filtrage sur la détection préférentielle- plan n°3.*

o Comparaison avec la caméra focalisée

Le montage offre l'opportunité de comparer les déplacements PTV obtenus par défocalisation aux déplacements mesurés sur les images de la caméra B (focalisée). Ces déplacements sont considérés comme références et on se propose de comparer ceux provenant de la PTV défocalisée (caméra B) à une PIV focalisée (caméra A) ainsi qu'une PTV focalisée (camera A). L'objectif est de comparer les niveaux des déplacements 2D ainsi que les écarts types associés.

o *Étude par PIV focalisée*

Compte tenu du faible niveau d'ensemencement, un traitement PIV de type "average correlation" est réalisé sur des fenêtres de 32 pixels de coté après un triple raffinement (taille de fenêtre initiale de 128 pixels). L' "average correlation" du logiciel Dantec permet d'additionner les cartes de corrélation de chaque paire d'image afin d'augmenter le signal des déplacements pour l'ensemble des clichés. Les données étudiées sont récupérées au centre du jet comme le suggère la figure 3.19.

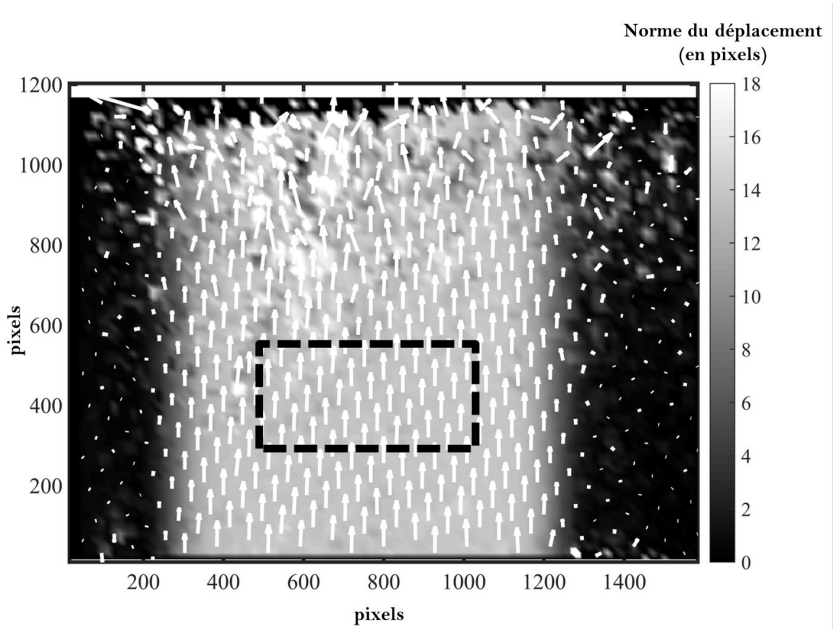


FIGURE 3.19 – *Visualisation des vecteurs PIV récupérés au plan numéro 3 par la caméra focalisée B. Le rectangle en pointillés représente la zone d'intérêt.*

o *Étude par PTV focalisée*

Dans la mesure ou la caméra A reste constamment focalisée sur le jet alors que la caméra B procède à l'acquisition d'images défocalisées, il devient possible de comparer les résultats synchronisés des mêmes déplacements de particules. Un aspect intéressant de la méthode consiste à quantifier la perte d'information de la PTV défocalisée (Camera B) par rapport à une technique de mesure 2D éprouvée. Les densités moyennse et instantanées de vecteurs seront analysées selon la technique. Il en sera de même pour les niveaux de vitesses moyens et fluctuant.

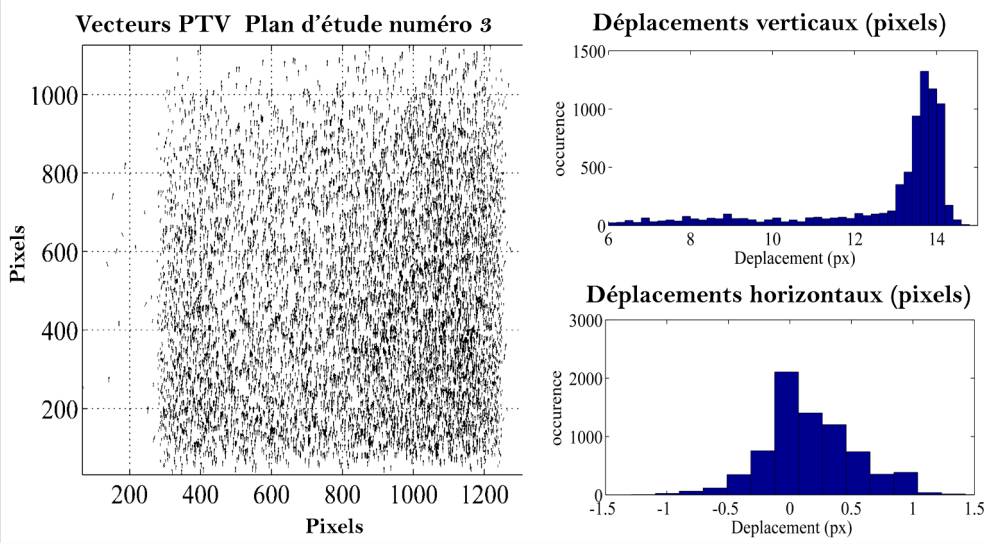
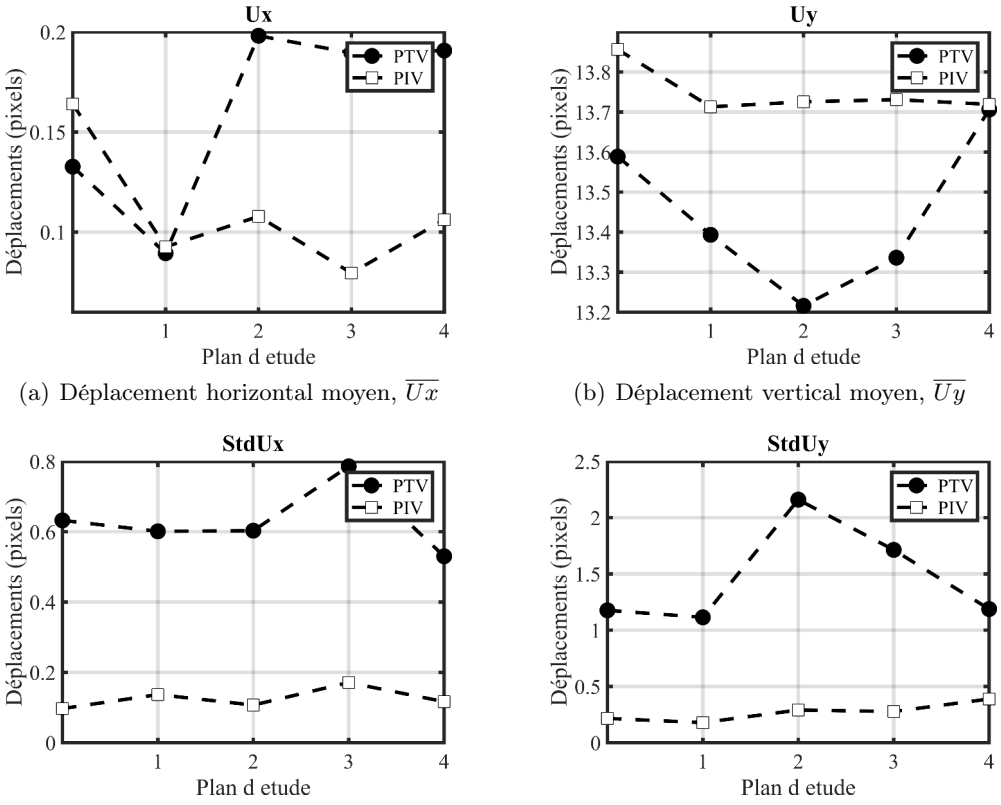


FIGURE 3.20 – *Visualisation de l'ensemble des vecteurs PTV récupérés au plan numéro 3 par la caméra focalisée A. Les histogrammes de deux composantes de ces vecteurs sont aussi tracés.*

Les particules focalisées sont détectées par seuillage et leur centre est obtenu théoriquement par l'approche des "centres de masses" en pondérant les pixels par leur niveau d'intensité respective. Un même niveau de seuillage est conservé pour chaque cliché composant une paire d'images. Un exemple de concaténation des résultats est présenté figure 3.20 où à gauche sont superposés les 50 champs de vitesses et à droite les histogrammes des vitesses débitantes et transverses. Grâce au faible ensemencement de l'écoulement un simple algorithme prédicteur vertical de 12 pixels associé à une zone de recherche de 5 pixels nous permet d'associer les particules consécutivement sans trop d'ambiguïtés.

Les résultats sont présentés dans la figure 3.21. Les écarts types sont situés à des niveaux inférieurs à 0,3 pixels dans les deux dimensions alors que les écarts types PTV subsistent aux alentours de 0,6 pixel pour le déplacement horizontales, StdUx, et 1 pixel pour le déplacement vertical, StdUy. Les déplacements verticaux Uy perçus par la PIV sont constants pour une valeur située autour de 13,7 pixels. Il en est de même pour les déplacement horizontaux Ux à une 0,1 pixel . Les déplacements obtenus par PTV restent dans des écarts inférieurs à 0,5 pixel à ceux de la PIV.

Le but de la thèse n'étant pas d'analyser la PTV focalisée, cette comparaison aura néanmoins permis de vérifier la cohérence des niveau de déplacements des déplacements entre le PIV et la PTV focalisée.



(a) Déplacement horizontal moyen, $\overline{Ux}$

(b) Déplacement vertical moyen, $\overline{Uy}$

(c) Ecart type des déplacements horizontaux, StdUx

(d) Ecart type des déplacements verticaux, StdUy

FIGURE 3.21 – *Résultats des déplacements perçus par la caméra A focalisée pour les 5 plans défocalisés de la caméra B. - Comparaison des résultats provenant d'une PTV moyennée et d'une PIV moyennée.*

o **Étude des déplacements défocalisés**

Les acquisitions défocalisées pour les deux approches EA/SEA de la caméra B sont traitées de deux manières différentes comme les acquisitions de la caméra A, c'est à dire soit par traitement PIV, soit par suivi de particules (PTV) :

o PIV :

Concernant la PIV, un quadruple raffinement de taille de fenêtre est utilisé : de 256 pixels vers 32 pixels. Une superposition de 50% de ces fenêtres est également utilisée. Les champs PIV sont soumis dans un

premier temps à un filtrage de type écart type et médian puis sont moyennés. Les résultats sont tracés dans la figure 3.23.

- PTV
  Une fois les particules détectées dans chaque plan, une association de type PTV est effectuée en utilisant un prédicteur vertical de 12 pixels et une zone de recherche de 5 pixels sur toute l'image. Dans cette étude statistique, seuls les déplacements obtenus par une déduction centre à centre sont analysés.
  Pour chaque plan d'étude, les 50 champs PTV sont superposés et permettent de récupérer les déplacements moyens avec leurs écarts types, et ce, pour les images de particules avec et sans espace annulaire.

Les vitesses concernées par l'étude sont localisées au centre du jet afin de ne pas biaiser les statistiques par la décroissance de la vitesse aux extrémités du jet. Les évolutions de la vitesse moyenne verticale, $\overline{Uy}$, figure 3.22(b) et 3.23(a) présentent une décroissance linéaire en accord avec l'étude réalisée sur le bloc dû à la diminution de la résolution spatiale. Cependant on se rend compte que la décroissance est bien plus forte pour les déplacements PIV de la figure 3.23(b), spécialement pour les déplacements SEA. Cette différence peut s'expliquer par une taille de fenêtre de 32 pixels à comparer à la taille apparente de 29 pixels pour le second plan d'étude. De la même manière que dans la première partie de ce chapitre, la taille de la fenêtre apparait encore comme un facteur limitant dans la récupération du déplacement par corrélation croisée dans la configuration SEA.
L'analyse des écarts types des deux composantes du déplacement, figures 3.24(a), 3.24(b), 3.22(c) et 3.22(d) révèlent des niveaux inférieurs pour les déplacements EA par rapport à ceux SEA. A noter que pour l'EA les écarts types ont tendance à augmenter avec la taille, passant de 0,2 pixel à 0,6 pixel environ dans les deux directions.
Les écarts types PTV $StdUx^{ptv}$ sont obtenus pas intégration directe des N_{vect} vecteurs vitesses U_x situés dans la zone d'intérêt de la vitesse moyenne $\overline{Ux}$ comme le décrit l'équation : 3.1.

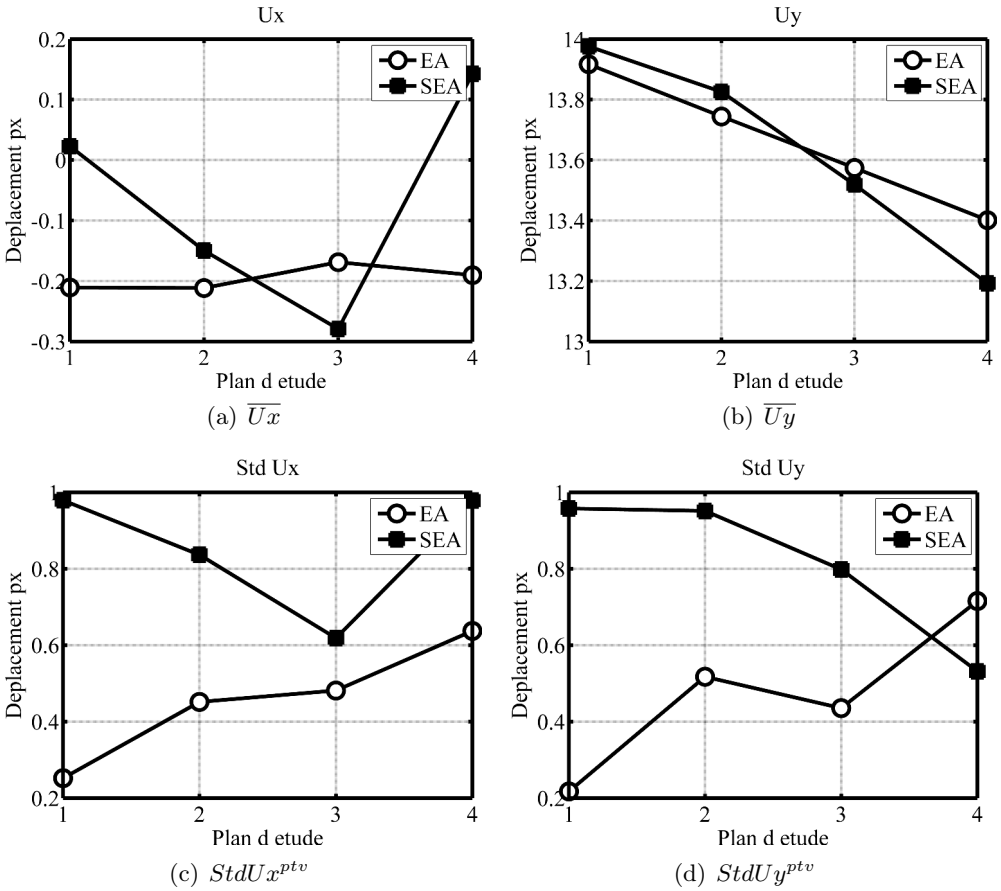
$$(StdUx^{ptv})^2 = \frac{1}{N_{vect}} \sum_{k=1}^{N_{vect}} (Ux^k - \overline{Ux})^2 \; avec \; \overline{Ux} = \frac{1}{N_{vect}} \sum_{k=1}^{N_{vect}} (Ux^k) \tag{3.1}$$

Les écarts types PIV des figures 3.24(a), 3.24(b), $StdUx^{piv}$ et $StdUy^{piv}$ représentent quant à eux une moyenne spatiale des écarts types $\overline{StdUx}_{ij}$ $\overline{StdUy}_{ij}$ calculés en tout point (i,j) du maillage PIV de taille $N_i \times Nj$

(équation 3.2). La valeur de $\overline{StdUx}_{ij}$ est initialement obtenue à partir des déplacements Ux_{ij} des Nf champs (équation 3.3).

$$StdUx^{piv} = \frac{1}{N_{ij}} \sum_{i=1,j=1}^{Ni,Nj} \overline{StdUx}_{ij} \tag{3.2}$$

$$(\overline{StdUx}_{ij})^2 = \frac{1}{N_f} \sum_{k=1}^{Nf} (Ux_{ij}^k - \overline{Ux}_{ij})^2 \; avec \; \overline{Ux}_{ij} = \frac{1}{N_f} \sum_{k=1}^{N_f} Ux_{ij}^k \tag{3.3}$$

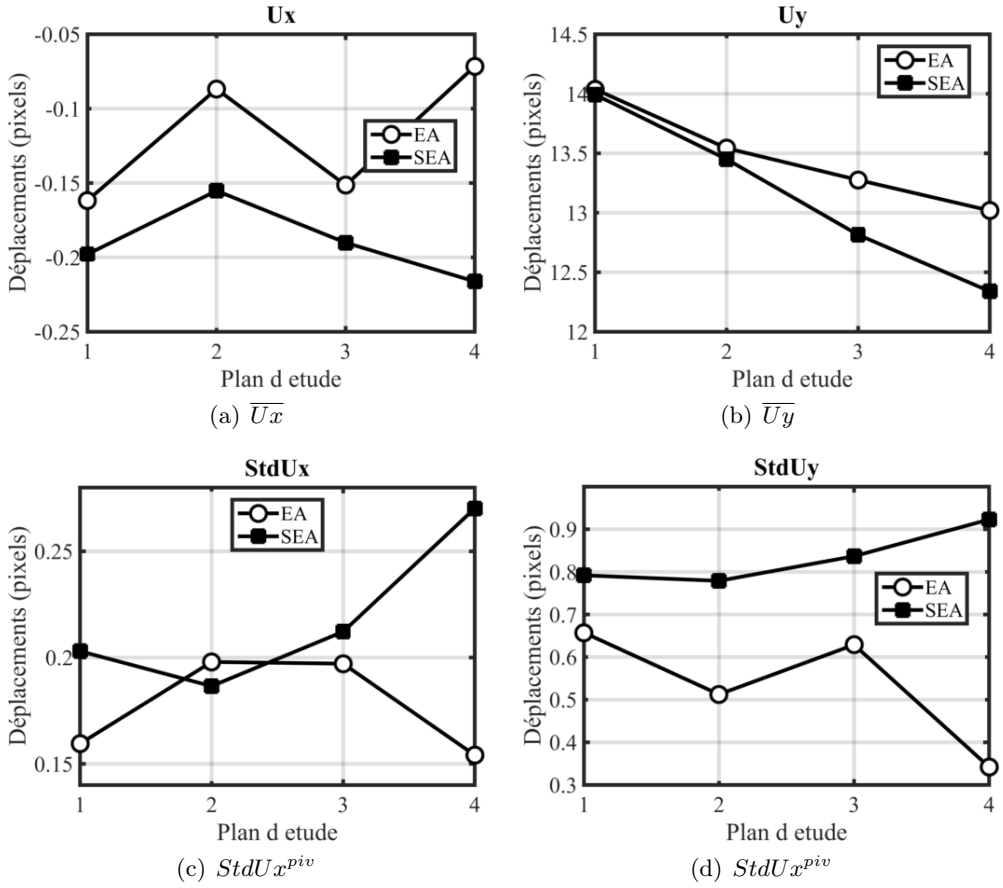


(a) $\overline{Ux}$ (b) $\overline{Uy}$

(c) $StdUx^{ptv}$ (d) $StdUy^{ptv}$

FIGURE 3.22 – *Évolutions des déplacements **PTV** moyens $\overline{Ux}$ et $\overline{Uy}$ et leurs écarts types $StdUx^{ptv}$ et $StdUy^{ptv}$ en fonction des plans d'étude pour la technique EA et SEA.*

o *Quantification du nombre de vecteurs validés*



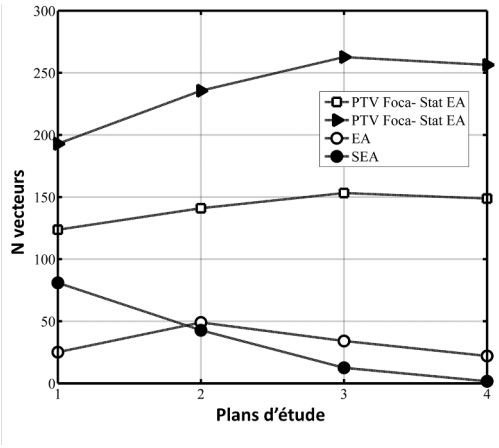
(a) $\overline{Ux}$ (b) $\overline{Uy}$

(c) $StdUx^{piv}$ (d) $StdUx^{piv}$

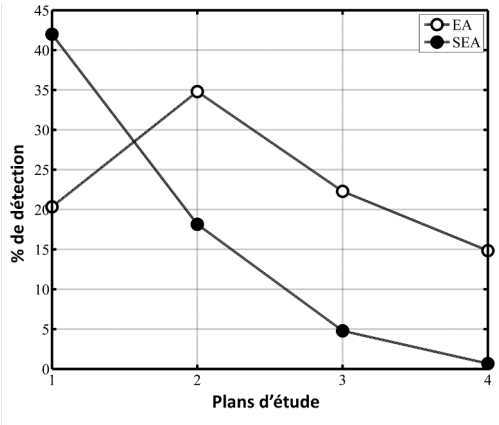
FIGURE 3.23 – *Résultats des déplacements **PIV** moyens issus des images défocalisées de la caméra B pour les 4 plans d'étude. Comparaison des déplacements obtenus avec EA et SEA et de leurs écarts types $StdUx^{piv}$ et $StdUy^{piv}$*

De manière synchronisée, chaque champ PTV défocalisé (caméra B) peut être comparé à un champ PTV focalisé (caméra A), et ce, que l'on soit en configuration EA ou SEA. On se propose de comparer le nombre de vecteurs déplacements récupérés en moyenne par plan d'étude, c'est à dire par taille apparente obtenu par PTV focalisée et défocalisée. Cette comparaison est illustrée dans la figure 3.24(a).

Indépendamment de l'évolution des champs focalisés on s'aperçoit de la décroissance du nombre de particules détectées avec l'augmentation de la taille apparente. A souligner que la technique EA permet de valider plus de vecteurs que la technique SEA à partir d'une taille apparente de 39 pixels.
Une donnée plus pertinente consiste à étudier le pourcentage de vecteurs détectés par défocalisation par rapport au nombre de vecteur



(a) Evolution du nombre moyen de vecteurs PTV par plan.



(b) Pourcentage de particules défocalisées détectées par rapport au nombre de particules focalisées.

FIGURE 3.24 – *Evaluation de la quantité de vecteurs obtenus par plan d'étude pour les techniques EA et SEA (caméra B) par rapport au nombre de vecteurs obtenus par la caméra B focalisée.*

détectés par PTV focalisé. Comme le présente la figure 3.24(b), la technique EA permet d'en détecter 35% à son maximum pour une taille apparente de 39 pixels et 15% de vecteurs pour des tailles apparentes de 80 pixels. Ces valeurs sont à comparer à celles de la technique SEA avec respectivement 18% et 2%. A noter que pour le plan 1 (taille apparente de 20 pixels) la défocalisation par SEA est capable de détecter 43% de vecteurs au lieu de 21% pour l'approche EA. Cette différence s'explique par la mauvaise définition des particules faiblement défocalisées en présence de l'espace annulaire.

Approche synchronisée

L'approche synchronisée nous permet de comparer l'acquisition du même écoulement pour des mêmes paramètres de défocalisation mais en tenant compte ou non de l'espace annulaire. Pour cela, comme le décrit la figure 3.25, la caméra anciennement focalisée de droite est transformée en caméra défocalisée sans espace annulaire. La caméra de gauche conserve constamment l'espace annulaire. Le montage est construit de sorte que les deux caméras soient situées à égale distance du plan laser. Il est donc possible d'obtenir la même résolution spatiale ainsi que les tailles apparentes équivalentes. La nouvelle caméra SEA est réglée sur les même paramètres que la caméra EA et l'évolution de la taille apparente présentée précédemment est conservé avec les 4 plans d'étude. La nappe laser est constamment localisée au centre du jet.

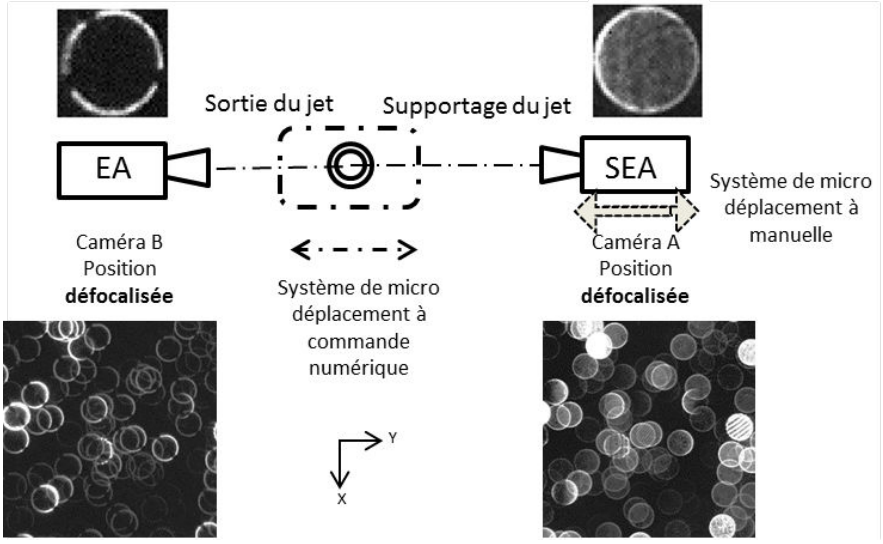
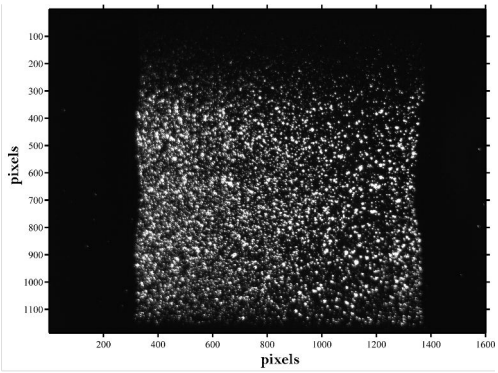


FIGURE 3.25 – *Schéma du montage pour l'approche synchronisée.*

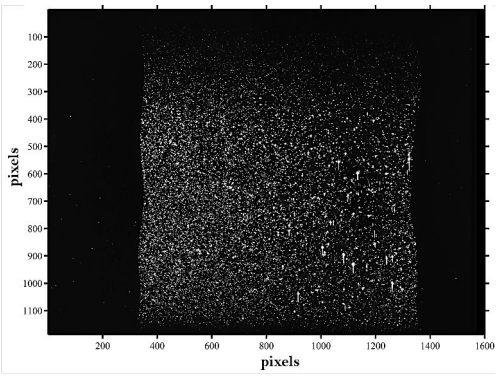
Dans la suite de cette étude, les images de la caméra SEA seront présentées avec un retournement horizontal afin de les faire correspondre avec le référentiel image de la caméra EA.

Dans un premier temps, on s'assure que les deux caméras possèdent la même résolution spatiale plane. Les deux caméras sont focalisées sur la nappe laser, figure 3.26(a) - 3.26(b), et la récupération d'un profil moyenné des images, tracé figure 3.26(c), fournit l'indication sur la différence de résolution spatiale. Une différence de 1,7 pixel/mm existe entre les deux caméras en défaveur de la

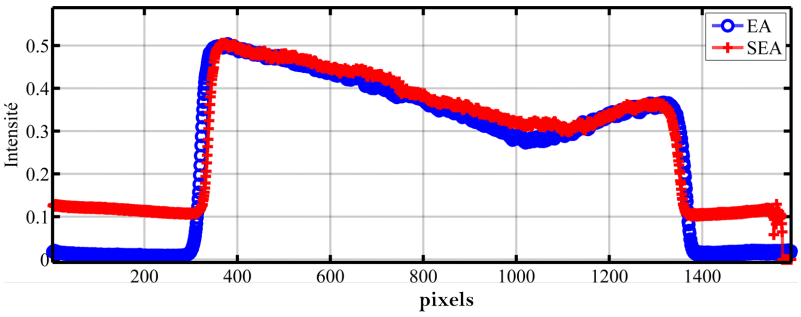
caméra SEA.



(a) Caméra EA - position focalisée



(b) Caméra SEA - position focalisée



(c) Intégration verticale de l'intensité d'une image PIV de diffusion de Mie pour les approches EA et SEA.

FIGURE 3.26 – *Processus de détermination de la résolution spatiale des caméras.*

o ***Aberration optique.***

Une superposition d'un même instant pour le plan 2, visible figure 3.27, c'est à dire pour des taille apparentes situées autour de 39 pixels révèlent une non correspondance exacte des positions 2D. Les centres semblent coïncider dans le bas de l'image alors que l'écart augmente avec le haut de l'image.

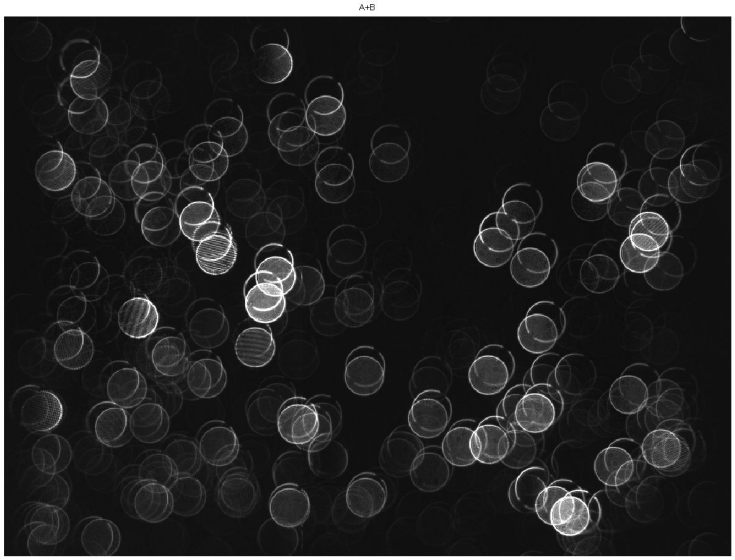
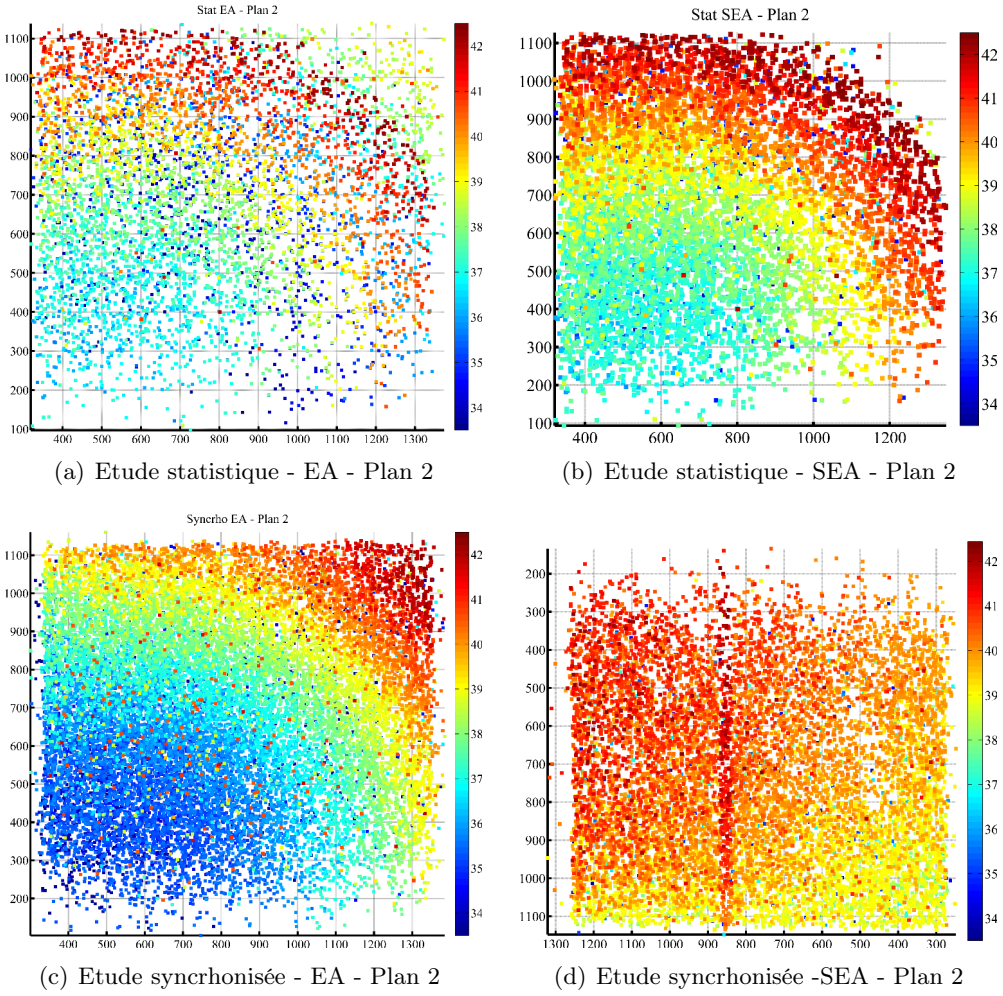


Figure 3.27 – *Superposition de particules défocalisées pour le même plan au même instant pour la caméra EA et SEA.*

La présence d'une aberration optique explique ce phénomène. La preuve est apportée par la figure 3.3.2 où est représentée la disposition des tailles apparentes détectées pour le plan d'étude 2 en fonction du type d'étude : statistique ou synchronisée. La présence ou non de l'espace annulaire est aussi discutée.
Lors de l'étude statistique, les acquisitions par défocalisation utilisaient le même objectif Nikon Nikkor avec une focale 105 mm sans bague contrôle de défocalisation. Les figures 3.28(a) et 3.28(b), qui concernent cette configuration, révèlent la même évolution radiale de la taille apparente.
Dans le cas d'étude synchronisée, la caméra SEA utilise un objectif de même focale mais avec une bague de réglage de défocalisation contrairement à l'objectif de la caméra EA. La figure 3.28(d) illustre l'amélioration de la bague de contrôle sur la détection en taille puisque l'évolution radiale n'existe plus. Alors que pour le même écoulement et la même défocalisation, l'évolution radiale persiste pour la caméra EA (figure 3.28(c)).

L'utilisation d'un tel matériel a son importance puisqu'il est constaté par exemple, figure 3.28(c), que la taille apparente des particules peut varier de 35 à 42 pixels, dispersion représentant 1,63 mm au final.
L'impact de l'existence d'une telle déformation ayant été minimisé lors des essais dans la configuration finale, on s'intéressera par la suite seulement aux



(a) Etude statistique - EA - Plan 2

(b) Etude statistique - SEA - Plan 2

(c) Etude syncrhonisée - EA - Plan 2

(d) Etude syncrhonisée -SEA - Plan 2

FIGURE 3.28 – *Comparaison de la variation de la taille apparente (en pixel) en fonction de la position du centre de particule pour l'étude statistique (même objectif) ou l'étude synchronisée (deux objectifs différents) - Plan 2 étudié.*

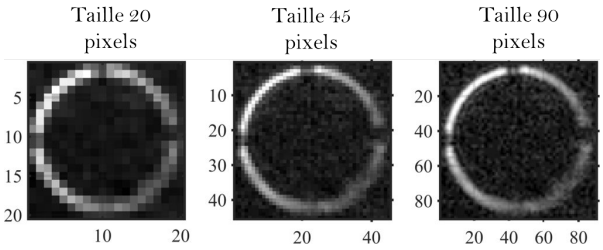
déplacements perçus par les caméras.
L'étude se concentre initialement sur les déplacements provenant des mesures 2D planes. Ensuite des acquisitions volumiques à une caméra seront réalisées et analysées.

- ***Définition des canevas.***

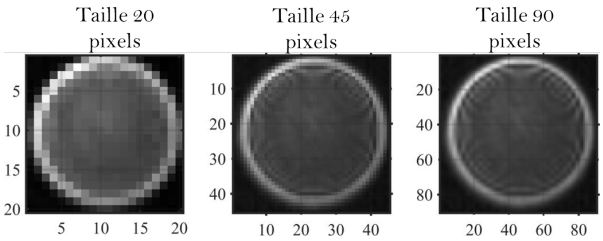
Pour l'étude synchronisée, des canevas dédiés aux images avec et sans espace annulaire ont été crées. Ces derniers proviennent d'images expérimentales. Le tableau 3.3 précise les conditions de définitions et la figure 3.29 illustre les canevas utilisés pour 3 tailles.

TABLE 3.3 – *Caractéristiques de définition des canevas EA et SEA pour l'étude synchronisée*

Canevas	Image initiale	Traitement d'image	Intervalle de taille
Espace annulaire	expérimentale de 38 pixels	Amélioration contraste + reconstruction du contour	15 à 90 pixels
Sans espace annulaire	expérimentale	aucun	15 à 85 pixels



(a) Canevas pour les images avec espace annulaire.



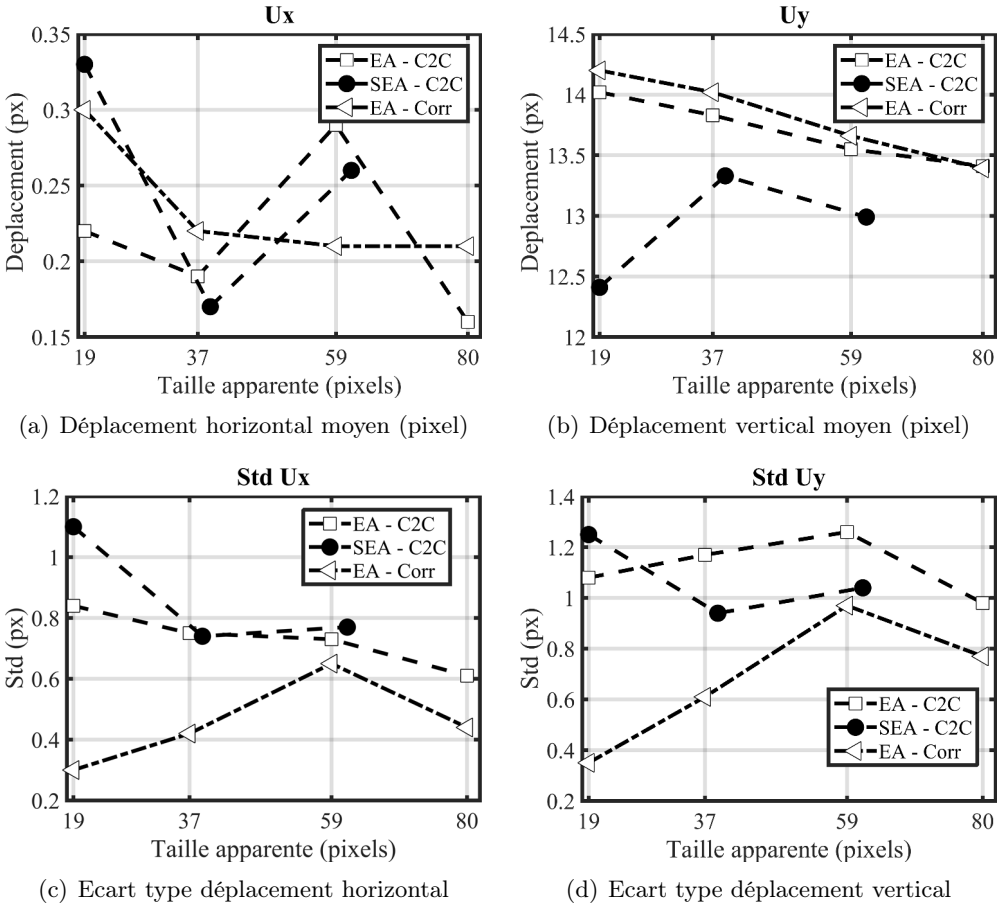
(b) Canevas pour les images sans espace annulaire.

FIGURE 3.29 – *Illustration des canevas utilisés pour les images avec et sans espace annulaire..3 tailles apparentes présentées : 20, 45, 90 pixels.*

o ***Mesures 2D multi plans - multi tailles.***

Les déplacements sont récupérés par associations séquentielles des détections provenant des paires d'images. Un prédicteur vertical de 10 pixels est défini avec une zone de recherche de 5 pixels. En profondeur, la différence de taille ne doit pas excéder 2 pixels. Les déplacements sont dans un premier temps obtenus par association de type centre à centre - $C2C$ et ensuite récupérés par corrélation locale comme présenté dans le chapitre 2.
La figure 3.30 présente les résultats pour les différents plans d'étude alors que

la figure 3.31(b) révèle le nombre total de vecteurs par plan.



(a) Déplacement horizontal moyen (pixel)

(b) Déplacement vertical moyen (pixel)

(c) Ecart type déplacement horizontal

(d) Ecart type déplacement vertical

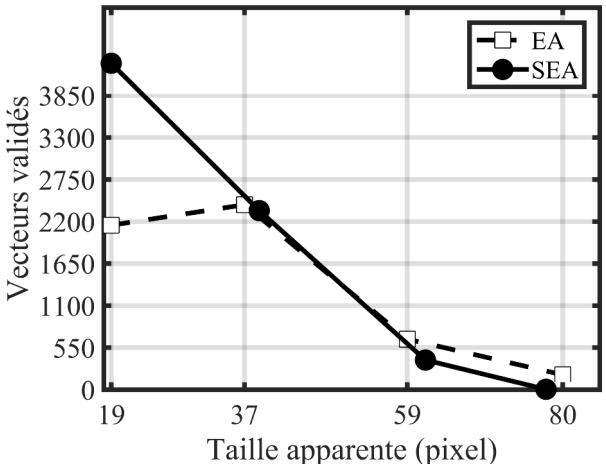
FIGURE 3.30 – *Résultats de déplacements et d'écarts types pour les approches EA-C2C - SEA C2C • et EA Corr ◁.*

Les écarts types provenant des deux techniques sont globalement proches et diminuent de près de 50% en moyenne avec l'utilisation de la corrélation croisée locale.

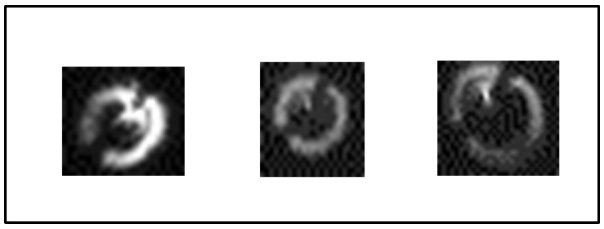
De plus, la figure 3.30(b) rend bien compte de la décroissance du déplacement moyen en fonction de la taille apparente d'une manière très linéaire pour l'approche EA, contrairement à l'approche SEA. Finalement, les déplacements moyens transverses sont concentrés autour de 0,2 pixel. A noter que pour le cas SEA, aucune association n'est réalisée pour des particules de taille apparente égale à 80 pixels car le remplissage des particules est trop fluctuant d'une particule à l'autre. En conséquence, l'algorithme de détection ne parvient pas à détecter deux fois la même particule.

Un des points les plus importants concerne le nombre de vecteurs validés par technique et par plan. La figure 3.31(a) montre qu'au delà du plan 2, soit une

taille apparente de 37 pixels, la technique d'espace annulaire permet d'obtenir un plus grand nombre de vecteur. Plus 70,3% pour le plan 3 et 200 fois plus pour le plan 4, puisque 0 vecteur n'est associé par SEA, à opposer aux 198 validés pour l'EA. Ce résultat se comprend aisément lorsque l'on observe la figure 3.32 où le même instant est capturé pour le plan 4 par EA ou par SEA. Le remplissage des particules par SEA diminue le degré de ressemblance avec le canevas de détection. De plus des particules saturées, obstruent tout signal, alors que pour d'autres, des franges d'interférences visibles se superposent et génèrent du bruit. A contrario l'utilisation de l'EA permet une meilleure visibilité du contour des particules. L'illustration de la visibilité au travers de particules très lumineuses est nette.



(a) Evolution du nombre de vecteurs validés en fonction de la taille apparente pour les approches SEA et EA.



(b) Distorsion de la forme apparente des particules sur l'image pour des particules de tailles apparentes inférieures à 20 pixels.

FIGURE 3.31 – *Caractéristiques d'acquisition et de détection.*

De la même manière que pour l'étude statistique, la technique EA est moins performante pour des particules de tailles apparentes proches ou inférieures à 20 pixels comme le montre la figure 3.31(a). A cela s'ajoute la forte variabilité des formes des particules pour la caméra avec espace annulaire, en

fonction de leurs positions respectives sur les images. Ceci ne favorise pas l'association comme le montre la suggère 3.31(b).

o ***Conclusion intermédiaire.***

La technique d'espace annulaire a donc besoin d'images suffisamment défocalisées pour qu'un anneau apparaisse nettement. Cette observation implique que pour procéder à des mesures volumiques, le plan focal de la caméra devra être disposé suffisamment en amont du début du volume.

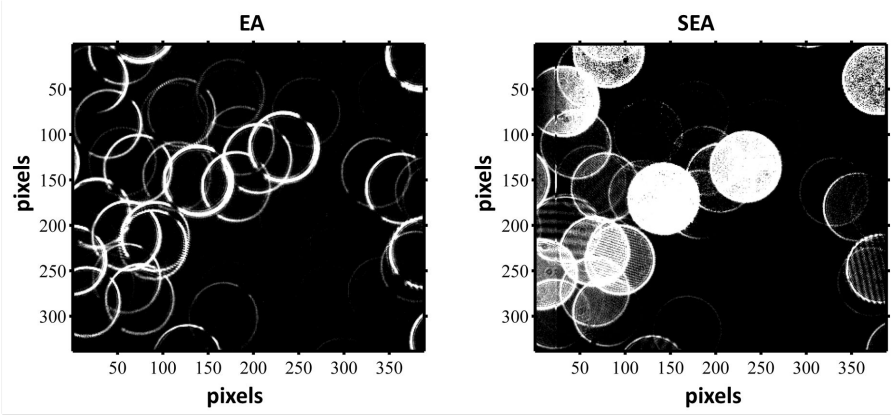


FIGURE 3.32 – *Comparaison de l'acquisition du même instant par les deux caméras : EA (à gauche) et SEA (à droite).*

o ***Mesures volumiques à une caméra.***

Dans la suite de l'étude, des acquisitions volumiques sont réalisées. Pour ce faire, le faisceau du laser est laissé circulaire afin de conserver suffisamment d'énergie. Le diamètre du faisceau est d'environ 8 mm et vient illuminer le jet dans son centre et à mi-hauteur de l'image. La vitesse débitante du jet est conservée et les deux caméras sont toujours synchronisées. On se propose d'étudier les résultats de déplacements 3D.

Un intervalle de tailles égal à $[15 - 60]$ pixels est utilisé pour la phase de détection et est appliqué à un ensemble de 100 images, résultant en 50 champs de vitesses. En raison d'un niveau de superposition plus élevé, les critères de validation de l'existence d'une particule sont diminués à 0,2 pour le pic de corrélation et à 1,5 pour le rapport signal sur bruit à la place de 0,3 et 2, utilisés jusqu'à présent. Les critères d'association sont les mêmes que pour la section précédente. Le champ utile étant limité à un rectangle de 1000 pixels par 500 pixels, seule cette zone sera transmise à l'algorithme de détection afin de diminuer l'utilisation de mémoire vive.

A titre d'illustration la figure 3.34 présente le même écoulement vu par les deux caméras alors que la figure 3.35 représente la concaténation de 5000 vecteurs obtenus par la PTV EA. La coloration est réalisée en fonction du déplacement vertical, maximal au centre et diminuant fortement aux extrémités latérales du jet. Désormais la direction verticale de l'écoulement correspond à la direction z et la dénomination des déplacements est la suivante :

- Ux, le déplacement horizontale dans le plan de l'image.
- Uy, le déplacement horizontale dans la profondeur de l'image.
- Uz, le déplacement vertical, commun aux deux caméras.
- Comparaison des niveaux de déplacement horizontaux.

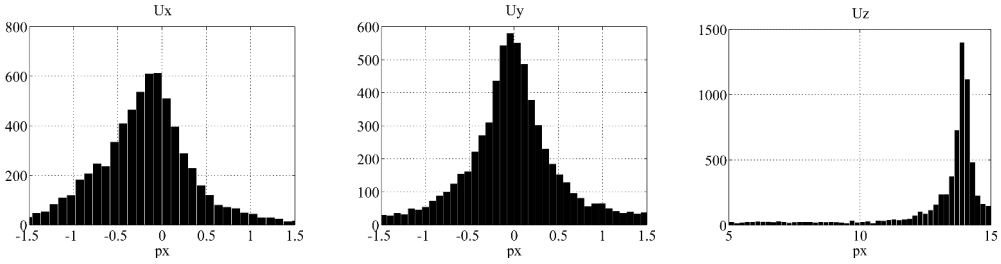
Le tableau 3.4 présente les résultats issus de la PTV 3D appliquée aux acquisitions SEA et EA. On constate que les niveaux de vitesses sont proches mais que les écarts types $StdUx$, $StdUy$ et $StdUz$ sont inférieurs pour la PTV EA. Les valeurs minimales correspondent aux déplacements issus de la corrélation locale (EA Corr).

On cherche ensuite à comparer la précision du déplacement en profondeur Uy par rapport au déplacement horizontal plan Ux. Pour cela on se replace dans une comparaison métrique à l'aide des résolutions spatiales plane et en profondeur.
Dans un premier temps on suppose que les niveaux de vitesses transverses sont équivalents au centre du jet pour Ux et Uy. Ce qui implique une même valeur moyenne et fluctuante.
Ainsi un déplacement plan moyen Ux de 0,2 pixel qui équivaut à 3,9 μm, représente en théorie un déplacement moyen en taille de 0,0168 px pour Uy. Précision difficilement atteignable pour l'algorithme qui fournit néanmoins des valeurs "seulement" 2 fois supérieure pour EA C2C et EA Corr.
De la même manière, un écart type $StdUx$ = 0,6 pixel dans le plan équivaut à une variation de taille, $StdUy$ égale à 0,051 pixel en taille. Or les valeurs affichées sont au minimum 10 fois supérieures.
Précisons que la diminution de $StdUy$ pour EA Corr est due au filtrage naturel que produit cette fonction en validant ou non le déplacement préalablement défini par une association centre à centre. Au final, moins de vecteurs sont récupérés mais avec une estimation du déplacement plan plus précise.

	Ux (px)	Uz (px)	Uy (px)	StdUx (px)	StdUz (px)	StdUy (px)
SEA	-0,29	13,95	0,02	0,61	0,70	1,02
EA C2C	-0,20	13,89	0,03	0,54	0,57	0,42
EA Corr	-0,18	13,98	0,03	0,44	0,33	0,35

TABLE 3.4 – *Résultats de déplacements pour l'étude volumique (en pixels).*

On voit donc à travers cette étude volumique que les valeurs moyennes en profondeur sont cohérentes avec le niveau qu'elles devraient avoir, cependant les fluctuations sont 2 fois plus élevées que prévues. Ces limitations sont intrinsèques à la technique de mesure à une caméra où la résolution spatiale en profondeur est environ 10 fois moins élevée qu'en 2D.
La validité des mesures volumiques passe aussi par l'analyse des histogrammes de vitesses reconstruites. Ces derniers sont présentés dans la figure 3.33 et montrent correctement une répartition gaussienne des déplacements transverses sans présence de peak-locking.

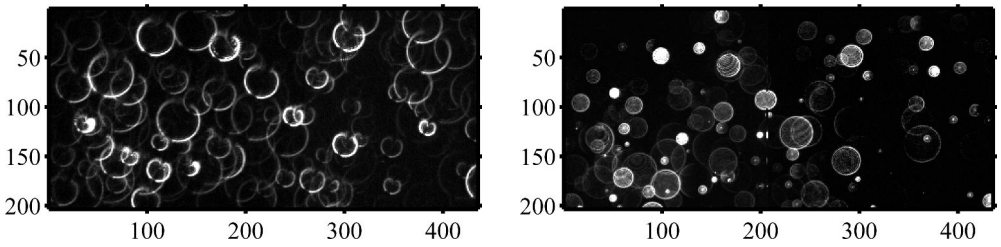


(a) Histogramme déplacements horizontaux

(b) Histogramme déplacements en profondeur

(c) Histogramme déplacements verticaux

FIGURE 3.33 – *Comparaison des histogrammes pour les 3 composantes de la vitesse (en pixels).*



(a) EA

(b) SEA

FIGURE 3.34 – *Exemple d'acquisition volumique pour les deux approches EA et SEA.*

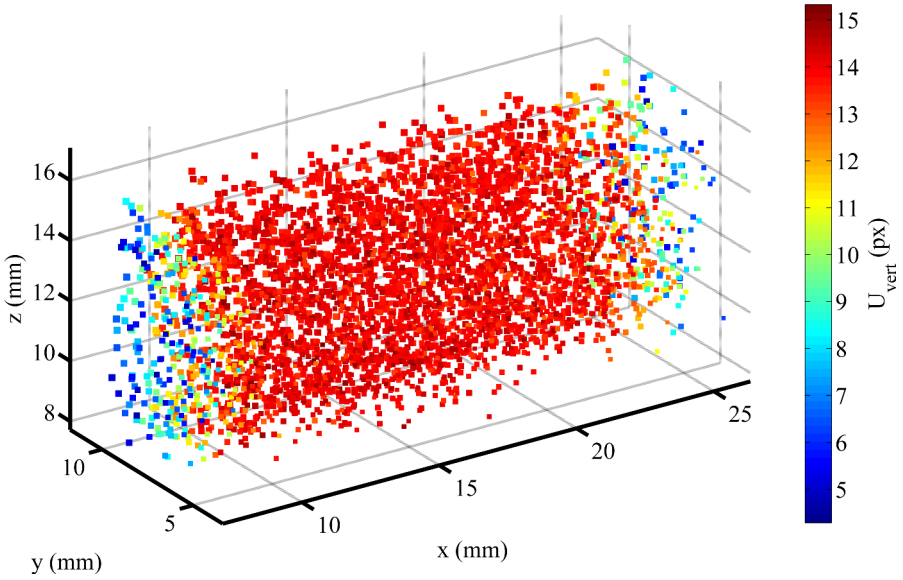


FIGURE 3.35 – *Représentation 3D des particules détectées avec l'approche EA - Les particules sont colorées par le niveau de vitesse verticale.*

3.4 Conclusions

La caractérisation de la technique de l'espace annulaire par rapport à l'approche plus classique de la simple défocalisation a été réalisée à travers l'étude de deux écoulements caractéristiques que sont la translation d'un bloc de résine rempli de particules et un jet laminaire 3D vertical. Les deux campagnes ont dans un premier temps permis de comprendre l'influence de la défocalisation, c'est à dire de l'augmentation de la taille apparente, sur les déplacements récupérés par une caméra. Il en ressort qu'à déplacement physique égal, le déplacement en pixels perçu par le capteur de la caméra augmente linéairement avec le rapprochement de la caméra et diminue avec son éloignement. Dans les deux situations, la taille apparente des particules s'accroît et traduit une évolution de la résolution spatiale. L'écart détecté est de 0,5 pixel entre un déplacement effectué par une particule de taille apparente 20 ou 80 pixels, soit 9,7 μm.
Un autre aspect démontré dans ce chapitre est la diminution de la quantité de particules détectables avec l'augmentation des tailles apparentes. Cependant, l'étude portée sur le jet laminaire a permis de démontrer la nette amélioration qu'apporte l'espace annulaire, capable de détecter 15 % des déplacements pour des particules de tailles apparentes de 80 pixels par rapport à la technique initiale, incapable d'identifier correctement des particules de cette taille.

L'ensemble de ces deux études nous permet de conclure sur les niveaux de précision atteint avec une caméra et l'espace annulaire. Ces dernières sont

volontairement fournies en pixels puisqu'il est ensuite nécessaire de se référer à la résolution spatiale plane et en profondeur pour connaitre l'erreur métrique commise sur les positions instantanées ainsi que sur les déplacements.

- ***Précision de déplacement 2D.***
- 0,3 pixel pour une association centre à centre
- 0,1 pixel pour une détermination du déplacement par corrélation croisée ou flot optique

- ***Précision de déplacement en profondeur.***
- 0,5 pixel pour une association centre à centre

Ces valeurs ne constituent pas une fin en soit et ne reflètent que la combinaison de la technique optique avec les algorithmes de post-traitements que sont , soit la détection de centre et de taille apparente, soit la corrélation locale pour le déplacement dans le plan image.
En effet, une dernière étude basée sur l'utilisation du flot optique montre qu'il est possible de réduire considérablement ces valeurs de précison et ce, aussi bien pour le déplacement dans le plan image de manière classique. Mais aussi pour l'évolution de la taille apparente où le flot optique est utilisé afin de récupérer l'information d'expansion du contour de la particule afin d'en déduire un agrandissement ou rétrécissement L'étude est présentée en annexe C.

L'étude du jet laminaire a aussi permis de démontrer l'utilité d'un objectif avec contrôle de la défocalisation tel que le 105mm f/2 DC de Nikon par rapport à un objectif classique. La particularité de ces objectifs est un contrôle très fin de la défocalisation qui permet de limiter les distorsions optiques. Or la présence de ces distorsions altère l'unicité de la taille apparente dans un plan parallèle au capteur et donc la prédiction de la position dans la profondeur la mesure de la taille apparente. Une solution consiste à calibrer le système d'acquisition optique. Cette étape est présentée dans le chapitre suivant.

Deuxième partie

Mesures de vitesses 3D et leurs outils d'analyse.

Chapitre 4

Processus de calibration en vue d'une reconstruction 3D.

Introduction

Le chapitre précédent a permis de montrer les limites d'utilisation de la technique de mesure par défocalisation avec une seule caméra. La question se pose donc d'utiliser une seconde caméra pour compenser la perte de précision dans la profondeur liée à la détermination de la taille apparente des particules. Cette nouvelle caméra sera installée à 90° afin qu'une dimension de ses images puisse correspondre à la profondeur de la première caméra. Ainsi la précision globale de la technique développée devrait être équivalente dans toutes les directions.
Comme dans toute technique d'imagerie à plusieurs caméras, ces dernières doivent être calibrées entre elles afin qu'une particule soit détectée sur chacune d'elle. Cette étape est essentielle et détermine précisément la qualité finale de la technique.
Nous verrons, dans un premier temps à travers ce chapitre, la description de la phase de calibration et son application sur le montage du jet laminaire étudié dans le chapitre précédent. Ensuite nous présenterons les simulations d'acquisition de données PTV 3D en injectant des particules virtuelles sans masse dans une configuration d'un écoulement issu de simulations numériques 3D, temporellement résolue et ne représentant l'écoulement turbulent telle qu'envisagée dans l'application finale (voir chapitre 6).

4.1 Technique de calibration à deux caméras

La phase de calibration doit permettre de relier les coordonnées en pixels sur d'une ou plusieurs caméras aux coordonnées physiques en trois dimensions. Lorsque celles-ci recouvrent un même champ de vue, la calibration est une étape cruciale qui conditionne toute la précision de la mesure. Classiquement, pour des mesures planes ou volumiques, telle qu'en PIV tomographique, des grilles de calibration sont utilisées. Des points blancs sont disposés sur une plaque comprenant différents niveaux de profondeur. Ensuite il s'agit de faire correspondre chaque point blanc, dont les coordonnées physiques sont connues, aux coordonnées de projection sur les images de chaque caméra. Pour cela différents algorithmes peuvent être utilisés. Citons les plus connus comme le modèle de *pinhole*, Tsai (1987), ou encore des modèles de types polynomiaux d'ordre différents en fonction de la direction, Soloff et al. (1997). Le modèle *pinhole* se base sur la théorie de la projection de rayon à travers une lentille fine et en conservant l'approximation de Gauss. Elle considère que toute coordonnée sur une image est issue d'une rotation de points dans l'espace ainsi que d'une translation. C'est une approche idéale qui néglige toute déformation et aberration optique, contrairement aux modèles polynomiaux.
L'objectif consiste à tester une autre procédure de calibration de deux caméras disposées autour du jet laminaire dans une configuration illustrée dans la figure 4.1. Un angle de 90° sépare l'axe des deux caméras de sorte que la profondeur d'une caméra corresponde à la direction horizontale de l'image de la seconde caméra. De plus, afin de bénéficier de l'augmentation de l'intensité de diffusion Mie, les caméras sont orientées à 45° par rapport à l'axe d'illumination, c'est à dire l'axe du laser.

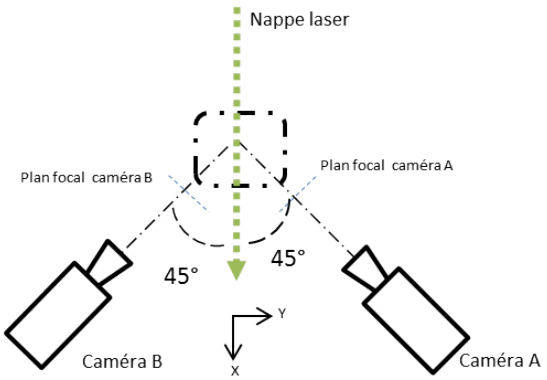


FIGURE 4.1 – *Schéma du montage avec deux caméras à 90° et localisation de leur plan focal respectif en amont du volume de mesure.*

4.1.1 Principe et procédure

Dans notre cas, 2 contraintes sont à signaler :

- Eviter l'apparition d'aberration optique due à l'utilisation de la défocalisation pour obtenir la position de la particule en 3D.

- Ne pas utiliser de grille de calibration car la forme et la taille apparente des particules in-situ caractérisent la précision de localisation et les figures de défocalisation entre des particules ou des points lumineux d'une grille ne seront pas similaires.

Ces points impliquent une calibration in-situ des caméras avec des particules défocalisées provenant de l'écoulement. Pour cela la procédure suivante a été mise en place :

1 **Détermination de la loi d'évolution de taille apparente en profondeur** :
La résolution spatiale en profondeur de chaque caméra dépend des réglages optiques des caméras (type d'objectif, bague allonge, ouverture focale). Il s'agit donc de déterminer au mieux la loi d'évolution de la taille apparente des particules avec la distance par rapport au plan focal. Pour mettre en place cette étape, un balayage du volume par une nappe laser parallèle au plan de l'image devra être réalisé. Avec l'acquisition d'un certain nombre d'images et la détection de particules, chaque plan fournira une taille moyenne ainsi qu'un écart type qui seront fonction de la position de la nappe. La nappe doit être la plus fine possible et parfaitement parallèle au plan image pour ne pas modifier la valeur moyenne ni augmenter l'écart type. Cette étape a été précédemment décrite dans la section 3.3.2.

2 **Réglage de la position du plan focal.**
L'intervalle de taille apparente optimal pour la détection est entre 15 pixels et 70 pixels. Une fois la résolution spatiale en profondeur connue, la caméra devra être réglée afin que le début du volume à étudier corresponde au début de l'intervalle souhaité.

3 **Calibration à deux caméras.**
Une fois les deux caméras positionnées de part et d'autre du volume de mesure (comme indiqué figure 4.1), un balayage du volume doit encore une fois être réalisé par une nappe laser.
Les caméras et le laser sont synchronisés avec un ensemencement très faible afin de pouvoir associer sans ambiguïté une particule sur les images des deux caméras. La position de la nappe n'a pas forcément

besoin d'être exactement connue.

4 Création manuelle de lois linéaires approximatives.
Le positionnement théorique des caméras à 90° donne la possibilité de relier chaque composante du référentiel d'une caméra à une composante sur la seconde de la manière suivante :

$$T_a = a_1 \times X_b + b1 \tag{4.1}$$

$$X_a = a_2 \times T_b + b2 \tag{4.2}$$

$$Y_a = Y_b + b3 \tag{4.3}$$

Avec X_a, Y_a, T_a, et X_b, Y_b, T_b, respectivement les positions horizontales, verticales et tailles apparentes de la particule sur la caméra A et B.
Dans cette étape de balayage, la nappe n'étant pas parallèle aux caméras, plusieurs tailles apparentes de particules sont visibles sur chaque image. Pour chaque série d'acquisition, plusieurs associations manuelles sont créées dans le but de définir les coefficients des équations 4.1, 4.2 et 4.3. L'enchaînement de ces étapes est ensuite automatisé, comme illustré dans le diagramme de la figure 4.2.

5 Validation des projections.
Deux critères de distance permettent de valider ou non l'association :

1 Un critère de distance de centre : la distance qui sépare le centre projeté, $\mathbf{X_{proj}}$ du centre détecté $\mathbf{X_b}$ doit être inférieure à une distance minimale D_{mini}.

$$\|\mathbf{X_{proj}}, \mathbf{X_b}\|_2 \leq D_{mini} \tag{4.4}$$

2 Une différence absolue entre les tailles apparentes détectées T_b et projetées T_{proj} doit être inférieure à 2 pixels.

$$|T_{proj} - T_b| \leq 2 \tag{4.5}$$

En acceptant une erreur de projection à travers D_{mini}, cela permet de prendre en compte les éventuelles distorsions optiques.

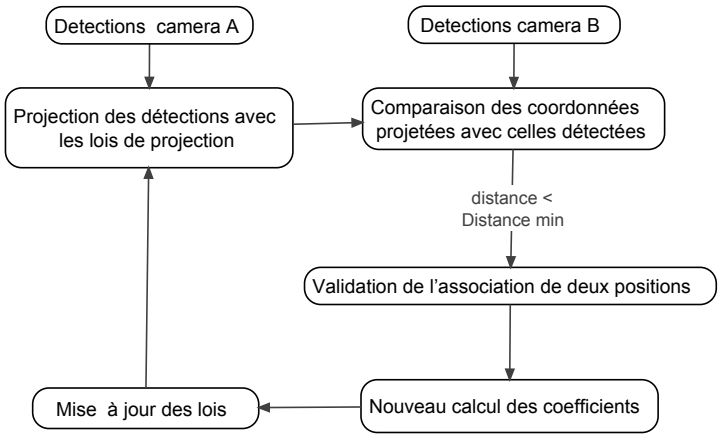


Figure 4.2 – *Diagramme des étapes de la procédure de calibration par plan.*

Pos X_a	Pos Y_a	Tailles$_a$	Pos X_b	Pos Y_b	Tailles$_b$
:	:	:	:	:	:

Table 4.1 – *Conception du tableau de résultats par paire d'association regroupant les positions et tailles de la même particule perçue par les deux caméras.*

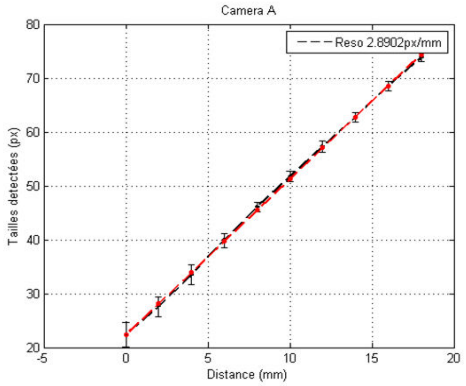
6 Concaténation des résultats.
Chaque particule associée sur les deux caméras est ensuite classée dans un tableau (voir table 4.1) dans lequel une ligne correspond à une particule et les colonnes aux coordonnées selon chaque caméra.
Les coordonnées 3D sont ensuite déterminées à partir des coordonnées 2D d'une caméra et d'une composante de la seconde caméra correspondant à la profondeur de la première.

Finalement l'application de l'ensemble de ces étapes fournit une base de données de points dans l'espace validés dans chaque référentiel des caméras, selon le tableau 4.1.

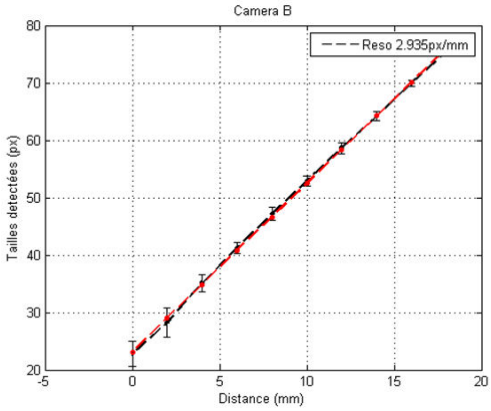
4.1.2 Application au jet laminaire.

La phase de calibration a été appliquée au jet laminaire afin de procéder à la reconstruction 3D de l'écoulement en utilisant les deux caméras.
Dans un premier temps, l'étape **1** a été appliquée sur 11 plans séparés de 2 mm. La détection a été menée avec des canevas de taille +/- 5 pixels autour de valeurs

moyennes estimées. Les résultats de la calibration en profondeur sont exposés dans les courbes présentées dans la figure 4.3.



(a) Caméra A



(b) Caméra B

FIGURE 4.3 – *Courbes d'évolution des tailles apparentes en fonction de la profondeur pour les caméras A et B. La distance est mesurée par rapport au début du volume de mesure souhaité.*

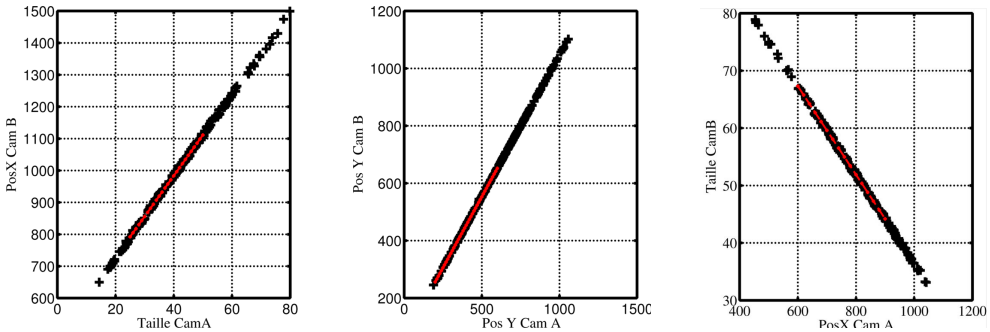
On constate également que les écarts types représentés par les barres d'erreur à chaque plan ont un niveau moyen de 1 pixel. Cette valeur n'est pas aberrante compte tenu de l'épaisseur de la nappe. En effet, pour une évolution de taille apparente de l'ordre de 2,9 pixels /mm et une épaisseur de nappe de 1 mm, un écart de taille de 3 pixels est attendu.

Suite à la calibration individuelle de chaque caméra, l'étape **3** est réalisée pour indépendamment 5 plans non parallèles. Pour chacun des plans, les trois lois d'assocation des deux caméras des équations 4.1, 4.2 et 4.3 sont créées. A titre d'exemple la figure 4.4 présente les lois de projection de la caméra A vers

la caméra B. Les points expérimentaux représentant les détections communes et les régressions linéaires y sont tracées.
Une erreur de projection est calculée pour chacune des lois entre la valeur théorique provenant de la régression linéaire et la valeur expérimentale. Il en ressort que :

- Une erreur moyenne de 0,9 pixel est commise sur la prédiction de la position verticale avec un écart type de 0,9 pixel (courbe 4.4(b)).
- Concernant la prédiction de X_b à partir de T_a (figure 4.4(c)), l'erreur moyenne est de 4,5 pixels et l'écart type de 2,7 pixels.

Les erreurs moyennes de prédiction en taille T_b ou en position verticale Y_b sont proches de 0. Leurs fonctions de probabilité tracées dans la figure 4.5 sont correctement centrées autour de 0. Par contre, les erreurs de position en X, X_b sont bien plus élevées et décentrées. La justification est double.
D'abord parce que d'après, la loi de projection de T_a vers X_b, 1 pixel d'erreur en taille implique un écart de 12 pixels plan sur la seconde caméra. Ensuite, parce que l'erreur de détection de la taille apparente est 3 à 4 fois supérieure à la précision de la détection du centre.



(a) Projection linéaire de T_a vers X_b

(b) Projection linéaire de Y_a vers Y_b

(c) Projection linéaire de X_a vers T_b

FIGURE 4.4 – *Lois linéaires de projection de la caméra A vers la caméra B - en rouge les regressions linéaires et en noir les couples de points.*

40 paires d'images sont acquises par plan avec un résultat final de 1650 associations pour un intervalle de taille de 15 à 80 pixels. L'ensemble des détections validées par les deux caméras est représenté figures 4.6(a) et 4.6(b).

Lorsque l'on trace l'ensemble de ces détections triées par taille sur la figure 4.8, un effet escalier dit de "peak locking" est visible mais seulement sur la caméra B (courbe bleue). Une dégradation physique (détérioration) de la qualité du capteur de la caméra B semble en être la cause comme l'atteste la figure 4.7 sur laquelle on constate bien la différence de contraste à gauche de l'image

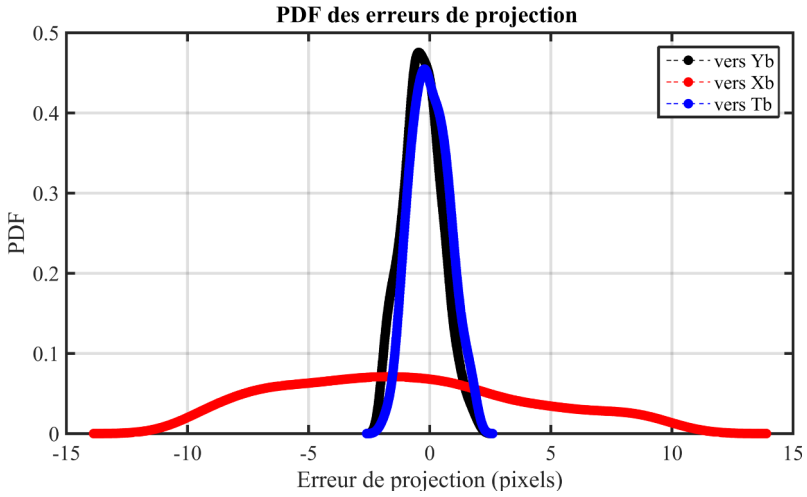
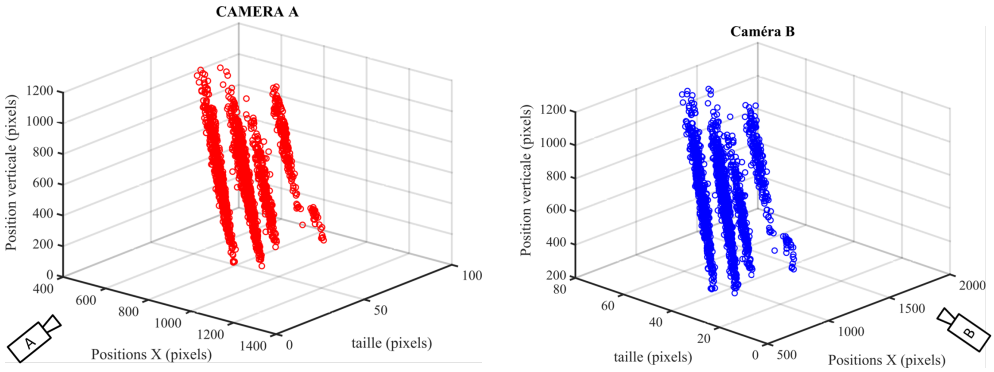


FIGURE 4.5 – *Densité de probabilité des erreurs de projection pour les trois lois linéaires d'association.*



(a) Détections perçues par caméra A (b) Détections perçues caméra B

FIGURE 4.6 – *Illustration des détections de calibration communes aux deux caméras - perçues par la caméra A (4.6(a)) et perçues par la caméra B (4.6(b))*

par rapport à la partie droite. La caméra A ne présentant pas ce phénomène, on peut en conclure que ce problème n'est pas lié à la technique ou à la procédure de calibration, mais bien à un défaut du capteur B.
Ce phénomène a pour conséquence une estimation incorrecte de la taille apparente de l'ordre de 0,5 pixel soit 0,17 mm d'erreur en profondeur. En tenant compte de la résolution spatiale plane de la caméra A, cela équivaut à une erreur de 6 pixels.

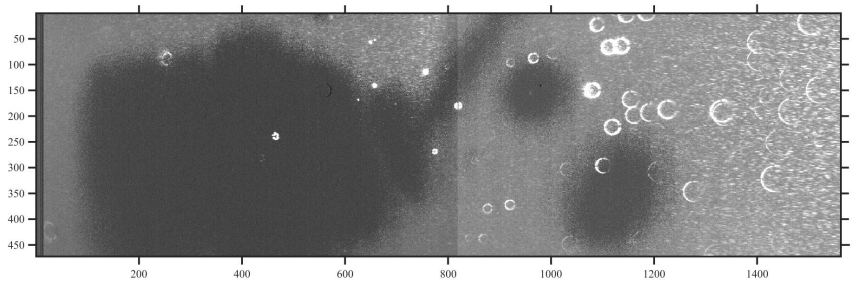


FIGURE 4.7 – *Visualisation de la dégradation localisée du capteur de la caméra B en zone centrale.*

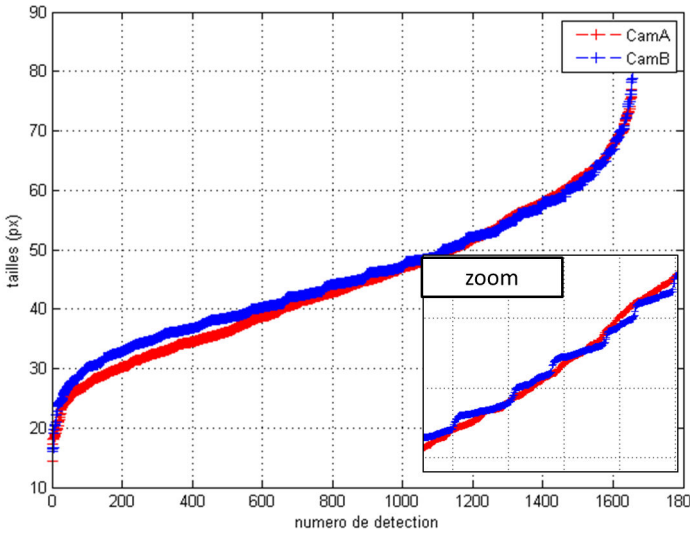


FIGURE 4.8 – *Évolution de l'ensemble des tailles apparentes detéctées pour les 2 caméras pour les 5 plans de calibration. On notera l'effet "escalier" présent sur les détections des images de la caméra B.*

Lois de projection polynomiale.

Le chapitre 3.3.2 a mis en évidence la présence de déformations optiques qui conduisent à une augmentation de la taille apparente des particules avec la distance au centre de l'image. Or, les modèles de projection linéaires utilisés précédemment ne peuvent pas prendre en compte cette influence spatiale sur la prédiction de la taille apparente.
On se propose alors de prendre en compte les autres composantes de la po-

sition de la particule pour la projection vers la seconde caméra. La position horizontale sur la caméra B ne dépendra plus seulement de la taille apparente T_a sur la caméra A mais aussi de sa position sur l'image $[X_a\ ,Y_a]$. 3 fonctions de projection sont créées de la manière suivante :

- $F_x(X_aY_a, T_a) = X_b$
- $F_y(X_aY_a, T_a) = Y_b$
- $F_t(X_aY_a, T_a) = T_b$

Les fonctions $F_{x,y,t}$ peuvent s'obtenir par des interpolateurs 3D linéaires ou polynômiaux multi-variables. Le choix s'est porté sur une interpolation linéaire 3D de données dispersées avec la fonction "TriScatteredata" de Matlab et une technique de régression polynomiale avec différents degrés et nombre de variables. La performance relative de ces différents modèles est discutée ci-après.

Efficacité de l'approche

Pour vérifier la performance d'une loi prenant en compte les trois variables, une comparaison entre le modèle et les mesures est effectuée. Cela se fait en trois étapes :

1. Création d'une liste de 100 nombres aléatoires qui servira de liste de particules candidates à la vérification de la projection (aucun doublon), ces particules appartenant aux 5 plans.
2. Création de la liste complémentaire qui servira à mettre en place les fonctions $F_{x,y,t}$. 1550 paires de coordonnées sont utilisées.
3. Vérification des prédictions en terme de position pour les 100 particules restantes (X,Y,taille).

La distance qui sépare les coordonnées projetées est comparée avec celles connues initialement et est calculée pour les directions X, Y ainsi que pour la taille. Les résultats moyens sont tracés dans la figure 4.9(a) et les écarts types dans la figure 4.9(b). Des polynômes de degrés allant de 1 à 10 et contenant 2 ou 3 variables respectivement notés , $P2D$ et $P3D$ sont comparés à l'interpolateur tri-linéaire de Matlab noté $Interp3D$.
On définit un polynôme de degré n à m variables comme la somme de termes dont la puissance des produits croisés sont inférieurs ou égaux à n. Par exemple un polynôme P_i de degré 3 à 3 variables X_a, Y_a, T_a se définit selon l'équation 4.6.

$$P_i(X_a, Y_a, T_a) = \sum_{i=1}^{8} \alpha_i . X_a^{xi} . Y_a^{yi} . T_a^{ti} \ avec\ xi + yi + ti \leq 3 \ \ \forall i \in [1-8] \quad (4.6)$$

Plusieurs conclusions ressortent de l'analyse de ce graphique.

- Les erreurs de projection vers X_b sont supérieures en moyenne à 3 pixels. Au contraire les erreurs de projection de X et Y sont généralement inférieures à 1 pixel.
- Un point d'infléxion est situé entre les degrés 5 et 7 pour les méthodes polynomiales aussi bien pour l'erreur moyenne que pour l'écart type de l'erreur.
- La méthode d'interpolation tri-linéaire de Matlab fournit constamment des résultats plus élevés que les meilleurs résultats des méthodes polynomiales excepté pour $YP2D$.

Les meilleurs résultats pour chaque technique de régression sont présentés dans le tableau 4.2 et permettent de statuer sur le choix de la meilleur technique de projection. En tout état de cause, un polynôme à 3 variables et de degré 7 fournit les erreurs de projection moyennes les plus faibles quelque soit la coordonnée recherchée.

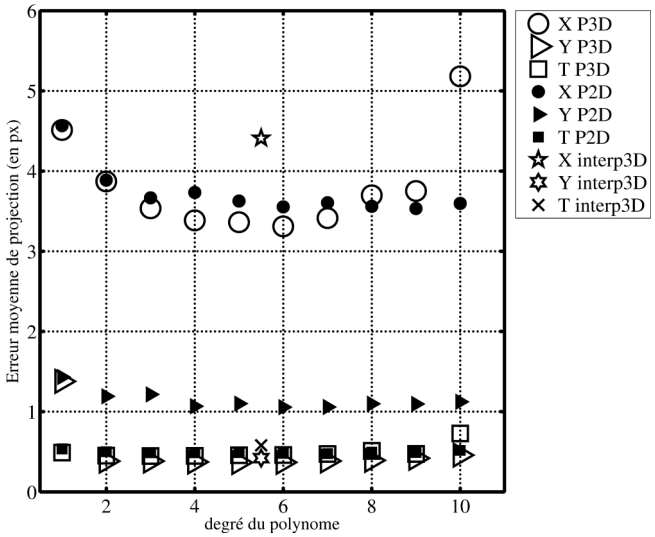
Projection vers	X_b	Y_b	T_b	**Degré**
Poly 3 variables	3,33 +/- 2,26	0,37 +/- 0,24	0,46 +/- 0,35	7
Poly 2 variables	3,53+/- 2,64	1,05 +/- 1,16	0,47 +/- 0,39	6
Interp 3 linéaire	4,41+/- 5,80	0,40 +/- 0,50	0,58 +/- 0,76	1

Table 4.2 – *Récapitulatif des meilleurs résultats (erreur moyenne +/- écart type) des figures 4.9(a) et 4.9(b) - résultats en pixels.*

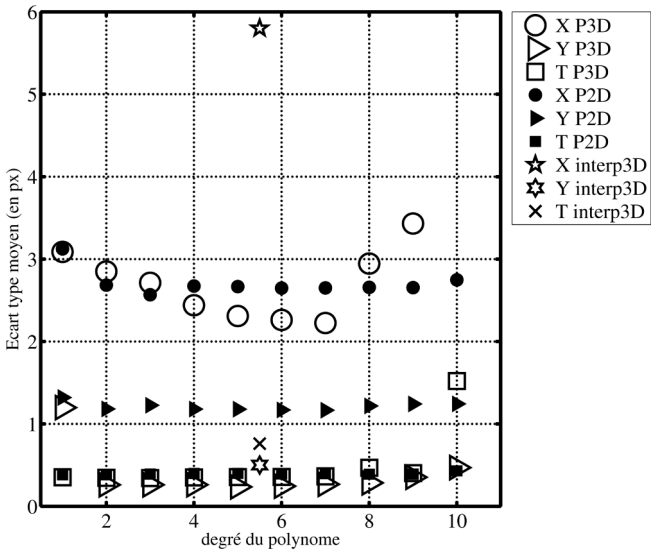
Vérification sur les acquisitions volumiques

De la même manière que l'étude qui a été menée sur les plans consécutifs, on procède à la projection des positions détectées par la caméra A vers la caméra B à partir des fonctions d'interpolation 3D définies précédemment. Si une fausse particule est détectée par la caméra A, alors les fonctions de projections ne pourront pas fournir sa position et une valeur de type « Not a Number (NaN) » en résultera.
Afin d'avoir un signal suffisant dans le jet, on décide de réaliser une illumination avec un faisceau de 9 mm de diamètre, comme schématisé dans la figure 4.10(a). Les détections pour chaque caméra sont présentées figures 4.10(b) et 4.10(c). La forme du faisceau est clairement respectée pour la caméra A tandis que les détections sont moins nettes pour l'autre caméra. La projection a lieu de A vers B et on vérifie la concordance entre des particules détectées sous la caméra B avec celles projetées depuis A.

Au cours de l'étude il s'est avéré que la qualité des images de la caméra B est inférieure et moins lumineuse que celle de la caméra A comme l'atteste les images de la figure 4.11. Par conséquent, les positions projetées ont tendance à révéler des particules sur les images de B, non détectées par la phase de



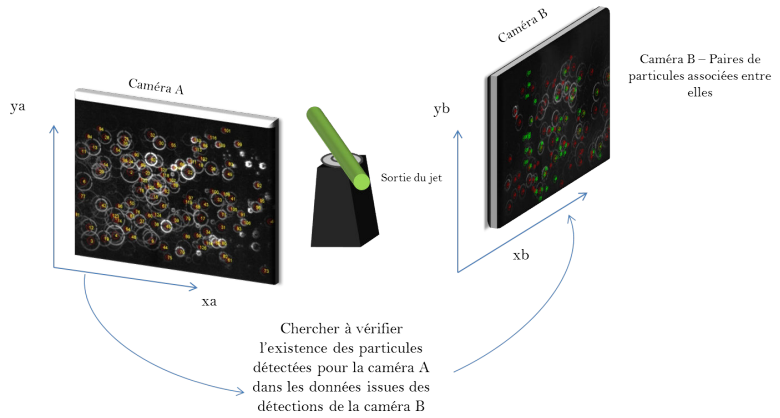
(a) Erreurs moyennes de projection.



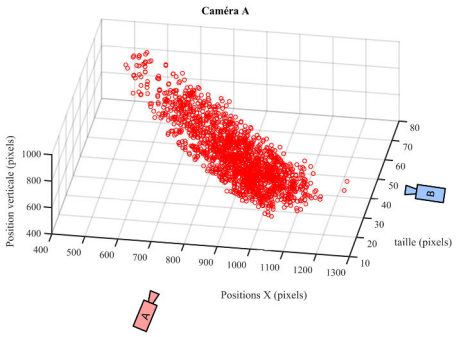
(b) Ecarts types moyens des erreurs de projection.

FIGURE 4.9 – *Graphiques d'étude de l'évolution des erreurs moyenne et fluctuante commises en fonction du degré du modèle de projection choisis pour les 3 coordonnées :X_b, Y_b, T_b.*

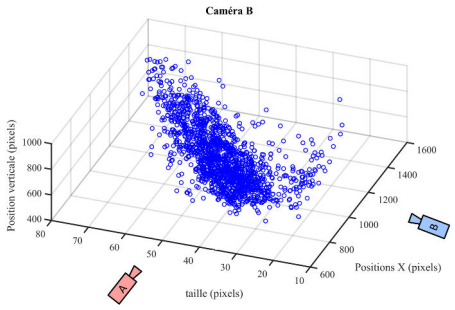
détection initiale.
La procédure de validation de l'association est la même que celle de l'étape 5. Finalement pour 100 images, une moyenne de 17 particules validées sur les deux caméras est obtenue. Cette valeur ne constitue pas une limite définitive de la méthode mais correspond plutôt à une combinaison de facteurs expérimentaux ne favorisant pas la détection synchronisée de particules. De plus, seul un tiers



(a) schéma du montage volumique avec le faisceau laser au centre du jet.



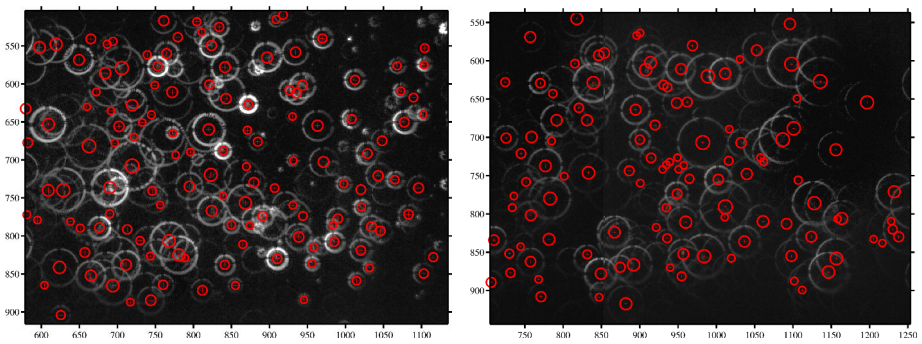
(b) Caméra A



(c) Caméra B

FIGURE 4.10 – *Visualisation des détections validées pour les deux caméras pour 80 images. La forme de faisceau est retranscrite pour les deux caméras tout en étant plus dispersée pour la caméra B (figure 4.10(c)).*

de l'image est utilisé verticalement.



(a) Caméra A (b) Caméra B

FIGURE 4.11 – *Exemple de détections volumiques pour les deux caméras. L'intensité des images de la caméra B (figure 4.11(b)) est moindre que celles de la caméra A(figure 4.11(a).*

Conclusions sur la calibration

La phase de calibration est une phase essentielle qui permet de relier un point de l'espace sous forme de coordonnées images pour chacune des caméras. Une approche globale est proposée afin de prendre en compte d'éventuelles déformations optiques. Une analyse de plans successifs appartenant au volume de mesure permet la création de lois de projection d'une caméra vers la seconde à l'aide de régression polynomiale à 3 variables.
L'efficacité de ce type d'approche est fortement liée à la densité spatiale de points qu'il est possible d associer pour les deux caméras. Ainsi, plus la densité de points de référence aux caméras sera élevée au sein du volume d'étude, meilleure sera la capacité de projection des coordonnées d'une particule dans le référentiel d'une caméra, vers le référentiel de la seconde. En ce sens, il est apparu que les 5 plans utilisés n'étaient pas suffisants.
Pour autant, le principe de la technique de calibration par tranches laser successives n'est pas remis en cause. Les informations fournies par le tableau 4.2 indiquent aussi la densité maximum autorisée pour que deux particules proches soient correctement détectées par les deux caméras. En effet une ambiguïté peut apparaître si la distance séparant 2 particules sur une image est inférieure à la somme des écarts de projections planes en X et Y ainsi qu'un écart de taille apparente inférieur à 0,46 +/-0,35 pixel.
Les résultats présentés ici ne sont pas des résultats absolus puisqu'ils dépendent des configurations optiques et de la qualité des mesures. On peut supposer par exemple que le phénomène de "peack-locking" détecté sur la caméra B introduit un biais de 0,5 pixel sur la projection de la taille.

Désormais, après avoir montré la faisabilité de mesures de calibration à deux caméras et en ayant préalablement quantifié les niveaux d'erreur commis

sur la détection de particules, la phase de portabilité de la technique se rapprochant de la configuration industrielle peut débuter. Elle consistera à vérifier si les paramètres de la technique que sont :

- La précision de détection en centre.
- La précision de détection en taille apparente.
- La capacité de détection en fonction des tailles apparentes.

vont permettre d'étudier précisément un écoulement turbulent 3D en aval de grille de mélange. Dans la suite de cette étude, et sauf indications contraires, un schéma à trois variables et de degré 7 sera utilisé pour pouvoir prendre en compte au mieux les déformations spatiales.

4.2 Simulation d'une PTV 3D à partir de champs de vitesses LES

Le but de cette section est de simuler l'acquisition d'une PTV 3D dans une configuration similaire à celle de l'utilisation finale, c'est à dire un écoulement en aval de grille de mélange dans un assemblage combustible composé d'un faisceau de 5 par 5 crayons et d'un tube guide central avec une section de 67,1 mm de côté. Les données utilisées dans cette section proviennent de simulations numériques aux grandes échelles de type "Large Eddy Simulation" (LES). Une description plus complète est disponible en annexe D.
Cet outil de simulation et d'anticipation offre la possibilité de répondre aux questions concernant :

- La pertinence d'utilisation de 1 ou 2 caméras en fonction des incertitudes attendues.
- La performance des algorithmes de suivis et leur robustesse face aux bruits de mesures expérimentales ainsi qu'aux détections erronées appelées particules fantômes.
- La qualité de reconstruction du champ de vitesses en tout point à partir de mesures dispersées en temps et en espace.

Dans un premier temps, la procédure globale de simulation d'une PTV avec le schéma de projection des particules est développée. Ensuite l'amélioration apportée par l'utilisation de 2 caméras dans ce type d'écoulement, en termes de précision, de capacité d'association et de robustesse au bruit de mesure, sera présentée. Les schémas d'association testés et validés dans cette section seront intégrés aux applications industrielles finales.

4.2.1 Procédure de simulation PTV

Les différentes étapes d'une PTV simulée dans un écoulement numérique sont présentées ci-dessous : l'insertion de particules virtuelles à un instant fixé et leur projection à l'instant suivant en tenant compte du champ de vitesses. Pour cela les 5 étapes consécutives de la figure 4.12 sont utilisées.

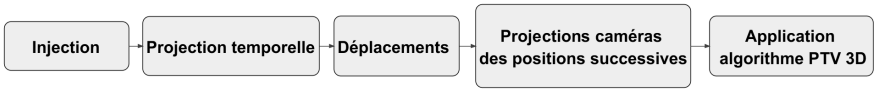


FIGURE 4.12 – *Schéma bloc des différentes étapes de la PTV 3D simulée à l'aide des champs de vitesses issus de la LES.*

1 Génération aléatoire d'un nombre fixé de particules dans le domaine total

Une distribution normale centrée au milieu du volume est utilisée. Cette hypothèse est censée retranscrire le maximum d'intensité lumineuse lors de l'illumination réelle du volume.

2 Récupération des particules situées seulement dans le fluide.
Un filtrage concernant les positions des particules est effectué et permet de ne conserver que les particules localisées dans le fluide ; celles présentes dans les barreaux sont retirées.

3 Projection des particules à l'instant suivant.
L'objectif est de projeter une particule sans masse à travers deux instants consécutifs pour lesquels le champ de vitesse est connu ou peut être estimé en tout point du domaine. Il s'agit de résoudre une équation différentielle du premier ordre, avec condition initiale, respectivement équations 4.7 et 4.8 pour lesquelles $\mathbf{Xp}(t)$ représente la position d'une particule à l'instant t.

$$\frac{\partial \mathbf{Xp}(t)}{\partial t} = \mathbf{U}_t(\mathbf{Xp}, t) \tag{4.7}$$

$$\mathbf{Xp}(t_0) = \mathbf{Xp}_0 \tag{4.8}$$

3 méthodes sont classiquement utilisées :
1 Méthode d'Euler
2 Méthode d'Euler améliorée dite de prédicteur-correcteur.
3 Runge Kutta d'ordre 4.
Plus de précisions sur ces méthodes peuvent être obtenues dans Yeung and Pope (1988) et Joy (2007). Les conclusions principales sont les suivantes :

- Ces méthodes utilisent un pas de temps fixe tout en discrétisant différemment la trajectoire.
- Les erreurs numériques associées sont de l'ordre de $O(\triangle t^2)$, $O(\triangle t^3)$ et $O(\triangle t^4)$ respectivement pour les méthodes 1,2 et 3 avec $\triangle t$ l'espacement temporel entre deux instants.
- Le nombre d'interpolations locales à mener et donc le temps de calcul augmentent avec la complexité de la méthode.
- Pour un écoulement instationnaire, il est nécessaire d'obtenir des champs de vitesses à des pas de temps intermédiaires pour la méthode 3.

La méthode 1 d'Euler a été préférée pour sa simplicité de mise en œuvre et sa rapidité d'exécution. La position de la particule à l'instant $t + \delta t$

s'écrit suivant l'équation 4.9.

$$\mathbf{Xp}(t+\delta t) = \mathbf{Xp}(t) + \mathbf{U}_t(\mathbf{Xp}(t)) \times \delta t \tag{4.9}$$

avec $U_p(\mathbf{Xp}(t))$ la vitesse locale de l'écoulement à la position $\mathbf{Xp}$ à l'instant t et δt le temps séparant 2 champs consécutifs de vitesses.

Mise en œuvre

La récupération de la vitesse U_t aux positions de chaque particule nécessaire à la résolution de l'équation 4.9 est réalisée par une interpolation du champ de vitesses. Celle-ci peut être linéaire, quadratique voire cubique. Les outils d'interpolations pré-programmés étant plus rapides lorsqu'il s'agit de champs structurés réguliers cartésiens, les champs bruts LES calculés sur un maillage non structuré (voir la figure 4.13) sont préalablement ré-interpolés linéairement sur un maillage régulier.

En appliquant ce principe sur plusieurs instants, c'est à dire en simulant les projections successives des positions des particules, il est possible d'obtenir les déplacements de ces dernières, et aremonter ainsi à leur trajectoire. Enfin, la trajectoire d'une particule prend fin lorsque celle-ci sort du volume. La succession de ces étapes est schématisée à travers la figure 4.14

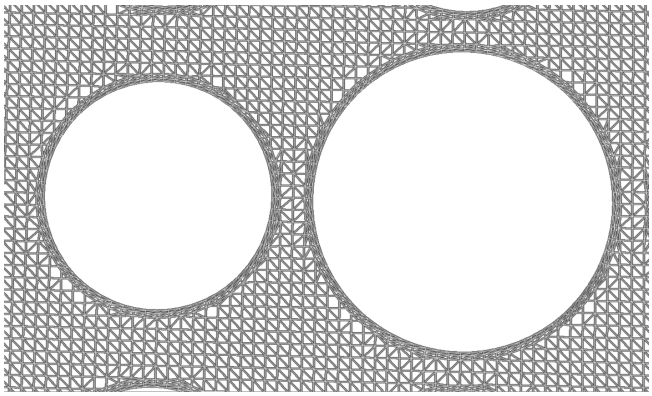


FIGURE 4.13 – *Visualisation du maillage initial avec raffinement autour des barreaux pour la résolution de la couche limite.*

4 Projection sur les caméras

Une fois les positions à différents instants établies dans l'espace métrique, le passage à l'espace sur chaque caméra est nécessaire. Il s'agit de projeter les coordonnées des particules de l'espace métrique sur un

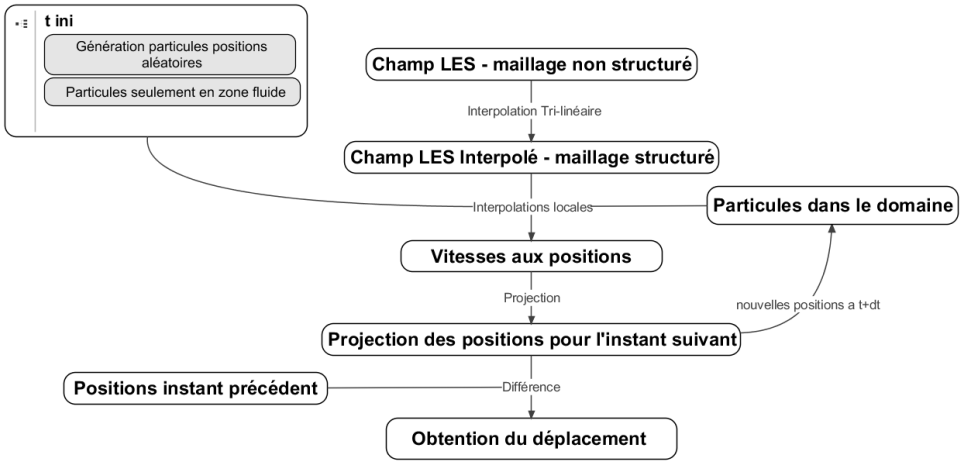


FIGURE 4.14 – *Schéma des projections successives des particules pour récupérer les déplacements et les trajectoires.*

repère propre à chaque caméra en tenant compte des résolutions spatiales de l'image et de la résolution spatiale en profondeur. Une illustration de cette étape est disponible sur la figure 4.15 qui décrit la projection de particules sur des caméras virtuelles A et B. Dans cette illustration, seul un sous-domaine est analysé.

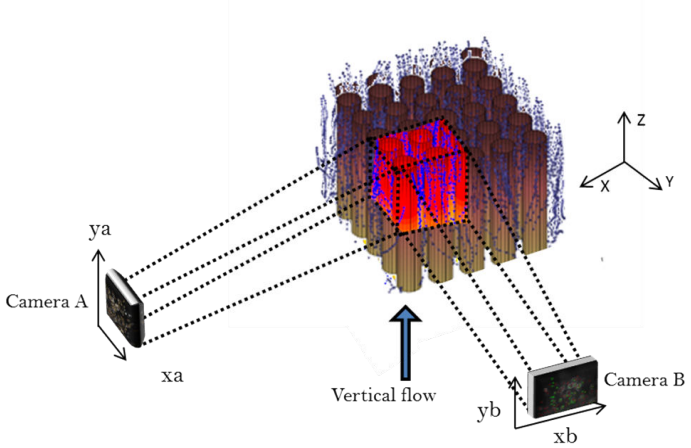


FIGURE 4.15 – *Principe de simulation de la PTV 3D dans un sous volume.*

5 Application d'un algorithme PTV 3D

Le processus d'association des particules peut avoir lieu avec utilisation d'un algorithme de PTV 3D.

4.2.2 Densité maximale détectable

Dans cette étude, et contrairement à de nombreuses applications volumiques en PIV tomographique ou encore en PTV 3D, le volume du fluide ne représente que 52% du volume total de par la présence des crayons combustibles. Cela entraîne que la dispersion des particules ne sera pas uniforme dans le volume total éclairé. Les caméras disposées à regarder les côtés du volume intégreront donc cette hétérogénéité dans les positions des particules sur les capteurs.
Il en résulte une disposition préférentielle horizontalement sur l'image comme le souligne la projection latérale illustrée dans la figure 4.16(b). Cette image correspond à l'injection de 8000 particules dans le volume avec la vue de haut correspondante dans la figure 4.16(a). L'histogramme des coordonnées des particules (figure 4.16(c)) confirme cette dispersion. Dans la figure 4.16(b), la profondeur est intégrée et logiquement plus de particules sont projetées dans les zones inter crayons, soit de - 0,022 m à - 0,018 m et de - 0,0085 m à - 0,0045 m.

En accord avec le chapitre 2, il a été montré, par le biais d'une extrapolation, que 5000 particules pouvaient être détectées dans une image de 1 megapixel. Ceci représente une densité $Dens_{theo}^{max}$= 0,0048 ppp.
Pour travailler avec une telle valeur, il est nécessaire de ramener à un référentiel image et non plus métrique. C'est pour cela que la figure 4.16(c) présente comme légende de l'axe horizontale avec les positions en pixels sur une image. Cette transformation suppose que :

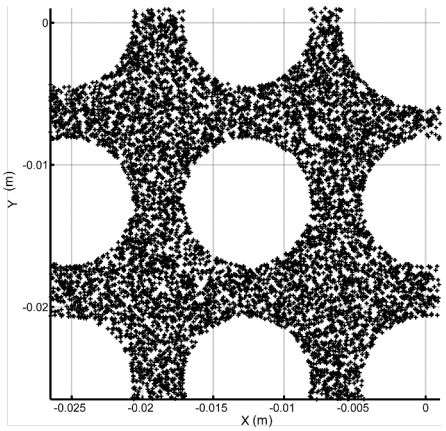
- Une image de 1024 pixels par 1024 pixels représente la largeur de la zone d'étude, soit de 27,9 mm.
- Une résolution spatiale 2D de 0,0273 mm/pixel.

On s'intéresse donc de plus près à ce que représenterait la détection de 5000 particules sur des images de type caméra. Dans ce but, une image est découpée par fenêtres de 50 pixels de largeur et hauteur et dans lesquelles la densité équivalente de particules par pixel $Dens_{loc}$ est calculée. Celle-ci se détermine grâce à l'équation 4.10.

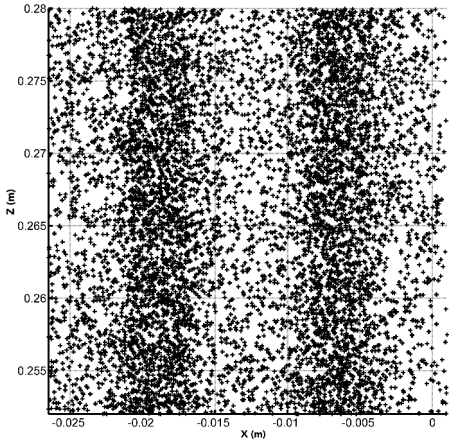
$$Dens_{loc} = \frac{Npart_{loc}}{L.l} \tag{4.10}$$

avec $Npart_{loc}$ le nombre de particules projetées sur l'image dans une fenêtre, L et l la hauteur et largeur des fenêtres.
La répartition 2D de $Dens_{loc}$ est représentée dans la figure 4.17. On relève une densité maximale de 0,014 ppp et moyenne aux alentours de 0,09 ppp dans les 2 zones inter crayons 200 - 400 pixels et 650 - 900 pixels. Ceci correspond à une valeur supérieure au double du maximum théorique détectable $Dens_{theo}^{max}$ et seules 60% des fenêtres ont une densité inférieure ou égale à cette valeur.

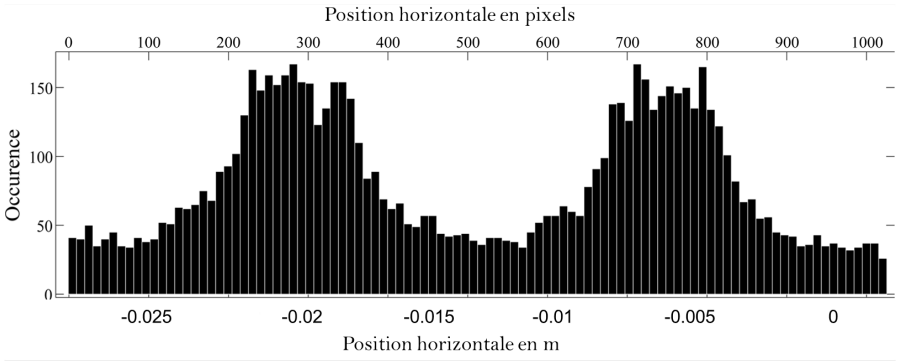
Un point de vue complémentaire est celui de l'évolution horizontale de la densité locale moyennée verticalement. La figure 4.18 présente ces évolutions pour des niveaux d'ensemencement de 5000 (courbe noire) et 3000 (courbe



(a) Vue de dessus.



(b) Vue de coté.



(c) Histogramme des positions de 8000 particules injectées dans le volume de manière uniforme.

Figure 4.16 – *Vue de dessus et de coté de 8000 particules injectées dans le volume et l'histrogramme correspondant.*

rouge) particules. Pour ce dernier cas, 80% des fenêtres ont une densité inférieure à $Dens_{theo}^{max}$.

Finalement, le nombre de 3000 particules semble être un palier au-delà duquel la capacité de détection des particules décroîtra. Précisons tout de même que cette valeur est valable pour une résolution de caméra égale à 1024 x 1024 pixels et que des images obtenues avec une plus grande résolution permettraient de dépasser ce palier.

Cette courte étude aux conclusions fortes ayant été réalisée à posteriori des études suivantes, il ne sera pas étonnant de s'apercevoir que les quantités de particules virtuellement injectées seront supérieures à 3000.

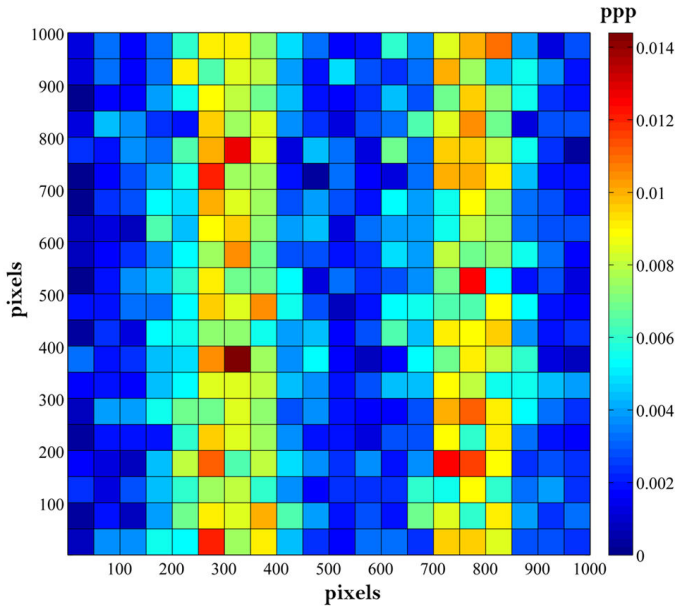


FIGURE 4.17 – *Densité locale de particules par fenêtre de 50 pixels de coté.*

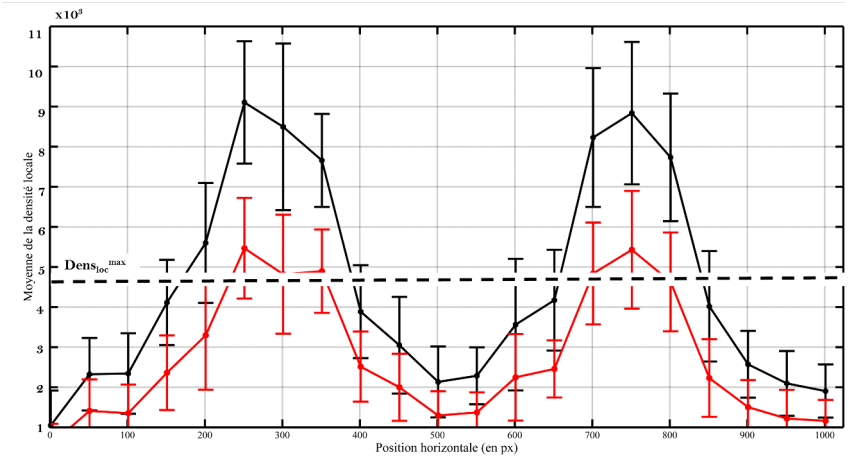


FIGURE 4.18 – *Densité locale moyennée verticalement - en noir 5000 particules injectées - en rouge 3000 particules injectées. La valeur seuil de* $Dens_{theo}^{max}$ *est tracée en pointillés.*

4.2.3 Étude de l'écoulement

Une connaissance préalable de l'écoulement est indispensable pour s'assurer que les résultats simulés correspondent bien à l'écoulement final. Dans ce but, on génère aléatoirement 8000 particules dans le volume afin d'avoir une discrétisation fine de l'écoulement. L'étude des histogrammes des vitesses des particules dans chaque des directions (voir figure 4.19) montre que les niveaux

sont concentrés autour de 0 m/s horizontalement alors que verticalement la valeur moyenne se situe plutôt autour de 6 m/s.

Il est possible d'étudier les déplacements - mesurés en fonction de la fréquence d'acquisition, et de les comparer aux de mesure de la technique. Plus le déplacement sera faible, plus la contribution des erreurs de positionnement de centre et de détection de taille apparente sera importante.
On définit ε_{2D} comme étant l'erreur commise sur le déplacement 2D de l'image et ε_{prof} l'erreur commise dans l'estimation du déplacement en profondeur. Les résolutions spatiales considérées sont les suivantes :

- Une image de 1024 pixels de côté pour la vue comprenant X et Z. Il en résulte une résolution de 0,0273 mm/pixel.
  ==> Une erreur de 0,5 pixel équivaut à $\varepsilon_{2D}= 1,4.10^{-3}$ mm.
- La résolution spatiale en profondeur est de 2,9 pixels/mm (identique à la partie précédente).
  ==> Une erreur de 1 pixel pour la taille apparente équivaut à ε_{prof} =0,34 mm.

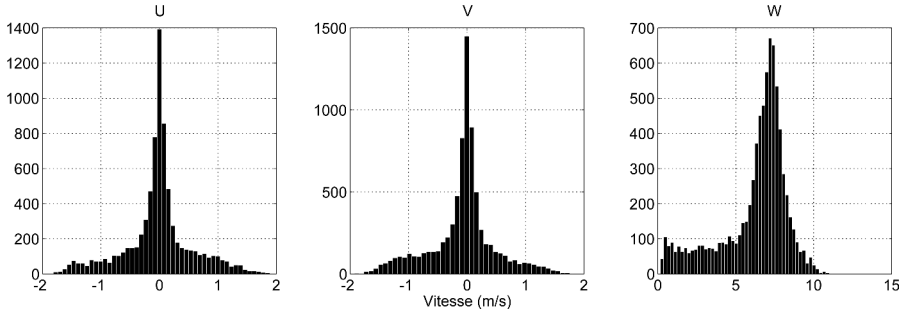


Figure 4.19 – *Histogrammes des 3 composantes de vitesse U,V ,W*

Le tableau 4.3 illustre le pourcentage de déplacements inférieurs ou égaux à ε_{2D} pour U et W et ε_{prof} pour V. Les déplacements verticaux sont peu concernés contrairement aux déplacements horizontaux qui le sont pour presque de moitié. Quant aux déplacements en profondeur (selon Y), quelle que soit la fréquence d'acquisition, quasiment la totalité des vecteurs est concernée.

Une valeur de 1 kHz permettrait néanmoins de réduire l'impact de ε_{prof} sur la mesure du déplacement. Cependant un tel choix se ferait au détriment de la résolution de l'échelle spatiale de Kolmogorov qui se situe entre 1 mm et 5 mm en fonction de la distance à la grille. En effet pour une vitesse verticale de 5 m/s et une fréquence de 1 kHz, le déplacement vertical serait de 5 mm. Un minimum de 4 ou 5 kHz paraît nécessaire. Avec ces caractéristiques de mesure, une PTV 3D mono caméra ne permet pas de capter convenablement les déplacements en profondeur. Le fort rapport existant entre la vitesse verticale et le

Fréquence	Horizontal	Profondeur	Vertical
10 kHz	42,05%	100%	0,43%
7 kHz	33,41%	100%	0,31%
4 kHz	22,62%	95%	0,24%
1 kHz	7,11%	62%	0,08%

TABLE 4.3 – *Pourcentage de déplacements inférieurs ou égaux à l'incertitude de mesure en fonction de la direction. Cas présenté pour une caméra.*

déplacement en profondeur nécessite l'utilisation de 2 caméras pour combler la perte d'information liée à ε_{prof}.

A la vue de ces remarques, un placement judicieux des caméras consisterait à disposer une seule caméra verticalement au dessus de l'écoulement. Ce concept aurait comme double avantage :

1 De capter la direction de vitesse maximale avec l'évolution de la taille apparente. Ainsi la réduction de l'erreur commise avec la détection de taille sur le déplacement réel vertical des particules serait égal au rapport des vitesses débitante sur transverse. Soit de l'ordre de 50 dans le cas de la simulation actuelle.

2 Les plus petites fluctuations de vitesses, soit les vitesses transverses, seraient captées par les déplacements dans le plan image. Soit les directions avec les meilleurs résolutions spatiales.

Cependant la mise en œuvre d'un tel positionnement n'aura pas été réalisable expérimentalement et c'est pour cela que le dispositif d'orientation décrit ici est conservé jusqu'à la fin du manuscrit.

4.2.4 Résultats avec deux caméras

L'apport de la seconde caméra positionnée à 90° par rapport à la première est quantifié dans cette section. Pour cela, un outil de simulation PTV 3D à deux caméras a été développé sous Matlab. Il permet de contrôler différents paramètres tels que :

- L'ensemencement dans le volume avec injection de N_p particules.
- Le nombre de particules fantômes propres à chaque caméra N_{gh}.
- Le bruit de mesure lié à l'incertitude des positions.
- Le temps inter-image δt.
- L'instant utilisé issu des simulations numériques.

Cet outil génère N_p particules dans le volume tel que présenté section 4.2 et les projette selon les deux caméras avec des coordonnées du type de celles présentées dans le tableau 4.1. Ensuite des particules fantômes sont rajoutées

si besoin, indépendamment pour chacune des caméras. La phase de vérification de l'existence d'une particule sur les deux caméras est ensuite réalisée pour éliminer les éventuelles particules fantômes.

Vérification de l'existence d'une particule

En pratique, cette phase sera réalisée comme décrit en section 4.1, c'est à dire en projetant la position de particules issues d'une caméra vers l'autre et en vérifiant la proximité des coordonnées en termes de position sur l'image et en taille apparente (section 4.1.1). Physiquement, cela revient à vérifier que la distance séparant une particule projetée à une particule détectée est bien inférieure à une valeur seuil.
La quantification de cette valeur seuil est réalisée dans cette étude.

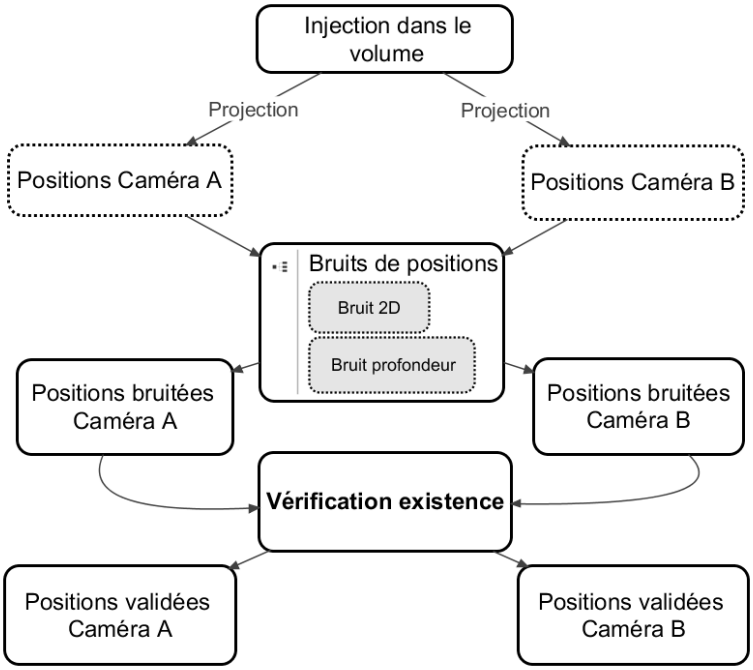


Figure 4.20 – *Procédure de vérification de l'existence des particules par la confrontation des informations récupérées par les détections des deux caméras.*

o Choix de la dimension

Comme décrit dans la figure 4.20, la projection de chaque particule initialement injectée est calculée selon les deux caméras. Un bruit de position dans le plan 2D et en profondeur est ajouté aléatoirement sur les positions des particules sur chaque caméra. L'étape de vérification de l'existence de chaque particule

est ensuite appliquée. Par exemple :

- 1 particule de la caméra A est isolée ;
- Ses coordonnées sont projetées dans le référentiel de la seconde caméra ;
- Une matrice de distance est calculée avec toutes les particules de la caméra B. La particule la plus proche est conservée.
- Si la distance les séparant est inférieure à une distance seuil alors l'association est acceptée.

Le calcul de la distance peut tenir compte des 2 ou 3 composantes. Le tableau 4.4 se propose d'étudier l'influence du choix des composantes avec le nombre de particules injectées. Cinq niveaux d'ensemencement virtuel sont considérés et pour chaque niveau, quatre choix de métriques sont utilisés. Il en ressort que :

- Plus le nombre de particules croît, plus le taux d'association entre les deux caméras décroît. Une décroissance moyenne de 30 points de pourcentage est à constatée entre 1100 et 8000 particules injectées, quelle que soit la métrique utilisée.

- Lorsque 2 composantes sont utilisées, il est préférable d'utiliser au minimum la composante verticale. Cela fait sens puisqu'elle constitue la seule composante commune aux deux caméras.

- Le gain lié à la prise en compte des trois composantes est conséquent quel que soit le nombre de particules injectées. Ce gain est au minimum égal à 29 points de pourcentage pour 1100 particules et jusqu'à 43 points pour 5077 particules.

- Le taux de validation finale pour 3000 particules devrait se situer entre 85% et 89%. Ceci équivaut à la mesure d'environ 2600 particules.

Finalement, cette étude permet de montrer qu'un critère de type "*plus proche voisin*" avec le calcul d'une distance minimale basée sur les trois composantes semble suffisant.

A partir de cette même étude, il est utile de calculer la distance qui sépare la position d'une particule projetée depuis une caméra et sa position réelle dans le référentiel de la seconde caméra. Les résultats obtenus sont fortement fonction de la direction considérée. :

- horizontalement : 0,131 mm avec un écart type de 0,100 mm.
- selon la profondeur 0,131 mm avec un écart type de 0,100 mm.
- verticalement : 0,015 mm avec un écart type de 0,018 mm.
- distance 3D : 0,21 mm avec un écart type de 0,11 mm.

Nombre de particules	1100	2658	3834	5077	8000
Dimensions prises en compte					
Hori + Prof	35%	19%	13%	10%	7%
Hori + Vert	65%	51%	44%	38%	31%
Prof + Vert	66%	51%	43%	38%	32%
Hori+ Vert+ Prof	95%	89%	85%	81%	74%

TABLE 4.4 – *Étude du pourcentage d'associations τ_{val} correctes en fonction du nombre de particules – aucune particule fantôme.*

o **Influence des distances seuils pour la validation de l'existence**

Désormais, à nombre de particules fixe, on cherche à connaître l'évolution du taux d'association τ_{val} en fonction de la distance seuil. 8000 particules sont injectées et on définit :

- o le taux de validité absolu $\tau_{val-abs}$ comme étant le pourcentage total de particules correctement associés.
- o le taux de validité du taux d'association $\tau_{val-ass}$ comme étant le pourcentage d'associations correctes.
- o le taux d'association des particules fantômes τ_{val-gh}. Ce taux rend compte du pourcentage de particules fantômes de la caméra A, associées à des particules de la caméra B.

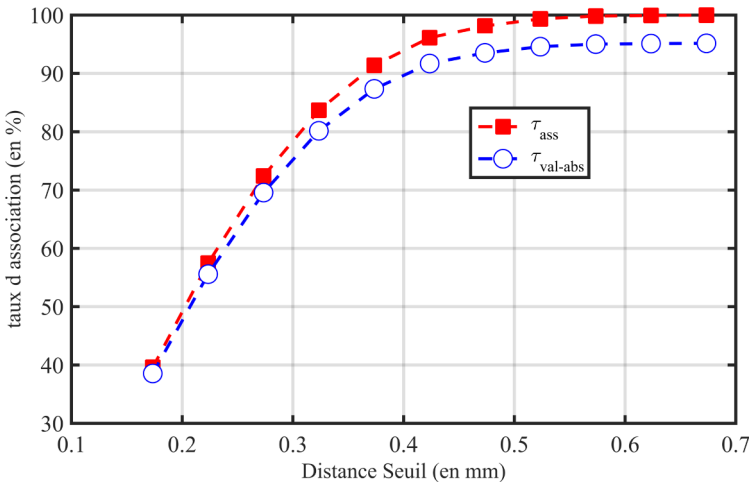


FIGURE 4.21 – *Évolution des taux d'association et de validité en fonction de la distance seuil. Simulations effectuées avec une caméra 1024x1024 pixels et un champs de vue de 27,9 mm*

La performance de l'approche en fonction de la distance seuil est tracée dans la figure 4.21 pour 8000 particules injectées. On constate qu'une distance limite trop contraignante inférieure à 0,2 mm ne permet d'atteindre qu'une validation de 40%. Au contraire, une distance supérieure à 0,55 mm permet d'associer 100% des cas avec un maximum à 95% de validité. Au delà, l'augmentation de la distance seuil n'impacte plus la validation des cas.
Pour une distance seuil de 0,27 mm, 72% de particules sont associées avec une réussite de 69 % . Ces résultats semblent en accord avec le tableau 4.4, où seulement 74% des particules étaient correctement associées pour une distance seuil 3D de 0,18 mm.

4.2.5 PTV 3D

L'algorithme de PTV 3D se compose de deux phases :

1. Une phase d'initialisation des trajectoires pour laquelle les associations temporelles sont réalisées à partir de 2 instants consécutifs. Cette étape doit être reproduite au minimum 2 fois consécutives.
2. Une phase d'association qui extrapolera les trajectoires reconstruites afin de prédire la position suivante de la particule.

Chacune de ces phases sera testée ensuite sur un écoulement synthétique généré à partir de champs LES. Leur performance et leur résistance à l'injection de particules fantômes seront notamment discutées.

Initialisation

Comme le présente le schéma de la figure 4.22, la validation de l'existence des particules fournit à chaque camera les positions des particules aux deux instants. Initialement les particules auront reçu un identifiant unique.

- **Principe**

Les deux caméras procèdent à une pseudo PTV 3D. Une PTV 2D de type "prédicteur correcteur" est utilisée sur les séries d'images des deux caméras. Une vérification finale s'assure que la différence de taille apparente entre deux instants consécutifs ne dépasse pas une valeur aberrante une fois transformée en m/s. La reconstruction finale 3D est obtenue lorsque les deux caméras ont bien associé temporellement les mêmes particules et ceci se fait à l'aide des identifiants.
Le champ de vecteurs 3D résulte en dernier lieu de la fusion des déplacements plans des deux caméras.

- **Obtention des prédicteurs**

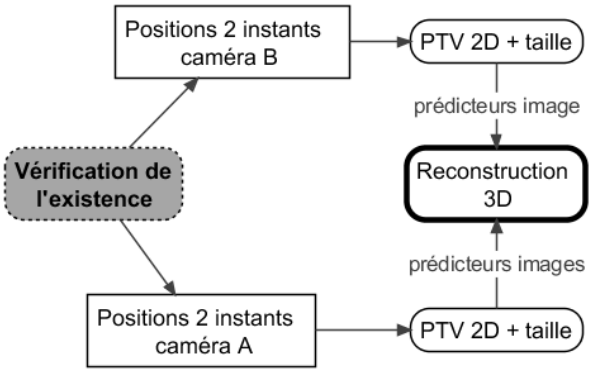


FIGURE 4.22 – *Diagramme des étapes nécessaires.*

Les algorithmes de PTV utilisés ont besoin d'un prédicteur et d'une zone de recherche afin d'estimer le déplacement d'une particule. Leurs valeurs sont obtenues par interpolation de champs de vitesses aux positions des particules.
En pratique et en absence de champs LES, ces estimateurs peuvent être obtenus par interpolation des champs PIV instantanés. Si tel n'est pas le cas, un estimateur de déplacement vertical est imposé en fonction de la vitesse débitante moyenne dans l'écoulement et la taille de la zone de recherche associée dépendra des fluctuations transverses moyennes mesurées in situ soit par PIV soit par LDV.
Dans le cadre de cette simulation PTV, les prédicteurs sont obtenus par interpolation des champs LES. Mais afin éviter une trop grande précision dans la prédiction du déplacement qui pourrait biaiser la performance de l'algorithme d'association, un moyennage des champs de vitesses LES est opéré. Ainsi, chaque vecteur prédicteur est issu de données moyennées d'une zone fluide équivalente à un cube à 50 pixels de côté, soit 1,61 mm.

o **Application aux données synthétiques**

Dans un cas parfait, 5085 particules sont injectées, sans génération de particule fantôme et sans erreur de position. Dans cette situation, toutes les particules ainsi que tous les vecteurs dont les particules sont dans le volume, sont validés.

Cas réaliste. 5085 particules sont générées avec plus 2000 particules fantômes par image et des erreurs de positions de 0,2 pixel dans le plan image, soit $5{,}5.10^{-3}$ mm. Cette erreur est fixée à 0,5 pixel pour la taille apparente, soit 0,17 mm en profondeur. Une fréquence d'acquisition de 4 kHz est simulée.

Cet essai permet de tester la robustesse de l'ensemble des processus à travers la validation de l'existence des particules et leur association. Les courbes

des figures 4.23 montrent qu'à partir de 0,4 mm en distance seuil, $\tau_{val-abs}$ atteint un seuil à 70% alors que les particules fantômes continuent à être validées à hauteur de 67%. Au final 6066 vecteurs sont reconstruits avec 4365 vecteurs corrects, soit environ 72%. Dans la figure 4.24 il est possible de distinguer les vecteurs corrects en vert et ceux erronés en rouge. Les points noirs représentent la localisation de la paroi des barreaux dans le volume étudié.

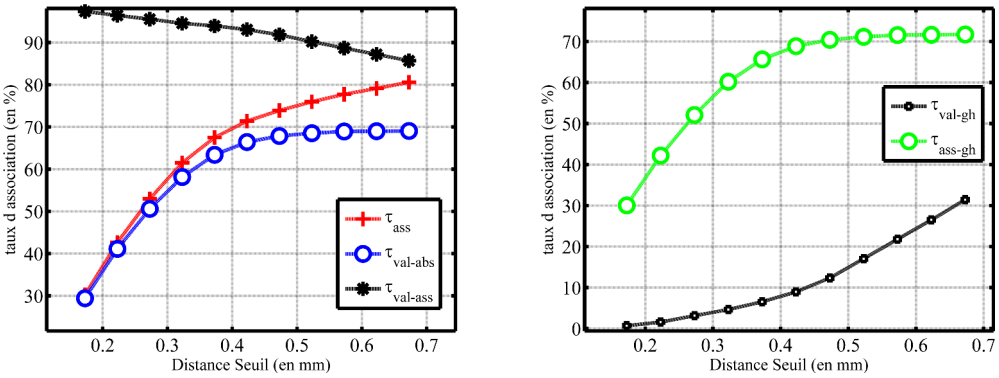


FIGURE 4.23 – *Évolutions des taux de validations en fonction de la valeur de la distance seuil.*

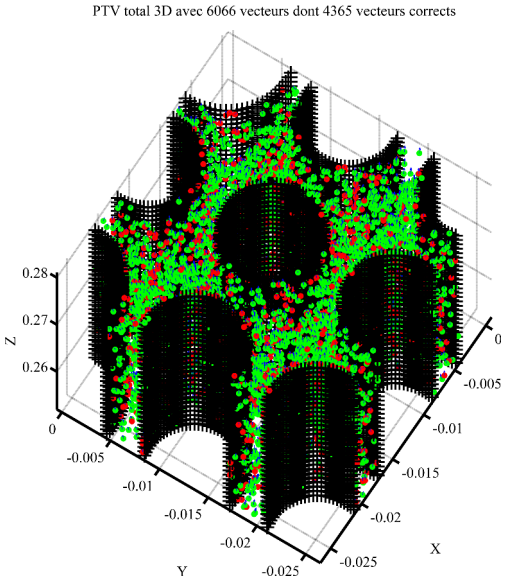


FIGURE 4.24 – *Visualisation des vecteurs reconstruits dans le volume fluide. En rouge et en vert les associations incorrectes et correctes. Les points noirs représentent les parois des barreaux.*

Pour lutter contre la présence de vecteurs erronés, il est envisagé de réduire la distance seuil. Or, on s'aperçoit que si la distance seuil est limitée à 0,2 mm alors 98,78% des particules validées ne sont pas fantômes. L'efficacité

est prouvée mais, seulement 30% des particules est détecté, soit 1525 vecteurs corrects. Une autre méthodologie doit être utilisée.
Dans la littérature, différentes techniques existent pour filtrer les vecteurs erronés à partir de filtres moyens, médians ou encore basé sur l'écart type. Une application de ces filtres est réalisée par exemple dans Duncan et al. (2010).
Une autre approche consiste à utiliser les trajectoires pour filtrer des associations incorrectes. En effet plus une trajectoire est longue, plus il est probable que la particule existe réellement comme souligné par exemple dans Schröder et al. (2011). Un critère arbitraire de durée minimale peut être choisi afin de filtrer les trajectoires courtes, plus sujettes à provenir de détections erronées.
Dans ce but, la prise en compte l'antériorité des déplacements est développée et testée dans la même configuration de PTV 3D simulée sur plusieurs instants.

Prise en compte de l'antériorité

L'approche complémentaire à la description précédente consiste à utiliser les trajectoires amorcées comme données servant à prédire la position de la particule à l'instant suivant. La méthode, brièvement présentée dans le chapitre 1, a pour but d'extrapoler un polynôme ajusté sur une trajectoire. Certains paramètres tels que le degré P_o du polynôme et le nombre de points P_N à prendre en compte restent indéterminés et dépendent du type d'écoulement. A cela s'ajoute le choix du critère d'association qui permet de valider ou non l'appartenance de la particule à la trajectoire. Une description précise de ces critères est disponible dans Ouellette et al. (2006).
Dans la suite, l'influence de ces facteurs sur le taux d'association τ_{val} ainsi que sur la robustesse face au bruit de position est étudiée. Des particules fantômes pourront notamment être rajoutées.

– **Procédure**
La procédure est la suivante.
- [1] Injection aléatoire d'un nombre N_p de particules.
- [2] Génération des trajectoires sur 6 instants.
- [3] Ajout de bruit sur les positions des particules.
- [4] Ajout de particules fantômes éventuelles.
- [5] Choix des paramètres d'études P_o, P_N et de l'utilisation ou non des données à l'instant t+2.
- [6] Chaque trajectoire interpolée est extrapolée.
- [7] Une zone de recherche équivalente à une sphère de rayon R est définie en fonction de la norme du déplacement précédent et d'un coefficient α centré autour de 1 pour pondérer le rayon de la zone de recherche.

$$R = \alpha . \frac{t_{i+1} - t_i}{t_i - t_{i-1}} . \parallel \mathbf{Xp_{t+1}} - \mathbf{Xp_t} \parallel \tag{4.11}$$

- [8] Une fonction coût est définie pour chaque particule localisée à l'intérieur de ce volume. Le minimum de cette fonction permettra l'association de la particule à la trajectoire. Classiquement, un critère de distance est utilisé mais peut sembler peu robuste face à l'ajout de particules fantômes. D'autres critères, tels que la minimisation de l'accélération ou le changement minimum d'accélération existent aussi et sont décrit dans Ouellette et al. (2006).

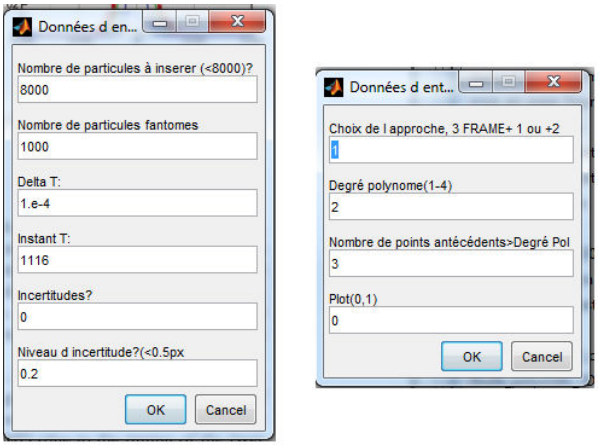


FIGURE 4.25 – *Interface de saisie Matlab pour la simulation de la PTV 3D.*

Chacun de ces paramètres sont insérés dans un outil développé sous Matlab avec une interface de saisie visible la figure 4.25.

Jusqu'à quel instant extrapoler ? Deux schémas se distinguent en fonction de l'instant d'extrapolation, t+1 ou t+2 :

- Le premier, illustré dans la figure 4.26, étudie toutes les possibilités d'association à l'instant t+1. La particule minimisant le critère de l'étape [8] est associée à la trajectoire. Dans notre situation, un critère de distance minimale sera utilisé.

- Le second schéma, illustré figure 4.27, utilise quant à lui les données à l'instant t+1 et t+2. Une trajectoire est simulée pour chacune des positions éventuelles à l'instant t+1. Elles sont ensuite extrapolées à l'instant t+2 avec une zone de recherche et celle qui aura la particule la plus proche de la prédiction permettra la validation de la particule à l'instant t+1. A titre d'illustration dans la figure 4.27, la prédiction de la trajectoire P2 est plus proche que celle de P3. La trajectoire P1 ne contient aucune particule dans C^1. Finalement la trajectoire 2 est validée dans cet exemple.

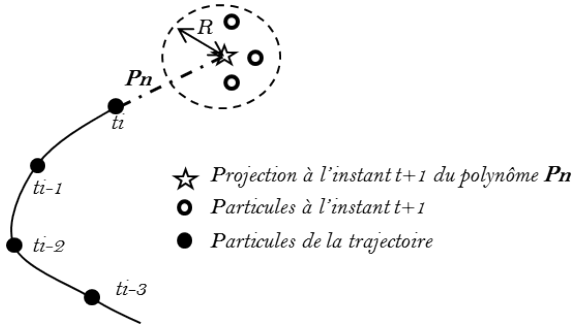


Figure 4.26 – *Association instant t+1.*

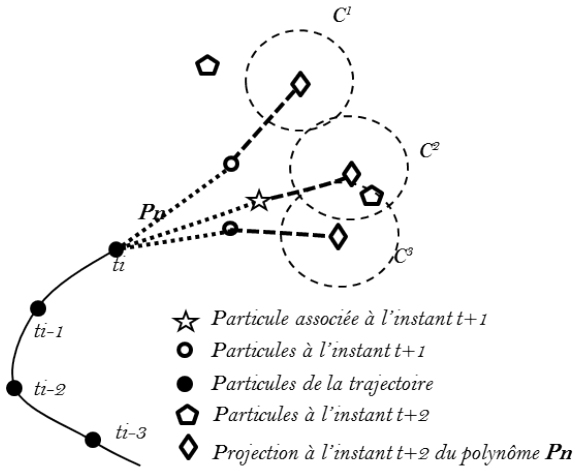


Figure 4.27 – *Schéma d'association pour l'instant t+1 à partir d'une projection a l' instant t+2.*

Cas particulier

- Lorsqu'une seule particule existe dans la zone de recherche à t+1, alors celle-ci est directement associée à la trajectoire.
- Si une particule de l'instant t+1 venait à être associée plus d'une fois, alors le schéma à t+2 est utilisé pour chaque trajectoire potentielle et celle dont la prédiction est la plus proche d'une vraie particule sera conservée.

Au final, la simulation des trajectoires à partir des champs LES permet de connaître exactement les associations correctes. En fonction des différents paramètres, le taux d'association τ_{asso} , le taux d'associations correctes $\tau_{asso}^{correcte}$ ainsi que l'écart moyen de prédiction sont quantifiés.

– **Essais 1, Cas parfait :** 5085 particules - 0 particules fantômes - 0 erreurs de positions. Une première étude consiste à figer le nombre de particule dans l'écoulement à 5000. Aucune incertitude n'est rajoutée et aucune particule fantôme. La fréquence d'acquisition est fixée à 4 kHz.

TABLE 4.5 – *Évolution de τ_{asso}, $\tau_{asso}^{correcte}$, de l'erreur moyenne de prédiction ainsi que son écart type en fonction de l'ordre du polynôme utilisé et de la fréquence d'acquisition. Approche t+1*

4kHz	**Erreur moyenne (en pixels)**	**Ecart type prédiction (en pixels)**	τ_{asso}	$\tau_{asso}^{correcte}$
Degré 1	1,87	3,38	100%	99%
Degré 2	1,59	3,71	100%	98%
Degré 3	2,30	4,85	100%	97%

Le tableau 4.5 montre que pour une fréquence de 4 kHz qu'un polynôme d'ordre 2 avec 3 points semble le modèle le plus précis bien que validant 1 point de pourcentage de trajectoires en moins par rapport au polynôme de degré 1.

Essais - Cas réaliste : 5085 particules - 2000 particules fantômes - erreurs de positions de 0,2 pixel dans toutes les directions - Fréquence d'acquisition de 4kHz.

Résultats

De la même manière que le cas précédent, τ_{asso} =100% pour tous les configurations présentées dans le tableau des résultats 4.6. On constate que $\tau_{asso}^{correcte}$ semble se limiter à 90% dans le pire scénario pour le modèle t+1. En revanche les résultats du modèle t+2 sont très décevants avec des valeurs inférieure à 30% pour $\tau_{asso}^{correcte}$.

Avec l'ajout de bruit aux positions des particules le modèle d'extrapolation linéaire avec 2 points devient l'estimateur le plus précis en terme d'erreur moyenne de projection et d'écart type.

Les niveaux de robustesses atteint sont étonnamment élevés et il convient logiquement de se demander si la densité de 5000 particules injectées plus 2000 de fantômes est suffisante pour qu'il y ait ambiguïté lors de l'association. Un contrôle du nombre moyen de particules présentes dans les zones de recherche aux instants t+1 est nécessaire. Et il vient pour un coefficient de α =1

- Moyenne de 10,95 particules
- Écart type de 5,71 particules
- 87% de situations où plus d'une particule est présente dans la zone de recherche.

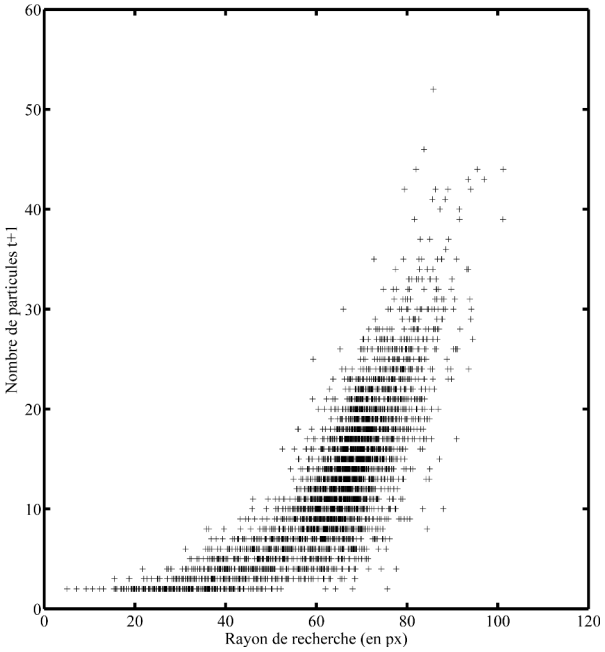
TABLE 4.6 – *Résultats d'association pour les cas d'essais.*

Degré	Nombre de positions	Erreur moyenne	Ecart type prédiction	$\tau_{asso}^{correcte}$	Modèle
1	2	1,92	3,05	95,35%	t+1
1	3	2,76	3,79	94,83%	t+1
2	3	2,33	3,48	95,04%	t+1
2	4	2,17	3,72	94,68%	t+1
3	4	4,09	4,62	92,80%	t+1
1	2	2,87	4,05	23,77%	T+2
2	3	2,33	3,84	29,01%	T+2

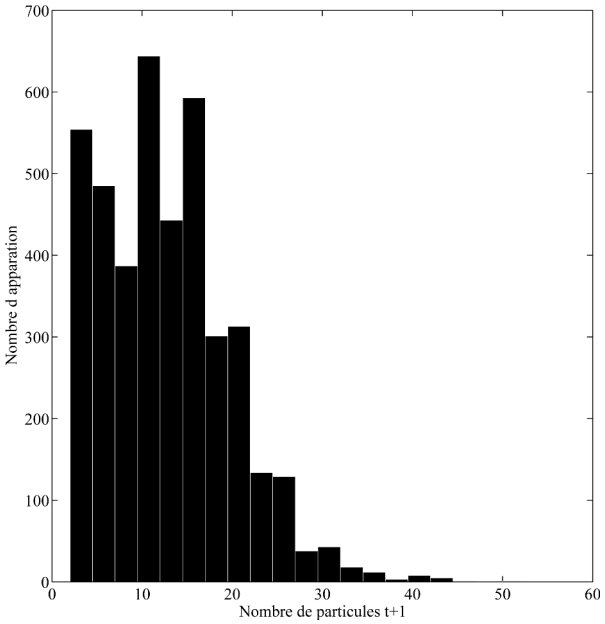
Ces valeurs indiquent qu'il n'y a que très peu de cas où seulement une particule est localisée dans la première zone de recherche.
Un autre moyen de vérifier cette affirmation est de s'intéresser au nombre de particules potentiellement associables à l'instant t+1 en fonction de la zone de recherche.
Cette évolution est présentée dans la figure 4.28(a). Sur celle-ci on constate qu'il y a constamment plus d'1 particule à l'instant t+1 mais aussi que très rapidement l'algorithme doit gérer plus de 10 particules candidates. La tendance montre qu'une corrélation existe entre la taille de la zone de recherche et le nombre de candidats. Néanmoins il est à noté qu'a rayon de recherche fixe, une très grande dispersion du nombre de particules existe. Par exemple pour une taille de 50 pixels, des situations allant de 2 jusqu'à 12 particules candidates existent.
La figure 4.28(b) présente quant à elle la distribution du nombre de situations pour lesquelles au moins N particules sont candidates à l'instant t+1. Cette distribution prouve que la grande majorité des associations sont réalisées en présence de plus d'une particule.

La distance moyenne qui sépare les particules est donc suffisamment élevée pour qu'il n'y ait que peu d'ambiguïtés lors de l'association en utilisant un critère de distance minimale.
L'extrapolation à partir d'une droite semble la plus efficace et la plus précise. Ceci peut paraitre étonnant au vu de la bibliographie privilégiant les modes d'extrapolation à partir de 3 points pour un polynôme de degré 2. Différents points peuvent venir nuancer cette conclusion :

- Le schéma de projection de type Euler est aussi linéaire.
- Les champs LES seraient ré-échantillonnés sur un maillage structuré trop grossier qui lisserait les niveaux des amplitudes des vitesses.
- Les positions des particules sont générées avec une distribution pseudo aléatoire uniforme sur le domaine empêchant par-là de forts niveaux



(a) Nombre de particules dans la zone de recheche en fonction de sa taille.



(b) Distribution des cas ou au moins N particules sont présentent dans la zone de recherche à l'instant t+1.

FIGURE 4.28 – *Éléments de réponses permettant de statuer que la qualité d'association à t+1 n'est pas liée à un nombre réduit de particules candidates.*

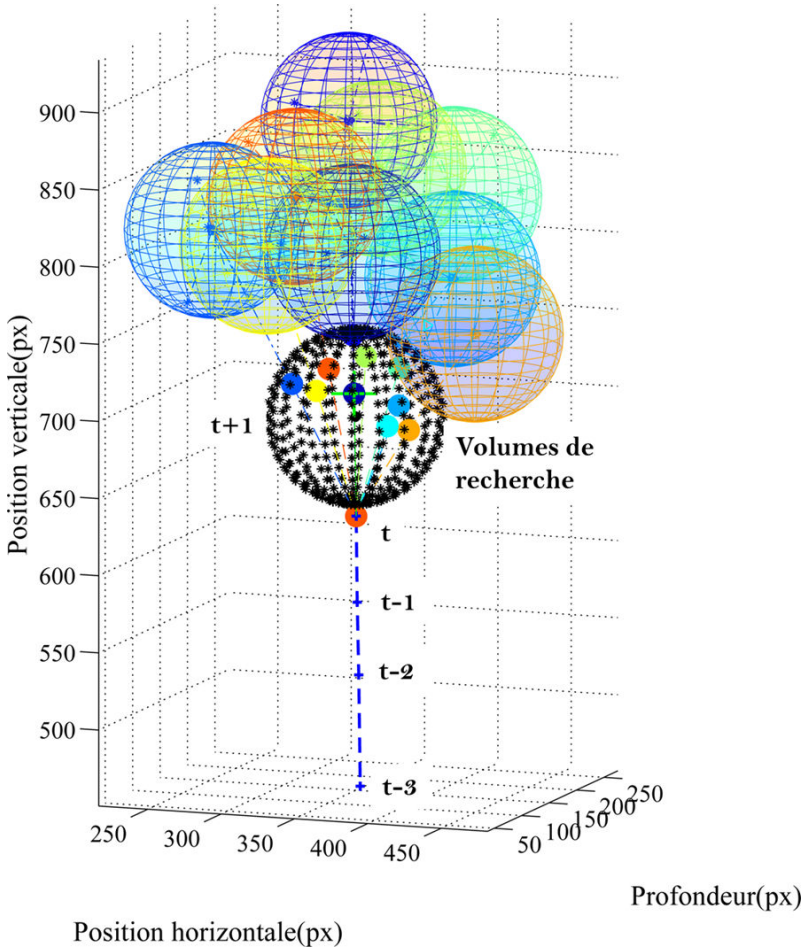


FIGURE 4.29 – *Illustration 3D du principe d'extrapolation d'une trajectoire (en bleu) à l'instant t+1 avec le volume de recherche (en noir) contenant les candidats potentiels. Les sphères de couleur correspondante en haut représentent les zones de recherche à l'instant t+2.*

de densité locaux.

Les résultats présentés concernant le second schéma d'association avec la prise en compte de l'instant t+2 ne sont pas à la hauteur des espérances, et ce, même si les positions des particules sont bruitées où si un nombre élevé de particules fantômes est ajouté. Le taux d'association est inférieur au schéma à t+1 dans toutes les situations.

Conclusions intermédiaires

Les études menées au cours de ce chapitre ont permis de mettre en relief plusieurs conclusions quant à l'application des modèles utilisés dans l'écoulement synthétique.

- La vérification de l'existence des particules est validée par une approche des plus proche voisins en confrontant les positions de particule dans le référentiel d'une caméra vers celui de la seconde. Bien que rudimentaire, l'utilisation d'une distance seuil comme critère de validation permet d'associer correctement les positions de plus de 4000 .
- Finalement, même s'il est possible de résoudre les déplacements de 4000 particules, il a été montré initialement qu'une densité maximale de particules détectables était de 3000 particules.

Ces conclusions sont néanmoins à pondérer par le contexte d'étude. En effet, les densités maximales, et les erreurs de positionnement des particules dans l'écoulement définis pendant ce chapitre dépendent de la résolution spatiale et donc du choix de la définition du matériel au regard de la zone d'étude. L'utilisation d'un matériel à résolution plus élevée tout en conservant le même champ de vue ne pourra qu'améliorer les résultats.
De la même manière on constate qu'une fréquence d'acquisition élevée (de l'ordre de 5kHz) a pour principale conséquence d'améliorer les résultats des algorithmes de suivis de particules en diminuant le déplacement moyen entre deux instants.
Cependant, il est aussi clair si le déplacement entre deux instants vient à trop diminuer, alors la contribution du cumul des erreurs de détection de centres ou de corrélation croisée sera élevée.

Les deux sections précédentes ont donc permis de montrer la faisabilité d'un suivi de particule en 3 dimensions avec les niveaux d'incertitudes déterminées dans les chapitre 2 et 3. Les limitations des algorithmes de suivis nous permettent d'atteindre des niveaux de concentrations crédibles dans la géométrie finale. La question qui se pose dorénavant est d'estimer la qualité de reconstruction du champ lagrangien par rapport aux données numériques initiales.

4.3 Interpolation de données dispersées sur un maillage régulier

Les algorithmes actuels menant à la reconstruction de données dispersées en temps et en espace sur maillage fixe sont présentés ci-dessous. Afin d'évaluer la qualité de la reconstruction, des champs de vecteurs vitesses 3D seront virtuellement insérés dans une configuration géométrique d'écoulement semblable à celle décrite en annexe D. Ces données dispersées seront interpolées sur un maillage cartésien régulier et les champs reconstruits seront comparés aux champs LES.

Cette étude permettra de mettre en relief l'impact de la densité de particules sur la qualité de la reconstruction de l'écoulement ainsi que de l'importance d'un lissage, rendu nécessaire lorsque des erreurs de mesures expérimentales sont introduites.

4.3.1 Algorithmes d'interpolation

L'interpolation de données dispersées sur un maillage structuré peut être réalisée classiquement à l'aide d'interpolateurs linéaires, cubiques ou encore en allouant la valeur la plus proche du point d'interpolation. Le désavantage de ces approches linéaires et de plus proches voisins est de ne pas pouvoir satisfaire la continuité première et seconde spatialement, par exemple dans le calcul des gradients ou encore la divergence d'un champ. L'interpolation des données en un point nécessite la récupération de données situées dans une zone autour de celui-ci. La figure 4.30 montre que le point d'interpolation M_{ij} peut être soit :

- Inscrit dans une forme géométrique dont les sommets correspondent à des points pour lesquels les données sont disponibles. C'est le cas de l'interpolation de Delaunay (à gauche figure 4.30)
- Inscrit dans une forme géométrique dont la taille est contrôlable. Typiquement, cette forme sera circulaire ou rectangulaire et l'on cherchera à déterminer la valeur moyenne de cette maille.

L'intérêt de la seconde approche est de pouvoir contrôler la distance limite D_{lim} au-delà de laquelle les vecteurs isolés n'influencent plus la valeur du point à interpoler. La taille de la zone d'influence est un paramètre important car elle conditionne le nombre de données à prendre en compte en fonction de la densité de vecteurs dans le volume.
Une fois sélectionnées, les données peuvent être pondérées par des coefficients α_i avec i l'indice d'une particule dans le sous domaine. Pour une moyenne arithmétique, on aura logiquement α_i=1 quel que soit i.
Différents algorithmes existent dans cette étape de reconstruction. Citons à titre d'exemple l'utilisation des "radial basis function" présentées dans Casa

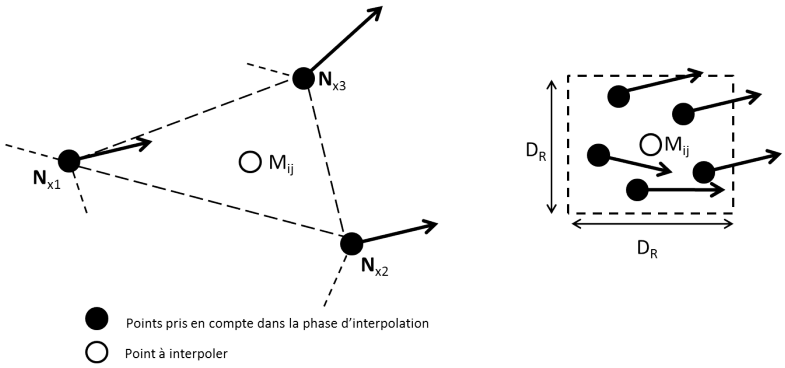


FIGURE 4.30 – *Schématisation des deux approches d'interpolation proposées.*

and Krueger (2013) ou encore les équations elliptiques de Murai et al. (2002) permettant une interpolation spatio-temporelle. Une approche moins commune, connue sous le nom de Krigeage, consiste à garantir localement un minimum de variance pour une variable. Elle fut utilisée initialement sur des données de grandes tailles, comme en météorologie et en océanographie et tend désormais à être appliquée dans l'étape de reconstruction de champs de vitesse, voir Srinivasan et al. (2010) par exemple.

Interpolation Gaussienne à fenêtre adaptative.

En complément, une approche dite "Adaptive Gaussian Windows" (AGW) introduite par Agüí and Jiménez (1987) et dévelopée par Stüer and Blaser (2000) pondère de manière gaussienne les valeurs des vecteurs PTV par leur distance au point d'interpolation . Alors que Agüí and Jiménez (1987) se sert de tous les vecteurs du domaine d'étude, Stüer and Blaser (2000) préfère récupérer uniquement les vecteurs compris dans un sous domaine Γ centré autour du point d'interpolation pour un gain de temps de calcul. Par la suite nous utiliserons cette dernière approche.
Finalement, la vitesse $\mathbf{U}_i$ à une position $\mathbf{X}$ s'écrit selon l'équation 4.12 :

$$\mathbf{U}_i(\mathbf{X}) = \frac{\sum_{n=1}^{nv} \alpha_n \mathbf{U}_n}{\sum_{n=1}^{nv} \alpha_n} \tag{4.12}$$

avec

$$\alpha_n = exp(-\frac{\|\mathbf{X_b} - \mathbf{X_n}\|^2}{H^2}) \tag{4.13}$$

$\| \mathbf{X_b} - \mathbf{X_n} \|^2$ correspondant à la distance au carré entre vecteur PTV X_n au point d'interpolation et H à la taille de la fenêtre gaussienne préconisée comme 1,24 fois la distance moyenne $\triangle_v$ entre les particules dans le sous domaine étudié. $\triangle_v$ s'écrit selon l'équation 4.14 et dépend du volume V du

sous domaine Γ d'interpolation et de N_v le nombre de vecteurs compris dans ce domaine.

$$\triangle_v = (\frac{V}{N_v})^{1/3} \tag{4.14}$$

Dans l'utilisation de l'AGW, nous discernerons deux types de contraintes différentes :

1 La première consistera à imposer un volume fixe, c'est à dire soit un parallélépipède de coté 2*L_{min}, soit une sphère de rayon L_{min}. Si aucun vecteur n'est retrouvé dans le sous volume alors aucune vitesse d'interpolation n'est définie.

2 La seconde contrainte peut permettre d'imposer un minimum de points de mesure PTV. Une sélection du nombre minimum de particules souhaité est réalisée par approche "des plus proches voisins" et le calcul du volume prend en compte la plus grande distance. Une valeur est forcément obtenue localement bien qu'un risque d'un lissage excessif des champs existe.

4.3.2 Application à la PTV 3D simulée

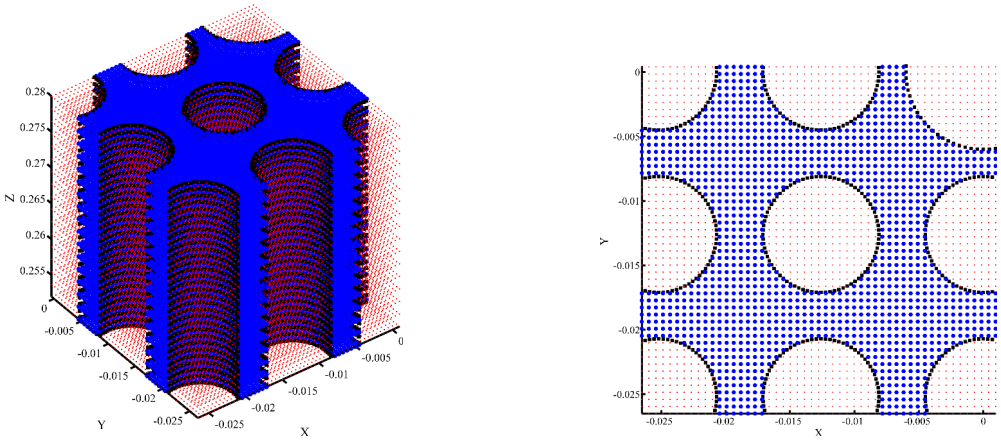
Procédure

Un maillage structuré cartésien est défini avec un pas constant dans chacune des directions. La distance inter-maille est équivalente dans le plan horizontal mais peut être plus grande verticalement comme dans le maillage LES. Le temps de calcul peut être relativement long dans la mesure où chaque point du maillage est traité. De plus, pour conserver une certaine finesse dans la reconstruction du champ de vitesse, le maillage de projection ne peut être trop grossier.

A titre d'illustration, une finesse de 0,54 mm dans le plan horizontal et de 1,71 mm verticalement conduit à un maillage de 43350 points au total. Une astuce consiste à ne sélectionner que les points situés dans le volume fluide, soit 52% du volume total. Il en résulte 22797 points à interpoler. La figure 4.31(b) illustre les points du maillage fluide en bleu, hors fluide en rouge, et les conditions limites virtuelles en noir.

Ajout de conditions limites

Une question peut se poser quant à la prise en compte de conditions limites de type paroi pour lesquelles la vitesse est supposée nulle. Une des possibilités offertes consiste à rajouter virtuellement des données nulles localement



(a) Vue isométrique (b) Vue de dessus

FIGURE 4.31 – *Maillage 3D - en bleu, les zones fluides - en rouge, les zones solides - en noir, les conditions limites de paroi.*

sur les bords des crayons combustibles, comme illustré dans la figure 4.31. Ces points peuvent être pris ou non en compte dans la phase d'interpolation finale afin de forcer la convergence vers des valeurs nulles de vitesses en paroi. Leur utilité sera aussi discutée par la suite.

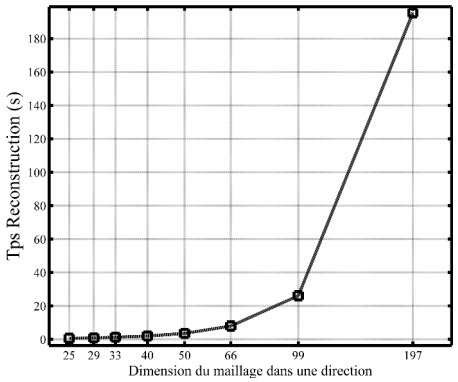
Au cours des études à venir, trois version de l'AGW sont testées et comparées à l'interpolateur tri-linéaire de Matlab. Les trois versions sont les suivantes :

- [**AGW vf SCL**] représentant le cas avec la contrainte d'une taille de volume fixe sans ajout de conditions limites.
- [**AGW vf CL**] représentant le cas avec la contrainte d'une taille de volume fixe en prenant en compte les conditions limites.
- [**AGW np CL**] représentant le cas avec la contrainte d'un nombre de points minimum en y ajoutant les conditions limites virtuelles.

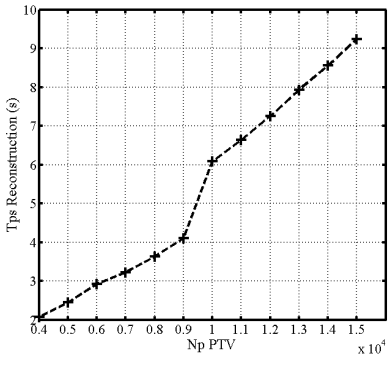
Moyens et temps de calcul - AGW

Les calculs sont réalisés sur une station HPZ820 avec 48 cœurs disponibles cadencés à 2.70 GHz et couplés à 192 Go de mémoire vive. Une parallélisation du code est réalisée avec l'utilisation de la *parrallel toolbox* de Matlab. Chaque processeur se voit attribuer un point à interpoler indépendamment et récupère les 3 composantes de la vitesse. La figure 4.32(a) présente l'évolution du temps de calcul en fonction de la dimension d'une direction du maillage à nombre de points injectés fixé à 8000. En complément, la figure 4.32(b) représente l'évolution du temps de reconstruction en fonction du nombre de vecteurs injectés. Une discrétisation de 50 éléments par directions est fixée.

Naturellement dans les deux situations, l'augmentation du nombre de mailles ou de particules à interpoler a pour conséquence un accroissement du temps de calcul. Un calcul avec deux fois plus de particules implique un temps de calcul supérieur à 2 fois la durée initiale. Et doubler le nombre de mailles dans une direction, par exemple de 50 à 99, a pour conséquence de multiplier par plus de 4 le temps de calcul à nombre de processeurs fixe.



(a) Evolution du temps de reconstruction en fonction du nombre de maille dans une direction.



(b) Evolution du temps de reconstruction en fonction du nombre de particules virtuelles injectées.

FIGURE 4.32 – *Courbes permettant de mettre en relief l'évolution du temps de calcul pour la reconstruction du champ de vitesse en fonction soit, du nombre de mailles , figure 4.32(a), soit en fonction du nombre de particules injectées, figure 4.32(b).*

L'utilisation des 48 cœurs et de la parallélisation rend donc accessible la reconstruction d'un champ de vitesses avec 50 mailles par direction et 5000 particules (2,5 s). Néanmoins, si une étude résolue en temps doit être réalisée, alors ce temps de calcul unitaire doit être multiplié par le nombre d'instants. Typiquement une étude sur 10 000 paires d'images générant 10 000 champs de vitesses instantanées nécessitera 7h de calcul et 75 Go de place mémoire.

Critère de reconstruction

Un critère d'erreur doit être défini afin de pouvoir caractériser les qualités de reconstruction des différents interpolateurs. Une erreur métrique ε_{rr} est définie comme l'intégration de l'erreur moyenne entre les champs de vitesses références LES et les champs interpolés. La différence de chacune des composantes est ensuite intégrée autour du cylindre pour un certain rayon R_{int} et sur sa hauteur.

$$\varepsilon_{rr}^2 = \frac{1}{\triangle z}\frac{1}{2\pi}\int_{z_{min}}^{z_{max}}\int_0^{2\pi} \|\mathbf{U}_{LES} - \mathbf{U}_{interp}\|^2 \, d\theta dz \tag{4.15}$$

avec

$$\|\mathbf{U}_{LES} - \mathbf{U}_{interp}\|^2 = (\mathbf{Ux}_{LES} - \mathbf{Ux}_{interp})^2 + (\mathbf{Uy}_{LES} - \mathbf{Uy}_{interp})^2 + (\mathbf{Uz}_{LES} - \mathbf{Uz}_{interp})^2 \tag{4.16}$$

$\mathbf{U}_{LES}$ et $\mathbf{U}_{interp}$ correspondent respectivement aux données LES interpolées sur le maillage final et aux valeurs interpolées à partir des vecteurs dispersés.
Cet indicateur se concentre plus précisément sur la qualité de reconstruction autour du barreau central. Les valeurs que fournira cet indicateur seront difficilement représentatives des différences absolues avec les champs LES. Toutefois, la comparaison des valeurs entre interpolateurs ainsi que les tendances permettront de statuer sur le choix du meilleur algorithme.

Influence du nombre de particules

Dans un premier temps, la quantité de particules introduite est balayée entre 4000 et 15000. Une concentration en particule/mm^3 ne peut pas être calculée du fait d'une variation du volume localement en fonction de la positon entre les crayons. L'étude comparative projette les données sur un maillage à pas constant dans les 3 directions Dx=Dy=Dy=0,549 mm. Cela correspond à un maillage final de 51x50x50 mailles. La distance caractéristique est $L_{min} = 2.Dx$.

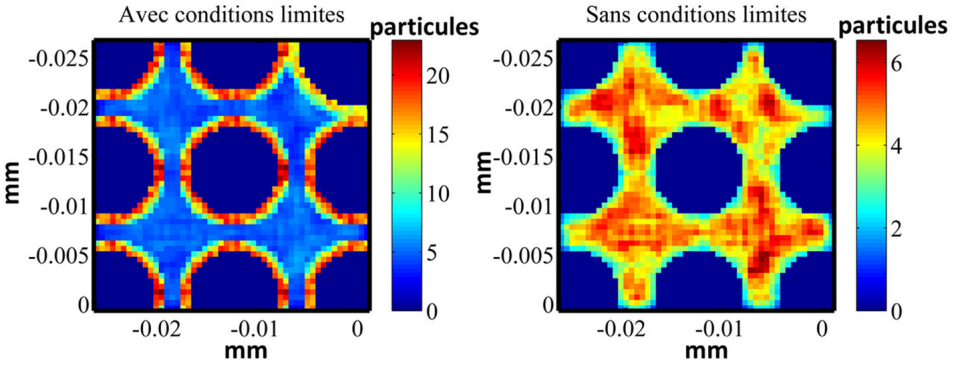
◁ **Densité de particules**

L'injection d'une quantité de particules dans le volume est une donnée qu'il faut traduire en terme de nombre de particules par sous domaine d'interpolation N_v. Les distributions de N_v sont tracées dans la figure 4.33 pour 5000 et 11 000 particules injectées et avec ou sans conditions limites virtuelles.
On note que pour 5000 particules injectées (figure 4.33(a)), une moyenne de 5 particules par sous domaine est obtenue et de l'ordre de 14 pour 11 000 particules injectées.
L'ajout des conditions limites est nettement visible en proche paroi ou les valeurs de N_v atteignent 25 particules à la place de 3 et 8 pour respectivement 5000 et 11 000 particules injectées.

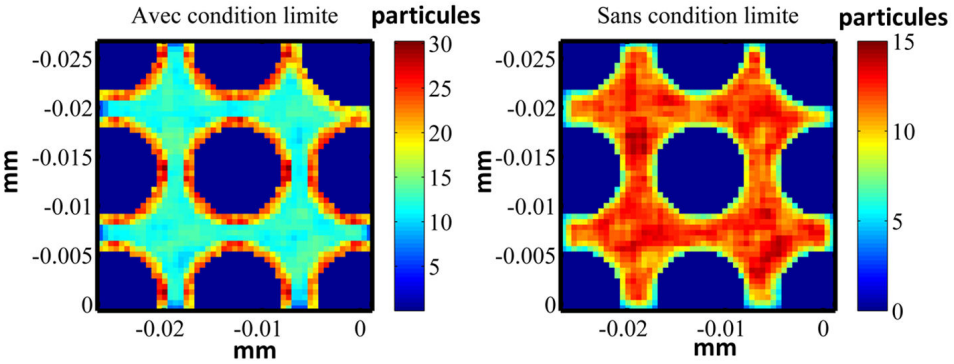
Les résultats sont présentés pour des valeurs de 4 rayons autour du cylindre central (entre 5 et 6,5 mm). On rappelle que le diamètre du cylindre central est de 9,5 mm.

◁ **Cas étudié**

L'interpolation des données est présentée dans la figure 4.34 et le premier constat est la diminution constante de ε_{rr}^2 avec l'augmentation du nombre de particules injectées pour tous les interpolateurs. Une analyse plus fine de ces résultats permet de tirer d'autres conclusions :



(a) 5000 particules



(b) 11 000 particules

FIGURE 4.33 – *Nombre de vecteurs PTV pris en compte dans l'interpolation localement - avec (gauche) et sans condition limite (droite) - 2 niveaux d' ensemencement.*

- Pour les rayons de 5 et 5,5 mm (figures 4.34(a) et 4.34(b)), les interpolateurs avec prise en compte des conditions limites, **AGW vf CL** et **AGW np CL**, proposent des niveaux d'erreur nettement supérieurs aux autres interpolateurs. Cette observation permet de conclure sur la non nécessité d'utiliser des conditions limites virtuelles et que celles-ci sont suffisamment prises en compte près des parois.
- A 6 mm (figure 4.34(c)), les valeurs des erreurs commises avec l'algorithme **AGW vf CL** sont du même ordre de grandeur que l'interpolateur Matlab trilinéaire quelle que soit la densité de particules et pour enfin être plus efficace à partir d'un rayon de 6,5 mm (figure 4.34(d)) pour des niveaux de 4000 à 5000 particules. Pour cette même distance radiale, l'effet des conditions limites virtuelles est nul puisque les valeurs de **AGW vf CL** et **AGW vf SCL** sont similaires. Néanmoins, ce constat est uniquement lié à la taille du sous domaine d'interpolation, définie comme valant 2×0,55 mm.

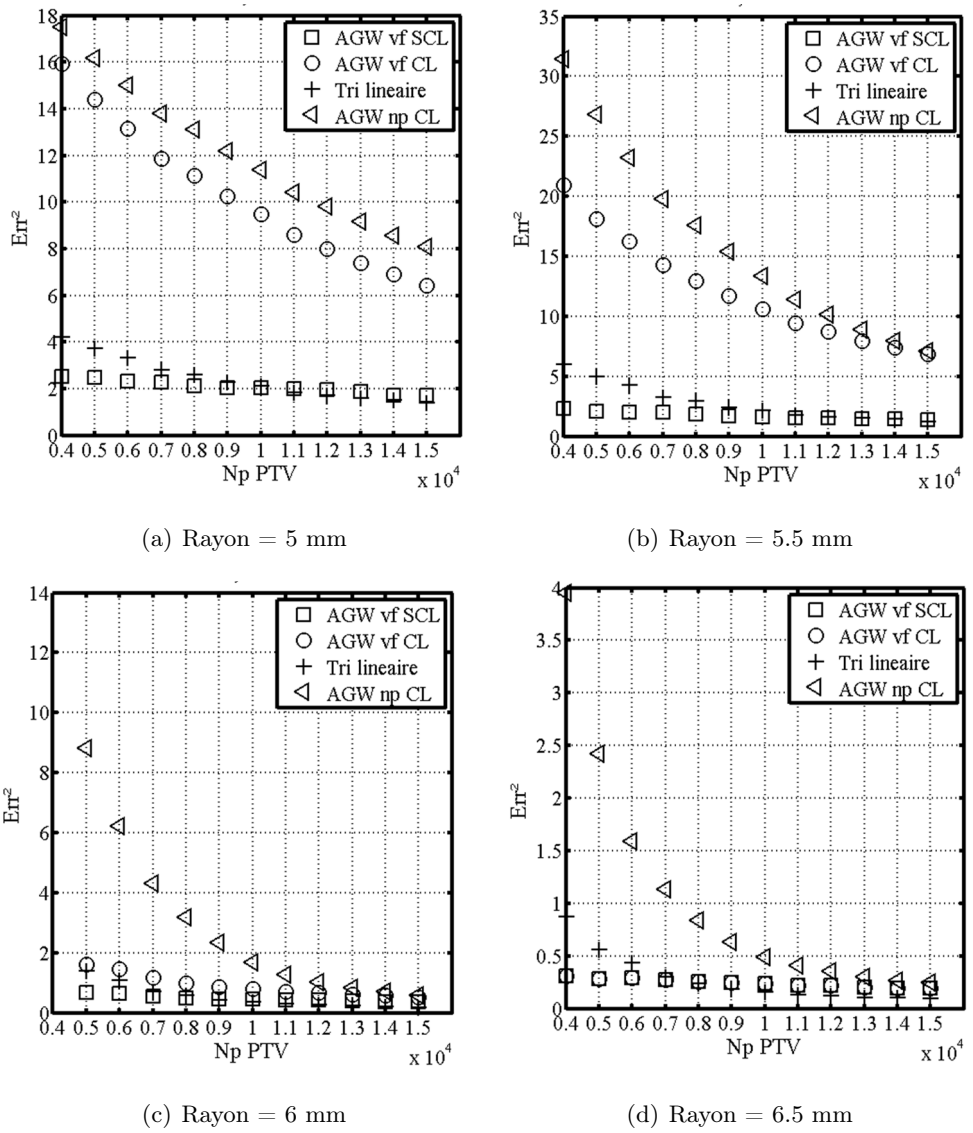
- Il est intéressant de notre que, quelle que soit la distance par rapport au barreau central, l'interpolateur **AGW vf SCL** est le plus performant pour une quantité de particules inférieure à 10 000. Au delà, l'AGW provoque un lissage lié à la taille du sous domaine utilisé et l'interpolateur tri-linéaire qui utilise seulement les données les plus proches devient le plus performant. Toutefois la différence est minime et on peut conclure qu'un palier est globalement atteint à partir de 12 000 particules. En pratique, le nombre de particules mesurables par la technique de suivi étant bien inférieur à ce palier, une approche **AGW vf SCL** sera implémentée.

Une comparaison des deux interpolateurs pertinents que sont **AGW vf SCL** et l'interpolateur trilinéaire est disponible dans la figure 4.35 pour un diamètre de 12 mm à mi-hauteur du volume. Ce cas est obtenu avec l'injection de 8000 particules.
Les composantes horizontales présentent une superposition quasi parfaite. En revanche les niveaux de la composante verticale W ne sont pas correctement reconstruits en termes d'amplitudes. Cela est du à un plus fort gradient dans cette direction et les algorithmes de reconstruction ne parviennent pas à mesurer des forts gradients. Enfin, la divergence des champs de vitesses générés n'est plus nulle et l'interpolateur trilinéaire est celui des deux qui a les niveaux les plus élevés.

Influence de la finesse du maillage

La question de la finesse du maillage nécessaire pour capter correctement les niveaux de vitesses doit se poser. Le calcul de ε_{rr} est appliqué pour une configuration de 8000 particules injectées pour l'algorithme **AGW vf SCL**. Les résultats pour différentes positions radiales sont à nouveau analysés. Seule la distance inter maille est modifiée impliquant une augmentation du nombre de points. Les résultats sont disponibles dans la figure 4.36 où l'abscisse correspond au nombre de points dans une direction du maillage.
On constate une diminution de ε_{rr} jusqu'à une valeur de 66 points quelle que soit la position radiale étudiée. Un palier est ensuite atteint menant même à une augmentation de l'erreur moyenne pour un plus grand nombre de mailles. Une interprétation possible est la création d'information à partir d'un certain niveau de finesse ; il apparaît donc inutile de chercher à obtenir une résolution plus élevée à partir pour le suivi de 8000 particules dans le domaine. Ce niveau de maillage correspond à une taille physique de 0,41 mm.

Ces courbes permettent de conclure que pour une injection de 8000 particules, un maillage d'une finesse de 0,41 mm peut être atteint et constitue un optimum en terme de minimalisation de l'erreur .



(a) Rayon = 5 mm

(b) Rayon = 5.5 mm

(c) Rayon = 6 mm

(d) Rayon = 6.5 mm

FIGURE 4.34 – *Données non bruitées - Évolution des courbes de ε_{rr}^2 en fonction de l'algorithme choisi et pour 4 positions radiales autour du cylindre central.*

Divergence lors de la reconstruction

Un dernier critère utilisable est le niveau de la divergence des champs de vitesses qui se doit d'être théoriquement nul. On définit ε_{div} comme la fluctuation de la divergence autour du barreau central.

$$\varepsilon_{div}^2 = \frac{1}{\triangle z}\frac{1}{2\pi}\int_{z_{min}}^{z_{max}}\int_0^{2\pi}(\nabla.\mathbf{U_{interp}})^2 d\theta dz \tag{4.17}$$

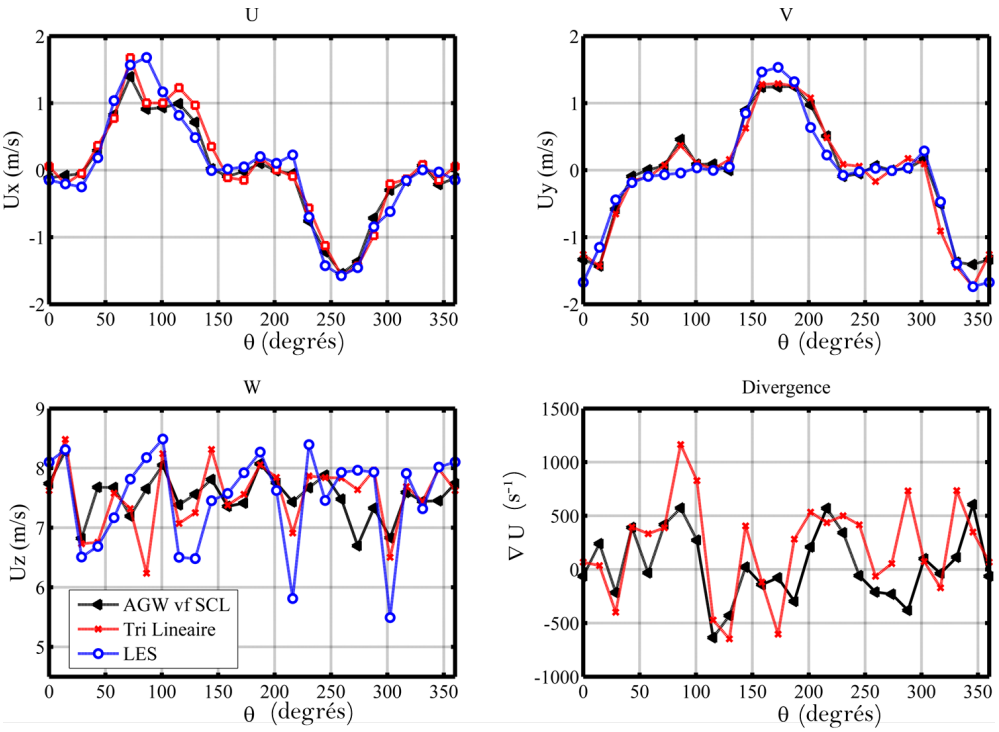


FIGURE 4.35 – *Comparaison pour un reconstruction avec 2 intepolateurs des niveaux de vitesses et de divergence avec ceux issus des champs LES - diamètre de 12 mm autour du cylindre central - 8000 particules injectées.*

La divergence est calculée par différence finie en prenant en compte la finesse du maillage. Les valeurs de ε_{div} sont représentées en fonction du nombre de particules injectées dans le domaine (figure 4.37). L'interpolateur linéaire est comparé à l'**AGW vf SCL** pour un rayon de 12 mm autour du cylindre. Les déplacements injectés sont bruités à un niveau équivalent à 1 pixel dans les 3 directions.

Les niveaux de divergence pour l'interpolateur linéaire sont très élevés à faible densité et diminuent jusqu'à coïncider avec les niveaux de l'**AGW vf SCL** pour le cas de 13 000 particules. Il est remarquable de voir que pour l'algorithme **AGW vf SCL** , ε_{div} est presque constante et ce, quel que soit le nombre de particules injectées.

Application aux données PTV 3D reconstruites

Jusqu'alors les données fournies aux interpolateurs étaient bruitées et limitées en nombre mais aucun vecteur erroné n'a été considéré. On s'intéresse désormais à l'application des champs reconstruits (voir partie 4.2.5).
Les résultats sont disponibles en annexe F. Leur analyse tend à montrer que

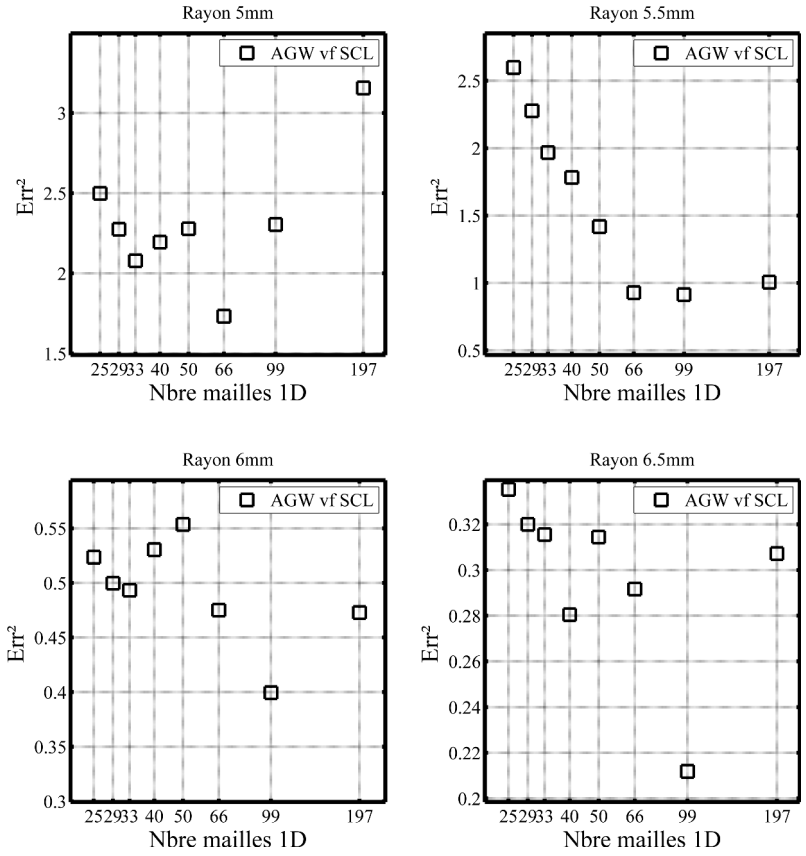


FIGURE 4.36 – *Évolution de ε_{rr}^2 en fonction de la finesse du maillage pour 4 niveaux de rayons autour du cylindre central - 8000 particules injectées - algorithme AGW vf SCL.*

l'approche **AGW vf SCL** tend à lisser les données tout en diminuant les amplitudes des vitesses, au contraire de l'interpolation linéaire.

4.4 Conclusions

A travers ce chapitre deux aspects principaux de la thèse ont été présentés.

Le premier est la phase de calibration entre les deux caméras qui permet de relier un point dans l'espace aux coordonnées composées de centres en 2D et de taille apparente pour chaque caméra. La calibration est réalisée in-situ et des lois d'association sont créées suite à un balayage du volume de mesure par des plans successifs. Les particules détectées sur chacune des caméras fournissent les points d'association. Cette approche a été testée sur un jet laminaire 3D vertical via une étude de sensibilité portant sur le nombre de plans et de points nécessaires. 5 plans ont été utilisés générant 2000 particules de référence afin de

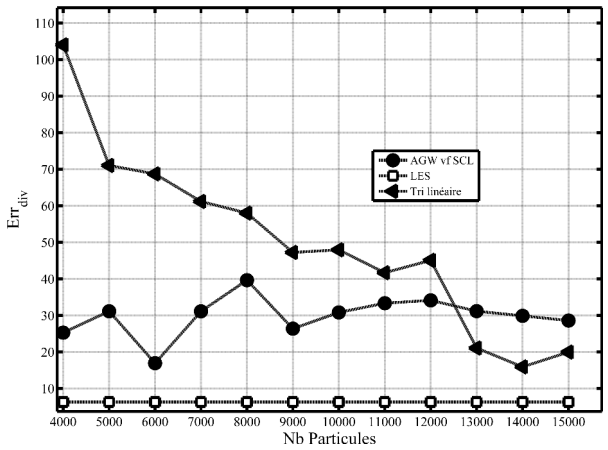


FIGURE 4.37 – *Evolution Err_{div} en fonction du nombre de particules virtuelles injectées - comparaison entre deux interpolateurs et Err_{div} calculé à partir des champs interpolés LES .*

créer les lois d'association polynomiales de degré 6. Cependant il est fort probable que le nombre de plans fut insuffisant afin d'optimiser l'association des deux caméras. Ceci peut expliquer que seulement 17 particules sont associées par instant au cours d'une étude volumique à 2 caméras.
En plus de pouvoir associer spatialement les caméras entre elles, la phase de calibration permet de filtrer des particules fantômes. En effet, seules les particules dont l'existence est validée par les deux caméras sont conservées afin de procéder à une reconstruction 3D.

La seconde partie de ce chapitre a consisté à utiliser les simulations numériques LES d'un écoulement en aval de grille avec une configuration similaire à la géométrie finale. Une PTV 3D a été simulée en injectant des particules aléatoirement dans le volume utile tout en projetant leurs positions à l'instant suivant à l'aide d'un modèle eulérien. Ces particules sont projetées sur des caméras virtuelles et le processus de vérification de l'existence par des critères de distances est analysé pour deux instants consécutifs. Une approche de type plus proche voisin avec la définition d'une distance seuil permet d'associer correctement 70% de 8000 particules injectées dont 2000 de fantômes.

L'étape suivante consiste à associer les particules temporellement afin de reconstruire le champ instantané de vitesses. L'outil développé a permis de tester la robustesse de chacune de ces étapes face à l'incertitude de positionnement des particules ainsi qu'à l'insertion de particules fantômes. 86% de vecteurs dont 72% de corrects est récupéré avec un rapport de particules fantômes égale à 30% du nombre total de données. Les 28% de vecteurs validés erronés étant une source de bruit non négligeable, il convenait de trouver une approche pour réduire ce ratio. Cette approche consistera, partir de plusieurs

instants consécutifs, d'utiliser les informations des trajectoires.
Un schéma de projection sur les positions suivantes des particules est proposé en tenant compte de l'antériorité de leurs positions. Les trajectoires sont interpolées par des polynômes et extrapolées avec une zone de recherche. Il est démontré une capacité à associer correctement plus de 98% de trajectoires et ce, malgré la présence de 30% de particules fantômes en plus. Un polynôme de degré 2 avec 3 instants d'antériorité étant les paramètres optimaux pour une extrapolation de la trajectoire vers l'instant t+1.

Pour finir, l'interpolation des données dispersées dans l'espace sur un maillage structuré fixe est abordée. L'algorithme de pondération gaussienne AGW est ainsi testé et la question de la qualité de reconstruction en fonction de la densité de données est discutée. Une erreur métrique ε_{rr} couplée à une évaluation des niveaux de la divergence ε_{div} permettent d'évaluer la fidélité de la reconstruction. Une densité de 8000 particules permet ainsi de repositionner les données sur un maillage de finesse de 0,41 mm dans les trois directions.

Désormais la prochaine étape consiste à transférer le savoir faire expérimental et numérique vers l'application finale. Cependant, avant d'appliquer la technique de PTV 3D par défocalisation, il convient de caractériser correctement l'écoulement par des techniques de mesures matures. Cette étape indispensable à la validation des mesures 3D finales est décrite dans le chapitre suivant.

Chapitre 5

Analyse de l'écoulement en aval de grille.

Le chapitre précédent à permis d'initier la transition entre le développement d'algorithmes de suivis de particules théoriques et l'application dans une configuration industrielle. Désormais il est question de présenter réellement le montage final expérimental sur lequel seront appliquées diverses techniques de vélocimétrie laser.

Dans un premier temps une présentation de la boucle hydraulique d'Areva aura lieu. On rappelle que cette boucle doit permettre de réaliser des mesures de vitesses de fluide à travers des obstacles en aval de grille de mélange, les obstacles étant bien évidemment les crayons combustibles. Pour mener à bien ces mesures non intrusives, le concept de fluide à coïncidence d'indice optique, autrement appelé "index matching" sera introduit au cours de ce chapitre.
Ensuite, une fois les caractéristiques de l'écoulement rappelées, une première description des techniques de vélocimétrie laser utilisées que sont la LDV et la PIV fournira l'obtention des premières mesures résolues en temps de vitesses au sein du jeu de crayons combustibles. Ces mesures serviront par la suite de base de référence pour la suite de l'étude.
Enfin, dans une dernière partie, plusieurs approches mathématiques permettront d'extraire les informations spatiales et fréquentielles contenues dans les mesures. Il sera notamment question de parvenir à isoler des modes d'écoulement propres liés à la configuration géométrique du système.

5.1 Présentation de la boucle hydraulique

La boucle est répartie dans deux salles situées l'une au-dessus de l'autre comme le présente la figure 5.1. La salle inférieure regroupe la pompe à vitesse variable (débit maximum de 16 l/s), l'échangeur de chaleur d'une puissance de 7,8 kW dédié au contrôle de la température du liquide ainsi que les réservoirs principaux et de stockage. Le circuit secondaire permet de filtrer le liquide pour en contrôler l'ensemencement.
Le remplissage de la boucle se fait par pressurisation du réservoir principal et les points hauts de la boucle sont équipés d'évents pour permettre une purge du système.

Gestion du débit

Le débit est régulé au moyen d'une vanne électropneumatique Shubert&Salzer asservie au débitmètre électromagnétique Krohne DN80, l'ensemble étant piloté par un programme LabView développé en interne chez Areva. L'opérateur a la capacité soit d'imposer une consigne de débit, soit un pourcentage d'ouverture de la vanne électropneumatique.

Gestion de la température

La régulation de la température du liquide (idéalement à 34°C) est assurée conjointement par l'échangeur de chaleur de 7,8 kW et une canne chauffante.

5.1.1 Géométrie de la veine et de ses constituants

La veine d'essais

La veine d'essais en plexiglas se présente sous la forme d'un parallélépipède de 850 mm de longueur. Sa section intérieure est un carré de 67,1 mm de côté. Cette cote correspond à la distance comprenant 5 crayons dans la mesure où la maquette représente un faisceau de 5x5 crayons d'assemblage combustible (cf. paragraphe suivant). Les parois ont une épaisseur de 20 mm apte à résister à la pression maximale dans la boucle (3 bar). Pour permettre des impulsions laser à 45° vis-à-vis des caméras, qui se situent elles-mêmes à 90° l'une de l'autre, cette veine d'essais est équipée d'une face plane à 45° et ce sur toute la longueur de la zone d'étude verticale de 475 mm.

La maquette

La maquette du faisceau d'assemblage combustible est à l'échelle 1 de manière à permettre l'utilisation de véritables grilles. Ces grilles sont généralement rebutées pour des raisons mineures et sont de ce fait parfaitement aptes à générer des écoulements représentatifs. Il faut noter qu'une portion de 5x5

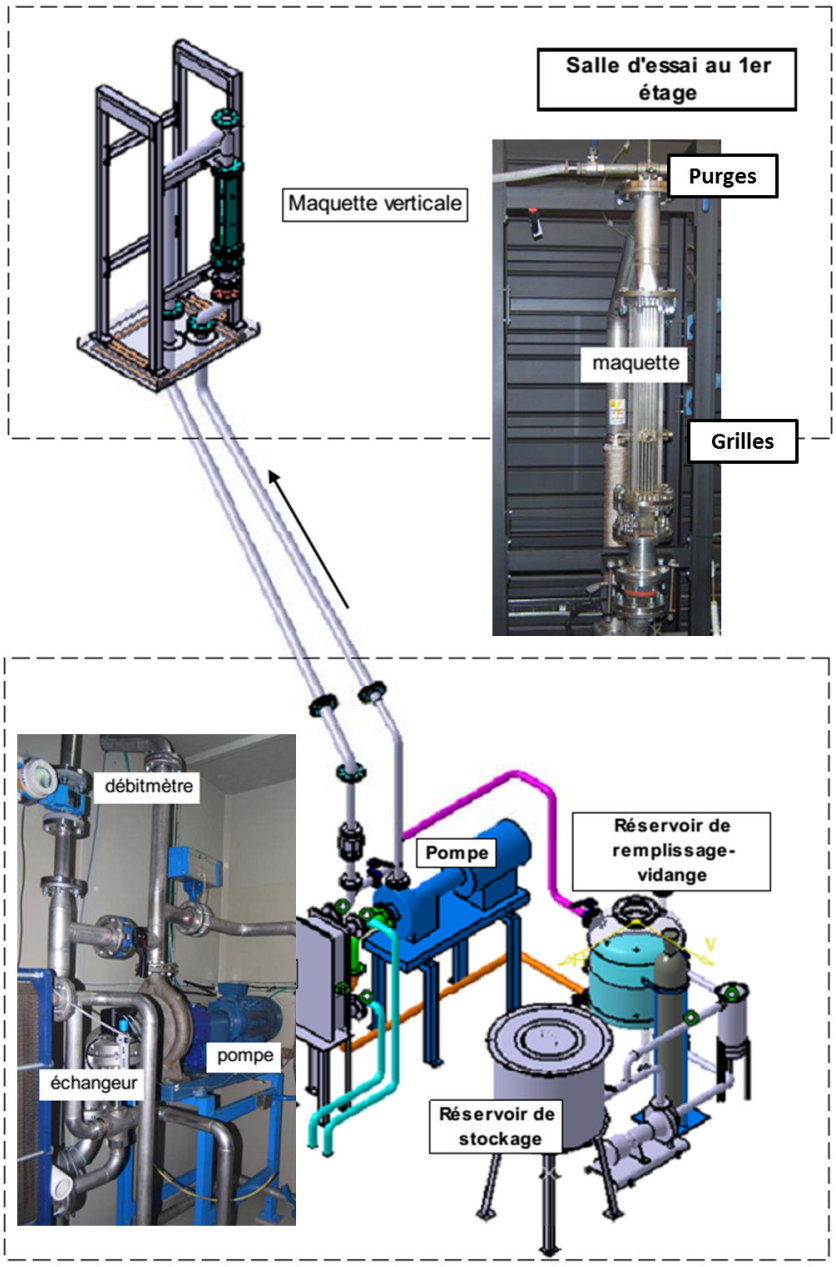


FIGURE 5.1 – *Schéma de montage de la boucle hydraulique. Deux étages composent l'ensemble avec les pompes et réservoir à l'étage inférieur et la maquette hydraulique à l'étage.*

crayons est représentée et non 17x17 comme dans le cas d'un assemblage combustible complet et ce pour des raisons évidentes de volume. Cette maquette est donc composée de 25 barreaux maintenus par une portion 5x5 de grille d'assem-

blage combustible extraite d'une grille de mélange de type AFA3G rebutée. Ce faisceau se compose de 24 simulations de crayons de combustible d'un diamètre de Dc = 9,5 mm et de la simulation d'un tube guide central d'un diamètre de Dg=12,5 mm. Une coupe horizontale de la maquette avec la disposition des crayons combustibles et du tube guide central est disponible sur la figure 5.5 et les dimensions caractéristiques sont détaillées dans le tableau 5.1.
Ces 25 barreaux sont constitués de deux parties :

1 Une partie en acier inoxydable sur une longueur amont de 222 mm, à l'extrémité de laquelle ils sont insérés dans la grille d'assemblage combustible comme le montre la figure 5.2(a). Cette longueur amont, équivalente à 20xDh (Dh = diamètre hydraulique du faisceau 10 mm), est destinée à assurer l'établissement de l'écoulement à l'entrée de la grille.
2 En aval de la grille, ils sont constitués de plexiglas, dans la zone d'étude sur une longueur de 475 mm équivalente à celle existante entre deux grilles d'assemblage combustible (voir figure 5.2(b)). Le faisceau est maintenu à chaque extrémité par des grilles spécifiques, l'une en acier inoxydable (amont), l'autre en plexiglas (aval).

(a) Crayons en acier inoxydable en amont de la grille de mélange

(b) Crayons en plexiglass en aval de la grille de mélange et maintenus par une grille en inox

FIGURE 5.2 – *Éléments de la veine hydraulique : structure inox sous la grille de mélange (figure 5.2(a)), faisceau de plexiglas en aval de la grille (figure 5.2(a)).*

5.1.2 La technique de l'Index matching

Afin de diminuer le nombre de changements successifs de milieu optique, l'indice de réfraction du fluide est modifié pour correspondre à celui du plexiglas. Il s'agit d'un mélange de Iodure de Sodium (NaI) et d'eau déminéralisée dont la concentration en NaI est de 63,9 % en masse et la température de 35°C (ρ =1840 kg/m^3, ν =7,7.10^{-7}m^2/s). La figure 5.3 présente l'évolution de l'indice de réfraction du fluide, mesurée en lumière ambiante, en fonction de la concentration en NaI et de la température et la figure 5.4 montre l'effet visible sur la perception des crayons en Plexiglas immergés partiellement.

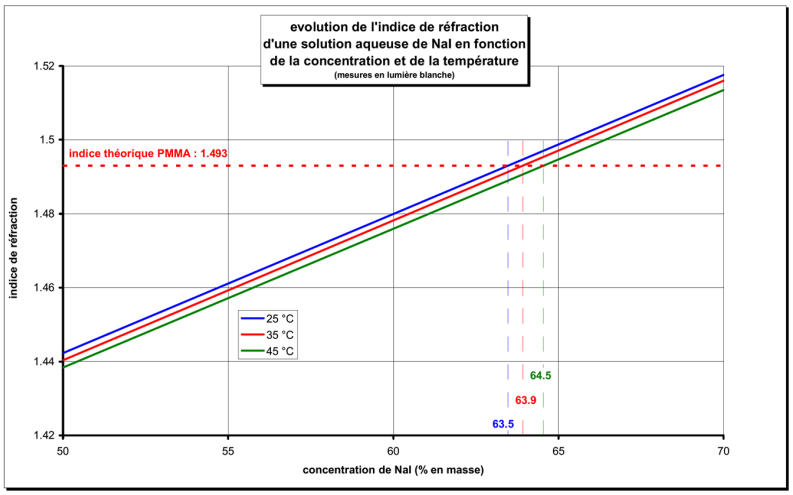


FIGURE 5.3 – *Évolution de l'indice de réfraction d'une solution aqueuse de NaI en fonction de la concentration et de la température.*

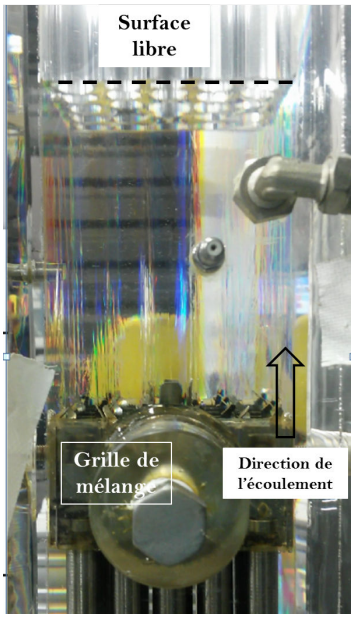


FIGURE 5.4 – *Montage des crayons en acier et en Plexiglas dans la veine hydraulique en cours de remplissage avec le liquide. La disparition visuelle des barreaux immergés est à noter.*

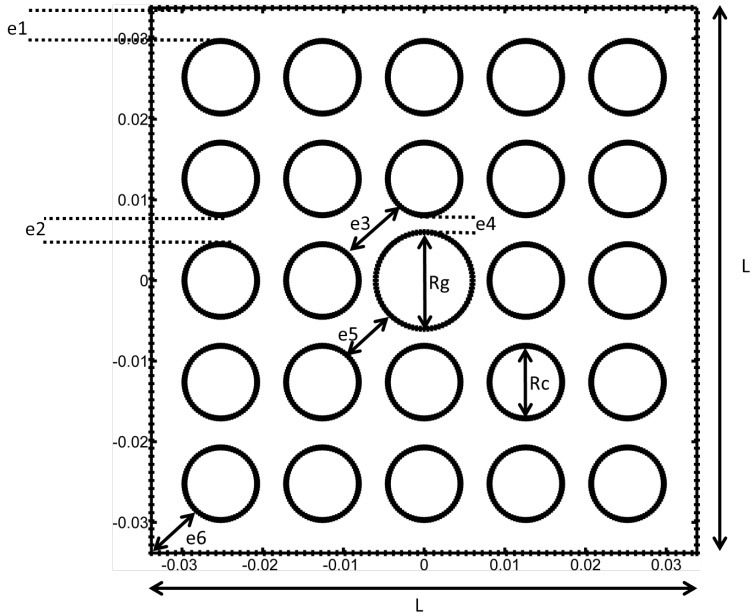


FIGURE 5.5 – *Description géométrique du plan de faisceaux avec les distances caractéristiques - vue de dessus avec le tube guide en tant que tube central.*

Dimension	Valeurs
e1	3,6 mm
e2	3,1 mm
e3	8,3 mm
e4	1,6 mm
e5	6,8 mm
e6	7,1 mm
Rc	9,5 mm
Rg	12,45 mm
Pas	12,6 mm
L	67,1 mm
Section de passage	2680 mm^2
Dh	10,5 mm
Taux de vide	59,50%

Table 5.1 – *Description des valeurs géométriques de la figure 5.5.*

5.2 Instrumentations

5.2.1 Mesures de pression

Deux types de mesures de pression sont disposés sur la veine :

- deux capteurs de pressions dynamiques PCB sont disposées à $4Dh$ de la grille sur deux faces perpendiculaires de la veine. L'acquisition de ces capteurs est réalisée sous Labview par l'intermédiaire d'une station B&K. Les signaux sont récupérés à une fréquence d'échantillonnage souhaitée et ne sont pas synchronisés avec les caméras.
- des capteurs de pression statique disposés sur une face de la veine à différentes hauteurs afin de récupérer les niveaux de pression absolue en fonction de l'éloignement à la grille ainsi que la perte de charge linéique verticale. Compte tenu de leur temps de réponse plutôt long au regard de celui des capteurs dynamiques précédents, on considère qu'ils fournissent une valeur plutôt moyenne qu'instantanée.

La disposition de l'ensemble du matériel d'acquisition et d'illumination est illustrée dans la figure 5.6. On y retrouve aussi la veine hydraulique disposée au centre. La description des éléments indiquées sur la photo est disponible dans le tableau 5.2.

5.2.2 Mesures optiques

La conception de cet ensemble permet d'effectuer des acquisitions 2D à hautes cadences dans deux directions perpendiculaires grâce à deux caméras Phantom V611 d'une fréquence d'acquisition de 6242 images/seconde en pleine résolution (1280 x 800 pixels). Ces caméras sont supportées verticalement par

une structure métallique Thorlabs et permet de gérer le positionnement en hauteur des caméras de manière à déplacer la zone d'intérêt le long du faisceau de crayons en plexiglas, i.e. jusqu'à 40 diamètres hydrauliques Dh en aval de la grille de combustible. La structure composée de poutre relie tous les systèmes entre eux de manière rigide tout en étant parfaitement découplée de la veine hydraulique.
Deux translations horizontales micrométriques sont ajoutées sous les caméras. La première dans l'axe d'acquisition de chaque caméra est contrôlable à distance par ordinateur. Cette capacité permet de positionner les caméras très précisément, notamment dans le but du positionnement du plan focal et de la défocalisation. La seconde translation est manuelle et dans la direction perpendiculaire à l'axe des caméras. De cette sorte, le réglage des caméras est précis et offre la possibilité de répéter des mesures.

5.2.3 Illumination laser

Pour effectuer des mesures PIV rapides et PTV 3D rapides, le fluide est ensemencé avec des particules Dantec S-HGS de taille 10 µm. Elle consiste en des sphères de verre borosilicate recouverte d'une fine couche d'argent. Leur masse volumique est de 1,4 kg/m^3 et permettent de se rapprocher de la masse volumique du fluide. Leur taille est suffisamment faible et leur densité suffisamment proche de celle du liquide pour qu'elles soient considérées comme des traceurs passifs de la dynamique de l'écoulement. L'ensemble est éclairé par un laser YLF Litron à double cavité qui émet des impulsions d'une longueur d'onde de 532 nm avec une énergie de 8,5 mJ par impulsion à une fréquence de 4 kHz.
Un premier jeu de miroirs visible dans la figure 5.7(b) achemine le faisceau verticalement. Une seconde plateforme réglable verticalement récupère ce dernier et permet un éclairage de la veine sur toute sa hauteur (cf. figure 5.7(a)).

Une combinaison de lentilles cylindriques et sphériques est disposée sur la seconde plateforme pour générer soit une nappe laser d'épaisseur variable, soit un faisceau de largeur réglable dans une configuration illustrée dans la figure 5.7(c).

Référence	Description
1	Laser PIV
2	Tete LDV 1D
3	Caméra Rapide
4	Translation micrométrique controlée à distance
5	Système de visualisation et d'acquisition pour la LDV 1D
6	Veine en plexiglass verticale
7	Système de miroirs pour chemin optique du laser
8	Capteurs de pression statiques
9	Structures de maintien Thorlabs

Table 5.2 – *Description des éléments de la photo 5.6.*

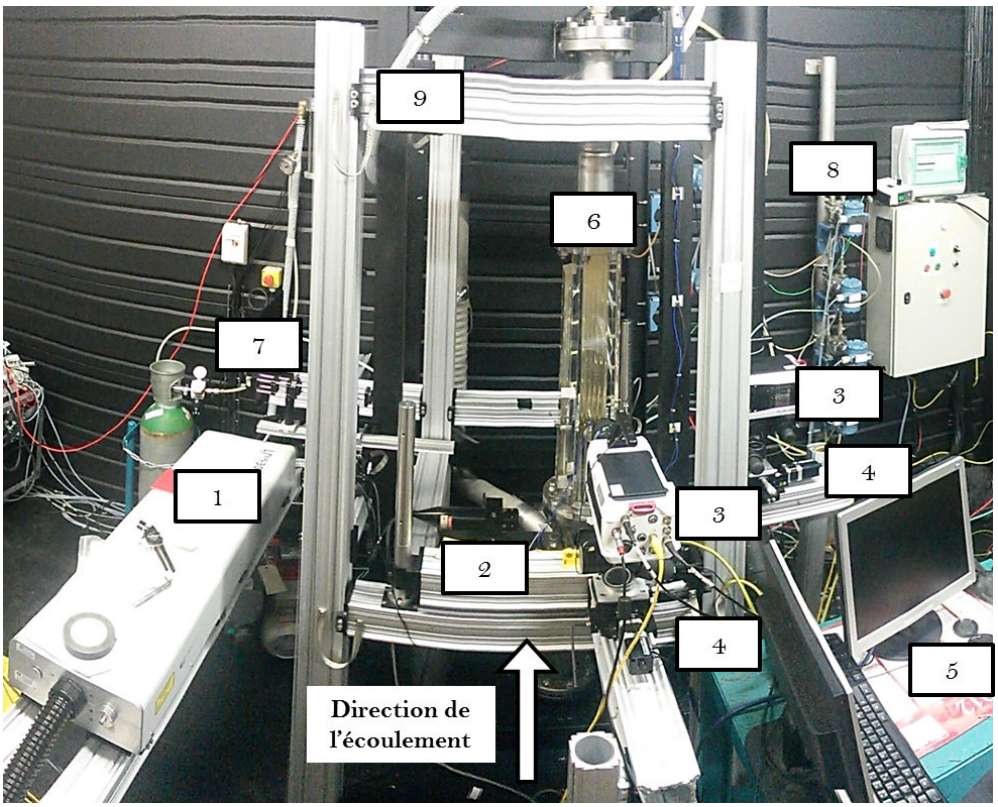
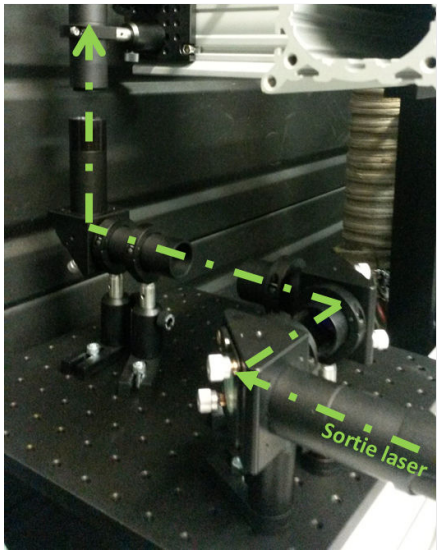


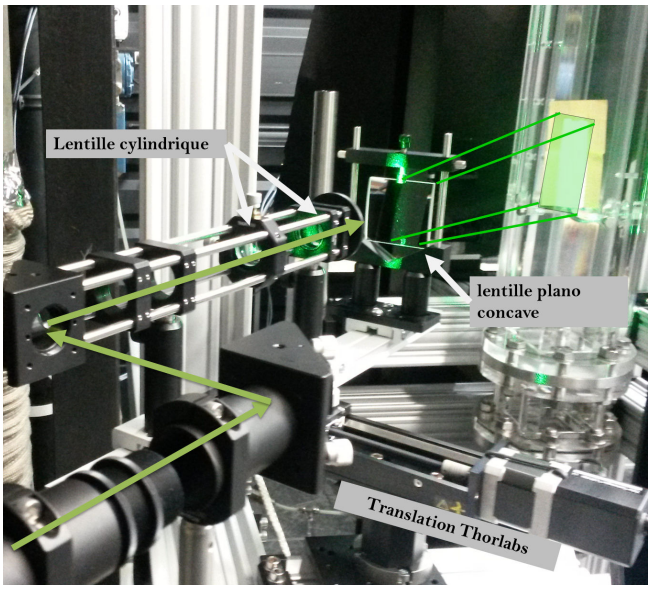
Figure 5.6 – *Photographie du montage expérimental avec disposition du matériel de mesure. Les éléments numérotés sont explicités dans le tableau 5.2*

Ce générateur de nappe et de faisceau est amovible et peut être placé en 3 positions différentes en fonction de l'utilisation souhaitée comme le présente la figure 5.8 :
Deux positions à 90° permettent d'éclairer le volume perpendiculairement à la caméra correspondante. Ces localisations rendent possible des mesures PIV

(a) Plateforme supérieure



(b) Plateforme inférieure



(c) Chemin d'illumination vers la veine hydraulique.

FIGURE 5.7 – *Présentation du chemin lumineux pour le laser défini en deux ensembles inférieur et supérieur.*

dans les deux directions ainsi que des mesures PTV 3D mono caméra.
La troisième position est localisée à 45° par rapport aux caméras. Cela est rendu possible par la conception d'une face plane et d'un congé d'arête interne pour ne pas distordre le faisceau. L'intérêt évident de cette disposition est le gain

d'intensité lumineuse liée à la diffusion de Mie.

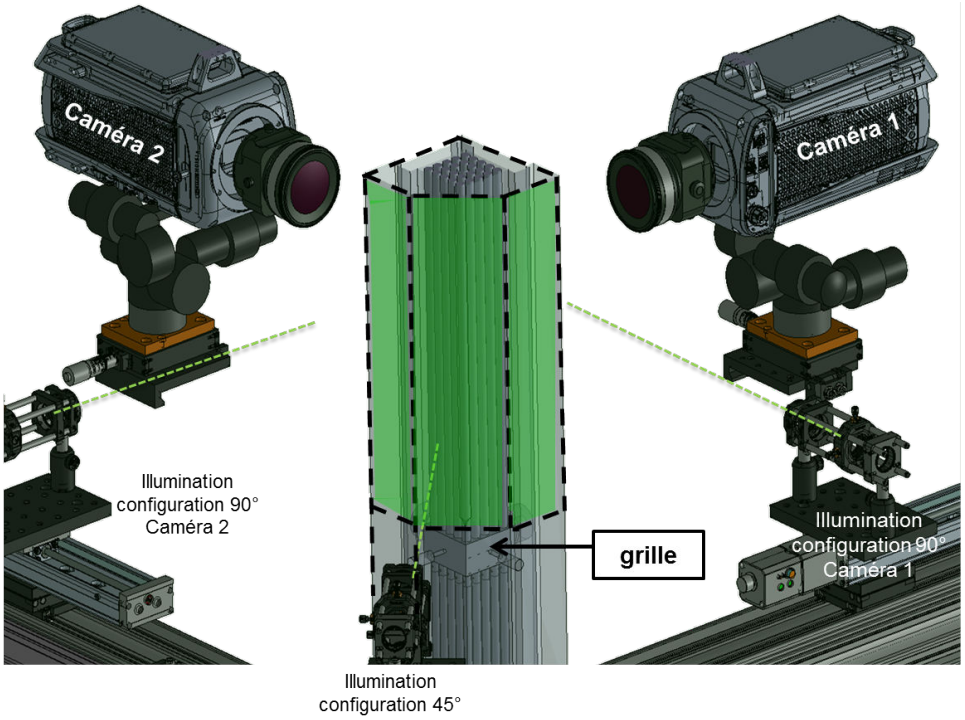


FIGURE 5.8 – *Vue isométrique 3D du montage caméras avec illustration des 3 axes possibles d'illumination. La veine est coupée pour illustrer la présence des faisceaux.*

5.3 Caractérisation de l'écoulement

Cette section présente les méthodes classiques de qualification d'un écoulement en aval d'une grille d'assemblage combustible. On définit plusieurs nombres adimensionnels tels que le nombre de Reynolds Re permettant de déterminer la topologie théorique de l'écoulement selon l'équation 5.1

$$Re = \frac{U_{deb}.Dh}{\nu} \tag{5.1}$$

avec U_{deb} la vitesse débitante, Dh le diamètre hydraulique et ν la viscosité cinématique du fluide.
On définit la vitesse locale $\mathbf{u}(\mathbf{x}, t)$ de l'écoulement à une position $\mathbf{x}$ et à un instant t selon une décomposition de Reynolds présentée dans l'équation 5.2. Elle se décompose en la somme de $\mathbf{u}'$ qui correspond à la partie fluctuante de la vitesse axiale et de $\bar{\mathbf{u}}$, la vitesse moyenne .

$$\mathbf{u}(\mathbf{x}, t) = \bar{\mathbf{u}}(\mathbf{x}) + \mathbf{u}'(\mathbf{x}, t) \tag{5.2}$$

Les parties moyenne et fluctuante de la vitesse locale sont déterminées par les relations suivantes.

$$\bar{\mathbf{u}}(\mathbf{x}) = \frac{1}{Nt}\sum_{t=1}^{Nt}\mathbf{u}(\mathbf{x},t) \tag{5.3}$$

$$\mathbf{u'}^2 = \frac{1}{Nt}\sum_{t=1}^{Nt}(\mathbf{u'}(\mathbf{x},t))^2 = \frac{1}{Nt}\sum_{t=1}^{Nt}(\mathbf{u}(\mathbf{x},t) - \bar{\mathbf{u}}(\mathbf{x}))^2 \tag{5.4}$$

L'analyse spectrale de la turbulence est réalisée en chaque point de mesure à l'aide de la densité spectrale de puissance (DSP) calculées à partir du signal temporel brut. Les spectres sont obtenus par la méthode de Welch, Blanchet and Charbit (1998) : le signal temporel brut est découpé en plusieurs échantillons à partir desquels on calcule autant de DSP, ces échantillons pouvant se chevaucher de manière à augmenter le nombre de DSP disponibles. Lorsque leur nombre est considéré comme suffisant, ces DSP sont moyennées et la DSP moyenne résultante est tracée sur la plage de fréquence $]0, Fs/2]$. En pratique, et sauf indications contraires, une fenêtre de type Hamming avec un chevauchement de 50% et des segments de 2048 points sont utilisés pour le calcul dans le domaine fréquentiel.
Les décompositions temporelles et fréquentielles présentées ici fournissent les outils simples de caractérisation et de comparaison des mesures de vélocimétrie laser obtenues par LDV ou PIV rapide.

Les conditions expérimentales de l'essais sont récapitulées dans le tableau 5.3.

Dimensions	**Valeurs**
Débit	4 l/s
Vitesse débitante moyenne U_{deb}	1,49 m/s
Nombre de Reynolds Re	20 318
Température fluide	33 °C

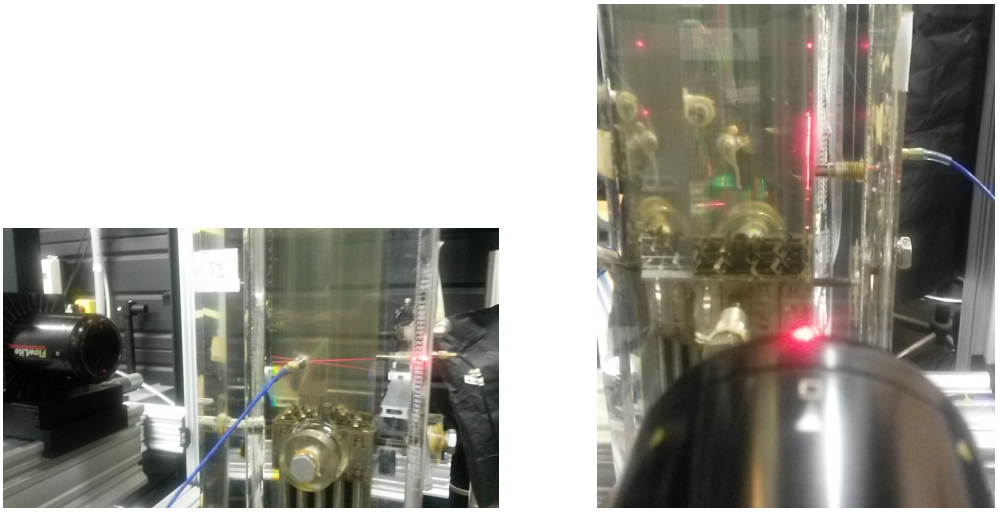
TABLE 5.3 – *Tableau récapitulatif des valeurs caractéristiques de l'essai.*

Les techniques de vélocimétrie laser résolues en temps sont appliquées au cours de cette section. D'abord des acquisitions ponctuelles par la technique LDV puis 2D avec l'utilisation du système de PIV rapide.

5.3.1 Mesures par LDV

Les mesures des profils de vitesse sont réalisées à l'aide d'un système LDV (Laser Doppler Velocimetry) monodimensionnel « Flow Lite » de DANTEC équipé d'un laser Hélium-Néon (632 nm) d'une puissance de 10 mW et d'une

lentille de focale de 160 mm (volume de mesure : 0,096 x 0,095 x 0,810 mm^3). La tête laser est installée sur un système robotisé 3 axes Charlyrobot (± 0,5 mm), piloté par un conditionneur ISEL C142-1. Les vitesses sont acquises par le logiciel BSA/FVA Flow Software et traitées sous Matlab ou Labview.



(a) Vue de coté (b) Vue dans l'axe de la sonde LDV

Figure 5.9 – *Illustration des mesures LDV dans la veine sous deux axes différents.*

Un exemple d'acquisition par LDV est illustré dans la figure 5.9. Sur les deux prises de vue on remarque bien la possibilité de faire des mesures à l'intérieur du volume rempli d'obstacles grâce à la transparence de la veine et des barreaux.

Reconstruction du signal

Les mesures LDV étant dépendantes du passage aléatoire des particules dans le volume de mesure, les acquisitions ne sont pas temporellement espacées de manière égale et ont besoin d'être ré-échantillonnées avec une fréquence constante. La méthode de traitement s'appuie sur l'approche proposée en 1987 par Veynante and Candel (1988). L'avantage de cette méthode réside dans la conservation du niveau de valeurs RMS entre le signal d'origine et le signal reconstruit, les valeurs RMS (Root Mean Square) représentant le niveau moyen d'intensité des fluctuations de vitesse dans une direction.

Mesures

La figure 5.10 présente les mesures in situ localisées autour d'un barreau. 30 points de mesures ont consécutivement été balayés pour une durée d'acquisition de 200 000 mesures en chaque point ou de 100 secondes. Celles-ci sont

réalisées à 4 *Dh* au dessus de la grille et permettent de visualiser les vitesses débitantes moyennes représentées dans la figure 5.10. Le tube guide apparaît en rouge et les crayons combustible en bleu. De ces signaux, il est possible d'extraire le contenu fréquentiel.

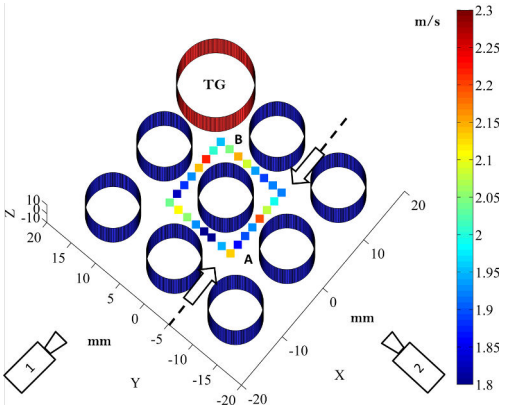
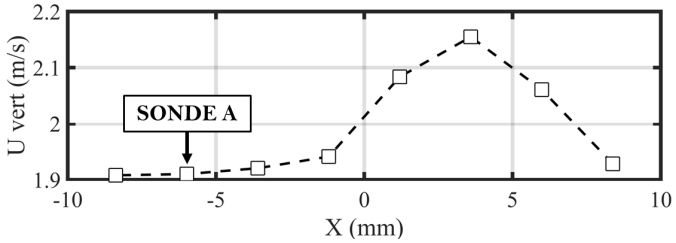
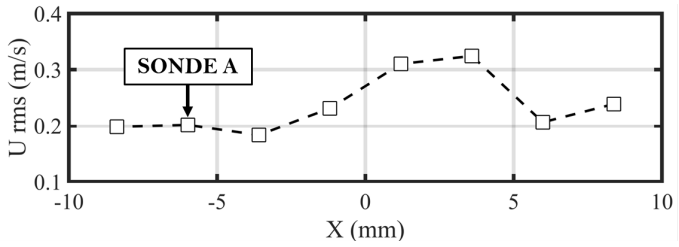


FIGURE 5.10 – *Illustration de la disposition des mesures LDV autour du barreau localisé en coordonnées 0,0. Les valeurs moyennes*



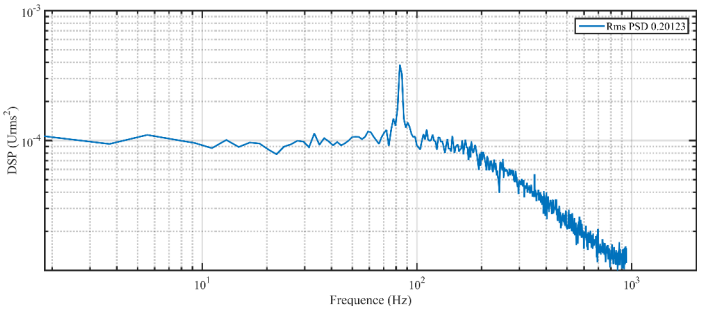
(a) Profil de vitesse verticale moyenne par balayage LDV



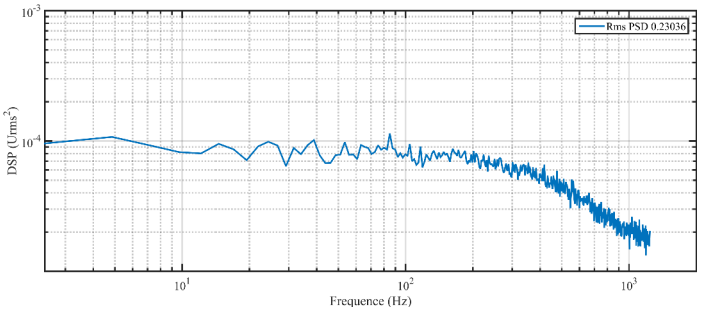
(b) Profil de vitesse verticale fluctuante par balayage LDV

FIGURE 5.11 – *Restitution des valeurs moyennes et d'écart type de la vitesse verticale sur l'axe -5 mm de la caméra 1.*

Un taux de validation minimum de 75% est requis soit pour une durée d'acquisition totale de 200 000 points temporels, soit une durée maximale de 100 secondes pour assurer une convergence confortable du signal. L'ensemencement du fluide permet d'obtenir une fréquence d'acquisition moyenne de 2 kHz pour



(a) Sonde A - Fs = 2131 Hz



(b) Sonde B - Fs = 2486 Hz

Figure 5.12 – *Présentation des spectres des mesures réalisées aux positions des sondes A et B de la figure 5.10.*

chaque point de mesures.
Un exemple d'extraction des mesures LDV est présentée dans les figures 5.11 pour des points d'acquisitions disposés sur l'axe -5 mm de la caméra 1 (voir figure 5.10). Le choix de cette zone est réalisé en adéquation avec les mesures effectuées par la suite. On constate que les vitesses sont en moyennes centrées autour de 1,9 m/s avec un pic à 2,3 m/s. On remarque donc qu'en aval de grille la vitesse débitante est bien supérieure à la vitesse débitante de consigne en amont de 1,49 m/s. Les écarts types varient entre 0,2 et 0,33 m/s et on constate que les maximas des vitesses moyennes et fluctuantes sont disposées au même endroit à 4mm

Les courbes tracées dans la figure 5.12 illustrent les spectres reconstruits pour deux positions A et B visibles sur la figure 5.10. Les spectres reconstruits sont discrétisés sur 1024 raies spectrales, soit une résolution fréquentielle de 1,84 Hz. Les fréquences d'échantillonage des signaux sont respectivement de 2131 Hz et de 2486 Hz.
Un pic à 86 Hz est visible dans la figure 5.12(a) alors que celui-ci ne l'est pas dans la figure 5.12(b). La présence de ce pic s'explique par un phénomène lié au nombre de Strouhal St=f.D/U_{deb} de la grille de 0,17 en accord avec la vitesse débitante de U_{deb}= 1,49 m/s et D = 3 mm. Il apparaît que la valeur

caractéristique D est très proche la valeur du jeu entre crayon (dimension e2 dans le tableau 5.1) et donc de l'épaisseur matière au droit de la grille.

Cependant, la mise en évidence d'une telle fréquence n'est pas constamment possible comme l'illustrent ces deux spectres.

5.3.2 Mesures de Vélocimétrie par image de Particules - PIV

Les mesures PIV sont réalisées à 4 Dh au-dessus de la grille d'assemblage combustible. Ces mesures permettent de caractériser l'écoulement dans le volume de mesure au moyen du balayage systématique de plans successifs dans les deux directions transverses à l'écoulement principal. Le système PIV composé des 2 caméras et du laser double cavité, permet de fonctionner selon deux modes distincts :

1. Sur une cavité avec une durée inter image fixée correspondant à $\Delta T = 1/Fs$ avec Fs la fréquence d'acquisition. Un maximum de 166 µs est possible, soit 6 kHz.
2. Sur deux cavités avec une durée inter image courte jusqu'à 10 µs en conservant la fréquence d'acquisition maximale de 6 kHz. L'avantage de cette approche est de pouvoir étudier des débits élevés tout en conservant de faibles déplacements.

Le principe des deux chronogrammes est illustré dans la figure 5.13

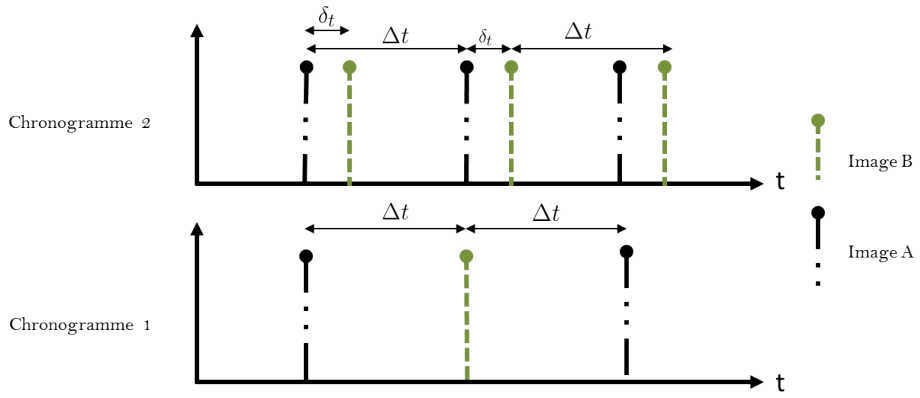


FIGURE 5.13 – *Illustration des deux modes de fonctionnement du laser pour la PIV : par paire d'images (chronogramme 2 en haut), et à fréquence constante entre les images (chronogramme 1 en bas).*

La synchronisation de l'ensemble des composants est obtenue à l'aide d'un boîtier générateur de signaux EG de R&D Vision. Le réglage du retard de stabilisation des cavités du laser empêche un démarrage simultané des acquisitions. L'enregistrement des caméras doit, par conséquent, débuter une fois le laser en fonctionnement. Pour démarrer les deux caméras en même temps, un

signal TTL de 100 µs est généré sous Labview avec un lancement manuel. Ce signal est récupéré par le boîtier EG en tant que trigger d'entrée. Une configuration initiale spécifiant la sensibilité au front montant du trigger est alors nécessaire.

5.3.3 Zone d'intérêt et configurations d'étude

Le cadre de l'étude est défini par une valeur de débit de 4 l/s correspondant à une vitesse débitante de 1,49 m/s dans le faisceau 5x5. La température du fluide est maintenue à 32,17 °C avec une pression en aval de la veine de 1,53 bar.
L'étude PIV consiste à balayer systématiquement le volume par plans successifs afin d'obtenir les champs moyens et fluctuants de la vitesse dans les 3 directions. 5000 paires d'images sont mesurées sur les différents plans afin de s'assurer de la convergence statistique de la moyenne et des fluctuations comme le présente la figure 5.14 pour une sonde virtuellement localisée dans un plan PIV acquis à 6 kHz.

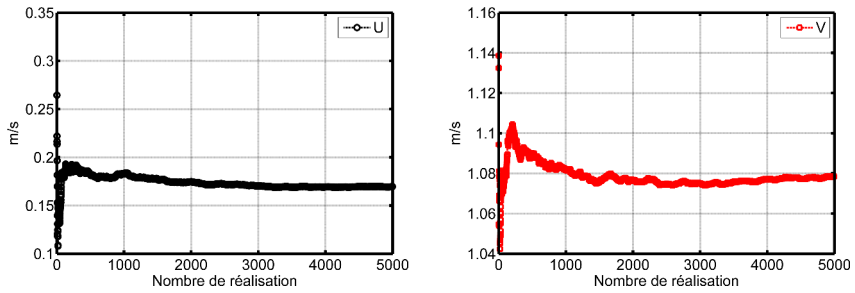


FIGURE 5.14 – *Evolution de la convergence des deux composantes de la vitesse dans un plan PIV en fonction du nombre de mesures. Vitesse horizontale U à gauche et vitesse verticale V à droite.*

Calibration des caméras

La calibration des caméras est réalisée in situ. Dans un premier temps la nappe laser est réglée pour traverser la première rangée de barreaux, en leur centre. L'extraction de l'intensité de l'image moyennée verticalement présentée dans la figure 5.15, permet la récupération des limites des barreaux et a fortiori des sous-canaux de largeur respective 9,5 mm et 3,1 mm.

La configuration optique comprenant la combinaison d'un objectif Nikon f60 mm et d'une lentille doubleuse de focale, la résolution spatiale Rxy est de 0,0249 mm/pixel et la surface du champ de vue sélectionné est estimée à 31,9 mm x 19,93 mm. La précision de 0,1 pixel attribuée à la technique PIV représente dans notre cas un déplacement moyen de 2,49 µm.

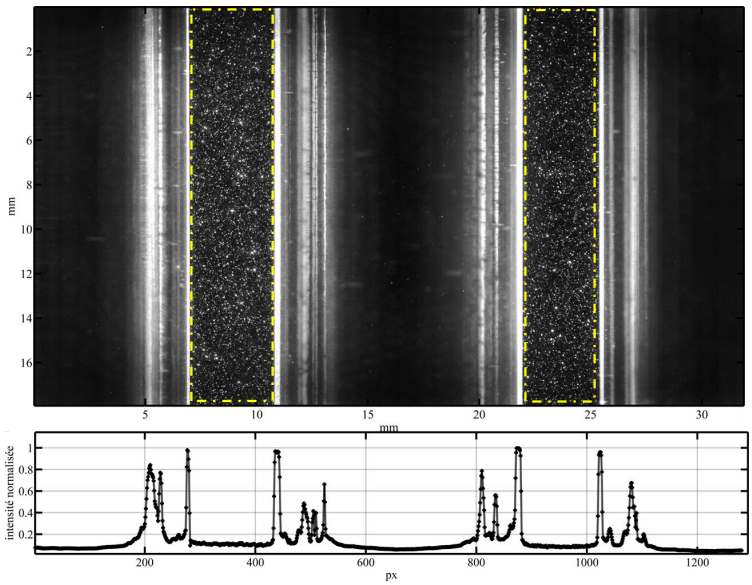


FIGURE 5.15 – *Évolution moyenne de l'intensité le long de l'image PIV. De cette courbe peut être obtenue une résolution spatiale Rxy en connaissant parfaitement l'écart entre les bords des barreaux.*

Corrélation

Le calcul des champs de vitesse est effectué par corrélation sub-pixel avec le logiciel open source PivLab fonctionnant sous Matlab. La taille des fenêtres d'interrogation peut atteindre 8 pixels avec 50% de superposition avec un double passage en débutant par des fenêtres de 32 pixels. Le temps de calcul étant important dans ces conditions, il est décidé de limiter la résolution à 16 pixels avec une superposition des fenêtres de 50%. Aucune déformation de fenêtre n'est appliquée en raison du faible niveau de rotation de l'écoulement. L'estimateur sub-pixel du pic de corrélation est calculé au moyen d'une interpolation gaussienne 3 points dans les deux directions.
Le logiciel se limitant à filtrer les vecteurs compris dans les zones indésirables une fois le calcul total de l'image réalisé, il est décidé d'étudier séparément chaque zone utile de l'image. Le gain de temps est alors significatif. A titre d'exemple, la somme des zones utiles au travers des crayons de plexiglas représente au minimum 37% de l'image totale. Les champs de vitesse sont par la suite reconstruits sur la totalité du domaine initial. A cela s'ajoute la parallélisation de l'étude sur chacun des 48 processeurs du calculateur. Le temps de calcul d'une image de 1280x800 pixels est alors réduit de 56 s à 1,6 s.
Le filtrage spatial 2D de type « médian et écart type » présenté dans les articles de Westerweel and Scarano (2005) et Duncan et al. (2010) est appliqué aux résultats bruts.

Erreurs de mesure

L'apparition de réfections lumineuses intenses provoquent une perte de qualité dans la récupération de champs de vitesse. Même si l'indice optique des crayons est le même que celui du liquide, de fines craquelures ont pu apparaître sur ces derniers. L'émission laser est réfléchie par les parois des crayons comme le suggère la figure 5.16 (pour un plan en proche paroi). L'apparition de ces réflexions a déjà été révélée par Hosokawa et al. (2012). La figure 5.17 extraite de Hosokawa et al. (2012) permet de schématiser le phénomène.
En terme de résultats, l'étude des cartes RMS de la vitesse, dont l'une est disponible figure 5.18, révèle des niveaux de l'ordre de 1 m/s dans les zones de forte intensité par rapport à des niveaux moyens de 0,3 m/s.

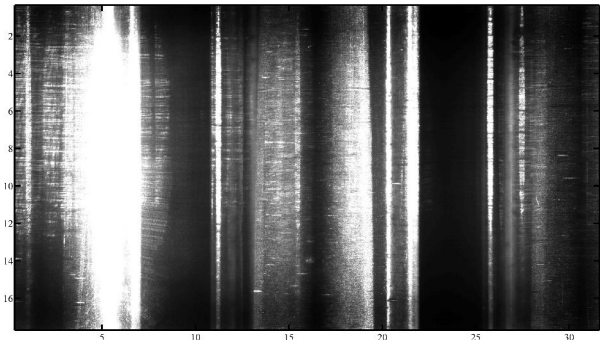


FIGURE 5.16 – *Illustration du phénomène de réflexion sur les barreaux.*

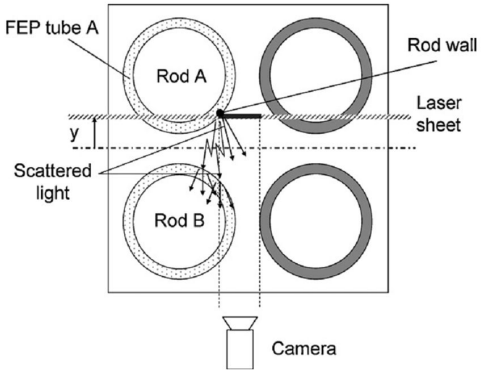
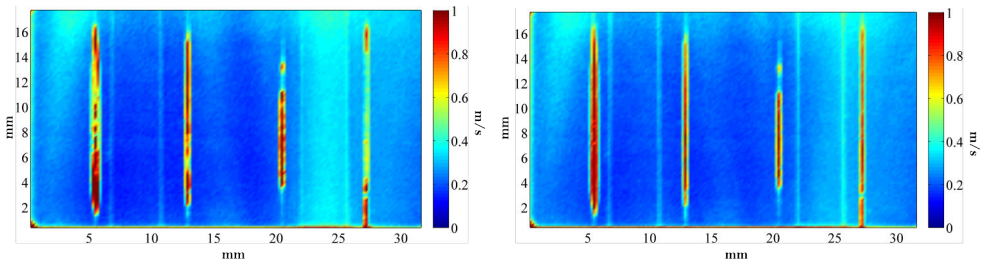


FIGURE 5.17 – *Illustration schématique du phénomène de réflexion lumineuse liée à l'impact du laser sur les bords des barreaux cylindriques - Hosokawa et al. (2012).*

5.3.4 Résultats et analyses dynamiques

Le principe de cette section n'est pas de fournir une explication physique de l'écoulement en aval de grille mais plutôt d'utiliser les résultats PIV et LDV



(a) RMS Vitesse U (b) RMS Vitesse V

FIGURE 5.18 – *Conséquence des problèmes de réflexion et de saturation lumineuses sur les valeurs des vitesses issues des champs PIV 2D. Les cartes des valeurs fluctuantes de U et V montrent les valeurs proches de 1m/s au niveau des zones de fortes réflexions du plan de l'image 5.16.*

afin de caractériser l'écoulement. Une reconstruction 3D de l'écoulement à partir de l'accumulation des plans PIV a lieu. Ces mêmes plans joueront ensuite le rôle de données d'entrée pour l'utilisation de post-traitements dynamiques afin de pouvoir extraire des informations fréquentielles ou spatiales de l'écoulement. Les deux outils mathématiques sont la POD pour " Decomposition Orthogonal des modes Propres " et la "Décomposition en Mode Dynamiques " pour la DMD et sont introduits plus précisément dans l'annexe G et illustré sur un écoulement laminaire synthétique 2D autour d'un cylindre.

Reconstruction 3D

Le balayage des volumes a permis d'extraire 13 et 16 plans pour respectivement la caméra 1 et 2 avec une distance moyenne de 1.31 mm et 1.22 mm. La disposition de ces plans est disponible dans la figure 5.19. Une reconstruction 3D des champs moyens et fluctuants de vitesses est aussi appliquée comme illustré dans la figure 5.20 pour laquelle les 16 champs de la caméra 2 ont été situés autour des crayons. Les coordonnées sont centrées autour du barreau central et normalisées par rapport au diamètre des crayons combustibles D_{cray} et les deux composantes de la vitesses sont présentées.

5.3.5 Analyses dynamiques

Une fois la reconstruction moyenne de l'écoulement réalisée, il convient de profiter des informations fréquentielles et spatiales que fournissent les mesures rapides PIV 2D. Pour cela nous utiliserons la POD et la DMD comme outils permettant d'extraire des structures cohérentes de l'écoulement, leurs fréquences d'apparition ainsi que leur niveau d'énergie.

Durant cette section, un même plan de mesure sera utilisé. Ce dernier est située en face de la caméra 2 et entre deux barreaux comme le montre la figure 5.21(e)). Le positionnement de celui-ci permet de s'affranchir de la présence

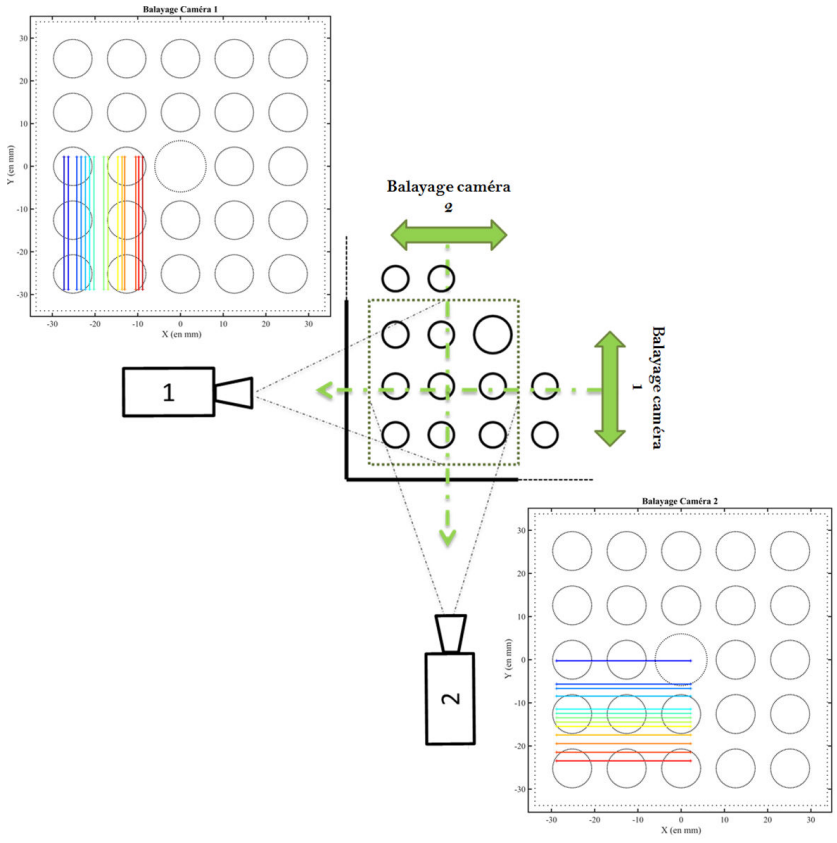
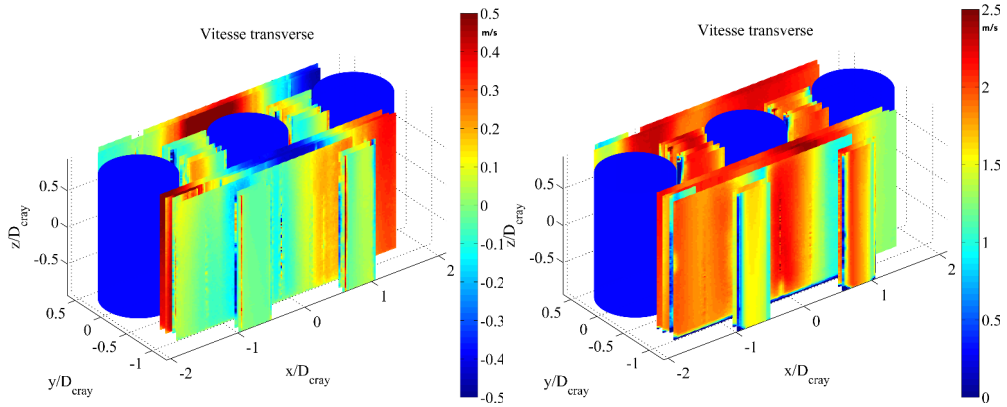


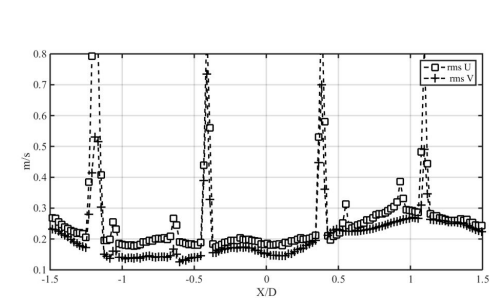
FIGURE 5.19 – *Schéma d'acquisition des plans PIV pour les caméras 1 et 2.*



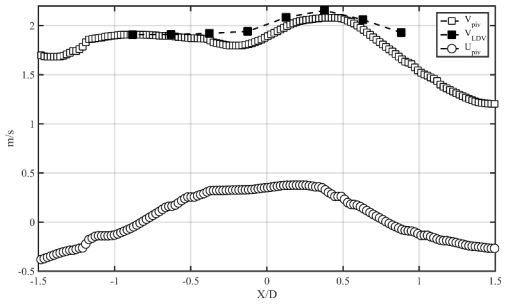
(a) Vitesse U (b) Vitesse V

FIGURE 5.20 – *Superposition des plans de PIV pour la caméra 1 - coloration par direction de vitesses U et V.*

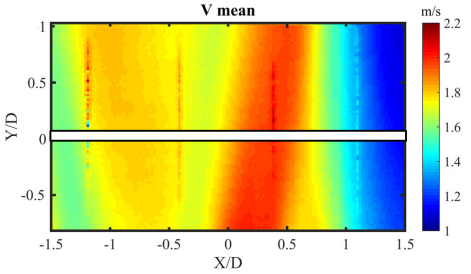
des barreaux sur l'image et d'analyser seulement le mouvement du fluide sur l'entièreté de l'image.
Les champs de vitesses verticale V et horizontale U du plan PIV sont présentés dans les figures 5.21(c) et 5.21(d). Une coupe horizontale au milieu des résultats 2D fournit les évolutions des écarts types et des vitesses moyennes respectivement des figures 5.21(a) et 5.21(b)).



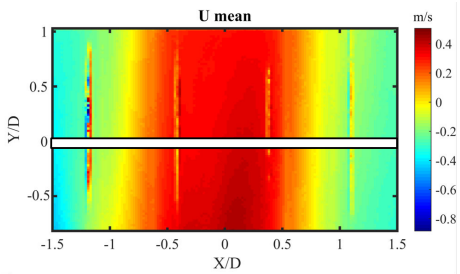
(a) Rms Uet V



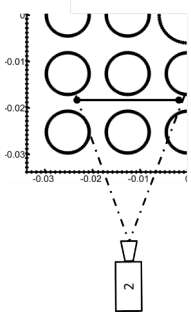
(b) Vitesses moyennes U et V



(c) Champ moyen V



(d) Champ moyen U



(e) Position de la nappe étudiée

FIGURE 5.21 – *Champs moyen du plan étudié ainsi que les courbes de valeurs moyennes et fluctuante sur une coupe horizontale au centre de la carte PIV.*

Sur cette dernière, les mesures LDV ont été superposées et une bonne adéquation des niveaux de vitesses est obtenue. Quant aux pics présents sur les

courbes des écarts types de la figure 5.21(a), il a déja été montré qu'ils sont liés aux effets de réflexions des bords des barreaux.

POD - Décomposition Orthogonale des modes Propres

La POD est appliquée sur un ensemble de 2500 clichés séparés de 332 µs, soit une fréquence d'acquisition de 3 kHz. Un nombre élevé de clichés doit être récupéré afin de tracer les DSP des coefficients temporels des modes POD. La POD "snapshots" est donc utilisée à partir des champs fluctuants de vitesses (suppression du champ moyen pour tous les instants).

La figure 5.22 présente la distribution décroissante d'énergie des modes. Les modes 1 et 2 sont les plus énergétiques et la somme des 10 premiers modes concentre 33% de l'énergie fluctuante totale. Les 4 premiers modes sont tracés dans la figure 5.23, où il apparaît que le second mode est le même que le premier mais déphasé. La visualisation des modes révèle aussi une alternance de lâchers tourbillonnaires. De plus, il est intéressant de noter que ces modes sont concentrés sur une partie de l'écoulement uniquement. Cette mesure 2D permet de comprendre pourquoi le mode n'est pas toujours détecté en mesures LDV, selon le point de mesure. Ce mode est caractérisé par une localisation spatiale très prononcée et justifie l'absence de pic pour le cas présenté dans la figure 5.12(b) par rapport aux résultats de la figure 5.12(a).

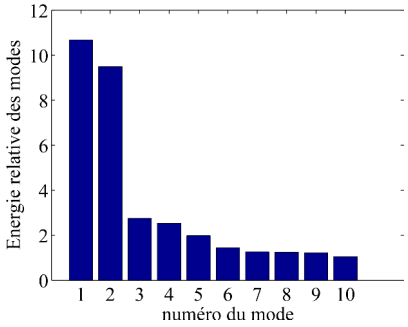


FIGURE 5.22 – *Distribution d'énergie des 10 premiers modes POD.*

De plus, l'allure sinusoïdale des coefficients temporels des modes 1 à 4, tracée dans la figure 5.24 conduit à supposer que des fréquences spécifiques doivent exister. La DSP de ces modes est par conséquent calculée et tracée figure 5.28. Un pic très net apparaît à 84,78 Hz pour les modes 1 et 2 dans la figure 5.25(a). Le pic associé aux modes 3 et 4 (voir figure 5.25(b)) se positionne quant à lui aux alentours de 170 Hz, soit la première harmonique des modes 1 et 2.

La distribution spatiale des modes 1 et 2 est présentée pour la norme de

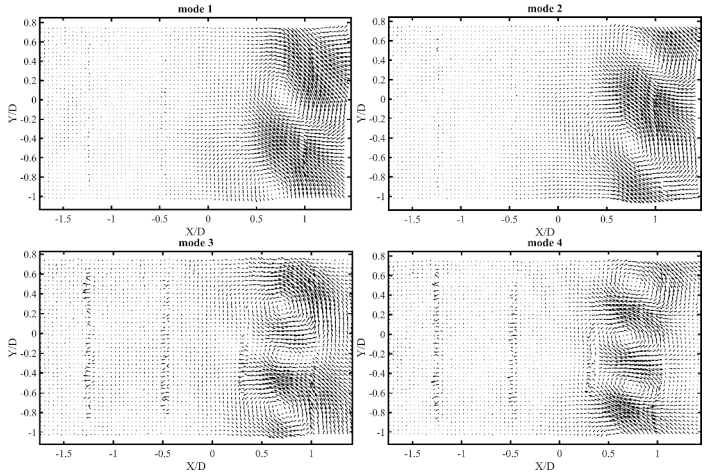


FIGURE 5.23 – *Distribution spatiale des 4 premiers modes POD.*

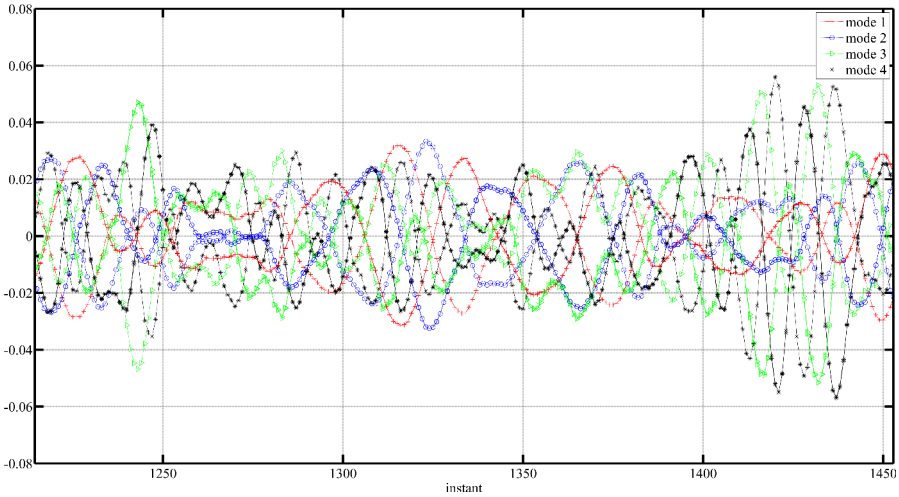
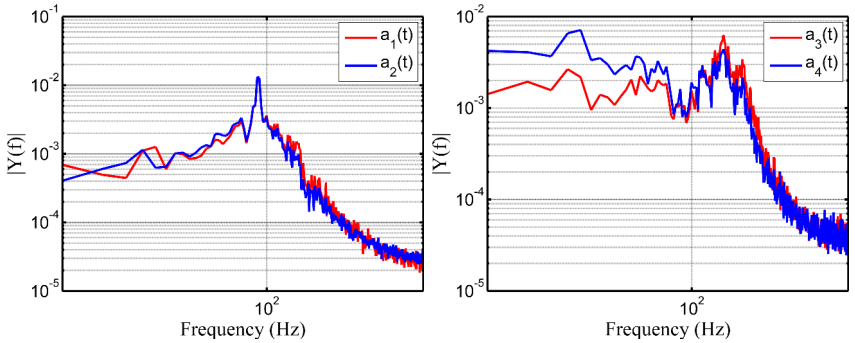


FIGURE 5.24 – *Evolution des coefficients temporels des 4 premiers modes POD.*

la vitesse sur la figure 5.26.

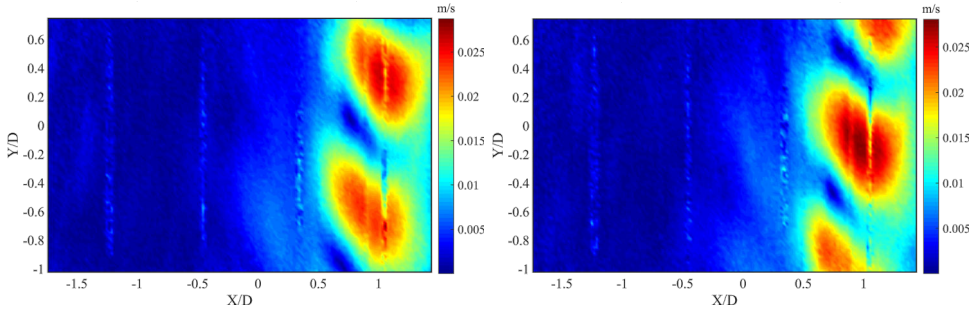
L'analyse par POD a permis ici d'extraire les modes les plus énergétiques tout en cherchant le contenu fréquentiel des modes obtenus. Des fréquences très nettes sont apparues pour les 4 premiers modes déphasés deux à deux.

Alors qu'il est en théorie possible de reconstruire n'importe quel instant de l'écoulement comme une combinaison linéaire des modes, il apparaît ici que le contenu énergétiques des 4 premiers modes était insuffisant et qu'un nombre très élevé de modes serait nécessaire pour mener à bien une reconstruction instantanée.



(a) DSP des modes 1 et 2 (b) DSP des modes 3 et 4

FIGURE 5.25 – *DSP des coefficients temporels des modes 1/2 et 3/4.*



(a) Mode 1 (b) Mode 2

FIGURE 5.26 – *Distribution spatiale des modes 1 et 2 pour la norme de la vitesse.*

DMD - Décomposition en Modes Dynamiques

Pour compléter l'étude dynamique de l'écoulement à l'aide des mesures rapides, la Décomposition en Mode Dynamique (DMD) est appliquée au même plan de mesure que précédemment. Contrairement à l'étude POD, le champ moyen est ici conservé pour chaque champ instantané. Une étude préliminaire a montré l'indépendance du spectre DMD au nombre d'échantillons tant que celui-ci est supérieur à 200. Une augmentation du nombre d'échantillons à 1000 permet de raffiner la résolution fréquentielle à 2,34 Hz. La figure 5.27 de gauche montre que les valeurs propres se situent autour du cercle unité, ce qui indique que les clichés se répartissent à proximité d'un attracteur. La figure 5.27 de droite présente l'amplitude des modes DMD en fonction de leur fréquence et on s'aperçoit que le pic principal est localisé à 87,09 Hz avec un second pic à 173,20 Hz.

Les composantes de vitesses du mode à 87,09 Hz sont visibles en figure 5.28(b). Les unités de chacune des composantes sont arbitraires et une visualisation du mode est tracée en figure 5.28(c). La distribution spatiale de ce mode

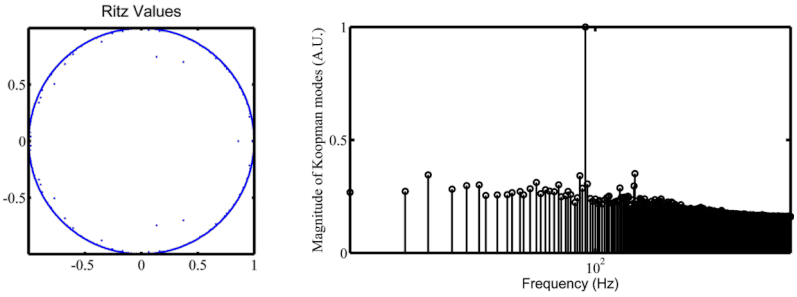
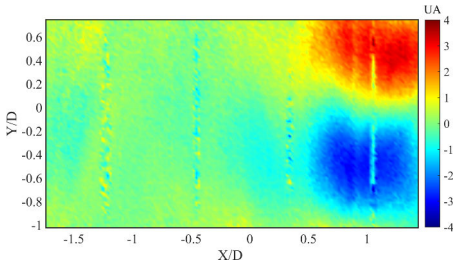
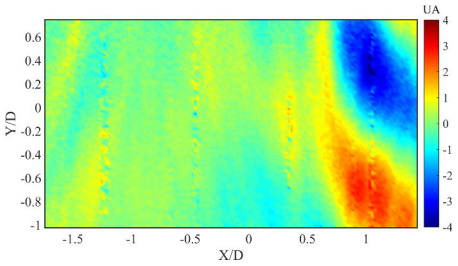


FIGURE 5.27 – *Valeurs propres de Ritz et spectre DMD avec présence du pic à 87 Hz.*

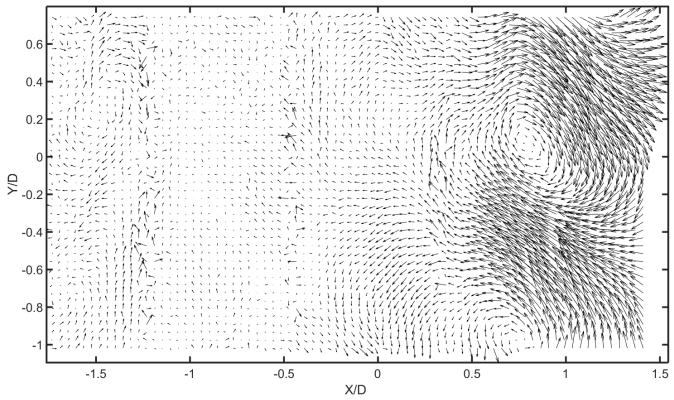
rappelle celle du premier mode POD par la présence de structures tourbillonnaires sur la droite du champ de vue. La présence de bruit sur la reconstruction du mode DMD au niveau des frontières des barreaux est à noter.



(a) Mode DMD à 87 Hz - Vitesse horizontale



(b) Mode DMD à 87 Hz - Vitesse verticale



(c) Visualisation spatiale du mode DMD à 87 Hz

FIGURE 5.28 – *Elements d'analyse spatiale du mode DMD à 87 Hz*

5.4 Conclusions

L'application industrielle consistant à étudier un écoulement turbulent en aval de grille a été décrite dans ce chapitre. Un liquide spécifique a été mis au point afin de faire correspondre son indice optique avec celui de plexiglass dans le but de réaliser des mesures de vélocimetrie laser à travers un faisceau de crayons combustibles en plexiglass. Des moyens de mesures optiques ont été développés notamment à travers l'étude PIV 2D rapide dans deux directions perpendiculaires menant à une reconstruction 3D de champs de vitesses moyennes et fluctuantes. Les mesures associées fournissent à la fois une base de données de référence en vue d'une comparaison pour les mesures 3D à venir et une base de données temporelles à différentes localisations dans l'écoulement. Les post-traitements POD et DMD ont été appliqués sur un même plan de mesure situé entre les crayons. Ces deux méthodes ont confirmé l'existence dans l'écoulement d'une structure tourbillonnaire liée aux modes les plus énergétiques et dont la fréquence d'apparition est de 86 Hz. Les deux premiers modes POD extraits coïncident avec le mode DMD à 87,09 Hz. De plus des mesures LDV réalisées dans la même zone d'intérêt font apparaître un pic dans les spectres de vitesse verticale (DSP). La valeur de 86 Hz correspondrait à un détachement tourbillonnaire de sillage provoquée par la grille, elle-même en lien avec un nombre de Strouhal de 0,17, dont la taille caractéristique est égale à l'épaisseur de la grille.

Le déploiement de ces outils expérimentaux et numériques doivent permettre de compléter les approches possibles permettant la futur validation des mesures 3D à venir. C'est donc dans cette optique que le chapitre prochain s'efforcera de décrire la mise en place de la technique de mesure à 2 caméras depuis la phase de la calibration jusqu'aux post-traitements des données récoltées.

Chapitre 6

Application finale.

Introduction

La dernière partie du travail consiste dans ce chapitre à présenter les mesures 3D appliquées à la configuration finale. Dans un premier temps, la phase de calibration indispensable avant toute mesure sera détaillée. Ensuite, l'application de la PTV 3D à une, puis à deux caméras sera présentée. L'extraction des champs de vitesses 3D permettra une comparaison des mesures avec celles reportées dans le chapitre 5.

De plus, durant ce chapitre il sera constamment question d'analyser la géométrie d'étude afin de mettre en relief les difficultés rencontrées notamment au niveau de l'illumination. Certaines de ces difficultés sont suffisamment contraignantes pour rendre la reconstruction correcte du profil de vitesse 3D dans toutes les zones fluides impossible.

6.1 Test de faisabilité

Avant de procéder à la phase de calibration, l'évaluation de la faisabilité des mesures avec 2 caméras et une illumination à 45° est nécessaire. Nous verrons à travers l'énumération des problèmes rencontrés que l'ensemble du volume initial prévu de 3×3 barreau est irréalisable menant à une réduction de sa taille. La disposition des plans focaux est finalement revue afin d'optimiser l'étude de la nouvelle zone par rapport à l'intervalle de taille apparente des deux caméras.

6.1.1 Impact des réflexions

Les réflexions lumineuses du laser sur les parois de la maquette sont les premières causes de limitation dans le choix du domaine d'étude. En effet, lors d'une illumination volumique en faisceau devant comprendre la zone carrée des 3×3 barreaux, soit une largeur au minimum égale à 34,6 mm, près de la moitié du champ de vue (zone hachurée sur la figure 6.1) est directement illuminée par le laser. Un bruit important sur les images des caméras est alors généré.

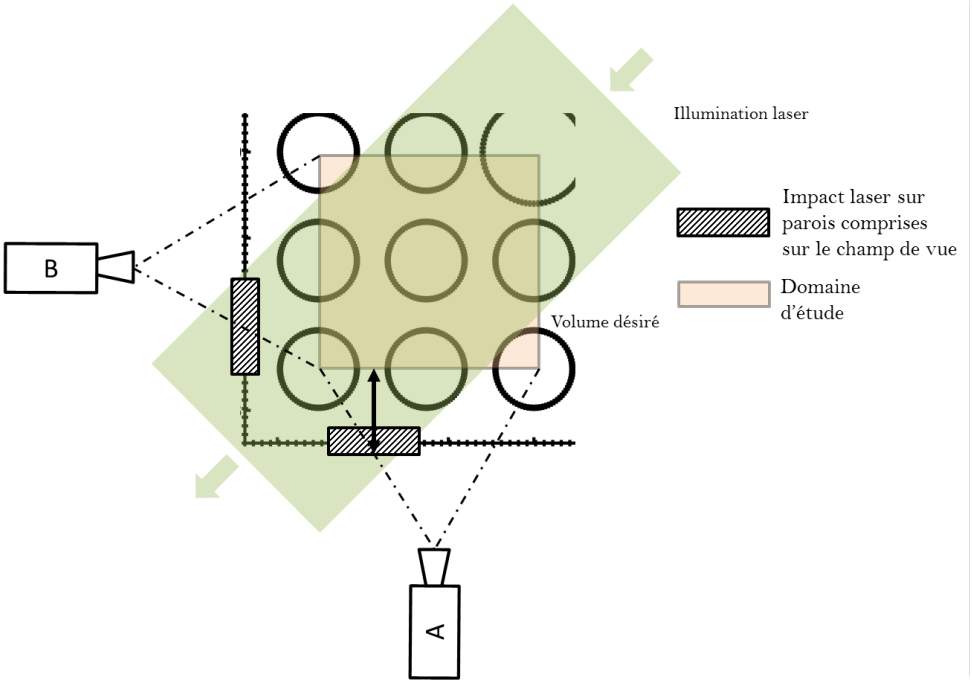


FIGURE 6.1 – *Schéma de montage à 2 caméras avec illumination à 45°. Visualisation du parcours laser théoriques (en vert), de la zone d'étude à mesurer 'en orange) ainsi que les zones d'impact laser sur les parois de la veine.*

Le second désavantage de l'illumination à 45° est l'illumination des zones fluides dont l'intérêt est relatif. Comme conséquence directe, des particules si-

tuées hors de la zone d'intérêt seront illuminées et perçues par les deux caméras. Le ratio de particules éclairées utilement sur le nombre de particules illuminées au total diminuera et il en résultera une augmentation du bruit. A titre d'illustration, une épaisseur maximale de 8,3 mm est rajoutée, soit prêt de 50% du domaine d'étude en profondeur. Ces particules seront au final perçues et intégrées dans le champ de vision des caméras sans pour autant servir à l'étude.

Réflexions liées à la maquette.

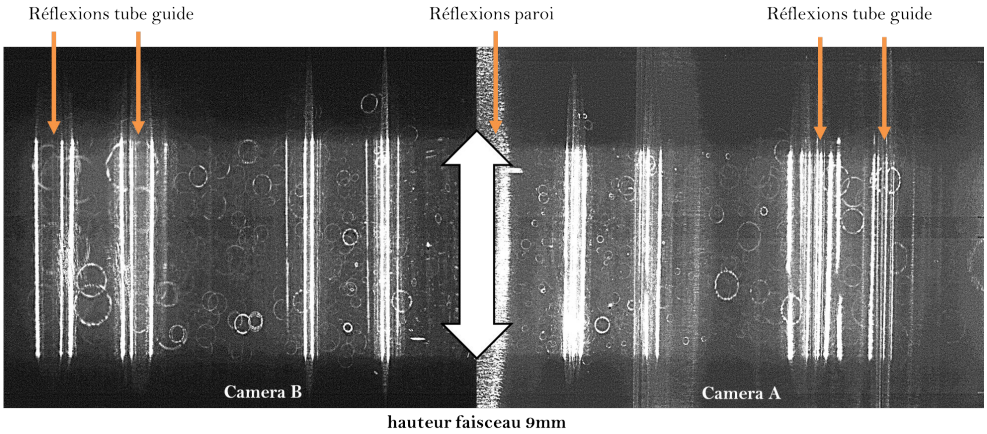


FIGURE 6.2 – *Illustration des réflexions perçues par les deux caméras. La défocalisation des caméras a pour conséquence de dilater les réflexions.*

Impact des barreaux

La figure 6.2 illustre la saturation des deux caméras au niveau des interfaces entre les barreaux et le faisceau laser incident. La défocalisation a pour conséquence de dilater ces zones de saturation de sorte à ce que les réflexions liées au tube guide soient les plus épaisses puisque situées au fond du volume de mesures.
Remarquons que l'espace annulaire a pour conséquence de diminuer l'intensité des réflexions en filtrant l'intérieur à la manière d'une particule défocalisée.
Malgré cette atténuation il en ressort qu'un axe fluide est inexploitable pour chacune des caméras.

6.1.2 Choix du domaine de mesure

En tenant compte des problèmes d'illumination développés précédemment, il est décidé de réduire le domaine de mesure à la seule zone commune exploitable des deux caméras. Cette zone est illustrée sur la figure 6.3 et est située dans le canal vertical fluide inscrit entre les 4 barreaux du coin.

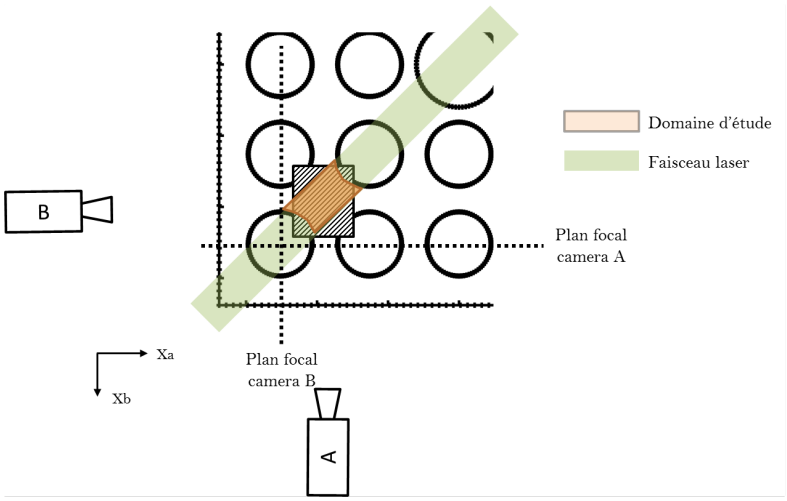


FIGURE 6.3 – *Schématisation du montage à 2 caméras et une illumination laser à 45°. La disposition des plans focaux ainsi que du domaine de mesure finalement choisis y sont représentés. Le faisceau laser est désormais épais en théorie de 9 mm.*

Ce choix permet de réduire la largeur du faisceau laser à 9 mm de côté et ainsi imiter l'éclairage des parois de la veine.

6.1.3 Niveaux de précisions théoriques

Dans les faits, la mise au point sur un tel champ de vue nécessite une analyse complète des paramètres liés à la chaine d'acquisition pouvant impacter sur la qualité de la mesure. Nous discuterons par exemple de l'influence de la fréquence d'acquisition sur la restitution des déplacements PTV.

- La fréquence d'acquisition fixe la distance moyenne séparant une particule entre 2 instants. Or plus la distance est faible, plus l'algorithme de PTV 3D est performant en réduisant l'ambiguïté d'association d'un instant sur l'autre.

- En revanche, la contribution de l'erreur théorique commise sur la récupération du déplacement sera plus élevée. Cet aspect est particulièrement important lorsque une PTV3D mono-caméra est utilisée et à fortiori où le déplacement en profondeur est obtenu par la variation de la taille apparente.

  En effet, les erreurs de détections de centre et de taille sont fixées et indépendantes de toutes conditions expérimentales. On définit $\varepsilon rr_{2D}^{tech}$ et $\varepsilon rr_{prof}^{tech}$ comme étant les incertitudes de déplacement dans le plan image et dans la profondeur. Ratio_{2D} et Ratio_{prof} les rapports entre les erreurs de déplacements sur le déplacement réel de la particule mesurée

sur l'image sans erreur, Depla_{px}^{reel}.

Les deux ratios peuvent s'écrire selon les équations suivantes avec $\triangle_t = 1/\text{Fs}$, Fs étant la fréquence d'acquisition, $\triangle_{xy}$ la taille du champ de vue visualisé par un nombre de pixels égal à Res_{camera} dans une direction de l'image. Et de la même manière $\triangle_{prof}$ la dimension mesurée en profondeur par un intervalle de tailles apparentes égal à $\triangle_{taille}$.

$$Ratio_{2D} = \frac{\varepsilon rr_{2D}^{tech}}{Depla_{px}^{reel}} \; avec \; Depla_{px}^{reel} = \mathbf{U}\triangle_t \tag{6.1}$$

et donc l'équation 6.1 devient :

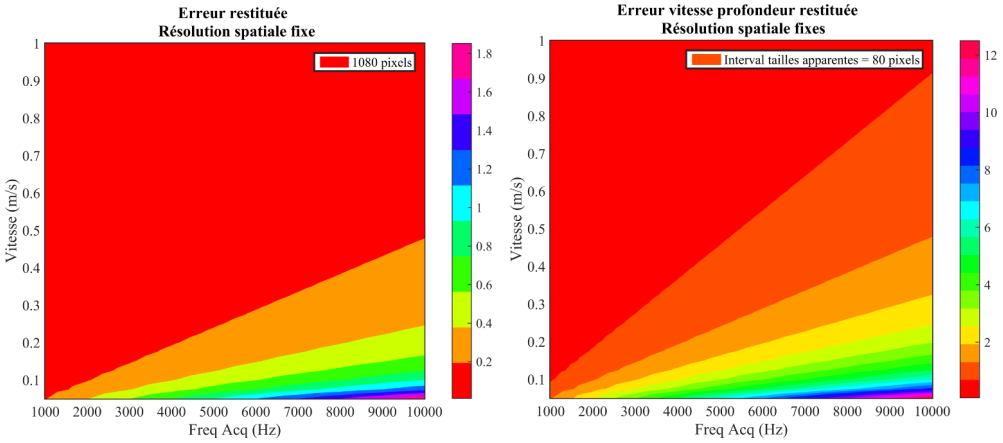
$$Ratio_{2D} = \frac{\varepsilon rr_{2D}^{tech}}{\mathbf{U}.Res_{camera}} \times Fs\triangle_{xy} \tag{6.2}$$

Et enfin pour la profondeur il vient l'équation 6.3 :

$$Ratio_{prof} = \frac{\varepsilon rr_{prof}^{tech}}{\mathbf{U}.\triangle_{prof}} \times Fs\triangle_{taille} \tag{6.3}$$

- On s'aperçoit donc que plus la fréquence d'acquisition est élevée, plus la contribution de l'incertitude de mesure va augmenter par rapport à celle de la vitesse réelle. La question est désormais de connaître les niveaux des ratios en fonction de la vitesse du fluide et de la fréquence d'acquisition.
  L'évolution de la valeur des ratios est calculée pour la direction parallèle (figure 6.4(a)) puis perpendiculaire (figure 6.4(b)) au plan focal. Les paramètres permettant l'obtention de ces courbes sont donnés dans les tableaux 6.4 et 6.2 respectivement. Pour obtenir l'évolution des ratios, la valeur de la fréquence d'acquisition est variée de 1000 à 10000 Hz et la vitesse moyenne de 0,05 à 1 m/s. Si le ratio présente des valeurs proches de zéro, cela signifie que les incertitudes de mesure deviennent négligeables par rapport au déplacement réel. A l'inverse, si ce ratio devient supérieur à 0,2 ; cela correspond à un pourcentage d'incertitude relativement élevé. On constate par exemple que la zone correspondant à des valeurs de ratio faible est plus petite lorsqu'on s'intéresse aux déplacement transverses par rapport au plan focal car les erreurs relatives sont environ 10 fois plus importantes. Pour une fréquence d'acquisition de 4,5 kHz ; l'erreur relative pour des vitesses parallèles au plan focal de l'ordre de 1 m/s sont négligeables. Les incertitudes sont d'environ 33% pour des vitesses de 0,15m/s. Si l'on s'intéresse aux vitesses transverses, quel que soit le niveau de vitesse, les incertitudes sont du même ordre de grandeur, voire plus grande que le déplacement lié à la vitesse.

Ce haut degré d'incertitudes peut cependant être largement diminué par l'utilisation d'une seconde caméra, placée à 90° par rapport à la première.



(a) Ratio Ratio_{2D} (b) Ratio Ratio_{prof}

FIGURE 6.4 – *Évolution des rapports $Ratio_{2D}$ et $Ratio_{prof}$ en fonction de la fréquence d'acquisition et de la vitesse du fluide mesurée.*

TABLE 6.1 – *Description des paramètres expérimentaux pour la figure 6.4(a) avec application numérique pour deux niveaux de vitesses mesurable dans le plan image*

Resolution caméra	Champ de vue	Err théorique déplacement	Vitesses	Fs	Ratio_{2D}
1080 pixels	20 mm	0.5 pixels	1.5 m/s	4000 Hz	0,0245
1080 pixels	20 mm	0,5 pixels	0,1 m/s	4000 Hz	0,37

TABLE 6.2 – *Description des paramètres expérimentaux pour la figure 6.4(b) avec application numérique*

Intervalle de tailles apparentes	Profondeur étudiée	Erreur théorique profondeur	Vitesse	Fs	Ratio_{prof}
80 pixels	10 mm	1 pixel	0.1 m/s	4000 Hz	2.5

- Cependant, il est aussi important de prendre en compte le fait qu'une augmentation de la fréquence d'acquisition tend à diminuer la puissance lumineuse émise par le laser et donc la capacité à détecter les particules les plus défocalisées, c'est à dire les plus lointaines du plan focal.
- Un autre aspect important pour la définition de la fréquence d'acquisition est le nombre d'instants maximal des trajectoires $Npass_{max}$

dépendra du champ de vue 2D R_{vert}. En supposant une vitesse débitante maximale V_{max}. Le temps de passage maximal $Tpass_{pass}$ s'écrit : $Tpass_{max} = R_{vert}/V_{max}$.
A fréquence d'acquisition fixe, plus le champ de vue est grand, plus longues seront les trajectoires permettant ainsi une analyse lagrangienne de l'écoulement plus pertinente. Cependant la conséquence directe sera la diminution de la résolution spatiale $Reso_{xy}$, et donc du niveau de précision des déplacements.

La confrontation de ces arguments prouvent qu'un choix optimal de configuration expérimentale n'existe pas tant l'interaction entre chaque paramètre est importante. Les choix sont finalement dictés par les contraintes de mise au point et de réalisation.
Au final, les contraintes d'illumination et de distance inter-image pour une particule sont celles qui ont motivé un choix de Fs = 4500 Hz et une vitesse débitante de 1,5 m/s pour la suite de l'étude pour un champ de vue de 20 mm de large.

6.1.4 Dispositions théoriques des plans focaux

La position des plans focaux doit être choisie afin d'obtenir une taille apparente de 20 pixels au début du domaine de mesure. Dans cette optique chaque plan focal est situé au centre des premières rangées de barreaux, comme l'illustre la figure 6.2. Le début du volume de mesure est situé à 2 mm des plans focaux.

6.2 Calibration du système

De la même manière qu'il a été présenté au chapitre 4, la phase de calibration consiste en deux étapes essentielles.

1 Détermination de la loi d'évolution de taille apparente sur chacune des caméras en fonction de la distance au plan focal.
2 Création des lois d'associations spatiales pour relier les coordonnées d'une particule détectée à partir des images des deux caméras.

Ces deux phases nécessitent successivement une calibration avec un balayage à 90° pour chacune des caméras ainsi qu'un balayage à 45°. Les résultats des deux approches sont décrits ci-ensuite.

6.2.1 Calibration à 90°

La configuration à 90° doit permettre de récupérer les résolutions spatiales en profondeur des caméras, et de confirmer ou infirmer la présence d'aberrations optiques.

Dans un premier temps la procédure est décrite pour ensuite analyser la pertinence des résultats.

Procédure

o **Acquisition**

Pour chaque caméra, la configuration en nappe laser (développée dans le chapitre 5) est utilisée et la procédure suivante est suivie :

1 Positionnement de la nappe laser sur la paroi
2 Déplacement de 8,35 mm correspondant au milieu de la première rangée.
3 Focalisation de la caméra sur la nappe laser.
4 Déplacement successif de la nappe laser par pas de 1 mm
5 Acquisition pour chaque plan de 2000 images.

o **Analyse**

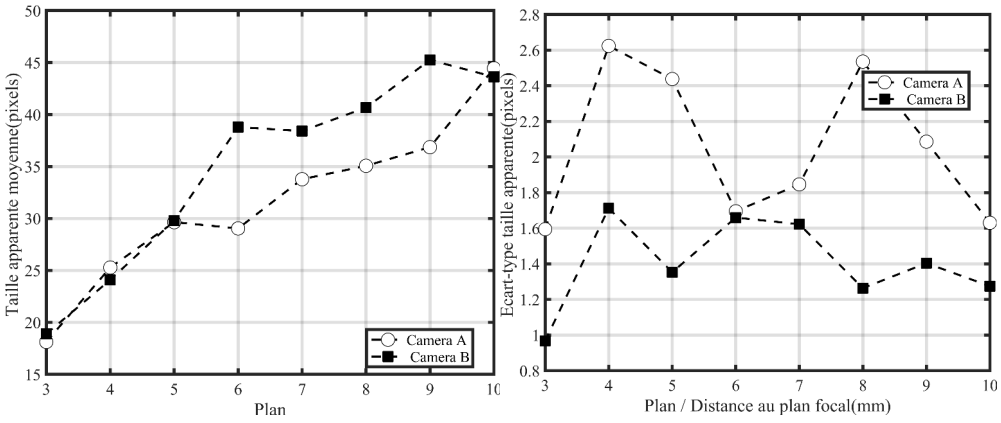
La phase de détection est réalisée pour l'ensemble de 2000 x 10 plans x 2 caméras et permet d'extraire une taille moyenne T_{moy} et un écart-type T' en fonction de la profondeur. Le filtrage des détections est réalisé de la manière suivante :

1 Des canevas de tailles +/- 5 pixels sont utilisés autour de valeurs obtenues manuellement.
2 Des critères de validation de 0,4 et 1,5 sont utilisés comme valeur de seuil de corrélation et de signal sur bruit pour valider une détection.
3 Profitant d'acquisition résolue en temps, des trajectoires sont reconstruites et seules les particules issues de trajectoires de plus de 3 instants sont conservées.

o **Résultats**

Les figures 6.5(a) et 6.5(b) représentent l'évolution de T_{moy} et T' avec la distance au plan focal. On remarque tout d'abord la différence d'évolution de T_{moy} au-delà de 5 mm de distance. Apres cette valeur, les plans sont situés derrière les premières rangées de barreau. Une influence de la traversée de ces obstacles peut être une explication pour cette différence. L'évolution de la taille apparente semble ne pas être monotone. Cependant, cette tendance doit être regardée avec les incertitudes associées. En effet, le niveau de fluctuations des mesures apparentes montre qu'il convient de prendre en compte une incertitude de $pm2$ px pour chaque plan. Enfin, il est intéressant de remarquer que les tailles apparentes dans le plan numéro 3 et dans le plan 10 sont identiques entre chaque caméra. Ainsi, la différence apparaissant dans les plans 6 à 9 peut être liée à la traversée des barreaux et des effets de ces barreaux sur les tailles apparentes. Cette loi d'évolution n'étant pas prise en compte directement pour la calcul de la profondeur en fonction de la taille apparente, car il convient d'ajouter une épaisseur non nulle du plan laser. Cependant, une approximation

linéaire permet de relier la taille apparente moyenne et la distance des plans focaux. On constate ainsi une sensibilité d'environ 5 px/mm. En supposant une épaisseur de nappe de 1 mm pour chaque plan de calibration, on retrouve bien des fluctuations de tailles apparentes de l'ordre de ±0,5 mm dans les résultats présentés dans la figure 6.5(b). Cela sera montré plus clairement par la suite, voir figure 6.8.
Ensuite, les valeurs de T' de la caméra A sont en moyenne 1,1 fois supérieures à celles de la caméra B. Cette différence est explicable par une épaisseur de nappe légèrement plus élevée dans le cadre de la caméra A ; la distance entre les lentilles et les champs mesurés étant différente selon la caméra étudiée.



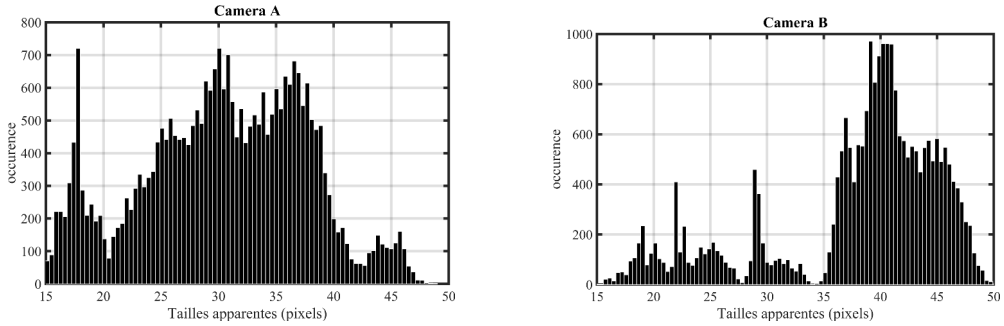
(a) Evolution de T_{moy} en fonction de la distance au plan focal

(b) Evolution de T' en fonction de la distance au plan focal

Figure 6.5 – *Courbes d'évolution de la taille moyenne T_{moy} et de son écart type T' pour les deux caméras en fonction du plan de calibration (ou de la distance au plan focal)*

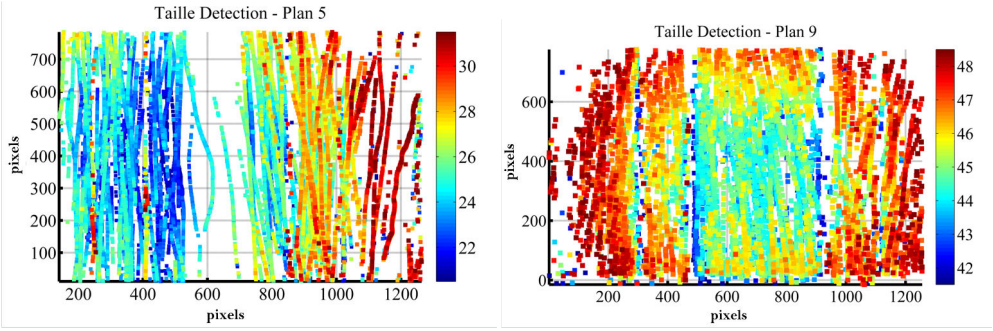
Les courbes de T_{moy} présentent des phases de régression avec la distance : entre 5 e 6 mm pour la caméra A et 6 - 7 mm pour la caméra B. Par conséquent la seule taille apparente ne permet plus de fournir l'unicité de la position en profondeur dans la configuration d'étude.
Les histogrammes des détections cumulées pour les deux caméras sont présentés sur les figures 6.6(a) et 6.6(b) et ne présentent pas de détection préférentiel (peak-locking).

D'un point de vue spatial, les figures 6.7(a) et 6.7(b) illustrent un exemple de dispersion en tailles apparentes pour les plans 5 et 9 des deux caméras. On constate une évolution radiale de la taille apparente avec la distance au centre de l'image. Cette évolution, préalablement constatée au chapitre 3 traduit l'existence d'aberration optique.



(a) Caméra A (b) Caméra B

FIGURE 6.6 – *Histogramme de la taille apparente (en pixels) des particules détectées lors de la phase de calibration à 90°.*



(a) Camera B - Plan n°5 affleurant au barreau central de la 1ere rangée (b) Caméra A - Plan n°9 situé entre la rangée des barreaux.

FIGURE 6.7 – *Visualisation des détections pour deux plans de calibrations et pour les deux caméras. La coloration représente la taille apparente (en pixels) et illustre la forte dispersion des tailles détectées avec l'éloignement au centre de l'image.*

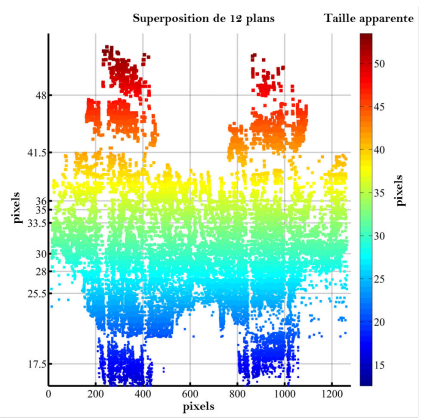
Limitations

La principale limitation intervenant dans la calibration à 90° reste la prise en compte de l'épaisseur de la nappe ainsi que de la distorsion spatiale intervenant lors de mesure de champ de vue trop réduit. La démonstration de ces limitations est présentée dans la figure 6.8 . On y compare deux représentations différentes de la détection des 12 plans de calibrations. Dans chaque figure, l'abscisse représente la position horizontale de chaque particule détectée. La représentation diffère dans le choix de l'axe des ordonnées, avec respectivement :

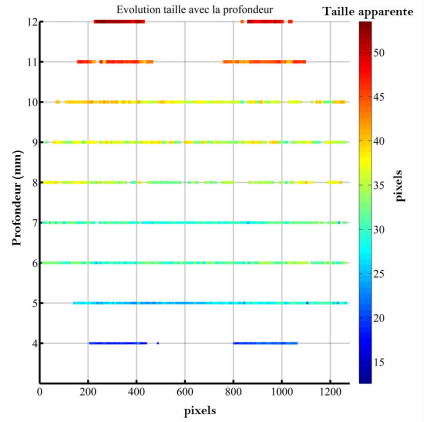
- à gauche : la taille apparente détectée par l'algorithme.
- à droite : la position du plan dans lequel les particules sont détectées. Cette représentation est équivalente à supposer une nappe laser infiniment fine.

. Les deux figures 6.8(a) et 6.8(b) sont colorées par la taille apparente et les principaux constats sont les suivants :

- Un plan ne fournit pas uniquement une seule taille apparente. Dans la mesure où une nappe laser possède une épaisseur de l'ordre de 0.5 mm ce résultat paraît logique.
- La représentation des particules sur l'image 6.8(a) traduit une continuité dans les positions des particules alors que les plans sont censés être distants de 1 mm.
- A profondeur fixe, la taille apparente augmente vers l'extérieur comme le présentait déjà la figure 6.7(b).



(a) Le placement en profondeur est obtenu par la taille apparente (en pixels).



(b) Le placement en profondeur est obtenu par la position en mm de la nappe laser.

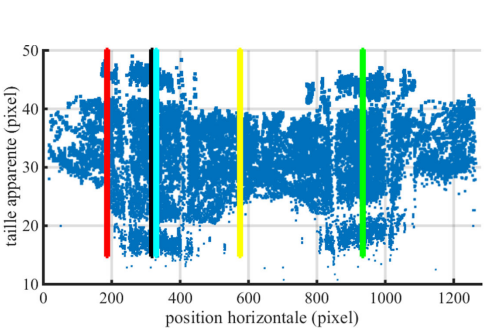
Figure 6.8 – *Comparaison des détections des plans de calibration de la caméra A entre deux façons de positionner en profondeur les particules : Taille apparente mesurée (a) et position théorique de la nappe laser (b). Vue du dessus - Coloration par la taille apparente.*

Finalement, les lois de calibration d'évolution de la taille apparente avec la profondeur sont fonction de la position 3D dans l'espace tel qu'il est illustré dans la figure 6.9. Pour 6 axes perpendiculaires au plan image on trace les lois obtenues soit par :

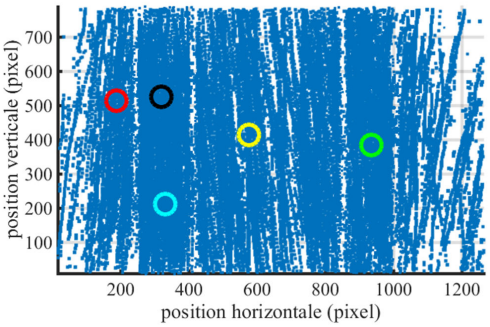
- Un interpolation linéaire à 3 variables.
- Un modèle polynomial à 3 variables spatiales. Le choix d'un degré 6 qui présentait les meilleurs tendances a été retenu.

Dans le cas du modèle linéaire, les lois diffèrent fortement entre elles en fonction de la localisation des axes. Dans le cadre d'utilisation de polynômes, les 6 lois d'évolution sont plus rapprochées jusqu'à la valeur correspondant à une taille apparente de 45 pixels ; ce qui représente la limite de taille apparente

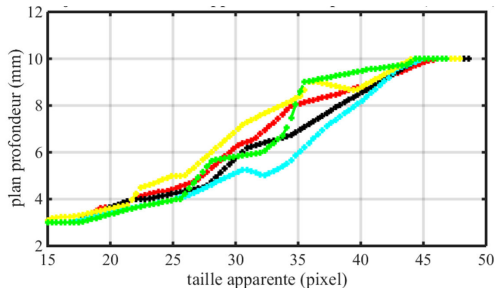
au delà de laquelle il n'y a plus de particules.
Pour parvenir à ces résultats les interpolations sont traitées sur chaque axe pour lesquels il est nécessaire de relier 1 ou plusieurs coordonnées à la taille apparente de la particule ; en sachant que la position métrique est obtenue à partir du positionnement de la nappe laser.
Bien que les approches polynomiales constituent le meilleur compromis de prise en compte des phénomènes optique, on s'aperçoit que ces méthodes ne sont pas adaptées dans une phase d'extrapolation.



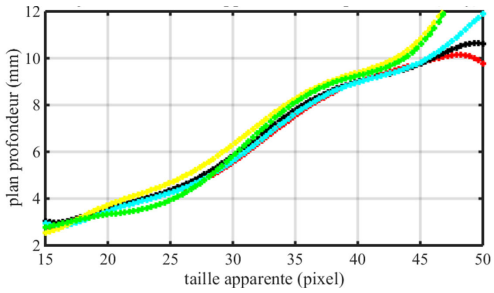
(a) Disposition des axes - Vue de dessus



(b) Disposition des axes - Vue de face



(c) Interpolation linéaire entre la taille apparente et la profondeur.



(d) Interpolation polynomiale entre la taille apparente et la profondeur.

FIGURE 6.9 – *Comparaison de la restitution de l'évolution de la taille sur 6 axes différents visibles sur les figures 6.9(a) et 6.9(b). Deux modèles de régressions sont utilisés : un modèle linéaire (figure 6.9(c) et un modèle polynomiale de degré 6 6.9(d).*

Pour mesurer les conséquences réelles de l'agrandissement des particules sur le bord de l'image, des mesures volumiques à une caméra disposée à 90° sont réalisées comme le présente la figure 6.10. La caméra A couplée à un faisceau de 10 mm de diamètre est utilisée.

Les détections de particules sont représentées dans la figure 6.11 dans un espace métrique normalisé par rapport au diamètre des barreaux. La position en ordonnées est obtenue en transformant linéairement les tailles apparentes en millimètre avec un résolution spatiale de 0,284 mm/pixels. La coloration

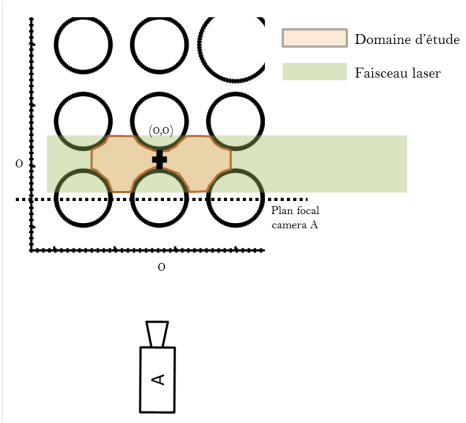


FIGURE 6.10 – *Schéma du montage à 90° par rapport à l'axe caméra. Le champ de vue est délimité par la zone en orange.*

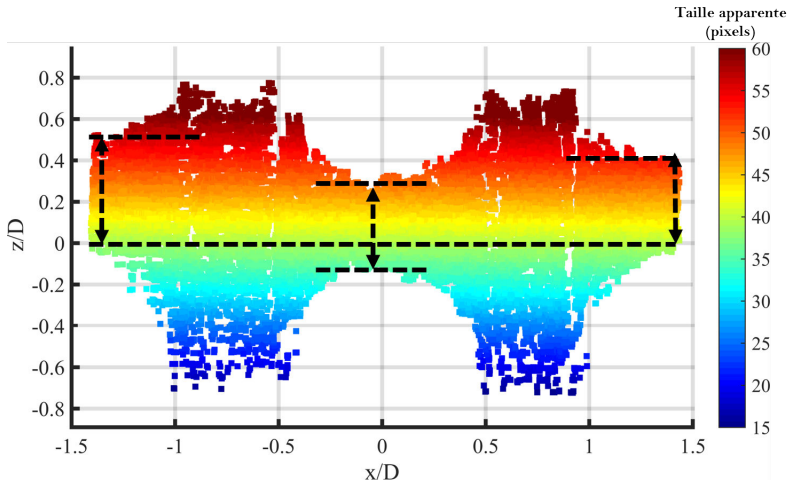


FIGURE 6.11 – *Superposition des particules détectées pour un montage à 90°. La coloration indique la taille apparente (en pixels) et les écarts entre les positions des barreaux dus à une distorsion spatiale sont aussi représentés.*

représente la taille apparente.
Cette figure permet de visualiser les différences de positionnement entre les faces des barreaux en imposant une évolution linéaire entre la taille apparente et la profondeur et une indépendance avec la position dans le plan caméra.

Conclusions intermédiaires

Au final la calibration ne permet pas d'apporter un niveau de précision suffisant sur la profondeur dans la configuration actuelle. En effet, une résolution spatiale moyenne en profondeur de 0,284 mm/pixels et une incertitude

allant jusqu'à 2 pixels pour un même plan de calibration impliquent une erreur de positionnement de 0,56 mm dans la 3^{me} direction. A une fréquence de 4,5 kHz, l'erreur commise en terme de vitesse serait de 2,52 m/s.
La combinaison de l'épaisseur des plans de mesures qui ne peut être négligée au regard du niveau de précision recherché avec à une déformation de l'espace nous oblige a nous tourner vers la calibration à 45° afin d'augmenter le niveau de précision.

6.2.2 Calibration à 45°

L'objectif de la calibration à 45° est double. Elle doit :

1 Permettre d'associer les images des deux caméras entre elles, c'est à dire de faire coïncider à une position dans le repère maquette des coordonnées dans les repères de chaque caméra.
2 De récupérer les résolutions spatiales des caméras dans leur profondeur respective. Contrairement à la calibration à 90°, l'information métrique liée à la profondeur obtenue à partir de la taille apparente sera obtenue grâce à la seconde caméra, située parfaitement à 90° de la première. De plus, en prenant en compte la résolution spatiale des caméras de l'ordre de 0,018 mm/pixel et du niveau de précision théorique pour centrer une particule de 0,5 pixel, la précision finale sera théoriquement de l'ordre de 0,009 mm en profondeur.

Une fois la procédure globale décrite, les résultats de calibration et d'association seront présentés et valorisés à travers l'analyse des niveaux de précisions atteints.

Procédure

La réalisation de ces essais passe par le balayage du domaine avec des nappes laser d'épaisseur d'environ 1 mm. Comme illustré figure 6.12, 10 plans successifs distants de 1 mm fournissent une base de données de 50 000 détection de particules perçues par les deux caméras. Les photographies directes de l'expérience en cours sont présentées dans la figure 6.13 où l'on peut observer la proximité des caméras aux parois et à la nappe laser, ainsi que l'impact lumineux de cette dernière dans le coin de la veine.

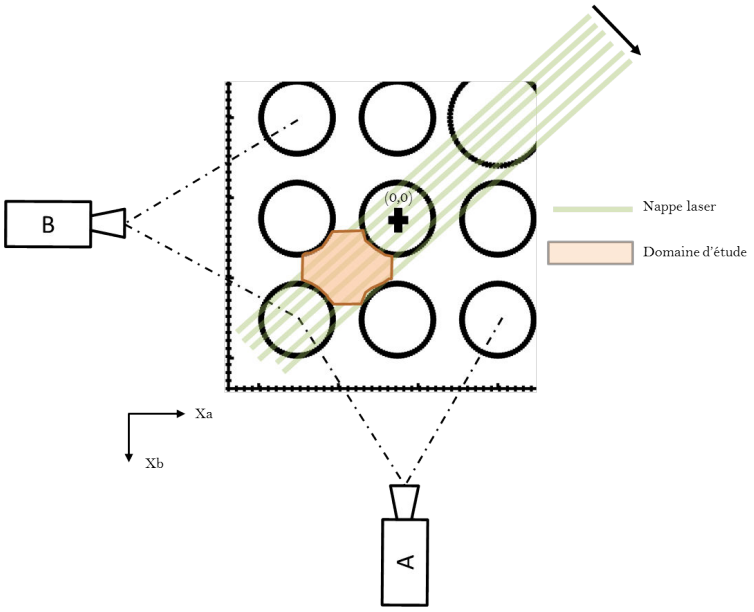


FIGURE 6.12 – *Schéma de principe de calibration à 45°. Les plans successifs laser doivent permettre de calibrer la zone d'étude finale en orange.*

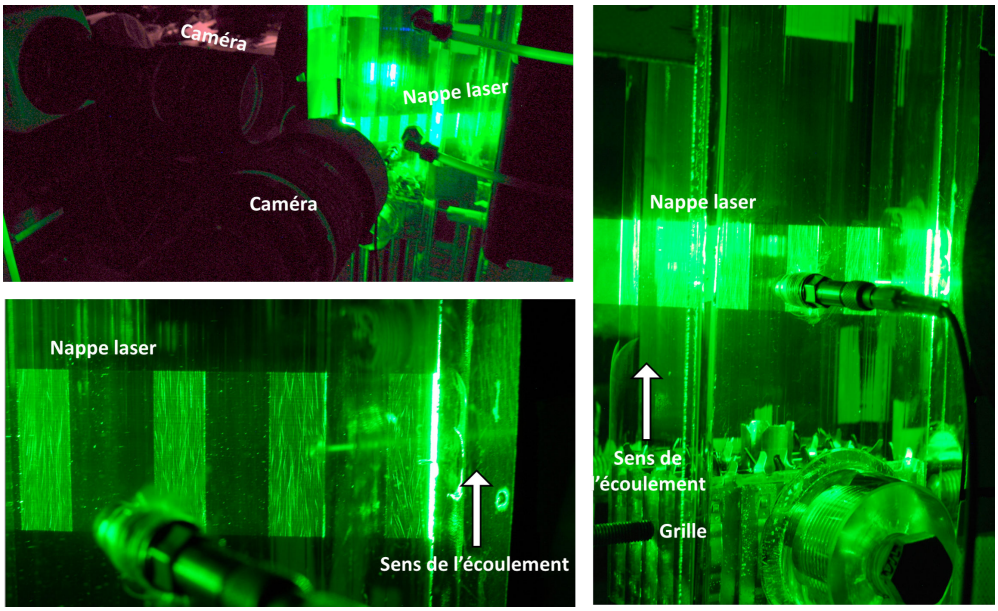


FIGURE 6.13 – *Photographies du montage expérimental pendant la phase de calibration par plans successifs à 45°. Le centre de la nappe laser étant située à 4 Dh de la grille.*

Chaque plan de calibration, composé de 1000 images par caméra, suit le processus décrit dans la figure 6.14. Le plan perçu par les deux caméras donne lieu à 2 x 1000 images. Ces images sont traitées et les procédures de détections de particules pour chaque caméra sont effectuées.

Un outil Matlab a été ensuite créé pour semi-automatiser la phase d'association. Son utilité est de pouvoir visualiser de manière synchronisée les détections des deux caméras aux mêmes instants et de pouvoir associer facilement les particules entre elles dans un premier temps.
Au bout d'un seuil minimum atteint de particules validées manuellement, des lois de projections sont initialisées et permettent de projeter les positions d'une caméra vers l'autre pour pouvoir créer des associations.
L'utilisateur peut manuellement valider ou les non les prédictions et les corriger si besoin.
Une fois que l'utilisateur juge que les prédictions sont convergées, il devient possible de finaliser l'association des 1000 images à partir des lois de calibrations fixées par l'utilisateur.

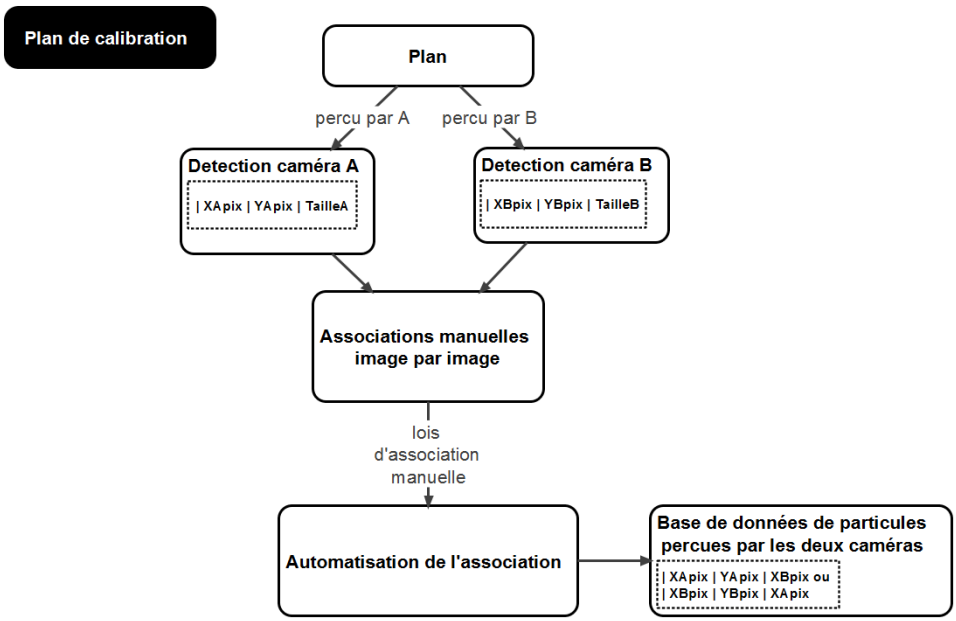
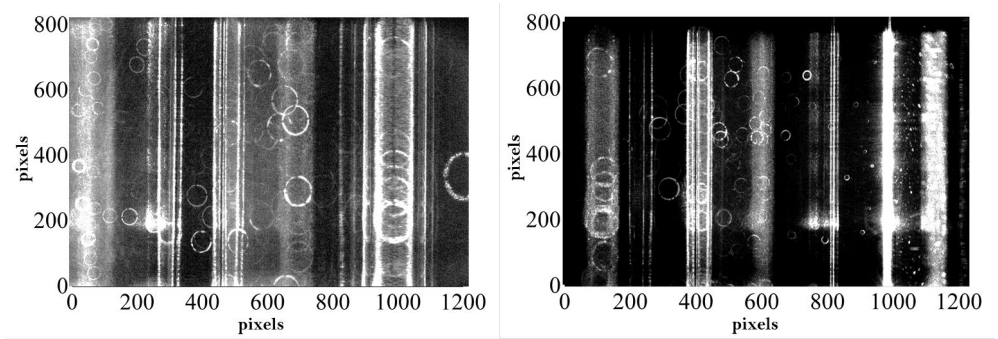


FIGURE 6.14 – *Schématisation de la méthode utilisée pour la vérification de l'existence des particules détectées par les deux caméras pour chaque plan de calibration.*

Afin de rendre compte de la difficulté des mesures, des images instantanées directes des particules illuminées par une tranche laser sont représentés dans la figure 6.15. On constate que les barreaux restent visibles, malgré l'utilisation d'un fluide au bon indice optique. Les particules sont clairement visibles dans les espaces inter-barreaux mais semblent plus difficiles à détecter en proche

paroi.

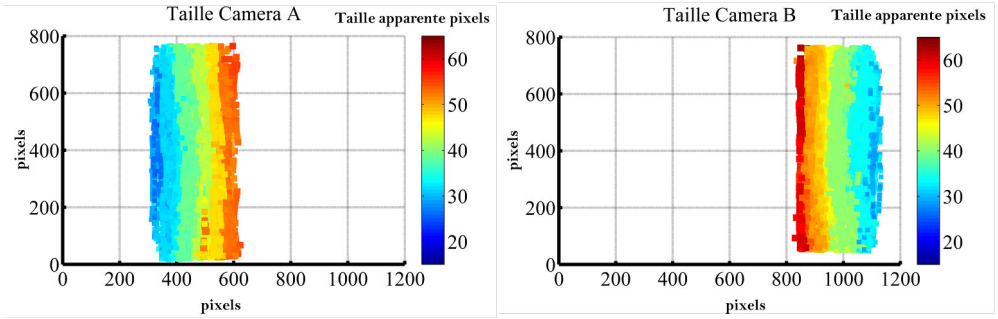


(a) Caméra A (b) Caméra B

FIGURE 6.15 – *Images simultanées issues de l'acquisition d'un plan de calibration.*

Les résultats de détection et d'association pour deux plans de calibration 1 et 5 (visibles figure 6.12) sont représentés dans la figure 6.16. La coloration qui révèle les tailles apparentes rend compte de l'angle de la nappe avec les caméras puisque :

- Les tailles apparentes des particules augmentent vers la droite pour la caméra A puisque le faisceau s'éloigne de la caméra.
- Les tailles apparentes des particules diminuent vers la droite pour la caméra B puisque le faisceau se rapproche du plan focal.



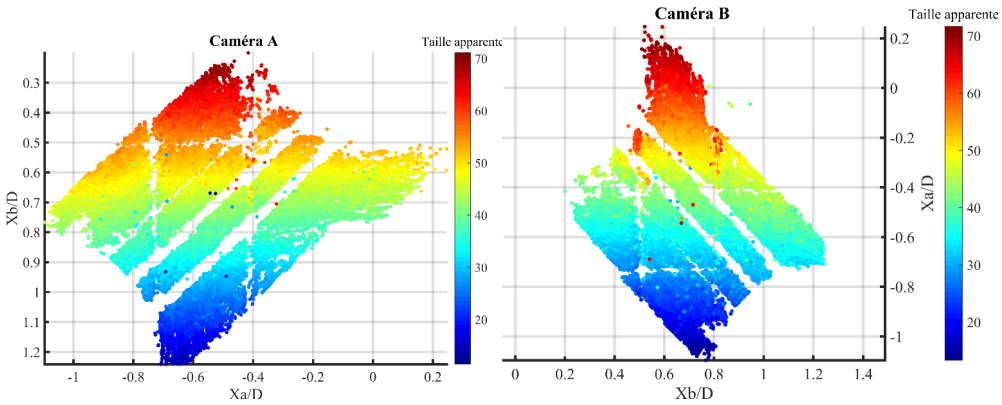
(a) Caméra A (b) Caméra B

FIGURE 6.16 – *Représentation des détections communes aux deux caméras pour deux plans de calibration. Coloration par la taille apparente (en pixels).*

Résultats

La concaténation des 10 plans amène à la figure 6.17 pour chacune des caméras. Les détections, au nombre d'environ 50 000 sont directement tracées

dans un repère métrique normalisé par le diamètre des barreaux dont le centre est indiqué sur la figure 6.12. La coloration représente les niveaux de tailles apparentes pour chacune des caméras.



(a) Caméra A (b) Caméra B

FIGURE 6.17 – *Comparaison des 50 000 particules détectées et validées par les deux caméras pour l'ensemble des plans de calibration entre un les points de vue de chaque caméra. Les positions sont normalisées par rapport au diamètre des barreaux D.*

A première vu, l'évolution semble linéaire entre la taille et la profondeur, cependant la restriction du domaine par rapport au champ de vue total des caméras ne permet pas de statuer sur la présence ou non d'aberration dans la zone d'étude.
En traçant l'évolution de la taille apparente de toutes les particules associées (voir figure 6.18), on s'aperçoit de la tendance linéaire entre le diamètre apparent et la profondeur. Il est important de noter qu'une taille apparente peut correspondre à une profondeur de 2 mm.

Précision de projection

Comme il a été montré dans le chapitre 4 la vérification de l'existence d'une particule nécessite la vérification de sa détection par les deux caméras simultanément. Cette base de données de points dans l'espace perçus par les deux caméras permet de procéder à la création de lois de projection nécessaire à ce processus de vérification. Trois lois polynomiales de degré 6 à 3 variables sont utilisées de la même manière que pour la section 4.1.2. Les résultats du tableau 6.3 présentent l'erreur moyenne et fluctuante entre les coordonnés projetées de la caméra A vers la caméra B et les positions détectées par cette même caméra.

En analysant la distribution spatiale, figure 6.19, des erreurs pour la taille apparente perçue par la caméra B et la projection vers X_b, les erreurs les

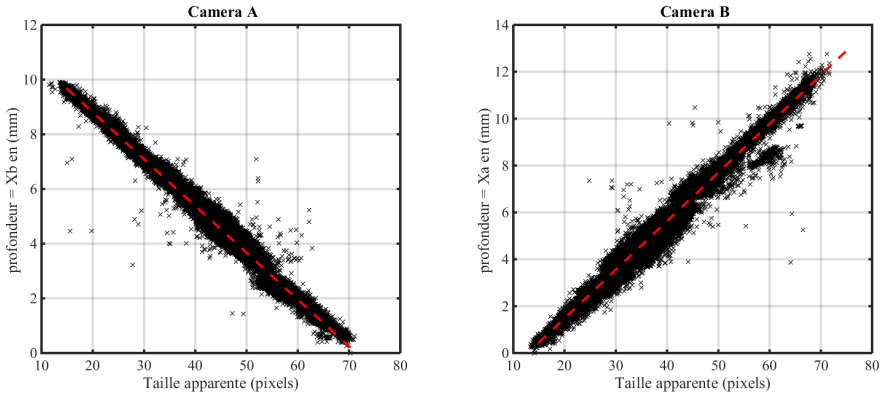
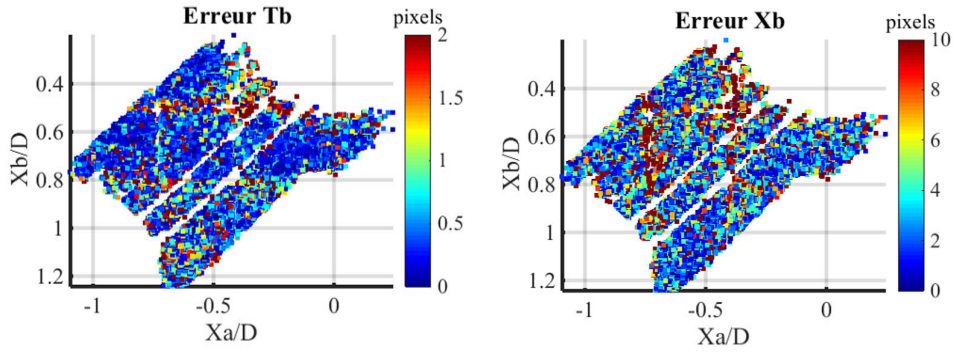


FIGURE 6.18 – *Évolution de la profondeur (en mm) en fonction de la taille apparente des particules selon les caméras. Une régression linéaire est superposée pour illustrer la tendance.*

Dimensions projetées	Erreur moyenne +/- Ecart type (pixel)
De Ta vers Xb	3.78 +/- 6.34
De Xa vers Tb	0.54 +/- 0.8
De Ya vers Yb	0.39 +/- 0.51

TABLE 6.3 – *Erreurs moyenne et fluctuante de projection issue des lois de calibration.*

plus élevées apparaissent dans le prolongement du bord des barreau. Ceci est certainement lié à l'impact des réflexions lumineuses qui nuisent à la qualité globale de la calibration.



(a) Erreur de projection vers T_b (b) Erreur de projection vers X_b

FIGURE 6.19 – *Superposition des détections communes à la calibration 45° avec une coloration adaptée aux erreurs de projections des positions de la caméra A vers la caméra B.*

Correction des aberrations

Les jeux de détections couplés entre les deux caméras offrent la possibilité de corriger les aberrations optiques perçues par la caméra à 90° de la figure 6.11. Pour cela, une loi de projection polynomiale de degré 2 à 3 variables de type : $P(X_a, Y_a, T_a) = X_b \times Res$ est appliquée, avec Res, la résolution spatiale de la caméra B. Le résultat est illustré dans la figure 6.20. L'abscisse est volontairement laissé en millimètre pour s'apercevoir que l'écart entre les barreaux est cette fois constant et égal à 3,1 mm. On remarque d'ailleurs l'effet du polynôme qui distord les positions des tailles apparentes sur les bords de l'image. Ces résultats permettent de conclure sur une bonne efficacité de la correction apportée.

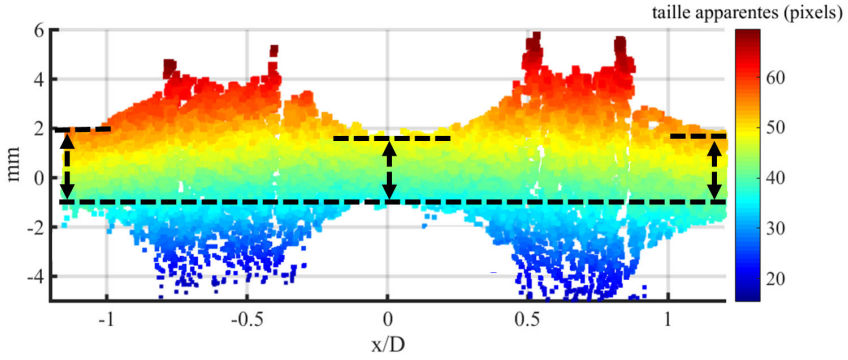


FIGURE 6.20 – *Application de la correction des aberrations sur les détections de la figure 6.11. Les positions des barreaux sont de nouveaux alignées.*

Conclusions intermédiaires

La phase de calibration des deux caméras est une étape indispensable mais délicate et chronophage. Contrairement à l'approche du chapitre 4 où seulement 1500 particules ont été utilisées comme points de référence avec 5 plans, 50 000 particules le sont désormais ici avec 10 plans de 1000 images chacun. Au delà du temps passé à réaliser les acquisitions, bien que fortement diminué à l'aide des systèmes de translations contrôlables par ordinateur, la majeur partie du temps se décompose en la détection des 10 plans × 2 caméras × 1000 images/ plans soit 20 000 images et de l'association des paires de particules détectées pour les deux caméras. Le temps gagné par la semi-automatisation de cette étape doit permettre de se concentrer plus en détails sur la phase d'initialisation. En effet, toute association incorrecte entraînerait un biais dans les lois d'associations. Au final, plus d'une semaine a été nécessaire pour la calibration afin de permettre la réalisation des mesures PTV 3D décrites par la suite.

6.3 Résultats PTV 3D

Les mesures de vitesses par la technique de mesure optique développée au cours de cette thèse sont effectuées sur la boucle hydraulique. Les principaux résultats et analyses sont à présent détaillés :

1 La détection des particules.
2 La calibration du système à 2 caméras.
3 L'optimisation de l'algorithme de déplacement et de suivi.

Dans un premier temps les caractéristiques de l'essai sont rappelées dans le tableau 6.4 avant de décrire les mesures provenant des caméras indépendamment dans l'objectif de présenter les améliorations apportées par l'utilisation d'une seconde caméra. La présentation des résultats sera orientée autour des 3 axes suivants :

1 Qualité de détection et d'association de particules.
2 Estimation des niveaux de vitesses moyennes et fluctuantes et mise en comparaison avec les mesures LDV et PIV 2D rapides.
3 Comparaison des résultats spectraux.

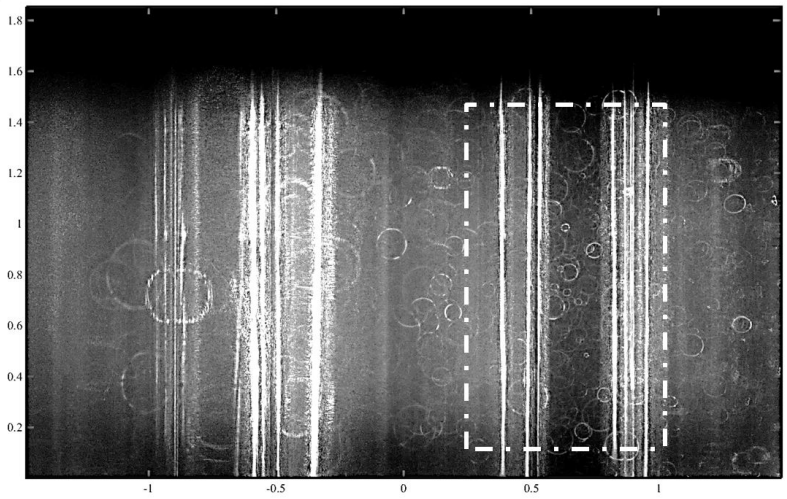
Dimensions	**Valeurs**
Débit	4 l/s
Vitesse débitante moyenne	1,49 m/s
Nombre de Reynolds	20 318
Température fluide	33 °C
Fréquence d'acquisition	4,5 kHz
Temps inter-image	$2{,}2.10^{-4}$ s
Durée d'acquisition	20 000 images - 4,4 s
Champs de vue caméras	23,04 mm x 14,4 mm
Résolution spatiale	0,018 mm/px
Déplacement théorique inter image	18,42 pixels/image
Temps de passage vertical moyen d'une particule	43 instants
Erreur de vitesse théorique 2D Centre à Centre	0,0324 m/s
Erreur de vitesse théorique 2D Corrélation locale	0,0081 m/s
Erreur de vitesse théorique profondeur (taille apparente)	0,75 m/s

Table 6.4 – *Tableau récapitulatif des valeurs caractéristiques de l'essai.*

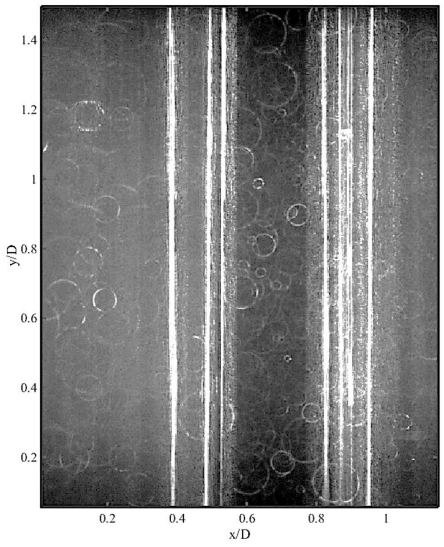
6.3.1 Qualité de détection et d'association

Les difficultés rencontrées à travers l'illumination ont conduit à la mise en place d'un traitement d'image spécifique, dont l'impact visuel est illustré

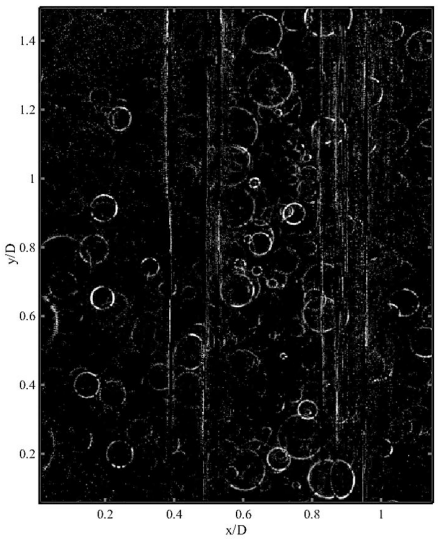
figure 6.21. Celui-ci consiste en une soustraction d'image moyenne avec optimisation locale du contraste, couplée à une accentuation des hautes fréquences que représentent le signal des particules. Le traitement d'image est appliqué la une zone utile de l'image globale.



(a) Exemple d'acuisition de la caméra B.



(b) Extraction de la zone utile pour les détections.



(c) Image traitée

FIGURE 6.21 – *Illustration de l'impact du traitement d'image sur une acquisition brute pour les mesures PTV3D finale. Les images proviennent de la caméra B.*

La clarté des particules est constatée et les diffractions liées aux barreaux sont atténuées. Pour autant, on note l'affaiblissement du signal des particules

dans les zones de parois des barreaux. Dans cette même zone, certaines particules sont tronquées ou dédoublées. Nous verrons par la suite l'impact non négligeable de ce phénomène sur les mesures 3D.

Le processus de détection est appliqué sur l'ensemble des 20 000 images des deux caméras. La vérification de l'existence des particules est réalisée en projetant les coordonnées des particules vues par la caméra A vers le référentiel de la caméra B. La méthodologie est illustrée à travers le schéma de la figure 6.22.

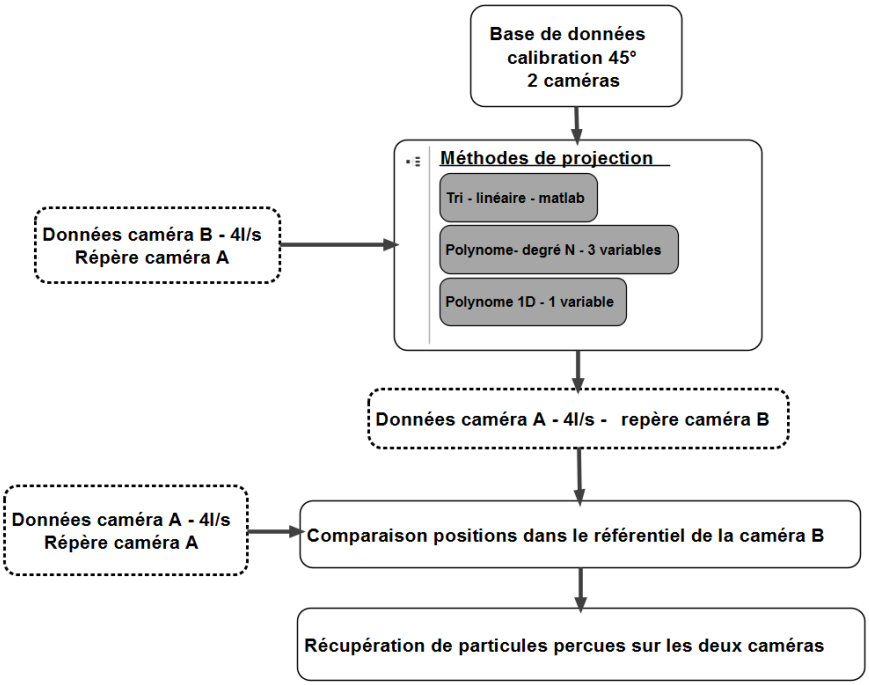


FIGURE 6.22 – *Diagramme récapitulant les étapes nécessaire à la vérification de l'existence des particules en comparant la détection de particules communes à l'aide de lois de projection.*

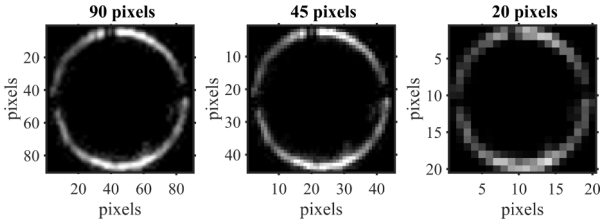
- ***Définition des canevas.***

Les formes des particules apparentes étant différentes selon les caméras du fait des positionnement des discontinuités, deux jeux de canevas ont été créés. Ces derniers proviennent d'images expérimentales. Le tableau 6.5 précise les conditions de définitions et la figure 6.23 illustre les canevas utilisés pour 3 tailles pour les deux caméras.

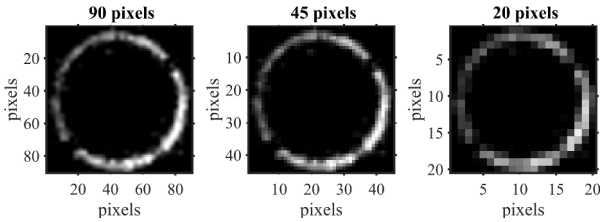
Ces canevas sont ensuite dilatés pour représenter l'ensemble des tailles apparentes possibles. L'application de ces canevas sur les images provenant de la boucle hydraulique montre qu'en moyenne, seulement 29 particules par ins-

TABLE 6.5 – *Caractéristiques de définition des canevas EA pour l'étude synchronisée.*

Canevas	**Image initiale**	**Traitement d'image**	**Intervalle de taille**
Espace annulaire	expérimentale	Amélioration contraste + seuillage	15 à 120 pixels



(a) Canevas pour les images de la caméra A.



(b) Canevas pour les images de la caméra B.

FIGURE 6.23 – *Illustration des canevas utilisés pour les caméras A et , 3 tailles apparentes présentées : 20, 45, 90 pixels.*

tants sont validées par les deux caméras (voir tableau 6.6). Cependant, comme représenté par les courbes de la figure 6.24, il y a environ une centaine de particules détectées indépendamment sur chaque caméra. Cela représente un ratio moyen de validation de 30 %.

	Detection moyenne +/- ecart type
Caméra A	117 +/- 14
Caméra B	97 +/- 13
Particules associées 2 caméras	29 +/- 8

TABLE 6.6 – *Comparaison du nombre moyen et fluctuant de particules détectées sur chaque caméra ainsi que du nombre de particules finalement perçues par les deux caméra simultanément.*

La représentation des détections communes aux 2 caméras est tracée sur la figure 6.25, où la coloration rend compte de la taille apparente des particules de la caméra A.

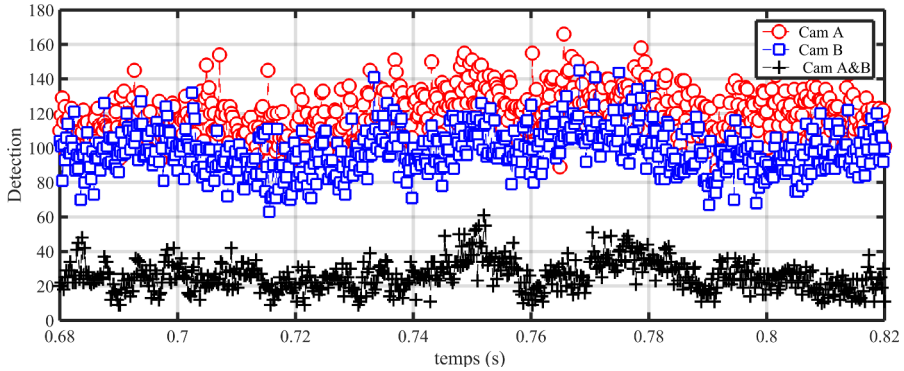


FIGURE 6.24 – *Évolutions du nombre de particules détectées sur chaque caméra au cours du temps ainsi que le nombre de particules finalement marquées comme communes.*

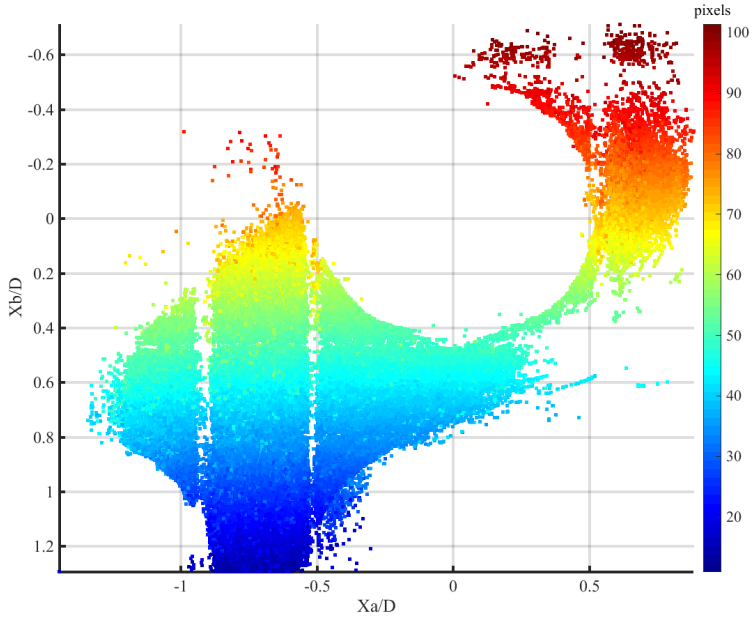


FIGURE 6.25 – *Représentation de toutes les particules détectées par les deux caméras durant les 20 000 images. La coloration représente la taille apparente des particules perçues par la caméra A.*

Cette figure met en avant l'apparition naturelle des barreaux ainsi que l'intervalle de taille apparente nécessaire pour obtenir un tel volume, soit des diamètres apparents allant de 15 pixels à 110 pixels. A cela s'ajoute une absence notable de particules dans les axes +/- 1 et +/- 0.5 pour respectivement la caméra A et B. Ces axes correspondent aux projections en profondeur des réflexions des barreaux.
Désormais il s'agit de s'intéresser à la reconstruction des champs de vitesses

à partir des détections validées par les deux caméras. Avant de présenter les résultats, la procédure globale de reconstruction est d'abord explicitée.

6.3.2 Procédure de reconstruction

La procédure de reconstruction doit permettre de rappeler les principales étapes de reconstruction des vecteurs vitesses jusqu'aux trajectoires et enfin leur traitement individuel. Ces étapes sont rappelées à travers le schéma 6.26.

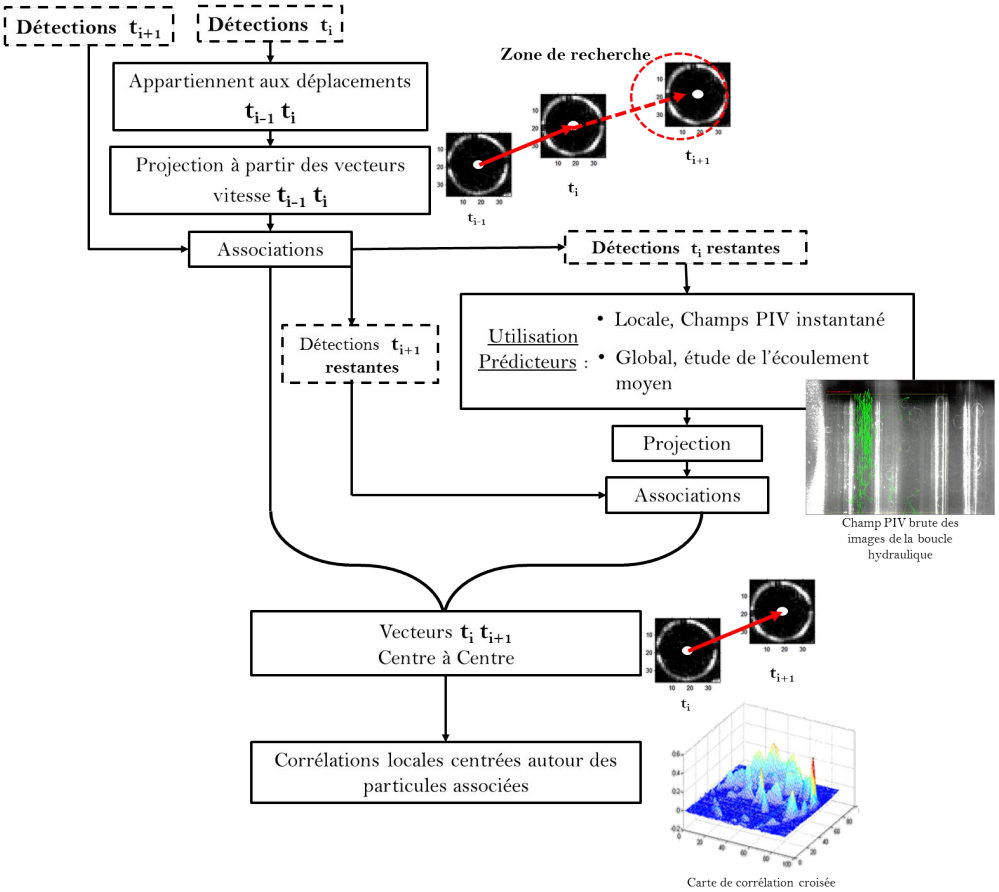


FIGURE 6.26 – *Diagramme illustrant les étapes de l'algorithme de PTV 3D avec prise en compte de prédicteur provenant soit des trajectoires à l'instant précédent, soit de champs PIV instantanés, soit de vitesses moyennes et fluctuantes dans les 3 directions.*

La première étape consiste à reconstruite entre deux images consécutives les vecteurs déplacements entre les deux jeux de particules détectées consécutivement. Une première association est réalisée en tenant compte des déplacements à l'instant précédent. A la manière décrite dans le chapitre 4, une extrapolation linéaire du vecteur à l'instant précédent $t-1$ fournit une prédic-

tion de la particule à l'instant t. L'utilisation d'un critère d'association permet de générer pour chaque projection un premier ensemble de déplacement.
Les particules restantes sont quant à elles projetées à l'aide d'un vecteur prédicteur issus, soit d'une carte PIV instantanée, soit d'une étude de l'écoulement moyen. Le critère du plus proche voisin permet d'associer les particules restantes.

Une fois les champs de vecteurs de type « centre à centre » obtenus, la précision du déplacement plan est améliorée en utilisant la corrélation locale entre deux imagettes centrées autour de la particule aux deux instants différents. Cette procédure est réalisée de manière séquentielle pour tous les instants détectés afin de générer des champs temporels de déplacements.

6.3.3 Résultats à 2 caméra

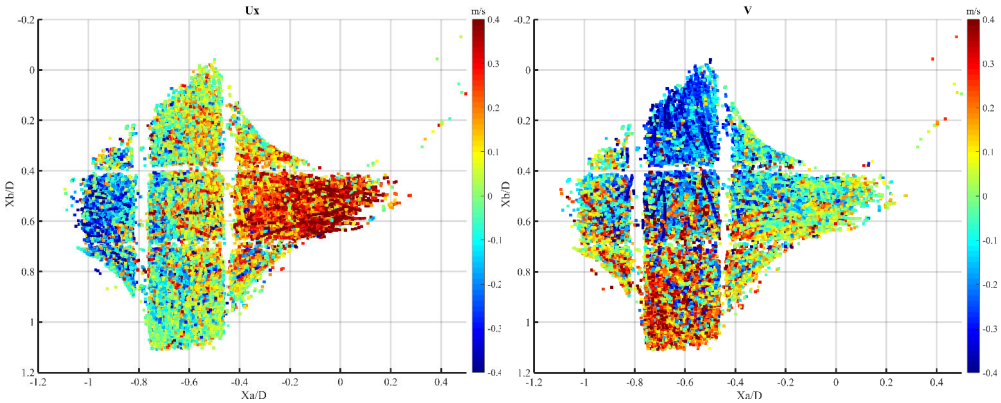
Cette procédure est appliquée aux détections provenant des deux caméras simultanément. L'algorithme de PTV 3D est ainsi finalement appliqué à une base de données de particules dont les coordonnées sont décrites dans un repère cartésien métrique, qui est celui de la veine hydraulique.
Cependant, les distances limites pour l'association sont en pixels afin de tenir compte plus aisément des informations contenues dans les images.

Aspect eulérien

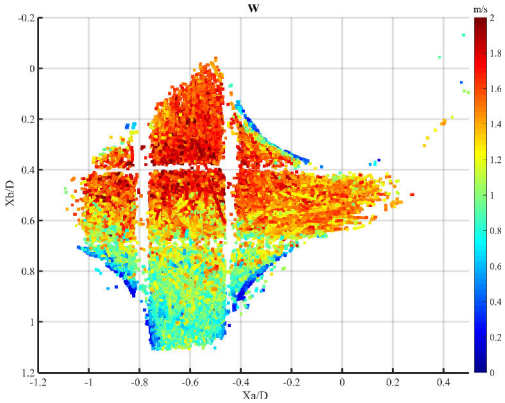
Les champs de vitesses vus de dessus pour les 3 directions cumulées sur les 20 000 images sont présentées dans les figures 6.27. Les composantes U (figure 6.27(a)) et V (figure 6.27(b)) correspondent aux déplacements transverses alors que W (figure 6.27(c)) correspond à la direction de la vitesse débitante. Sur l'ensemble des images, une moyenne de 10 vecteurs +/- 4 sont récupérés. Compte tenu du nombre de particules présentes à chaque instant, cela correspond à un taux d'association temporelle de 40 %.

Sur ces images il est remarquable de noter la diminution de la vitesse à proximité des barreaux dans le cadre de la vitesse débitante et la netteté d'apparition des barreaux.
Les vues de côté correspondant aux plans images des caméras de vue, sont disponibles figure 6.28(a) pour la caméra A et figure 6.28(b) pour la caméra B.

Dans un premier temps, les déplacements récupérés sont obtenus par une association de type " Centre à Centre" dont la précision n'est pas maximale en théorie. L'avantage de cette approche sur la corrélation croisée est son indépendance vis-à-vis du bruit contenu dans les images. En effet le déplacement par corrélation croisée étant validé par le critère du rapport signal sur bruit,

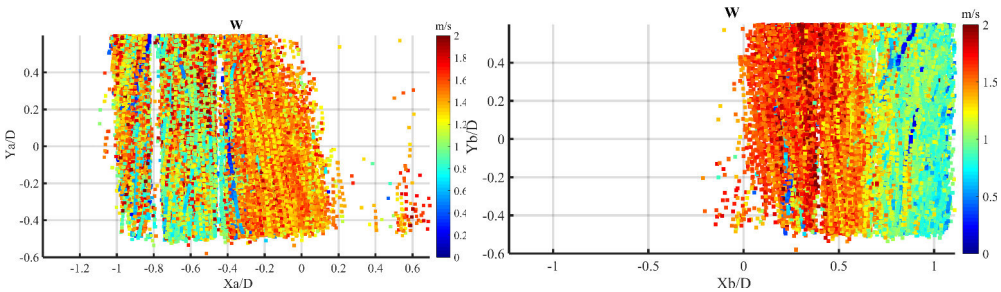


(a) U - transverse caméra A (b) V - transerve caméra B



(c) W - verticale

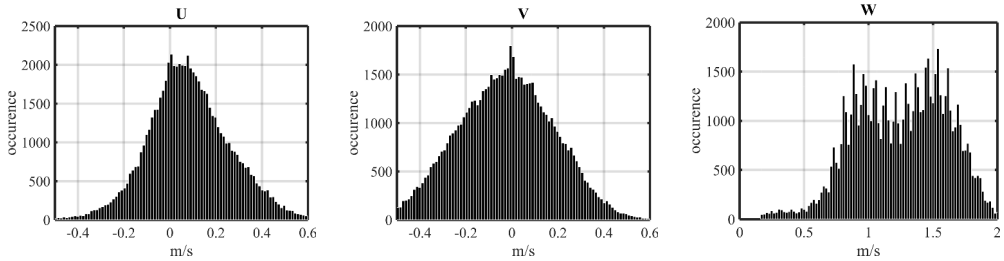
FIGURE 6.27 – *Visualisation des niveaux de vitesses obtenues dans les 3 directions pour l'ensemble des particules détectées et associées- Vue de dessus.*



(a) Vue par la caméra A (b) Vue de la caméra B

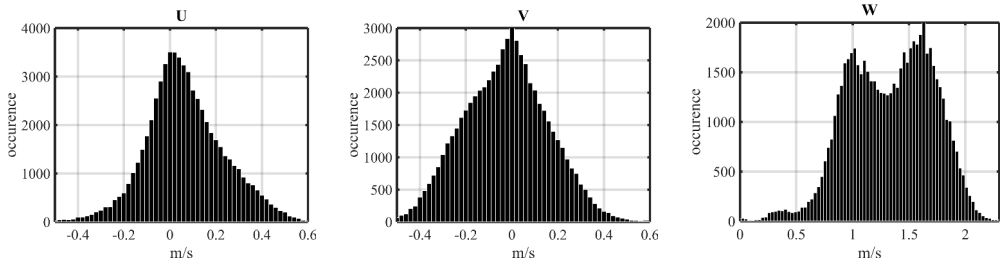
FIGURE 6.28 – *Visualisations de la vitesse verticale W pour l'ensemble des particules détectées et associées - Vues de coté pour chacune des caméra.*

un nombre réduit de vecteurs vitesse est restitué, et ce notamment à cause des réflexions lumineuses .
Les histogrammes de la totalité des déplacements "Centre à Centre" pour chaque composante de la vitesse sont tracés sur la figure 6.29.
On note la présence d'un phénomène de peak-locking sur W, alors que les niveaux de vitesse sur U et V semblent mieux répartis. Pour autant il est difficile de tirer des conclusions sur les répartitions non gaussiennes de W tout particulièrement dans la mesure où ces histogrammes intègrent spatialement tout le volume ainsi que les effets de couches limites captés par la PTV 3D.



(a) U - transverse caméra A (b) V - transverse caméra B (c) W - verticale

FIGURE 6.29 – *Histogrammes des 3 composantes de vitesses obtenues par association de type " Centre à Centre".*



(a) U - transverse caméra A (b) V -transverse caméra B (c) W - verticale

FIGURE 6.30 – *Histogrammes des 3 composantes de vitesses obtenues par "corrélation locale".*

En revanche, lorsque la corrélation locale est appliquée sur les déplacements "Centre à Centre", cette détection préférentielle de niveau de vitesse disparait comme le montrent les histogrammes de la figure 6.30. De plus les histogrammes de U et V sont désormais centrés sur 0 m/s avec des moyennes respectivement de 0.06 m/s et - 0.02 m/s.
Les déplacements obtenus par corrélation locale fournissent l'avantage d'avoir une meilleure précision que l'association "centre à centre" mais seulement cette dernière approche permet de reconstituer le trajet d'une particule, c'est à dire sa trajectoire.

Aspect lagrangien

L'intérêt des mesures à haute cadence est aussi de pouvoir reconstruire les trajectoires des particules pour l'écoulement, et ce, en se servant des champs de vitesses dispersées à chaque instant comme l'illustre le schéma de la figure 6.31. Chaque trajectoire possède un identifiant unique et fournit les informations suivantes :

- Instants de démarrage et de fin et donc sa durée, $T_{traj}(t)$
- Positions successives, $\mathbf{X}_{traj}(t)$.
- Déplacements successifs, $\mathbf{U}_{traj}(t)$.
- Accélérations successives $\mathbf{Acc}_{traj}(t)$.

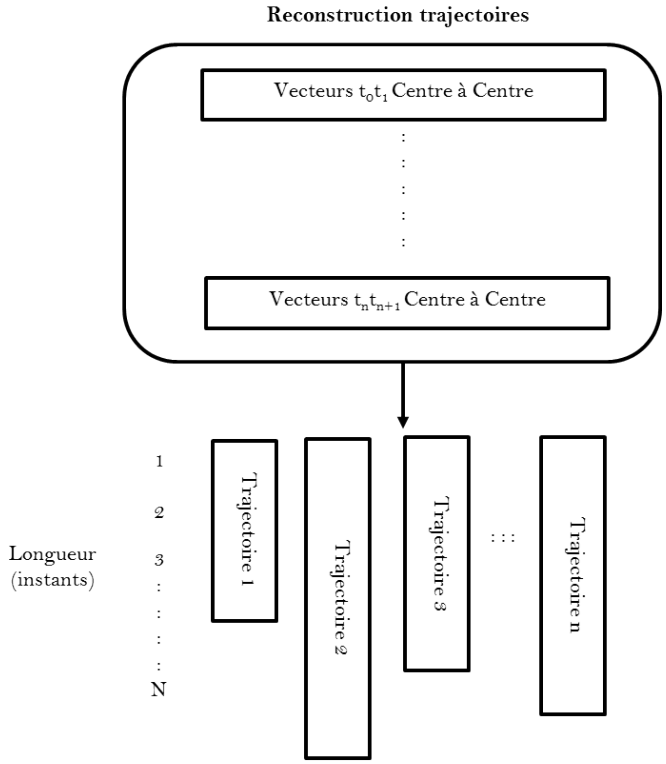


FIGURE 6.31 – *Diagramme de principe de transformation des vitesses instantanées vers des trajectoires de longueurs différentes.*

$\mathbf{U}_{traj}(t)$ et $\mathbf{Acc}_{traj}(t)$ sont respectivement calculées par une méthode de différences finies centrées à partir de $\mathbf{X}_{traj}(t)$ et $\mathbf{U}_{traj}(t)$.

La première question qui se pose est la capacité de la technique appliquée à cette configuration à suivre les particules et la durée de ce suivi. On rappelle qu'une trajectoire doit au minimum se composer de 2 vecteurs consécutifs.
Au final, les trajectoires à 2 vecteurs et plus représentent 70% de l'ensemble des

vecteurs restitués par la technique. Ce taux est assez élevé dans la mesure où la continuité du milieu n'est pas assurée notamment à cause des projections des réflexions des barreaux. La répartition de la durée des trajectoires est obtenue à travers l'histogramme de la figure 6.32.

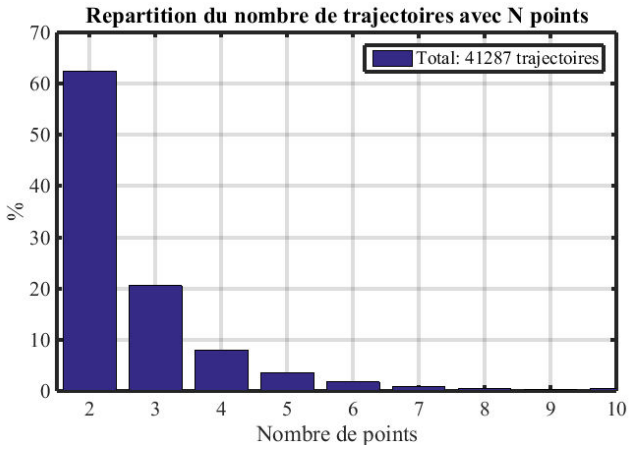


FIGURE 6.32 – *Répartition de la longueur des trajectoires reconstituées.*

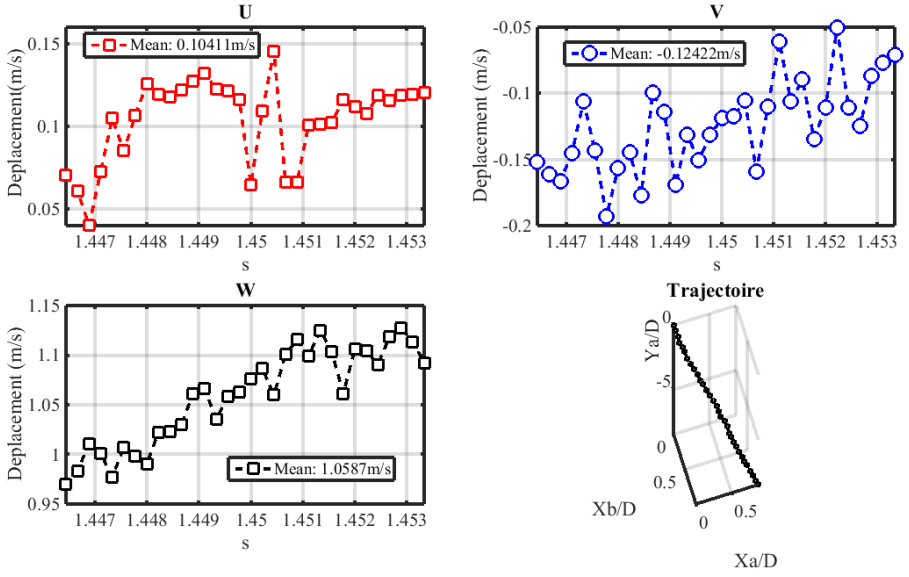


FIGURE 6.33 – *Isolation d'une trajectoire et extraction de l'évolution des composantes de sa vitesse au cours du temps.*

Les trajectoires avec deux instants consécutifs représentent un peu plus de 60% des trajectoires alors que les trajectoires de 3 instants ne représentent que 20%. La plus longue trajectoire est suivie pendant 32 instants consécutifs et la

figure 6.33 permet de visualiser l'évolution de sa vitesse selon les 3 directions. Les petites fluctuations de vitesses existent et semblent être de l'ordre de la précision suggérée pour un déplacement de type "Centre à Centre".

La figure 6.34 quant à elle représente 30 000 trajectoires d'au moins 2 instants consécutifs superposées et colorées par la norme de la vitesse. Pour atteindre ce résultat aucun filtrage spatial n'a été appliqué. Il est intéressant de noter que les barreaux apparaissent naturellement.

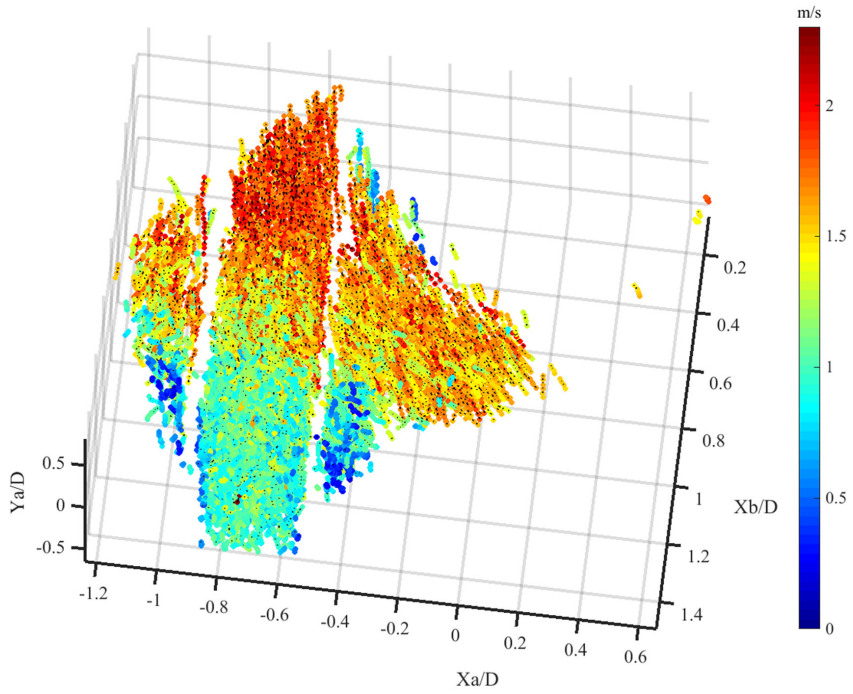


FIGURE 6.34 – *Superposition de l'ensemble de trajectoires colorées par la norme de leur vitesse.*

Malheureusement la faible quantité de trajectoire par instant empêche toute analyse lagrangienne dynamique de l'écoulement. En effet, même si pour la première fois de tels résultats sont présentés autour d'obstacles et ce à haute cadence, la densité d'information n'est pas suffisante. Sur 100 particules détectées indépendamment par chaque caméra, seules 30 sont communes. Sur ces 30 particules, seulement 8 vecteurs peuvent être obtenus à chaque instant. Une satisfaction concrète est l'appartenance de ces vecteurs à une trajectoire pour 70% des cas.

Les problèmes optiques rencontrés impactent considérablement la qualité de détection et à fortiori d'association et créent des zones ou aucune particule ne peut être suivie.

Comparaison avec une caméra à 90 °

Il est intéressant de comparer les résultats d'une caméra disposée à 90° par rapport au faisceau laser. Pour cela, les résultats de la configuration de la figure 6.10 sont présentés en acceptant la présence de déformations spatiale. Tout d'abord l'image brute de la figure 6.35 montre une netteté accrue et l'absence notable de réflexion en dehors des bords des barreaux.

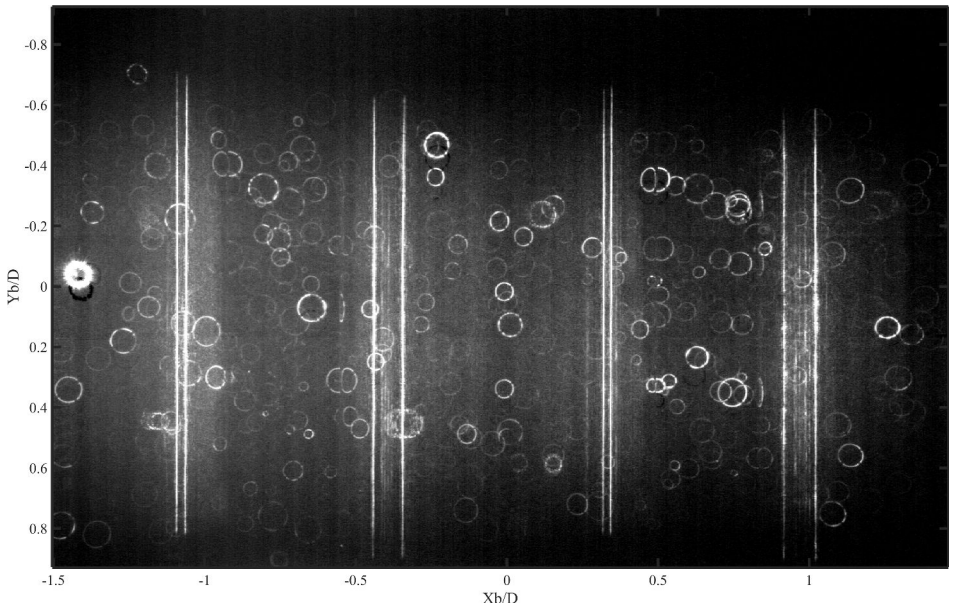
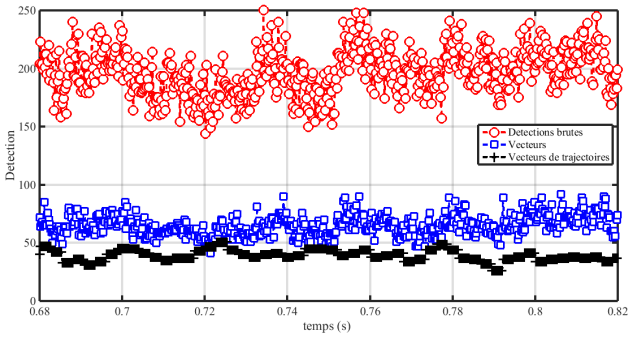


FIGURE 6.35 – *Extraction d'une image acquise par la caméra B avec illumination à 90 °.*

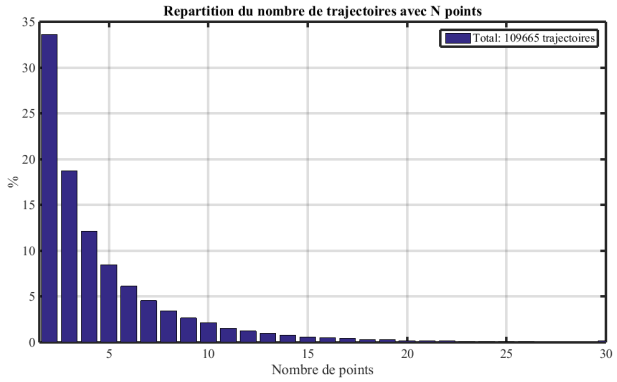
Ensuite, le taux d'association temporelle des particules détectées et associées temporellement est tracé figure 6.36(a). En moyenne, 200 particules sont détectées à chaque instant. 64 d'entre elles sont en moyennes associées temporellement, soit un pourcentage de 33%. Parmi ces 33%, 41 vecteurs appartiennent à des trajectoires, soit 62%. La répartition de la longueur des trajectoires, figure 6.36(b) montre une meilleure capacité à suivre les particules puisqu'au moins 10% des trajectoires ont une longueur supérieure à 10 instants.

L'analyse initiale des résultats illustre bien la difficulté qu'il existe à suivre des particules avec 2 caméras, compte tenu par exemple de la complexité de l'exercice de calibration et des réflexions optiques. Lorsqu'une seule caméra est utilisée, jusqu'à 200 particules peuvent être détectées à chaque instant et un ratio de 30% peuvent être suivies. Pour autant une distorsion de l'espace limite l'analyse des résultats.

Même si la quantité de particules par instant ne permet pas une reconstruction d'un champ de vitesse à chaque instant, il reste possible de reconstruire un champ moyen et fluctuant comme le démontre la partie suivante.



(a) Evolution du nombre de particules détéctées, du nombre de vecteurs ainsi que du nombre de trajectoires en fonction du temps.



(b) Répartition de la longueur des trajectoires - configuration à 90°

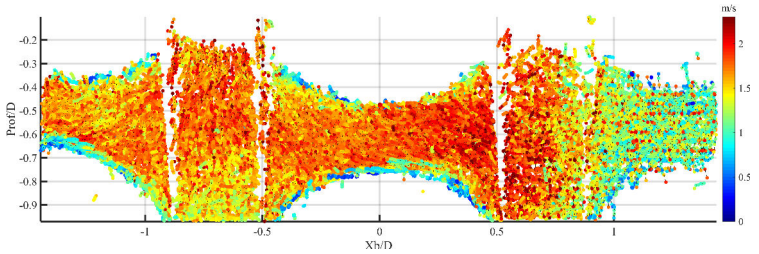
FIGURE 6.36 – *Courbes caractéristiques illustrant la performance de la technique pour la caméra B couplée à une illumination latérale de 90°.*

6.4 Reconstruction 3D - comparaison des techniques

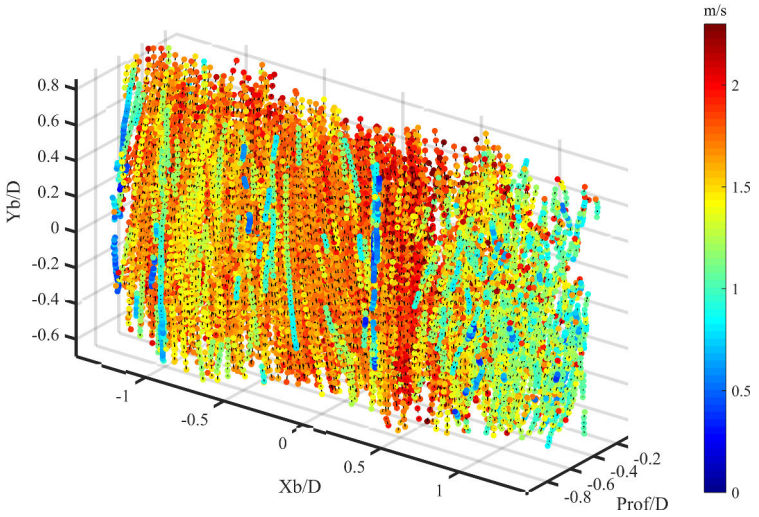
A travers une technique de reconstruction temporelle, les résultats présentés dans la partie précédente seront interpolés sur un maillage structuré, régulier, cartésien. Une comparaison des champs provenant d'une PTV 3D à 2 ou 1 caméra seront présentés et mis en parallèle aux résultats PIV 2D.

6.4.1 Technique de reconstruction

Afin de procéder à la restitution des champs moyens et fluctuant, une approche de reconstruction ponctuelle à la manière de résultats issus d'un bayage spatial LDV est utilisée.
Cette approche consiste à récupérer un signal moyen de vitesses "0D" dans le volume élémentaire du fluide en tous les points d'un maillage 3D préalablement définis. A chaque coordonnée, tous les vecteurs vitesses présents dans un certain



(a) Vue de dessus



(b) Vue de biais

FIGURE 6.37 – *Visualisation de 20 000 trajectoires colorées par la norme de la vitesse sous deux angles différents.*

volume sont moyennés, permettant de récupérer un signal temporel.

Les caractéristiques de reconstruction sont les suivantes :

- Résolution spatiale horizontale : 0,35 mm
- Résolution spatiale verticale : 0,75 mm
- Taille de la zone de recherche : parallélépipède de dimensions : 0,75 mm × 0,75 mm × 1 mm.
- Taux de superposition entre les volumes de récupération : 46 %

La taille du volume de recherche n'est pas une caractéristique figée et son influence est de la première importance puisque le nombre de vecteurs présents à chaque instant en dépendra. De même, plus la cellule sera grande, plus l'intégration spatiale du champ de vitesse sera large amenant un phénomène de lissage d'éventuelles fluctuations spatiales. Les paramètres fixés ici ont permis

d'obtenir des résultats satisfaisants en terme de résolution spatiale et de densité de données par instant. Ces valeurs peuvent faire l'objet d'une optimisation.

La figure 6.38 présente les positions des points du maillage sur une projection verticale de l'ensemble des vecteurs vitesses des 20 000 instants issus de la PTV à deux caméras. La figure 6.39 présente le maillage sur une vue verticale de la superposition des vecteurs PTV 3D colorés par la vitesse verticale pour la PTV 3D issue d'une analyse à une seule caméra (caméra B).

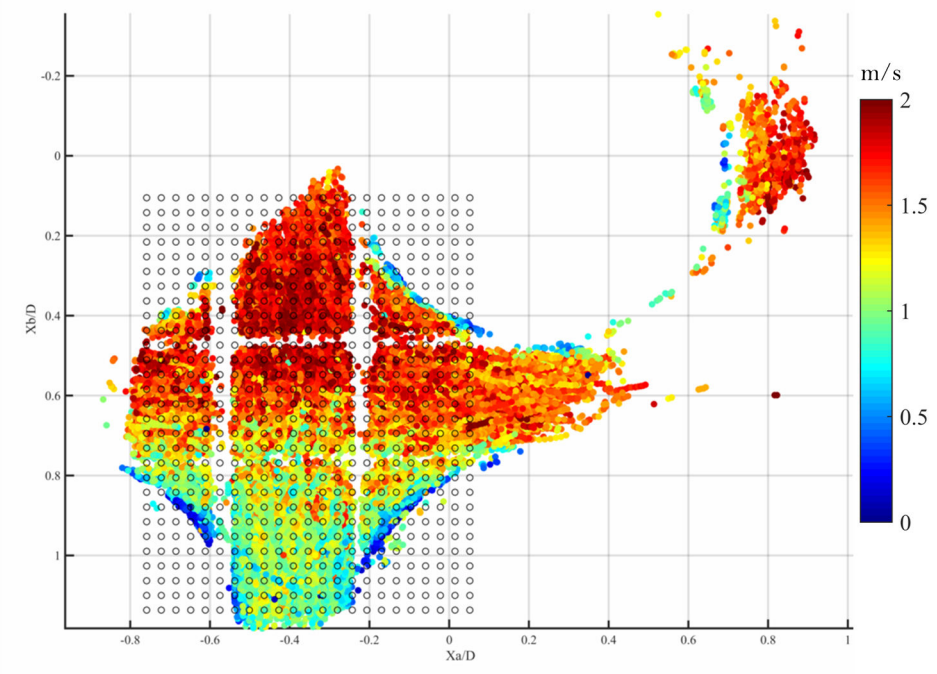


FIGURE 6.38 – *Représentation du maillage de reconstruction PTV à deux caméras par une approche LDV.*

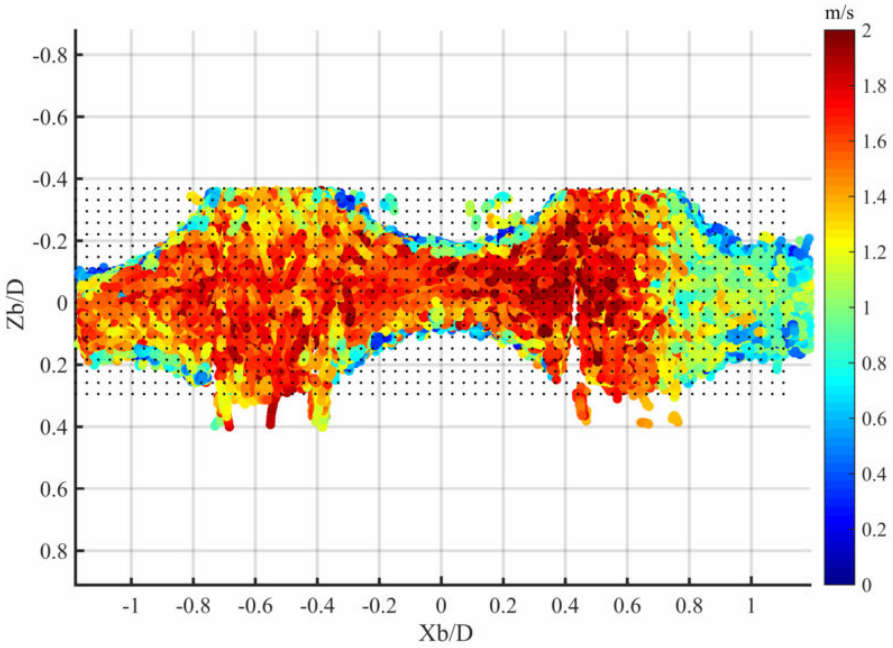


FIGURE 6.39 – *Représentation du maillage de reconstruction PTV par une approche LDV - données à 1 caméra.*

6.4.2 Étude stationnaire

Les vecteurs dispersés de la PTV 3D 2 caméras sont interpolés sur les maillages structurés définis précédemment et le champ reconstruit est ici analysé. Les niveaux de vitesses sont comparés aux valeurs brutes de la PTV puis la convergence nécessaire des données est observée.
Une approche intéressante consistera à comparer ces résultats à ceux d'une PTV 3D 1 caméra orientée à 90° par rapport au faisceau laser sur une même zone d'étude.
Enfin, la comparaison finale des champs reconstruits aux mesures PIV 2D et LDV permettra in-fine de statuer sur la qualité de la technique appliquée à la boucle hydraulique.

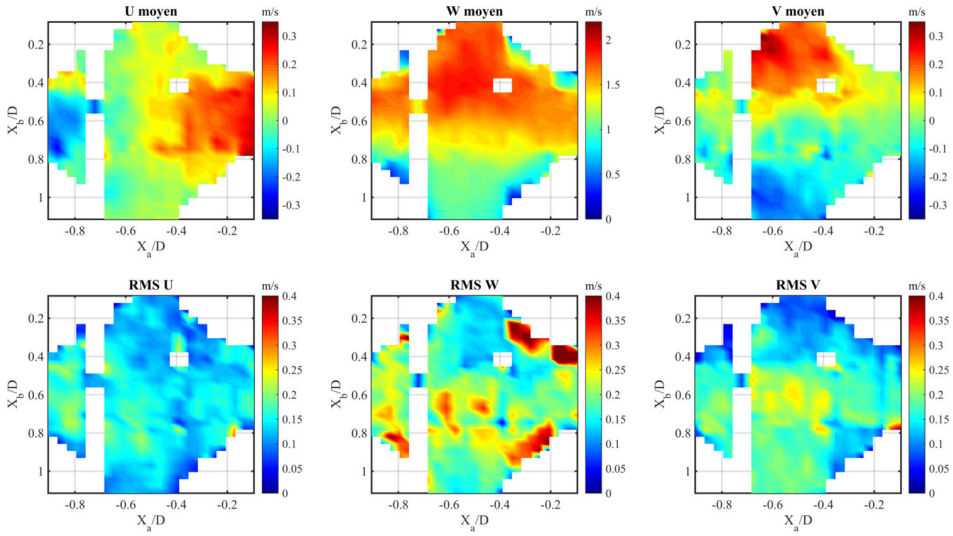


FIGURE 6.40 – *Reconstruction des champs moyens de vitesses, ainsi que les champs fluctuant - altitude = 0.*

La figure 6.40 représente une coupe horizontale du champ reconstruit pour chacun des axes et la vitesse. En haut les vitesses transverses moyennes U, V dans le plan de la coupe, W la vitesse verticale de la boucle. En dessous les champs des valeurs RMS sont tracés.

6.4.3 Observations

Une première observation des champs montre la présence naturelle des barreaux, mais aussi d'une bande verticale au niveau de l'abscisse 0,7. Cette bande traduit l'absence de vecteurs liée aux phénomènes de réflexion des bords des barreaux qui saturent les caméras. D'ailleurs cette absence de donnée s'était d'ailleurs déjà retrouvée sur l'illustration de la figure 6.34 où l'ensemble des vecteurs vitesses sont représentés.
Les vitesses transverses U et V présentent des maximas et minimas similaire situés entre +/-0,35 m/s pour des niveaux de RMS équivalents autour de 0,15 à 0,20 m/s.
Concernant les fluctuations de la vitesse verticale W, des maxima de l'ordre 0,45 m/s sont mesurés à proximité des parois des barreaux. Ceci correspond à un effet d'intégration du gradient de vitesse qui existe entre la couche limite des barreaux et les vitesses verticales élevées.

Étude de la convergence

Pour s'assurer de la validité du champ reconstruit, il est nécessaire de s'intéresser à la convergence des valeurs en chaque point du maillage. La figure 6.41(a) représente à la coupe d'altitude 0 la quantité d'instants pour lesquelles la valeur du signal n'est pas nulle. On constate une densité de vecteurs de l'ordre de 2500 de la caméra B alors qu'au contraire seulement 500 vecteurs sont obtenus.

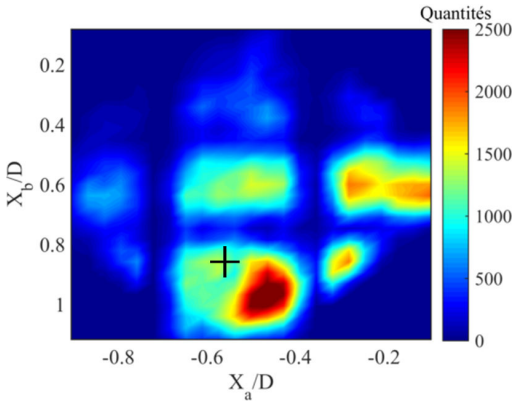
Afin de déterminer si les valeurs LDV sont bien convergées, une sonde est placée sur la coupe horizontale 6.41(a). L'évolution de la moyenne de composantes de la vitesse (figures 6.41(b) et 6.41(c)) ainsi que des parties fluctuantes (figure 6.41(d)) peuvent être calculées en fonction du nombre d'instants pris en compte. On aperçoit un plateau des niveaux de RMS à partir de 400 points ainsi que pour les vitesses horizontales. En revanche la vitesse verticale semble se stabiliser à partir de 600 instants.
Finalement quelque soit le signal observé, une durée inférieure à 200 instants ne permettrait pas de valider sa convergence. Heureusement, la distribution spatiale de la longueur des signaux illustrée sur la coupe horizontale, figure 6.41(a), montre que la majorité des points ont une longueur supérieure à 200 voire 500 instants sur un total de 20 000.

Comparaison des résultats entre 1 et 2 caméras

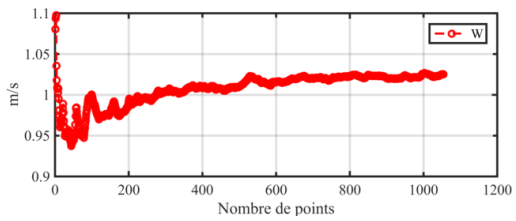
Alors que les résultats de reconstitution de champs de vitesses à 2 caméras présentent des résultats cohérents, ces derniers illustrent aussi la difficulté de mise en œuvre et de calibration. L'utilisation d'une seule caméra apparaît comme un compromis puisqu'elle a le principal avantage de proposer une calibration plus aisée ainsi qu'une meilleure qualité d'image comme l'illustrait la figure 6.35. Cette section a pour but de comparer les résultats de reconstruction d'une PTV 3D à 1 seule caméra avec ceux issues de 2 caméras.

Les champs reconstruits de la caméra B sont tracés figure 6.42. Une comparaison des niveaux de vitesses dans la zone commune entre la PTV 3D de la caméra B et la zone à deux caméras (signalée en pointillés) est présentée dans la même figure. La vitesse verticale Va est la vitesse horizontale dans le plan de la caméra et Ua la composante de la vitesse dans l'axe de la profondeur de la caméra, soit celle avec le plan grand niveau d'incertitude théorique.

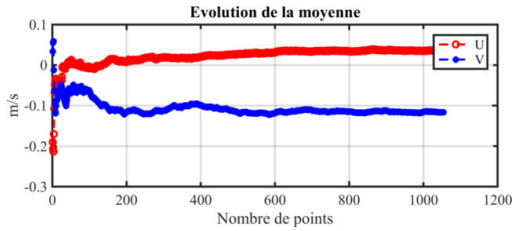
Une analyse du champ moyen Ua (voir figure 6.43(a)) montre bien la définition moins nette des structures de vitesses par rapport au champ avec deux caméras du dessus. La vérification des niveaux de vitesses est réalisée ensuite sur les courbes de la figure 6.44 où sont tracées les vitesses moyennes et fluctuantes d'une tranche représentée dans la figure 6.43(c). Les champs moyens ont



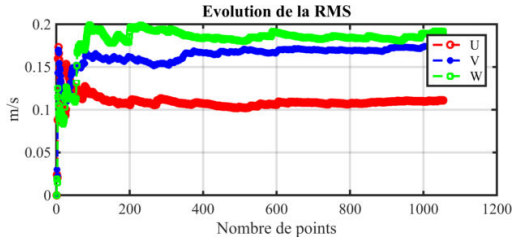
(a) Longueur des signaux avec ajout d'une sonde.



(b) Convergence d la vitesse verticale W



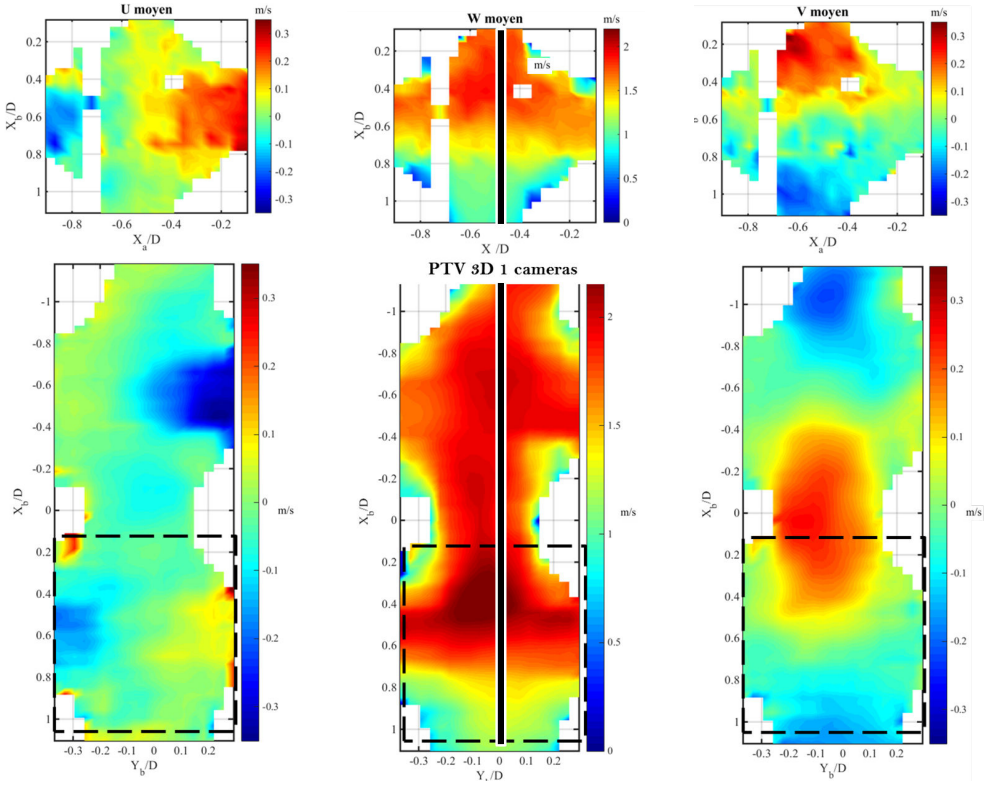
(c) Convergence des vitesse horizontales U et V



(d) Convergence des RMS de U, V, W

FIGURE 6.41 – *Évolution de la convergence des niveaux de vitesses moyennes et fluctuantes pour la sonde localisée sur la coupe de la figure 6.41(a).*

une évolution semblable sur toute la longueur de la zone commune (de 0,2 à 1,1).

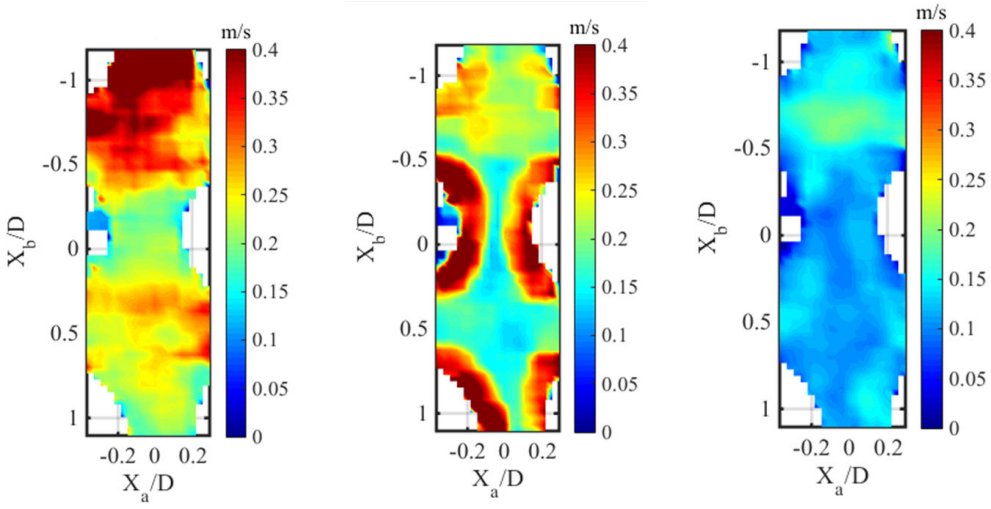


(a) Ua (b) Wa (c) Va

Figure 6.42 – *Comparaison des champs de vitesses reconstruit sur la zone commune entre une PTV 3D de la caméra B et une PTV3D à 2 caméras.*

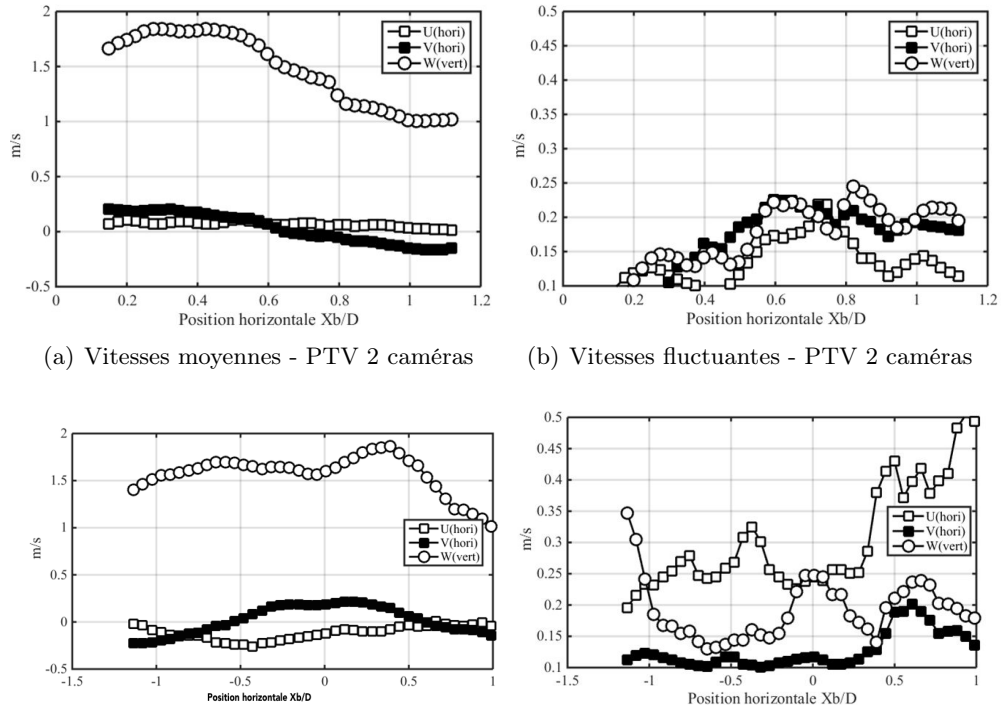
Dans les résultats présentés figure 6.43, les valeurs de $RMSUa$ culminent à 0,45 m/s, à comparer aux 0,15 m/s de Va la direction horizontale dans le plan de l'image. L'incertitude de mesure de vitesse liée à la variation de la taille apparente des particules est donc bien perceptible. A noter aussi l'effet d'intégration de la vitesse en proche paroi pour Wa sur la figure 6.43(c).

Ces graphiques permettent de relativiser la moins bonne précision des mesures à 1 caméra dans la profondeur avec une capacité à fournir des champs de vitesses moyennes en adéquation avec les mesures à deux caméras. Cependant, les niveaux de fluctuations mesurés dans la reconstruction du champ de vitesses dans la profondeur ne sont pas physiques mais bien liés à précision de la technique dans cette configuration précise.



(a) RMS - Ua (b) RMS - Wa (c) RMS- Va

FIGURE 6.43 – *Représentation des champs de vitesses reconstruits sur la zone commune pour une PTV 3D de la caméra B (bas).*



(a) Vitesses moyennes - PTV 2 caméras (b) Vitesses fluctuantes - PTV 2 caméras

(c) Vitesses moyennes - PTV 1 caméra (d) Vitesses fluctuantes - PTV 1 caméra

FIGURE 6.44 – *Comparaison de profils de vitesses reconstruits sur la tranche (tracée figure 6.43(c) entre une PTV 3D de la caméra B et une PTV 3D à 2 caméras.*

Comparaison avec les résultats de PIV 2D

La validation des mesures PTV 3D passe aussi par une comparaison avec les mesures de PIV 2D rapide. Dans ce but, on se propose de comparer les champs et profils de vitesses obtenus dans la même tranche que ceux de la figure 6.43(c). A titre d'illustration, les champs de vitesse transverse Va sont disponibles dans les figures 6.45 , 6.46 et 6.47.
Le champ issu de la PIV (figure 6.45) est comparé à une coupe du volume reconstruit par la PTV 3D 1 caméra (figure 6.46) et 2 caméras (figure 6.47) pour la zone commune. On remarque premièrement la similitude entre le champ PIV et le champ PTV 3D à 1 caméra. Les amplitudes de la PTV 3D semblent néanmoins légèrement inférieures. L'évolution longitudinale des composantes horizontale et verticale du plan PIV est tracée dans la figure 6.48. Les tendances sont similaires mais la décroissance de la vitesse verticale semble plus lente sur les champs PIV que sur les champs PTV 3D.

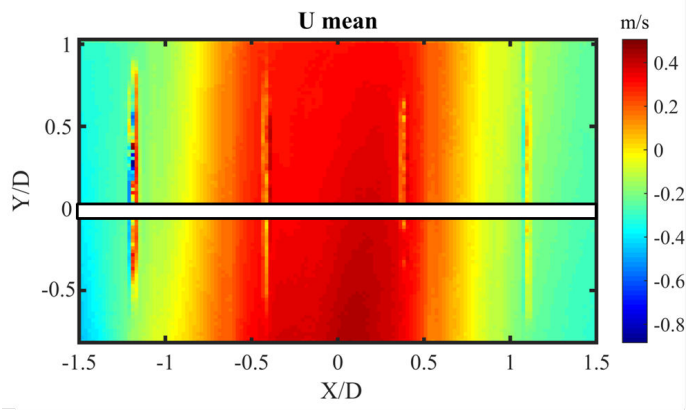


FIGURE 6.45 – *Coupe verticale de la vitesse Va provenant de la PIV 2D*

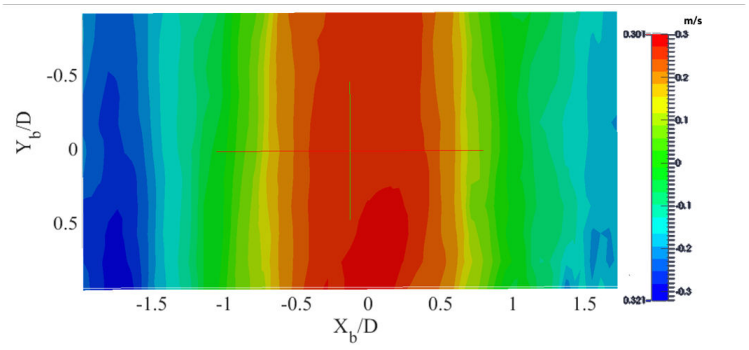


FIGURE 6.46 – *Coupe verticale de la vitesse Va provenant d'une PTV 3D à 1 caméra*

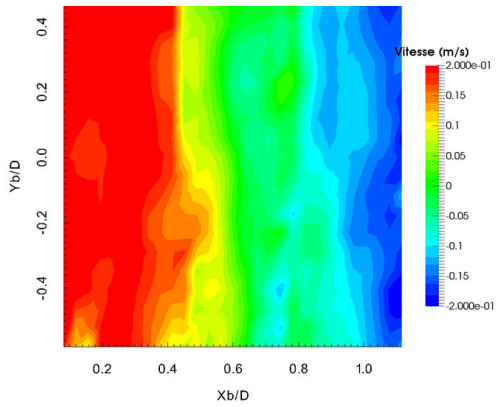


FIGURE 6.47 – *Coupe verticale de la vitesse Va provenant d'une PTV 3D à 2 caméras*

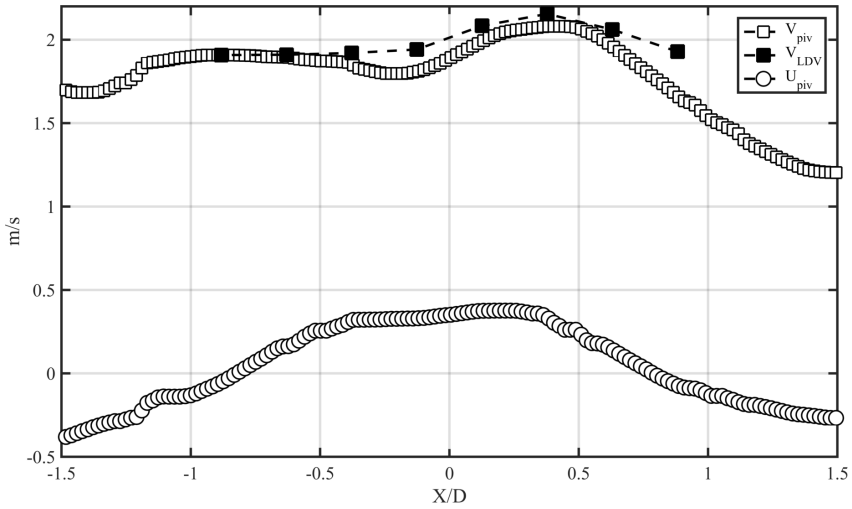


FIGURE 6.48 – *Évolution du profil des vitesses PIV 2D au centre du champ de la figure 6.45 avec une superposition de mesures LDV de la vitesse verticale.*

La concordance des niveaux moyens de vitesse verticale entre les différentes techniques fournissent un élément de réponse positive quant à la qualité de reconstruction de la technique de PTV 3D que cela soit à 1 ou 2 caméras.

6.4.4 Étude spectrale

La validation des mesures 3D doit passer par l'analyse fréquentielle des résultats. En ce sens les mesures LDV et PIV réalisées dans le chapitre 5 servent de référence. La PTV contrairement à la PIV et la LDV ne propose pas de données sur des points fixes en tout temps. Une étape d'interpolation devient indispensable et le chapitre 4 a d'ailleurs permis d'illustrer cette phase. Une extraction des champs de vitesse localement va permettre de procéder à la reconstruction d'un signal à la manière d'une LDV 3D, c'est à dire en traitant

les 3 composantes de la vitesse.

En effet, dans le chapitre 4 ont été proposés différents interpolateurs que sont :

- o l'interpolateur tri-linéaire
- o l'AGW soit à volume fixe
- o l'$AGWNP$ soit l' AGW à nombre de points fixes

.

L'avantage du tri-linéaire et de l'AGW à point fixe est de fournir constamment une valeur de la vitesse localement, quitte à interpoler des vecteurs fortement distant du point d'interpolation.
Au contraire de l'AGW à volume fixe, pour laquelle le nombre de vecteurs récupérés à chaque instant dépend du volume considéré. Dans cette situation, si aucune particule n'est présente dans le volume, alors aucune donnée ne sera fournie et le signal devra être ré-échantillonné temporellement afin de disposer d'un signal continu dans le temps pour la transformation de Fourrier. La technique de reconstruction introduite par Veynante and Candel (1988) est appliquée à chaque signal récupéré.

Procédure

Le principe est de simuler l'acquisition d'un signal LDV à partir des mesures PTV 3D rapides. Pour cela plusieurs étapes sont nécessaires :

1 Définir un point de mesure P_o dans le volume.
2 Définir un volume (cube ou sphère) de référence centré autour du point. Les données présentes dans ce volume à chaque instant seront prises en compte pour l'interpolation. Le volume doit être suffisamment large pour contenir des données mais pas trop afin de ne pas lisser les fluctuations spatiales des vitesses. Dans le cas d'une interpolation de type $AGW - NP$, seul le nombre maximum de points Np_{max} est à définir.
3 Interpoler à chaque instant les vecteurs soit, compris dans le volume, soit les Np_{max} plus proches, au point P_o. L'interpolation est réalisée pour chaque composante de la vitesse.
4 Ré-échantillonnage des signaux temporels à une fréquence $F_{rech} = 1/\bar{\Delta}t$ avec $\bar{\Delta}t$ défini par l'équation suivante :

$$\bar{\Delta}t = \frac{\sum_{i=1}^{Np}(t_{i+1} - t_i)}{Np} \tag{6.4}$$

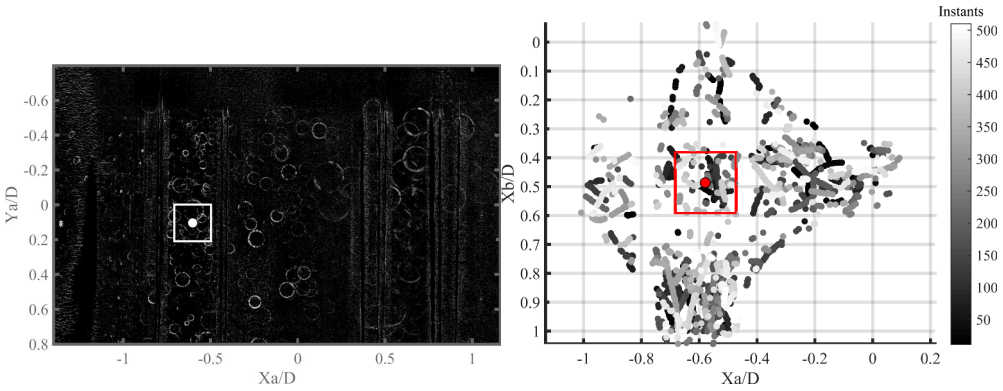
ou Np représente le nombre de points temporels contenant un signal, et t_i la valeur temporelle du point .
5 Traitement fréquentiel par analyse de fourrier en utilisant le méthode

de Welch.

Il n'est pas question ici de balayer l'ensemble des paramètres mais seulement de mettre en avant la faisabilité et la fiabilité de l'étude 3D. En effet les paramètres suivants sont à prendre en compte :

- Seulement 20 000 points sont au maximum disponibles à 4,5 kHz.
- La faible densité de vecteurs à chaque instant.

La figure 6.49 illustre l'application de la méthodologie. Une sonde est placée au centre de l'écoulement entre les barreaux comme le montre la vue de coté par la caméra A dans la figure 6.49(a) et la vue de dessus dans la figure 6.49(b) pour laquelle les positions des vecteurs provenant de 500 instants consécutifs sont superposés. Un volume équivalent à un cube de 2 mm de coté est défini afin de pouvoir récupérer suffisamment de vecteurs. Cela entraîne néanmoins un lissage spatial assez important.



(a) Vue de la caméra A (b) Vue de dessus

FIGURE 6.49 – *Visualisation du positionnement d'une sonde LDV dans le domaine de mesure 3D avec la zone de recherche associée de 2 mm de coté.*

Résultats préliminaires

Les premiers résultats de post-traitement sont tracés dans la figure 6.50. Un signal vertical de vitesse est reconstitué à l'aide des mesures de vecteurs dispersés, ce dernier est comparé au spectre du signal LDV de la sonde A de la figure 5.12. On rappelle que la valeur rms du signal de la sonde A est égal à 0,2 m/s avec une valeur moyenne de 1,95 m/s.
Une comparaison des résultats en fonction des algorithmes d'interpolation aura permis d'isoler la technique d'interpolation $AGWNP$ comme celle permettant de reconstruire au mieux un signal de vitesse. Il s'est avéré que la densité de vecteur n'est pas suffisante pour utiliser la technique AGW VFpuisque seulement 3500 instants sur 20 000 fournissent des valeurs. Ce résultat aurait pu être

anticipé après analyse de la figure 6.41(a). La technique $AGWNP$ est donc la seule approche à pouvoir fournir à chaque instant une valeur sauf quand aucun vecteur n'est disponible à un instant donné. Les caractéristiques du signal reconstruit sont les suivantes :

- Nombre d'instants non nuls : 19 500
- Fréquence de ré-échantillonnage : 2,5 kHz
- Nombre de points finaux : 11 111.
- Résolution fréquentielle : 1,22 Hz
- Fenêtrage : Fenêtre de Hanning
- Algorithme d'interpolation : AGW avec 10 points
- Valeur moyenne : 1,75 m/s
- Valeur rms : 0,18 m/s.

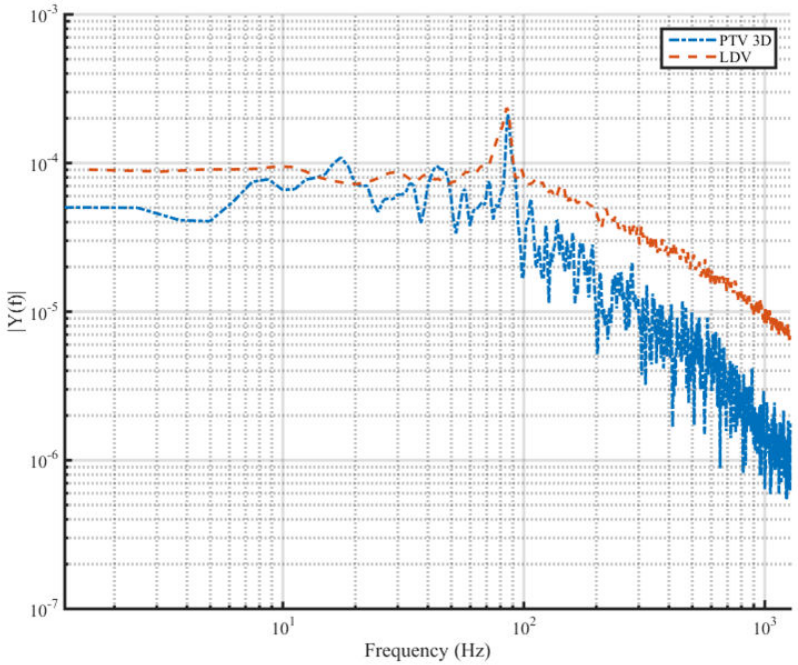


Figure 6.50 – *Comparaison du spectre d'un signal LDV obtenu à partir d'une PTV 3D avec celui obtenu par LDV dans une zone similaire de l'écoulement décrite dans la figure 5.10.*

L'analyse de ces résultats amène à plusieurs constats. Tout d'abord il est remarquable de noter que le signal obtenu par interpolation locale de la PTV 3D permet de conserver le contenu fréquentiel, c'est à dire la présence d'un pic à 86 Hz, ce malgré le faible nombre de données à chaque instant.
En revanche, on s'aperçoit que les valeurs moyennes et RMS sont plus faibles

que celles attendues par LDV. Ce qui explique des niveaux du contenu basse fréquence plus faible. L'interpolation AGW devant se forcer à récupérer des vecteurs vitesses éventuellement éloignés du point d'interpolation, les données récupérées sont logiquement un peu lissées.
On remarque d'ailleurs que la fréquence de coupure du signal reconstruit par PTV 3D est proche de celle de la LDV, malgré un nombre de points presque 20 fois plus faible entre la durée du signal reconstruit à 2500 Hz et le signal LDV.

Il serait intéressant de procéder à une analyse spectrale complète permettant de déterminer clairement l'influence du nombre de points sur la qualité de reconstruction du spectre, et ce, en fonction de la taille des volumes de mesures d'interpolation ou encore du nombre de points nécessaire pour l'AGW-NP. Néanmoins, ces premiers résultats fréquentiels montrent une certaine aptitude à rendre compte de phénomènes contenant un pic fréquentiel.

6.5 Conclusions

Au cours de ce chapitre, l'application de la technique de suivi de particules par défocalisation a pu être réalisée sur la veine hydraulique d'Areva. La mise en place globale a nécessité la description précise de plusieurs phases.

Tout d'abord une étude de faisabilité a été réalisée. Celle-ci a montré qu'en dépit des choix judicieux de design de la boucle, certains problèmes sont apparus incontournables. Tel est le cas par exemple de l'illumination à 45° qui, au delà d'éclairer le volume fluide initialement défini d'un jeu de 3 x 3 barreaux, produit des réflexions néfastes aussi bien sur les parois extérieures de la veine que sur les barreaux. Ces réflexions parasites ont finalement conduit au choix de réduire le volume de mesure à un volume situé entre 4 barreaux équivalent à un parallélépipède de 10 x 10 x 14,4 mm^3.
L'étape suivante a consisté à calibrer les deux caméras. Cela se fait tout d'abord en définissant les lois d'évolution de tailles avec la profondeur, et ensuite en créant les lois d'associations spatiales entre les deux caméras.
Il a été démontré que la position d'une particule dans la profondeur dépendait non seulement de sa taille apparente, mais aussi de sa position sur l'image. Par conséquent, seule une résolution spatiale en profondeur moyenne de 0,284 mm/pixels a pu être définie.
Néanmoins, une calibration spatiale des deux caméras a pu avoir lieu. Un processus semi-automatisé se charge de détecter des particules communes aux deux caméras sur les plans à 45° alors que l'utilisateur final en déduit les meilleures lois de projection pour la suite de l'étude. Il en ressort que les maxima des erreurs de projection d'un référentiel caméra vers l'autre sont localisées dans les zones de saturations des bords des barreaux, qui nuisent à l'association correcte des deux caméras.

Finalement des acquisitions volumiques sont réalisées avec une vitesse débitante de 1,49 m/s et une fréquence d'acquisition de 4500 Hz. L'application d'un traitement d'image basé sur l'utilisation d'un filtre permettant de passer les hautes fréquences avec les algorithmes de détection conduisent à une détection moyenne de 100 particules/instants pour les deux caméras avec un taux d'association de 30%. Malgré la faible qualité optique des images, des détections communes aux deux caméras sont obtenues autour des obstacles et offrent une certaine satisfaction quant à l'apparition naturelle des barreaux.

Le processus d'association temporel des particules permet d'obtenir un taux moyen de 40%. Ce faible taux s'explique d'une part par les effets de bords de barreaux qui modifient les tailles apparentes et d'autre part, par les effets de réflexions lumineuses parasites. Néanmoins un traitement des données récupérées sur l'ensemble des 20 000 images montre que la décroissance de la vitesse au niveau des parois est correctement retranscrit. Un argument important est

donc obtenu dans le sens de la validité physique des mesures. Les trajectoires sont finalement obtenues à partir des champs de et un suivi d'une durée maximale pouvant atteindre 10 instants consécutifs est obtenu.

Pour montrer que ces résultats sont plus limités par des contraintes expérimentales qu'à la technique en elle-même, une seconde étude complète est réalisée sur une PTV 3D mono caméra dans une zone de l'écoulement située entre deux rangées de barreau avec une illumination à 90°. L'avantage de cette approche est la qualité nettement accrue des images. Six fois plus de vecteurs sont obtenus et génèrent des trajectoires dans 62% des cas avec des durées supérieures à 20 instants.

Dans un dernier temps il est cherché à valider les mesures PTV 3D dans une section au cours de laquelle une reconstruction 3D est réalisée. Pour cela, une approche basée sur une LDV virtuelle permet de superposer des valeurs moyennes et fluctuantes localisées sur des points d'un maillage préalablement définis. Les arguments suivants fournissent des éléments de réponse en faveur de la validité de la technique.

1 Les niveaux de vitesses transverses fournis par les mesures à 2 caméras sont équivalents en terme de maxima et minima.
2 Les niveaux de rms pour ces mêmes vitesses sont égales en moyennes à 0,18 m/s alors que les rms de la vitesses verticales sont concentrées autour de 0,22 m/s ; valeurs proches de celle des mesues LDV réalisées dans la même zone d'intérêt.
3 Une coupe verticale des mesures PTV mono caméra présente le même profil de vitesse que celui d'un plan PIV rapide dans la même zone d'intérêt.
4 Une étude spectrale d'un signal récupéré au centre le zone d'étude à deux caméras présente un pic de fréquence à 86 Hz, soit la même fréquence que les mesures LDV et celles obtenue par PIV rapide par traitement DMD ou POD.

Les mesures PTV 3D à 2 caméras présentent donc une cohérence forte dans les niveaux des 3 composantes de la vitesses avec des résultats provenant de techniques de mesure éprouvées. A cela s'ajoute la conservation de l'information spectrale est toujours préservée même dans un cas fortement dégradé
Un autre aspect de ce chapitre a aussi permis de démontrer qu'une PTV 3D mono caméra n'est pas à négliger et peut malgré tout fournir des niveaux de vitesses correctes dans les 3 dimensions. Seule la rms des déplacements en profondeur est à relativiser du fait des faibles vitesses transverses au regard de l'erreur de déplacement commise par association de tailles apparentes.

Conclusion

Synthèse

L'objectif de ce document de thèse aura été d'introduire, de présenter, et de développer une nouvelle technique de vélocimétrie laser basée sur le suivi de particules. L'un des buts de cette nouvelle technique est de permettre une meilleure compréhension des écoulements tridimensionnels turbulents autour d'obstacle. Une des applications est l'étude en aval des grilles de maintien des crayons combustibles, domaine dans lequel l'écoulement entraîne des vibrations des crayons.

La technique de mesure décrite tout au long de ce manuscrit repose sur le principe de défocalisation de particules, permettant de récupérer leur position dans l'espace, et ce, avec une seule caméra éventuellement. La détection des centres fournit la position dans le plan image, comme il est d'usage en PTV 2D. La détermination de la taille apparente des particules fournit l'information de profondeur manquante. Le suivi temporel de ces particules dans l'écoulement donne une information de déplacement pendant un intervalle de temps, et donc la vitesse des particules.

Cette thèse tente de résoudre deux limitations intrinsèques à cette technique basée sur la défocalisation :

- La superposition des particules entre elles qui empêche les algorithmes de détection de détecter une de particules.
- Les précision inégales entre la détection du centre et de la taille apparente impactant la précision des vecteurs vitesses dans les trois directions de l'espace.

La première partie de ce manuscrit aura cherché à répondre à la première limitation. Pour cela, nous avons rajouté un disque opaque, appelé "espace annulaire" (EA), entre l'objectif de la caméra et son capteur. La principale conséquence est de permette de voir au travers des particules défocalisées en leur centre tout en conservant un anneau lumineux externes. Un processus de comparaison et de quantification du niveau d'incertitude dans les détections et les déplacements lors des chapitres 2 et 3 a démontré une meilleure aptitude à

détecter de particules de grandes tailles apparentes (> 60 pixels) et d'améliorer considérablement la qualité des vecteurs vitesses restitués ainsi que leur nombre avec une seule caméra. Il en résulte qu'un volume plus profond peut être envisagé avec une qualité de restitution des déplacements accrue dans le plan image.

Cette quantification des capacités de la technique a été réalisée aussi bien à travers la génération d'images virtuelles, que d'images provenant de situations réelles (1D dans un bloc, ou 2D axy symétriques d'un jet laminaire vertical). Les algorithmes de détections basés sur le principe de corrélation croisée entre des imagettes virtuellement générées et les images d'acquisitions sont testés pour chacune de ces configurations.

La seconde partie du mémoire aura concerné plus particulièrement la limitation liée à la précision de la composante des déplacements de particules en profondeur au regard des composantes du plan image. En effet, en se basant sur simulation LES instationnaires d'un écoulement 3D en aval de grille dans une configuration géométrique équivalente à la configuration d'étude finale, il nous a été permis de montrer que les niveaux de précisions atteints par la technique à une seule caméra ne permettent pas de restituer fidèlement l'écoulement dans la 3ème dimension.
Pour cela, une seconde caméra est introduite dans le montage expérimental. Son axe doit être rigoureusement perpendiculaire à l'axe de la première caméra afin de faire coïncider la composante horizontale de son plan image à la profondeur de la caméra initiale.
L'introduction de cette seconde caméra nous a amené à mettre en place une procédure de calibration de sorte à ce qu'une particule perçue par une caméra le soit également par l'autre. L'application de cette procédure dans le cas du jet laminaire vertical nous a confirmé la nécessité de balayer suffisamment finement le volume de mesure pour que tous les points de l'espace puissent être présentés sous forme d'association de coordonnées propres aux caméras définies par une position 2D sur les images, et la taille apparente.
Ensuite, la phase d'association temporelle des particules, qui joue une rôle fondamental dans la restitution d'un écoulement a été abordée. En profitant des simulations LES, nous avons pu simuler l'injection de particules fictives de masse nulle dans l'écoulement numérique afin de déterminer les limites des algorithmes d'association et leur robustesse face à la présence de particules fantômes. De plus, sachant que les vecteurs vitesses récupérés sont dispersés dans l'espace, puisque dépendant de la position des particules, différents algorithmes d'interpolation sur des maillages structurés sont présentés et leur résultat comparé au champs LES initiaux tout en modifiant la densité de particules injectées.

A la fin de ce mémoire nous avons pu appliquer l'ensemble des connaissances acquises sur une boucle hydraulique expérimentale au sein des locaux d'Areva NP au Creusot. La géométrie de la boucle permet d'étudier l'écou-

lement situé en aval de grille de maintien et autour de crayons combustibles grâce a des parois et des barreaux transparents. Mais la particularité de cette installation repose sur l'utilisation d'une technique dite d' *index matching* qui permet de faire coïncider l'indice optique du plexiglas avec celui du fluide. La conséquence directe étant une disparition visuelle des barreaux et d'annuler toute déformation optique liée au changement d'indice entre les matériaux.
Une première phase de qualification de l'écoulement pour un nombre de Reynolds égal à 20 138 est réalisé par des approches plus classiques telles que la PIV 2D rapide ou encore la LDV. Les niveaux de vitesses attendus dans les zones à étudier ainsi que de mettre en évidence la présence de structures tourbillonnaires liée à une fréquence de 86 Hz.
L'application de la technique de PTV-3D dans le cas de la boucle hydraulique a montré des limitations quant à la capacité de détection, notamment près des barreaux. Au final, une qualité suffisante de mesure a pu être obtenue et une comparaison avec les mesures de type LDV a permis de montrer la très bonne cohérence dans le domaine spectral. De plus, les conditions aux limites de vitesse nulle ont aussi été obtenues, montrant la fiabilité de la technique même dans des conditions difficiles.

Perspectives

Il existe de nombreuses perspectives de ce travail, aussi bien dans l'amélioration de la précision de mesure que dans le post-traitement ou le type d'écoulement caractérisé.

En ce qui concerne le traitement d'image, l'approche de type flot optique pour obtenir le déplacement perpendiculairement au plan focal semble très prometteur. Cela devrait permettre une meilleure quantification des incertitudes de mesures et éventuellement de pouvoir effectuer des mesures fines en trois dimensions avec une seule caméra.

D'un point de vue du post-traitement des données, l'utilisation directe de la trajectoire des particules pourrait être combinée à des approches de type LCS ou FTLE pour caractériser les écoulements turbulents 3D. Les apprcohes de type POD, voire DMD, demanderait un développement plus important, notamment par la nature aléatoire des positions des particules. Des approches de type *gappy-POD* seraient intéressantes à développer et à valider dans des situations simples. Parmi les situations simples, un jet laminaire soumis à des pulsations dont la fréquence et l'amplitude seraient maîtrisées permettrait de mieux quantifier les incertitudes en créant des zones d'ensemencement variable.

Enfin, les travaux menés dans ce mémoire ont permis le dépôt de deux brevets. L'un sur la technique de PTV-3D appliquée à des particules traceuses

et développée dans ce manuscrit. Le second, est une extension de la technique à la mesure simultanée de vitesses et de tailles réelles de particules, gouttes ou bulles sphériques. Il apparaît ainsi possible de mesurer des écoulements diphasiques turbulents, avec une discrimation de phase pouvant se faire directement par la mesure de la taille réelle. Il existe de nombreuses configurations dans lequelles la mesure simultanée en trois dimenions des deux phases présentent un intérêt. Il est cependant évident que la fraction volumique de la phase dispersée ne pourra pas être trop importante et que la densité de particules traceuses utilisée pour suivre la phase continue devra être faible.

Annexe A

Technique de compression optique

A.1 La technique de compression optique

A.1.1 Le principe

La technique de compression optique à été introduite par Maeda, Kawaguchi, and Hishida (2000) afin de proposer une nouvelle manière d'obtenir une distribution spatiale de taille de gouttes pour l'étude de sprays en analysant le signal issu des franges d'interférence *" Interference Laser Imaging Droplet Sizing" - ILIDS*. Le but est de pouvoir mesurer à l'intérieur d'écoulement diphasique plus dense tout en évitant les superpositions des images des gouttes.

Figure A.1 – *Acquisition avec une technique classique d'ILIDS (a), avec la compression optique (b) - Kobayashi, Kawaguchi, and Maeda (2000)*

Comme on le voit dans la figure A.1, la superposition des images des particules est fortement réduite. Cette particularité permet d'augmenter de manière conséquence le nombre de particules que l'on peut suivre dans l'écoulement. Notons aussi qu'horizontalement les motifs compressés ont une longueur égale au diamètre des particules et ont la particularité de conserver les franges d'interférences sur leur épaisseur. Cette conservation des longueurs est très importante dans le cadre de la thèse car les lois de la défocalisation permettant de situer

une particule dans l'espace à partir de son centre et de sa taille apparente et seront donc encore applicables.

A.1.2 Le montage

Pour parvenir à cet effet de compression optique, on introduit de l'astigmatisme dans le système optique à travers l'utilisation de deux lentilles cylindriques comme présenté dans le schéma A.2. Ces lentilles respectivement convexe et concave vont permettre de défocaliser l'image dans une dimension tout en restant focalisé dans l'autre.

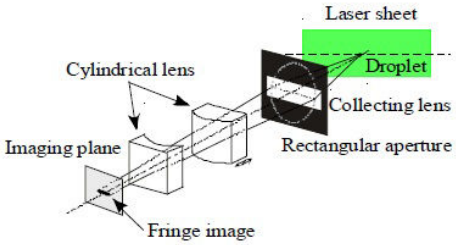


FIGURE A.2 – *Montage optique avec la compression optique - Takeuchi, Kawaguchi, Hishida, Maeda, and Sommerfeld (2004)*

Le déplacement des lentilles sur l'axe optique permet de régler les paramètre de compression. On peut définir la compression de deux manières. Elle est définie comme :

1 Une compression locale τ_l qui se définit comme **le rapport entre l'aire (en nombre de pixel) d'une particule défocalisée et l'aire d'une particule défocalisée avec la compression optique**.

2 Une compression globale τ_g qui se définit comme **le rapport entre la résolution de l'image sans compression optique et de l'image avec compression optique dans la direction compressée**.

A.1.3 Installation

Ce montage a été installé au laboratoire afin d'en évaluer la faisabilité et la sensibilité. Pour cela, des jeux de lentilles cylindiques plano concave/convexes ont été testés et insérés entre la caméra et l'objectif qui joue le rôle de lentille collectrice à focale variable.

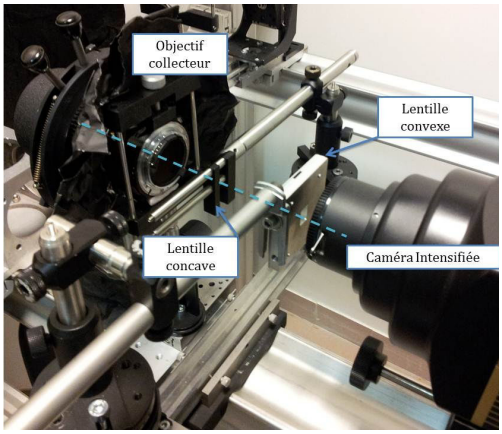


FIGURE A.3 – *Montage optique pour la compression optique.*

Ce que laisse supposer le montage de la figure A.3 est la petite taille des lentilles (entre 2 cm de longueur pour 1 cm de hauteur) qui sont de fait difficilement manipulables. A cela s'est ajouté le fait que la qualité des images est très sensible à la position des lentilles. Cela signifie qu'un alignement dans l'axe de l'objectif et de la caméra ainsi qu'un parallélisme parfait entre elles et le capteur sont nécessaires.
En conséquence, un support spécifique à été mis au point pour s'assurer du positionnement des lentilles (voir figure A.4). Une insertion des lentilles dans des rails avec un maintien grâce à une plaque supérieure assure ces contraintes de montages.

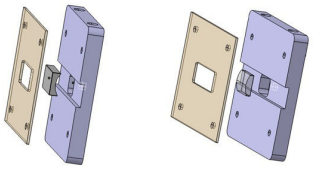
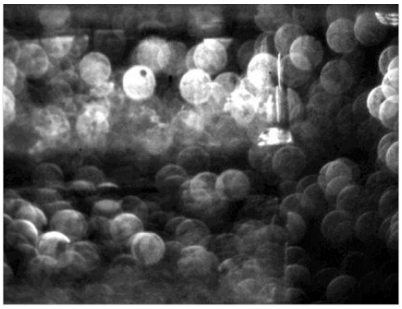
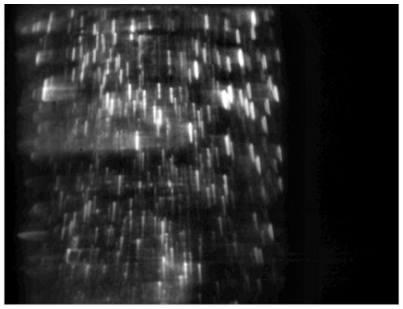


FIGURE A.4 – *Support pour les lentilles*

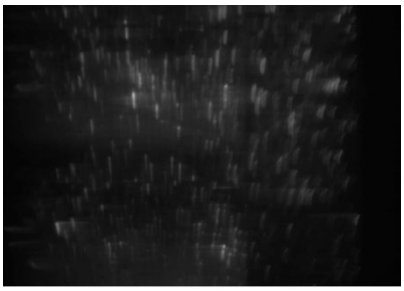
Ces supports sont contrôlés en rotation, en translation et en hauteur au micromètre près par des déplacements manuels. Par la suite, plusieurs acquisitions ont été réalisées sur un écoulement simple où des bulles d'air remontent à la surface libre. Un cas de simple défocalisation (figure A.5(a) sert de référence aux cas de compression optique (figures A.5(b) et A.5(c)). On utilise une lentille concave de distance focale $f1 = -15$ m et lentille convexe de focale $f2 = 20$ mm, pour une résolution de la caméra de 512×480 px. La figure A.5 présente pour différents taux de compression globaux τ_g l'application de la compression optique.



(a) Image initiale



(b) $\tau_g = 30\%$



(c) $\tau_g = 8\%$

FIGURE A.5 – *Application de la compression optique pour une image initiale défocalisée A.5(a) avec différents taux de compression globaux τ_g pour des lentilles de focale* -15 *mm et* 20 *mm.*

Les images de la figure A.5 montrent qu'il est possible d'avoir différents τ_g pour un τ_l constant. Dans le montage, seules les distances qui séparent les lentilles entre elles et le reste du montage changent. L'objectif est situé à la même distance de la caméra pour obtenir le même diamètre apparent des particules.

Au final, la compression optique permet effectivement de diminuer considérablement les superpositions entre les particules sphériques, mais néanmoins il est complexe de garder un $\tau_g = 100\%$. C'est à dire de faire en sorte lque a totalité du capteur de la caméra soit utilisée. Les tentatives tendent à montrer que le motif des particules se modifie dans la direction de la compression faisant chuter τ_l (voir image A.5(c)).

De plus, dans le cas d'utilisation de la compression optique la mesure de la taille apparente de la particule ne se ferait plus que dans une seule dimension, contrairement au cas des particules au motif circulaire. Cela implique que pour garder une forte précision dans la mesure de la taille des particules, il faut que les limites entre les "batonnets" et le reste de l'image soient claires. Ceci paraît peu probable au vu de l'image A.5(c). Le but est de conserver la même précision

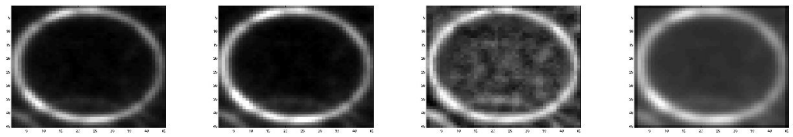
de mesure de la taille de particules proche de $0,5$ px.
A cela s'ajoute le fait que le montage doit être très rigoureusement mis en place. Le moindre écart de montage aurait pour conséquence d'introduire des aberrations optiques. Ces considérations ont conduit au développement d'une approche alternative pour éviter les problèmes de superposition des images des particules.

Annexe B

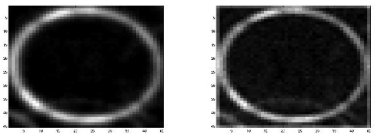
Technique de traitement d'image

B.1 Le traitement d'image au service de la détection

Quelle que soit la technique utilisée lors des acquisitions, les travaux réalisés en matière de détection ont toujours montré une amélioration des résultats après l'utilisation d'algorithmes de traitement d'image. Cependant, il est à noter qu'il n'existe pas d'algorithme universel pour améliorer la qualité des images. De la même manière que pour la détermination du seuil de corrélation pour la validation, les algorithmes utilisés dépendent des conditions d'éclairage, du bruit ambiant, de l'objectif final qui peut être d'accentuer les contours ou encore la suppression de bruit. Quelques algorithmes de traitements d'image couramment utilisés sont recensés dans la table B.1. Les effets souhaités et parfois indésirables sont aussi explicités.



(a) image initiale (b) traitement (A) (c) traitement (B) (d) traitement (C)



(e) traitement (D) (f) traitement (E)

Figure B.1 – *Visualisation des traitements d'images sur une image de particule défocalisée de taille 44 pixels.*

Ces techniques sont illustrées dans la figure B.2 à partir de l'image d'une particule. Elles peuvent aussi être combinées afin d'améliorer les images lors

TABLE B.1 – *Liste des fonctions couramment utilisées en traitement d'image.*

Techniques		Objectifs souhaités	Paramètres remarquables	Autres effets possibles
(A)	Ajustement global du contraste	Augmenter l'intensité générale de l'image.	Il est possible de préciser les bornes d'intensités.	Si aucune borne n'est spécifiée cette technique peut aussi intensifier le bruit global de l'image.
(B)	Ajustement local du contraste par fenêtre. Algorithme « CLAHE »	Permet d'ajuster localement l'intensité et s'utilise plutôt sur de grandes images de sorte à améliorer le contraste dans des zones peu intense.	La taille des fenêtres peut être égale à la taille maximale des particules.	Dans des zones de vide, cette technique peut localement augmenter un bruit de fond de type gaussien.
(C)	Filtre «lisseur » de type moyenne, écart type, gaussien, de Wiener.	Dans le cas d'image bruitée, l'utilisation de ces filtres permet de lisser l'image pour pouvoir ensuite soustraire un fond plus uniforme.	Les fenêtres de lissage doivent rester petites (dans les 3 pixels).	Si la taille des fenêtres de lissage est trop élevée, l'image risque de perdre de sa précision, notamment sur les contours des particules.
(D)	Filtres morphologiques	Permet d'éliminer un fond en utilisant des éléments dits « structurels » de différentes tailles. Souvent utilisé après l'application de filtres « lisseurs ».	La taille des éléments doit rester grande devant les objets de l'image.	Si la taille est trop proche de celle des objets, alors il est possible que ce filtre diminue leur finesse de contour.
(E)	Accentuation des contours	Permet d'accentuer les contours à travers le calcul du laplacien de l'image.	R.A.S	Si ce filtre est utilisé sur des images bruitées, le risque est d'accentuer le bruit. Il a aussi tendance à augmenter l'effet "escalier" sur les contours circulaires.

de la corrélation locale par exemple. La figure B.2 démontre l'amélioration du critère SNR permettant de valider la particule (a) qui n'est pas détectée initialement (SNR<2).

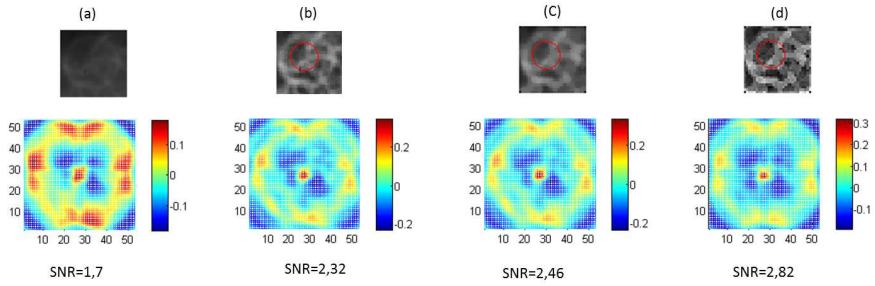
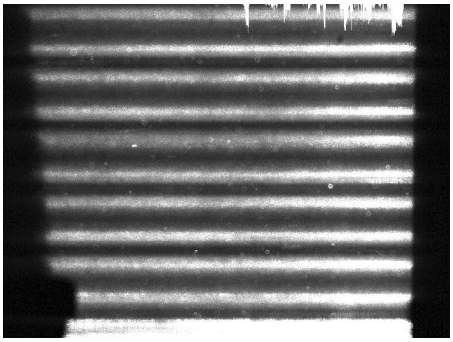


FIGURE B.2 – *Amélioration du SNR pour 3 traitements d'image différents (b),(c),(d) avec les cartes de corrélation associées pour l'étude d'une fenêtre locale (a).*

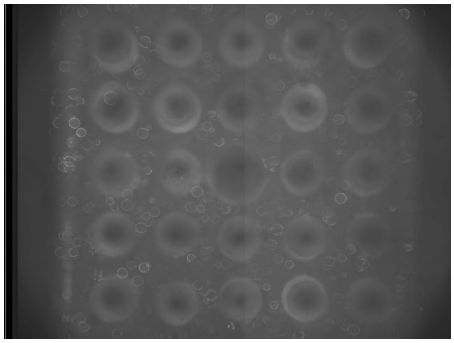
B.2 Traitement des images après acquisition

B.2.1 Applications

Dans le cadre d'un projet de recherche mené sur le site du Centre Technique d'Areva au Creusot portant sur l'étude de l'écoulement autour de gaines combustibles, des acquisitions ont été réalisées avec cette technique de défocalisation. Le principe de montage (voir Diaz (2009)) s'articule autour de deux caméras qui vont photographier en même temps la même zone sous deux angles différentes. La première caméra prend des imagesun angle parallèles à la direction de l'écoulement(B.3(a)) et l'on peut y voir clairement les barreaux dans leur longueur. La seconde caméra prend des vues sous un angle perpendiculaire à l'écoulement (B.3(b)) avec les barreaux de l'assemblage vus de face.



(a) Acquisition à 90° de l'écoulement



(b) Acquisition dans l'axe de l'écoulement

FIGURE B.3 – *Acquisitions de la même zone d'écoulement au même instant sous deux angles différents.*

Pour chaque image de la figure B.3, on remarque différentes tailles de particules ce qui permet de les positionner dans l'espace. Deux principales phases pour le traitement sont réalisées à la suite de ces acquisitions :

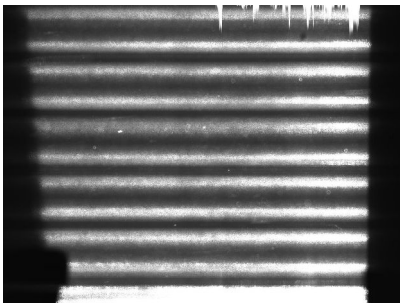
- Une phase de détection du centre et de la taille des particules.
- Une phase d'association des positions des particules entre les deux caméras.

On remarque que le bruit est très présent dans les images de la figure B.3, que ce soit un bruit de fond (figure B.3(b)) ou encore un bruit issu des barreaux bien visible tout le long de l'image B.3(a). Indirectement, ce bruit empêche une distinction claire des particules du reste de l'image du fait d'une variation d'intensité peu importante, contrairement à une qualité classique d'image PIV. En conséquence, les résultats de la détection seront de moins bonne qualité. Un algorithme de traitement d'image permettant de distinguer plus clairement les particules doit être mis au point.

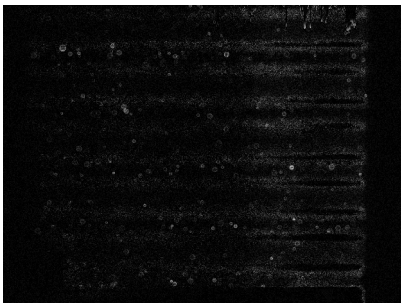
B.2.2 Amélioration de images

Cet algorithme, développé sous *MATLAB* , est particulièrement utile lorsqu'il s'agit de mettre en avant des objets superposés à un fond qui peut varier uniformément. Sa composition est la suivante :

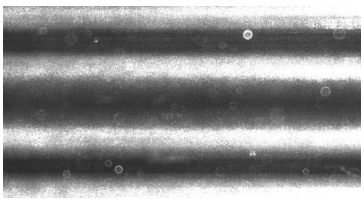
1 Dans un premier temps, il s'agit de retirer le fond commun à une série d'images. Cela permet d'enlever de l'image des objets communs à toutes la série, telles que des particules qui seraient restées attachées à des barreaux, où même les barreaux eux-mêmes (image B.4(a)). Pour créer le fond, une simple moyenne arithmétique de la série d'images suffit.



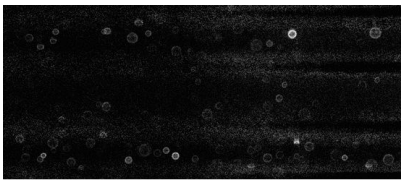
(a) Fond obtenu pour 100 images.



(b) Image obtenue à partir de la soustraction de B.4(a) et de B.3(a).



(c) Zone issue de l'image normale.



(d) Zone issue de l'image sans le fond B.4(b).

FIGURE B.4 – *Acquisitions de la même zone d'écoulement au même instant sous les deux angles différents.*

On remarque directement dans les zones où sont présents les barreaux que les particules apparaissent désormais mieux.

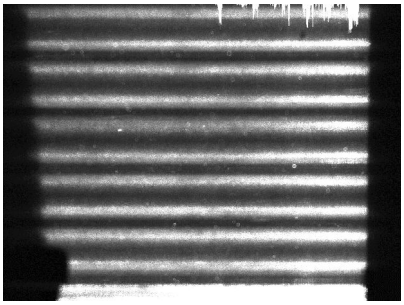
2 Ensuite on applique un filtre type *"moyenneur"* de petite taille (3×3 pixels) afin de lisser l'image et d'atténuer le bruit gaussien sans pour autant perdre en finesse.

3 Une fois l'image lissée, on utilise un algorithme *Contrast-limited adaptive histogram equalization (ou CLAHE, voir Zuiderveld (1994))* afin d'améliorer localement le contraste sans pour autant augmenter le bruit.

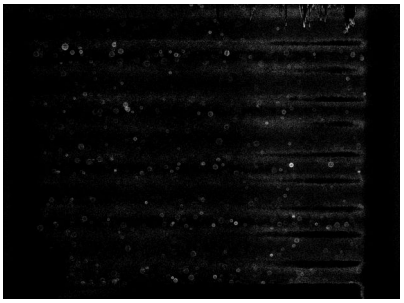
4 L'étape suivante va permettre de déterminer localement le minimum d'intensité par sous-zone de l'image. La taille de ces zones peut être de l'ordre de 20 à 30 pixels selon la taille apparente maximum des particules. L'algorithme *"blockprocessing"* de Matlab réalise ce type de mesure et reconstitue une carte des valeurs minimum de l'image.

5 Cette carte est ensuite interpolée pour reconstituer une image ayant la même définition que l'image initiale.

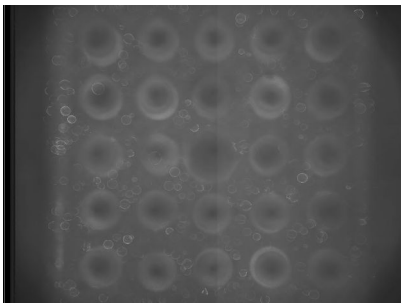
6 On peut alors soustraire cette carte à l'image B.4(b) et de nouveau appliquer l'algorithme d'amélioration du contraste CLAHE.



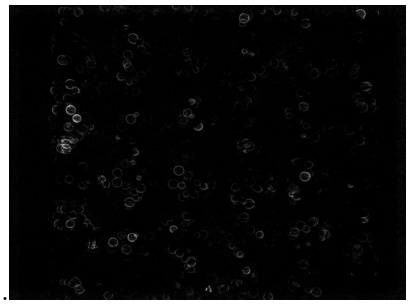
(a) Image initiale.



(b) Image B.5(b) après le traitement.



(c) Image initiale.



(d) Image B.5(c) après traitement

FIGURE B.5 – *Acquisitions de la même zone d'écoulement au même instant sous deux angles différents.*

Ce type d'algorithme de traitement d'image trouve toute son utilité dans l'amélioration de la qualité de visualisation des acquisitions puisqu'il permet d'accentuer la distinction des objets (les particules) par rapport aux bruits de fond que peuvent être les barreaux ou encore une saturation du capteur de la caméra, comme c'est le cas pour l'image B.5(a) dans la partie supérieure droite.

Annexe C

Flot optique pour mesurer le grossissement relatif

C.1 Le flot optique pour la détermination du mouvement perpendiculaire au plan focal

Comme montré dans le document principal, le flot optique permet de mesurer les déplacements des particules dans le plan focal. Cette annexe a pour but de montrer la capacité du flot optique à mesurer des déplacements perpendiculaires au plan focal ; c'est-à-dire à quantifier le grossissement (positif ou négatif) de la particule entre deux images. Cette approche est complémentaire à l'approche choisie dans le manuscrit, basée sur une corrélation avec des canevas. Pour déterminer la précision de cette approche, une expérience fondamentale est mise en place (voir figure C.1). Elle consiste en l'acquisition d'images du bloc, illuminé par un faisceau laser. Un pinhole est utilisé pour régler au minimum la taille initiale du faiseau à environ 250 µm. Afin de limiter les problèmes de diffraction de la lumière par les particules contenues dans le bloc, seule une région proche de l'entrée du bloc est utilisée. Cette région couvre 2 cm de largeur. La caméra est déplacée vià un déplacement micrométrique, piloté à distance par ordinateur.

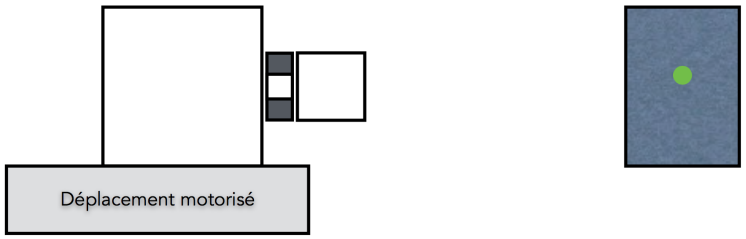


Figure C.1 – *Présentation schématique du volume de mesure lors d'un éclairage par faisceau direct.*

Une image typique obtenue dans ces conditions est visible dans la figure C.2. Come-tenu de l'épaisseur relativement faible du faisceau laser et de son caractère circulaire, on peut estimer le volume total éclairé. Une hauteur d'environ 20 px correspond à environ 250 µm. La caméra se déplaçant perpendiculairement au faisceau, le déplacement imposé est bien le déplacement de chaque particule. Il n'est pas question ici de connaître la taille apparente absolue, mais uniquement d'en déterminer la variation.

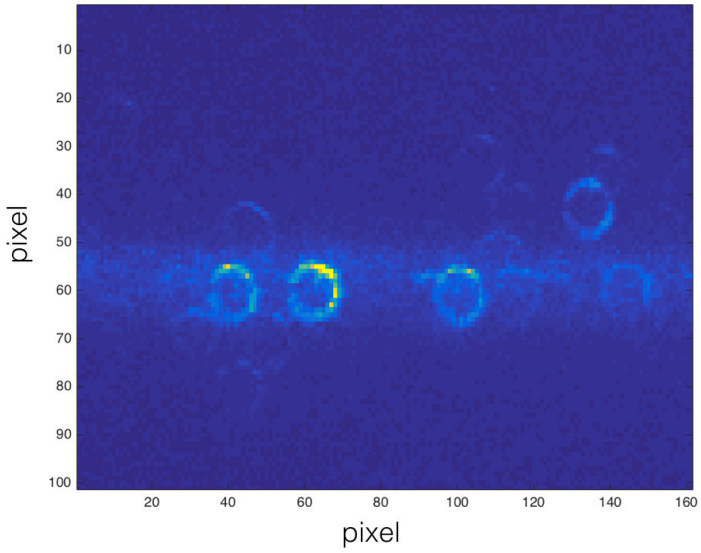


FIGURE C.2 – *Présentation schématique du volume de mesure lors d'un éclairage par faisceau direct.*

Pour chaque image du bloc, les particules sont identifiées par une corrélation croisée, comme dans le manuscrit principal. Un calcul de flot optique permet d'obtenir un déplacement pour chaque pixel. Il est important de notre qu'aucun filtre spatial n'est utilisé. Afin de mesurer les grossissement relatif, un repère centré sur la particule est utilisé. Les éventuels déplacements horizontaux et verticaux sont soustraits pour laisser apparaître uniquement le changement de taille apparente. Un résultat typique est présenté dans la figure C.3. On constate globalement que la plupart des vecteurs sont bien orientés vers l'extérieur. Un seuillage sur l'intensité est appliqué pour ne prendre en compte que les déplacements liés à la particule en elle-même. Ceci explique notamment l'absence de résultats pour les zones d'ombre liées aux tiges de maintien de l'espace annulaire.

Les expériences ont été réalisées en déplacement la caméra par pas de 100 µm. Il est ainsi possible de déterliner le grossissement moyen mesuré pour différents déplacements relatifs de la caméra et pour l'ensemble des particules contenues dans l'image. Afin de comparer les résultats entre eux, les résultats

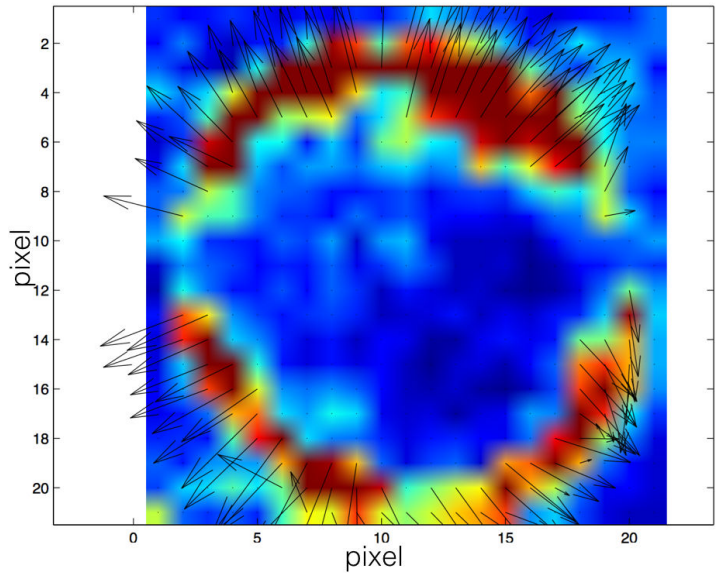


FIGURE C.3 – *Présentation schématique du volume de mesure lors d'un éclairage par faisceau direct.*

sont calculés relativement à un déplacement de 100 µm. Ainsi, si les deux images du bloc sont obtenues pour un déplacement physique de 200 µm, le résultat sera divisé par 2. Les résultats moyens obtenus pour des déplacements entre deux images de 100 à 800 µm sont présentés dans la figure C.4. La position par rappor au plan focal est représentée suur l'axe des abscisses. Les déplacements relatifs (en pixel) sont présentés sur l'axe des ordonnées. Il est intéressant de constater que les déplacements mesurés présentent très peu de variation entre les différentes positions. Cela veut dire qu'un grossissement relatif de 0,2 px est parfaitement mesuré car il correspond bien à $1/8^{me}$ d'un grossissement obtenu avec un déplacement en profondeur huit fois plus important.

Cette façon de mesurer le grossissement relatif permet ainsi de limiter les incertitudes de mesures à environ 0,1 px dans la direction perpendiculaire au plan focal. Le flot optique permet donc de mesurer très précisément le mouvement en trois dimensions. Cependant, il ne permet pas de s'affranchir de la mesure de la taille apparente absolue pour positionner la particule en trois dimensions, qui se fait toujours par corrélation avec des canevas prédéfinis.

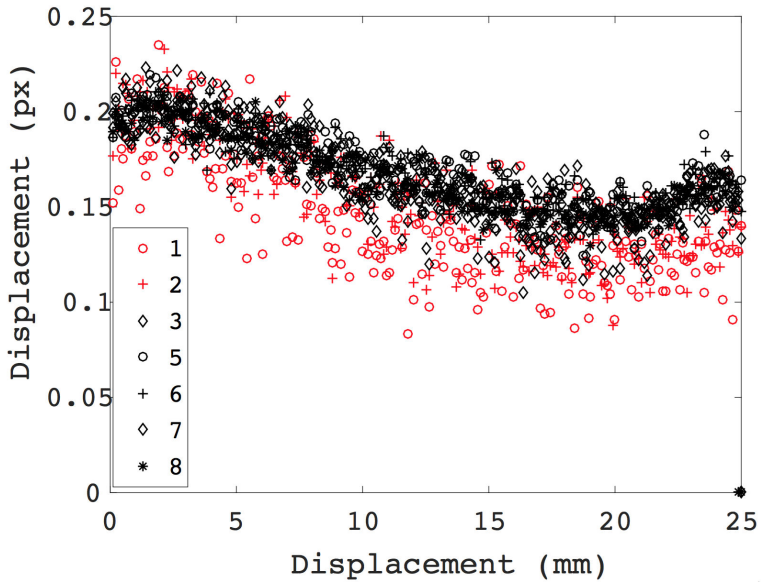


Figure C.4 – *Présentation schématique du volume de mesure lors d'un éclairage par faisceau direct.*

Annexe D

Détails sur les simulations numériques de type LES

Calculs LES d'écoulements en aval de grille

Des calculs LES (Large Eddy Simulation) ont été réalisés afin de simuler l'écoulement turbulent en aval d'une grille de mélange réduite à un assemblage combustible de 5×5 crayons. Le domaine fluide considéré permet de suivre l'évolution de l'écoulement jusqu'à 40 Dh en aval de la grille et s'étend en amont jusqu'à la chambre de tranquillisation qui est incluse. Le maillage associé comporte 17 millions de mailles et décrit finement la géométrie de la grille comme l'illustre la figure D.1.

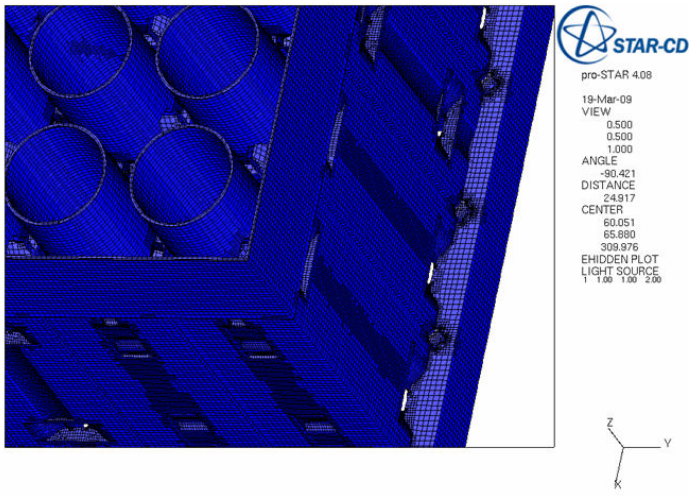


Figure D.1 – *Maillage LES de la grille de mélange pour un assemblage de 5×5 crayons.*

La turbulence étant majoritairement générée par la grille, un écoulement

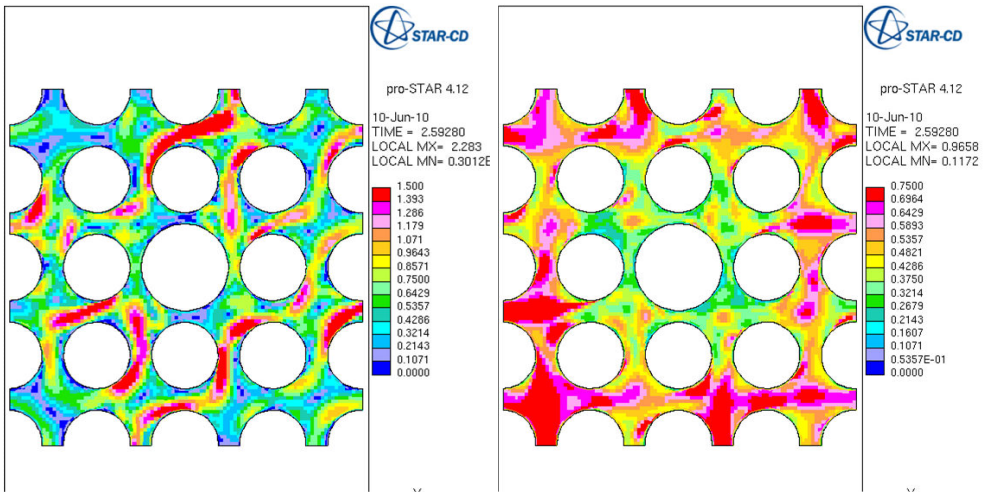
stationnaire (avec une vitesse débitante de 5 m/s) est imposé en entrée comme condition limite.

Les paramètres des calculs LES sont résumés dans le tableau D.1.

Modèle	Smagorinsky
Calcul de la moyenne initié après	1000 iterations
Algorithme	PISO
Discrétisation spatiale pour la vitesse	MARS 0.5
Discrétisation spatiale pour la turbulence	Upwind
Discrétisation temporelle	Euler implicite
Pas de temps du calcul initial	10-4 s
Pas de temps pour la sortie de données	0.25 10-4 s
Temps physique calculé	2.6 s
Temps physique pour la sortie de données	1 s
Nombre de temps de "boite"	14

Table D.1 – *Paramètres des calculs LES.*

Les champs de vitesse sont extraits sur une zone restreinte (600 000 mailles) située entre 5 et 10 Dh en aval de la grille. Les champs de vitesses transverses moyens et fluctuants sont illustrés dans la figure D.2.



(a) Champ moyen (b) Champ fluctuant

Figure D.2 – *Champ de vitesses transverses à z = 10 Dh.*

Annexe E

Transformation de Hough

La transformée de Hough

Plus communément appelée "Transformation Standard de Hough", cette approche utilise dans un premier temps des images en noir et blanc issues d'images en niveaux de gris et cherche à établir une projection entre l'espace de l'image et un espace de paramètres représentatifs de la forme recherchée. Dans le cadre d'une droite, une projection dans l'espace polaire r, θ est classiquement réalisée mais dans le cadre de la recherche d'un cercle les choses diffèrent. En effet l'équation d'un cercle de rayon R_c s'écrit comme suit :

$$(X_p - a)^2 + (Y_p - b)^2 = R_c^2 \tag{E.1}$$

Avec X_p et Y_p les coordonnées d'un point appartenant au cercle. Ici, il est donc nécessaire de résoudre 3 paramètres que sont a,b les coordonnées du centre du cercle et R_c son rayon. Ces trois paramètres correspondent au nouvel espace de projection puisque l'on peut écrire pour tout point du cercle le système des " équations E.2 :

$$X_p = a + R_c cos(\theta) \qquad Y_p = b + R_c cos(\theta) \tag{E.2}$$

La résolution du problème dans l'espace (a,b,R) tridimensionnel nécessite beaucoup de mémoire. C'est pourquoi l'on suppose dans un premier temps que l'on connaît le diamètre du cercle pour se ramener à un problème 2D. Ensuite, comme décrit dans Rhody (2005), tout point du cercle dans l'espace géométrique de l'image de gauche sur la figure E.1 est retranscrit par un cercle de diamètre du cercle connu dans l'espace (a,b) et l'intersection de tous les cercles détermine finalement la position du centre du cercle initial. Cette intersection est obtenue par accumulation des superpositions, et la valeur seuil à partir de laquelle une accumulation représente un centre de cercle est un des paramètres

de la technique. Ce paramètre est d'autant plus important lorsqu'il est nécessaire de détecter des cercles qui se superposent. Si cette valeur est trop faible, de nombreux cercles seront détectés, alors que si cette valeur est trop élevée, trop peu le seront.

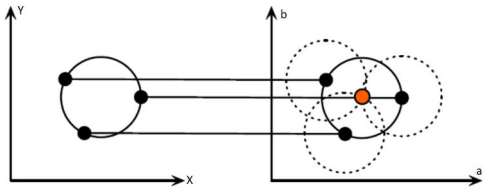


Figure E.1 – *Transformation des points appartenant au cercle dans l'espace cartésien en cercle dans l'espace de projection - 3 points suffisent pour déterminer le centre du cercle, Rhody (2005).*

Maintenant si les tailles de cercles ne sont pas connues alors le cercle dans l'espace (a,b) deviendra un cône dans l'espace (a,b,R), comme suggèré dans la figure E.2. Ce cône sera délimité par l'intervalle de rayons cherchés. L'accumulation des données se fera en 3 dimensions et la consommation en terme de mémoire augmentera considérablement. Il est ainsi recommandé de restreindre les intervalles de recherches pour les tailles des cercles à détecter.

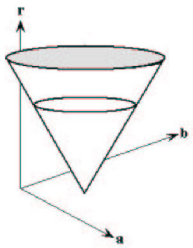


Figure E.2 – *Visualisation d'un point de l'espace cartésien dans l'espace de projection sans connaître le diamètre du cercle. Le cercle se transforme logiquement en cône, Rhody (2005).*

La première étape consiste avant toute chose à optimiser la création de l'image en noir et blanc afin qu'elle fasse apparaître le plus naturellement possible l'information de contour du cercle.

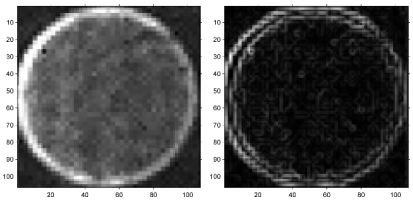
L'obtention des contours

Le contour des particules n'est pas récupérable en tant que tel et un simple seuillage sur le niveau de gris n'est pas suffisant pour l'obtenir. Il est utile de se baser sur les dérivées de l'image et de binariser cette dernière en procédant à un seuillage. Le plus souvent le calcul du gradient est suffisant, mais il est à noter que des approches d'ordres plus élevés existent. Le calcul du

gradient s'effectuent de plusieurs manières :

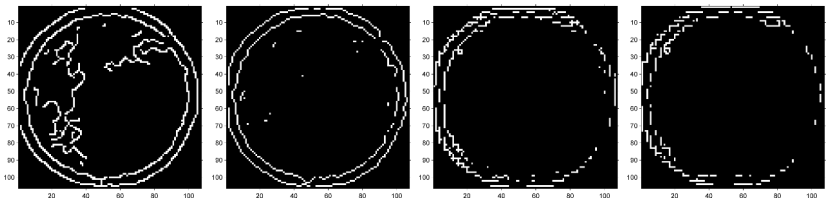
- Par convolution de l'image avec des filtres dit de Prewitt, Sobel ou encore Canny pour le gradient et un filtre type Laplacien pour la dérivée seconde de l'intensité.
- Par des schémas de type différence finie de la valeur de l'intensité pour le gradient ou la dérivée seconde.

La norme des composantes des gradients calculée pour chacune des directions est évaluée et un seuillage est effectué afin d'isoler les contours. L'entièreté du processus est disponible avec la fonction Matlab "edge" qui permet de choisir l'algorithme le plus adapté à l'extraction du contour. La figure E.3 illustre l'application de la fonction sur une particule défocalisée et donne l'occasion de s'apercevoir de l'efficacité de certaines techniques par rapport à d'autres. Dans notre situation, l'approche laplacienne et "zeros-cross" apparaissent plus efficaces dans la reconstruction du contour de l'anneau et l'on remarque rapidement l'importance d'avoir un anneau lumineux de contraste.

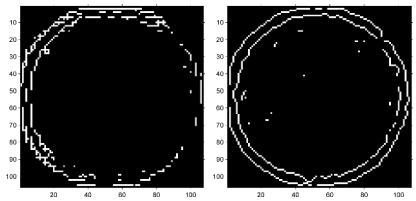


(a) Image initiale (b) Norme du gradient obtenu par Sobel

Une fois les contours obtenus en noir et blanc, il est possible d'utiliser la transformée de Hough pour recouvrer l'existence d'un cercle ou non. Des fonctions Matlab préalablement implémentées telles que "imfindcircles" permettent d'utiliser cette approche. Pour autant, il est souhaitable de pouvoir contrôler toute la chaîne de calcul, tant la sensibilité des résultats est fonction des techniques de calculs de contours utilisés et des seuils d'intensité.



(c) canny (d) Laplacien (e) Prewitt (f) Robert



(g) Sobel (h) Zero-cross

Figure E.3 – *Visualisation des traitements d'images sur une image de particule défocalisée de taille 100 pixels.*

Annexe F

Résultats de l'interpolation des données PTV 3D

Résultats PTV 3D

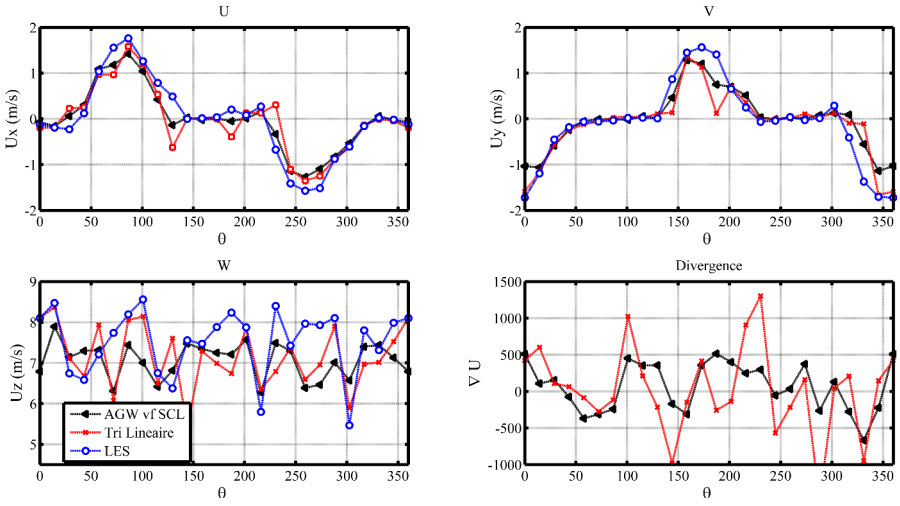


Figure F.1 – *Résultats pour une coupe dans l'écoulement.*

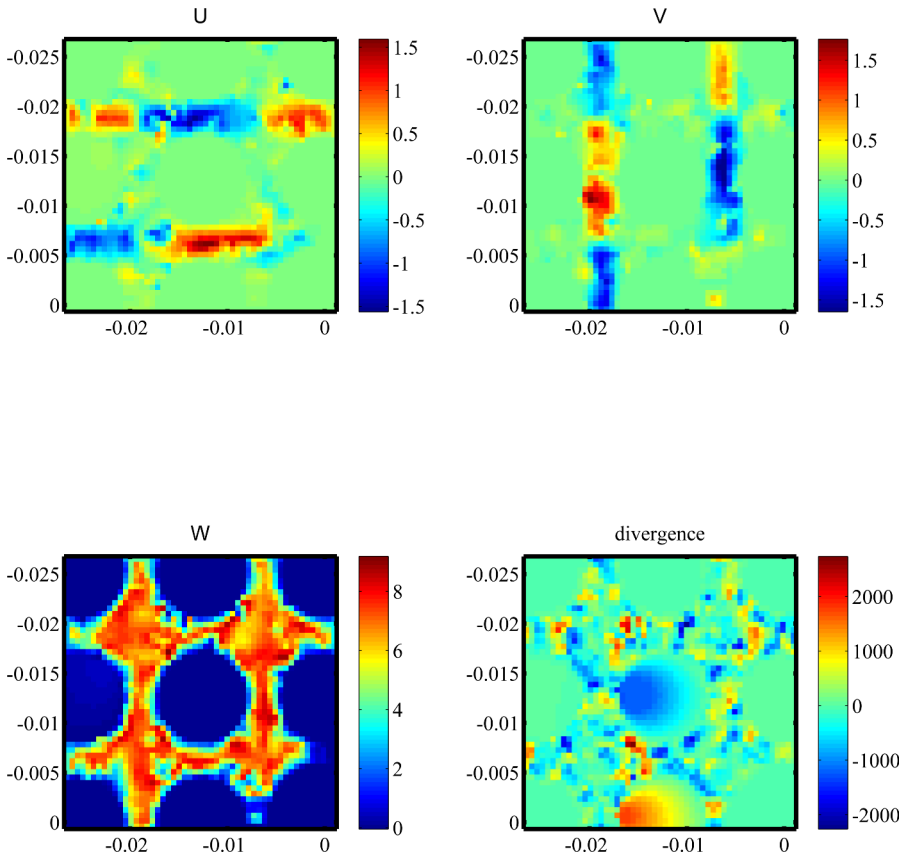
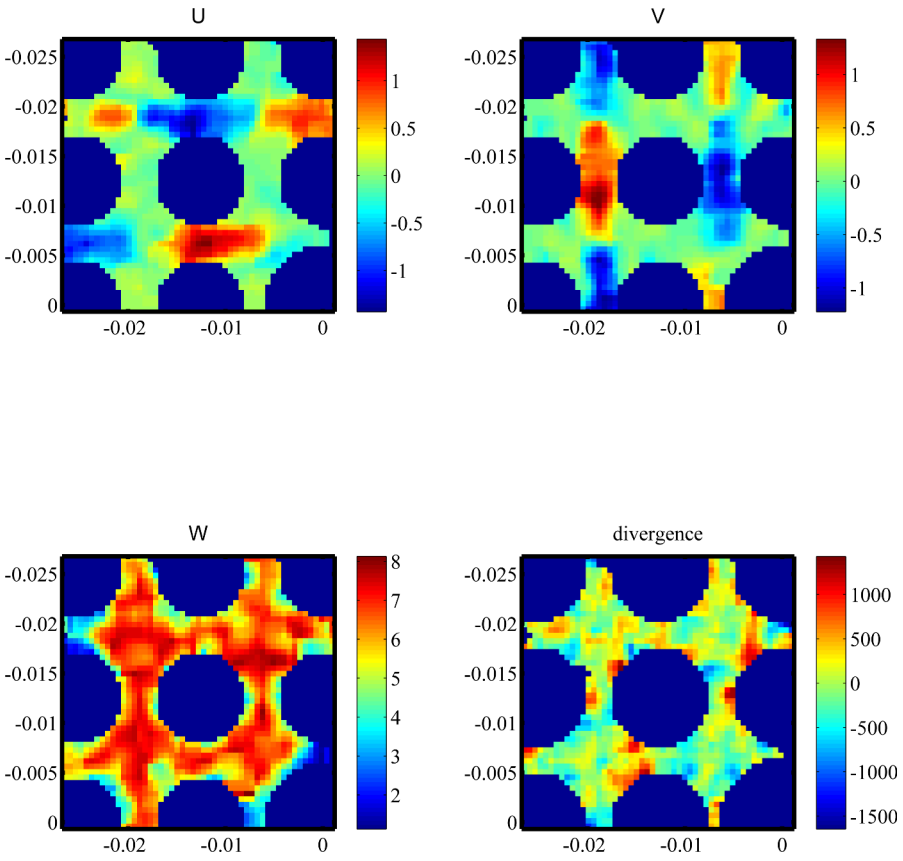
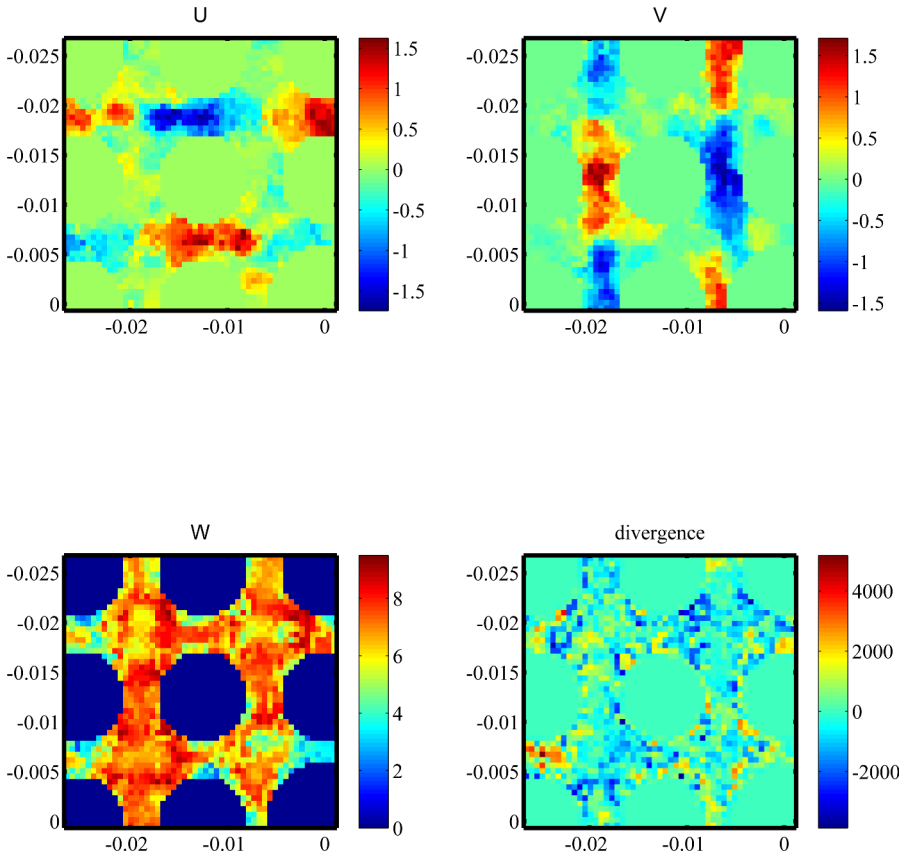


FIGURE F.2 – *Champs 2D pour le cas d'une interpolation tri-linéaire.*



!h

FIGURE F.3 – *Champs 2D pour le cas d'une interpolation AGW à volume fixe.*



!h

FIGURE F.4 – *Champs 2D pour le cas d'une interpolation AGW à nomnre de points fixe.*

Annexe G

Analyse dynamique POD DMD

G.1 POD

La POD (Proper Orthogonal Decomposition) est un outil mathématique permettant de décomposer un système dynamique sur une base propre de modes orthogonaux. Appliquée pour la première fois par Lumley (1967) à la mécanique des fluides, son essor a eu lieu au cours des années 2000 avec le développement des systèmes de mesures rapides et la puissance croissante des calculateurs. Dans un premier temps, la POD fut appliquée à des mesures "snapshot" de champs de vitesses Sirovich (1989), Lumley (1970) puis les applications se sont focalisées sur des écoulements où les instabilités provoquent l'apparition de structures cohérentes (ex : couches limites turbulentes Gurka et al. (2006), Aubry et al. (1988), écoulements en cavité ouverte Guéniat et al. (2014)).

G.1.1 Principe

Appliquer la POD à un écoulement revient à identifier les structures fluides qui contribuent le plus à son énergie. Les modes de l'écoulement, issus de la décomposition, sont donc classés par niveau décroissant d'énergie. Cette hiérarchie énergétique des modes est une spécificité de la POD.

La décomposition POD s'intéressant surtout aux champs fluctuants, elle s'appuie légitimement sur la décomposition de Reynolds. La i ème composante de la vitesse s'écrit alors comme la somme d'un champ moyen $\bar{u_i}(\mathbf{x})$ et d'un champ fluctuant $u_i'(\mathbf{x}, t)$, soit :

$$u_i(\mathbf{x}, t) = \bar{u_i}(\mathbf{x}) + u_i'(\mathbf{x}, t) \quad i = 1, 2, 3 \tag{G.1}$$

La POD décompose alors le champ fluctuant en une combinaison linéaire de modes spatiaux orthogonaux pondérés par des coefficients temporels comme

l'illustre l'équation G.2.

$$u_i'(\mathbf{x},t) = \sum_{n=1}^{N} a_n(t)\phi_n^i(\mathbf{x}) \quad i = 1,2,3 \tag{G.2}$$

où $\phi_n^i(\mathbf{x})$ est la distribution spatiale du mode propre d'ordre n d'une des composantes de la vitesse et $a_n(t)$ représente son coefficient temporel associé. La POD décrit ainsi la dynamique de l'écoulement en découplant l'espace et le temps.

L'étude mathématique conduite par Lumley (1970) montre que ces modes existent et sont en fait les vecteurs propres de la matrice d'autocorrélation des signaux de vitesses :

$$R_u(\mathbf{x},\mathbf{x}') = \frac{1}{T}\int_0^T u_i(\mathbf{x},t)u_i(\mathbf{x}',t)dt \quad i = 1,2,3 \tag{G.3}$$

Le problème revient à résoudre l'équation aux valeurs propres suivante :

$$\int R_u(\mathbf{x},\mathbf{x}')\phi_{\mathbf{n}}^{\mathbf{i}}(\mathbf{x}')dx' = \lambda^n\phi_{\mathbf{n}}^{\mathbf{i}}(\mathbf{x}) \tag{G.4}$$

En pratique, ces modes sont obtenus à l'aide de la méthode POD dite des "snapshots" proposée par Sirovich (1987).

G.1.2 Organisation des données - méthode des Snapshots

Les données expérimentales, qu'elles soient de type PIV ou PTV 3D, sont projetées sur des maillages structurés réguliers. Les traitements POD ou DMD requièrent un ordonnancement particulier des données, expliqué ici en 2D par souci de simplicité mais dont l'extension en 3D se fait sans difficulté majeure.

Le champ de vitesse $\mathbf{U}_t(x,y)$ à l'instant t est défini comme une matrice de taille $m * n$ où m et n sont les nombres de points dans chaque direction. Les deux premières composantes du champ de vitesse à l'instant t sont notées respectivement u_t et v_t.

$$\mathbf{U}_t(x,y) = \begin{bmatrix} \mathbf{U}_t(x_1,y_1) & \mathbf{U}_t(x_1,y_2) & \mathbf{U}_t(x_1,y_n) \\ \mathbf{U}_t(x_2,y_1) & \mathbf{U}_t(x_2,y_1) & \mathbf{U}_t(x_2,y_n) \\ \vdots & \vdots & \vdots \\ \vdots & \vdots & \vdots \\ \mathbf{U}_t(x_m,y_1) & \mathbf{U}_t(x_m,y_2) & \mathbf{U}_t(x_m,y_n) \end{bmatrix} \tag{G.5}$$

Les données à l'instant t sont réordonnancées sous forme de vecteur en vue de la décomposition POD ou DMD (équation G.6) :

$$\mathbf{U}_t(x,y) = \begin{bmatrix} u_t(x_1,y_1) \\ u_t(x_1,y_2) \\ \\ u_t(x_m,y_n) \\ v_t(x_1,y_1) \\ v_t(x_1,y_2) \\ \\ v_t(x_m,y_n) \end{bmatrix} \tag{G.6}$$

La concaténation des champs de vitesses pour un nombre nT d'instants permet d'engendrer la matrice spatio-temporelle **Mt** :

$$\mathbf{Mt} = \begin{bmatrix} u_1(x_1,y_1) & u_2(x_1,y_1) & .. & u_{nT}(x_1,y_1) \\ u_1(x_2,y_1) & u_2(x_2,y_1) & .. & u_{nT}(x_2,y_1) \\ : & : & : & : \\ u_1(x_m,y_n) & u_2(x_m,y_n) & .. & u_{nT}(x_m,y_n) \\ v_1(x_1,y_1) & v_2(x_1,y_1) & .. & v_{nT}(x_1,y_1) \\ v_1(x_2,y_1) & v_2(x_2,y_1) & .. & v_{nT}(x_2,y_1) \\ : & : & : & : \\ v_1(x_m,y_n) & v_2(x_m,y_n) & .. & v_{nT}(x_m,y_n) \end{bmatrix} \tag{G.7}$$

La matrice **Mt** possède donc $2*m*n$ lignes et nT colonnes correspondant au nombre d'instants considérés. La matrice d'auto-covariance s'écrit alors :

$$R = \frac{1}{Nt}.\mathbf{Mt}.\mathbf{Mt}^T = \begin{bmatrix} \overline{u(x_1,y_1)^2} & & \\ & & \\ & & \overline{v(x_m,y_n)^2} \end{bmatrix} \tag{G.8}$$

L'objectif est ensuite de diagonaliser la matrice R en résolvant l'équation $R\phi_\mathbf{k} = \lambda_k \phi_\mathbf{k}$ où λ_k et $\phi_\mathbf{k}$ sont les valeurs propres et modes propres du système. Les modes propres étant orthogonaux entre eux, il vient :

$$\phi_\mathbf{k}\phi_\mathbf{l} = \delta_{kl} \tag{G.9}$$

Les coefficient $a_k(tj)$ sont obtenus en projetant $\mathbf{U}_{tj}(x,y)$ sur les modes propres correspondants $\phi_\mathbf{k}$, soit :

$$a_k(tj) = \mathbf{U}_{tj}(x,y).\phi_\mathbf{k} \tag{G.10}$$

Enfin, les modes propres $\phi_\mathbf{k}^\mathbf{u}$ et $\phi_\mathbf{k}^\mathbf{v}$ associés à chaque composante de vitesse sont obtenus en redimensionnant le vecteur propre $\phi_\mathbf{k}$ de taille $2*m*n$ en deux

vecteurs concaténés de taille $m * n$:

$$\phi_{\mathbf{k}} = \begin{bmatrix} \phi_k^u(x_1, y_1) \\ \phi_k^u(x_2, y_1) \\ \dots \\ \phi_k^u(x_m, y_n) \\ \phi_k^v(x_1, y_1) \\ \phi_k^v(x_2, y_1) \\ \dots \\ \phi_k^v(x_m, y_n) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \phi_k^u \\ \phi_k^v \end{bmatrix} \tag{G.11}$$

avec ϕ_k^u s'écrivant de la manière suivante :

$$\phi_k^u = \begin{bmatrix} \phi_k^u(x_1, y_1) & \phi_k^u(x_1, y_2) & .. & \phi_k^u(x_1, y_n) \\ \phi_k^u(x_2, y_1) & \phi_k^u(x_2, y_2) & .. & \phi_k^u(x_2, y_n) \\ : & : & : & : \\ \phi_k^u(x_m, y_1) & \phi_k^u(x_m, y_2) & .. & \phi_k^u(x_m, y_n) \end{bmatrix} \tag{G.12}$$

G.1.3 Application à un détachement tourbillonnaire contrôlé

La POD "snapshots" est appliquée au cas simple d'un écoulement autour d'un cylindre à Re = 100. A ce niveau de Reynolds, l'écoulement est laminaire (ce qui permet d'éviter l'introduction d'un modèle de turbulence) mais fluctuant et contrôlé (lâchers tourbillonnaires de von Kármán). Les paramètres du calcul (Comsol) sont résumés dans le tableau G.1.

Vitesse débitante en entrée (m/s)	1
Diamètre du cylindre (m)	0,1
Masse volumique (kg/m^3)	1
Viscosité cinématique (Pa.s)	10^{-3}
Nombre de Reynolds	100
Pas de temps fixé (s)	0,01

TABLE G.1 – *Paramètres du calcul 2D laminaire autour d'un cylindre*

Les champs moyens et instantanés des vitesses axiales et transverses sont illustrés en figure G.1 et G.2.

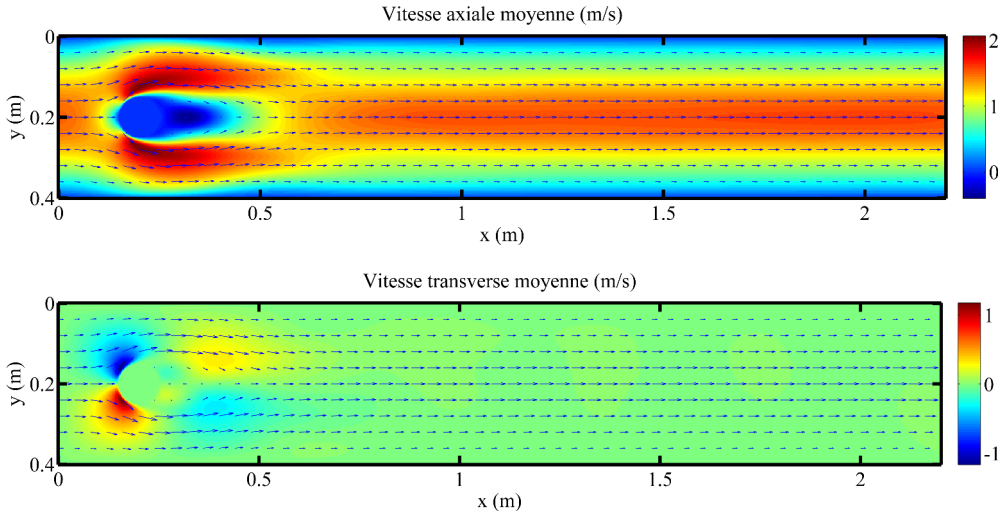


FIGURE G.1 – *Champs moyens des vitesses axiales et transverses.*

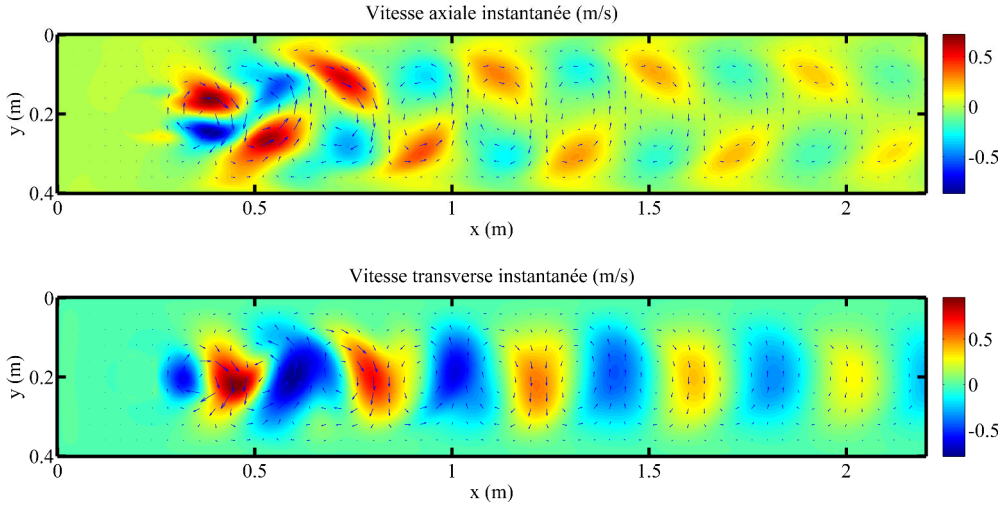
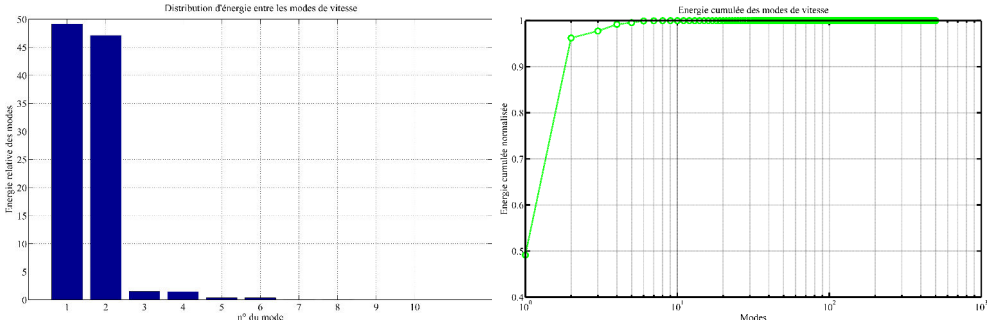


FIGURE G.2 – *Champs instantanés de vitesses axiales et transverses.*

La dynamique de l'écoulement calculé a été validée à l'aide du nombre de Strouhal. Le nombre de Strouhal calculé vaut 0,3 (pic principal à 3 Hz pour les DSP des sondes placées dans l'écoulement en aval du cylindre) ce qui correspond aux formules théoriques pour un écoulement confiné (présence de parois en "haut" et en "bas" du domaine fluide 2D).

Rassemblées au sein la matrice **Mt**, les deux composantes de la vitesse contribuent ensemble à l'énergie fluctuante de l'écoulement. Les valeurs propres de R représentent en effet l'énergie du mode auquel elles sont associées et chaque mode constitue une partie de l'énergie fluctuante totale. Dans le cas présent,

95 % de l'énergie fluctuante est portée par les 2 premiers modes (99% si l'on considère les 4 premiers modes) comme l'illustre les graphes de la figure G.3.



(a) Distribution d'énergie (b) Cumul d'énergie

FIGURE G.3 – *Distribution d'énergie et cumul d'énergie des modes de vitesse*

La distribution spatiale des 4 premiers modes pour les composantes axiale et transverse de la vitesse est présentée en figure G.4 et G.5.

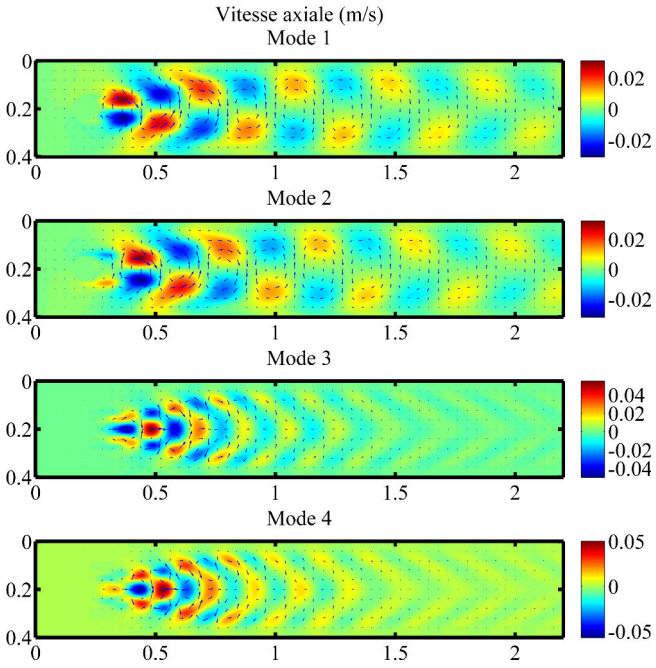


FIGURE G.4 – *Distribution spatiale des 4 premiers modes pour la vitesse axiale*

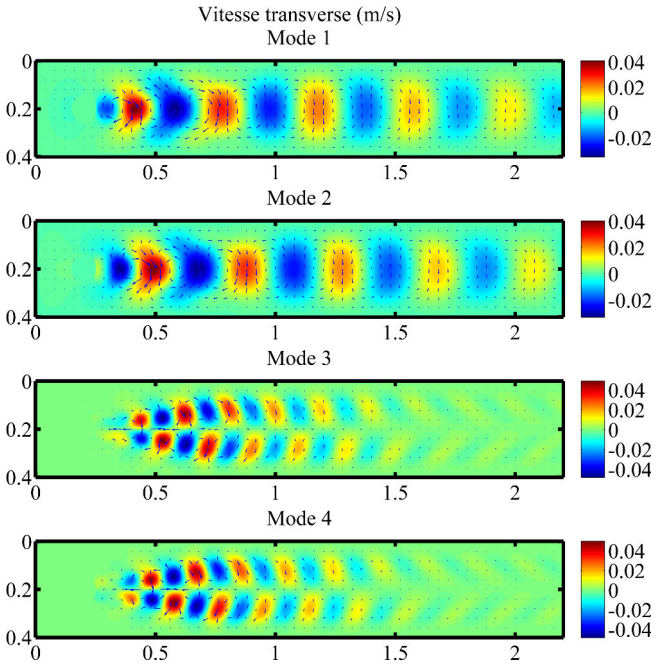
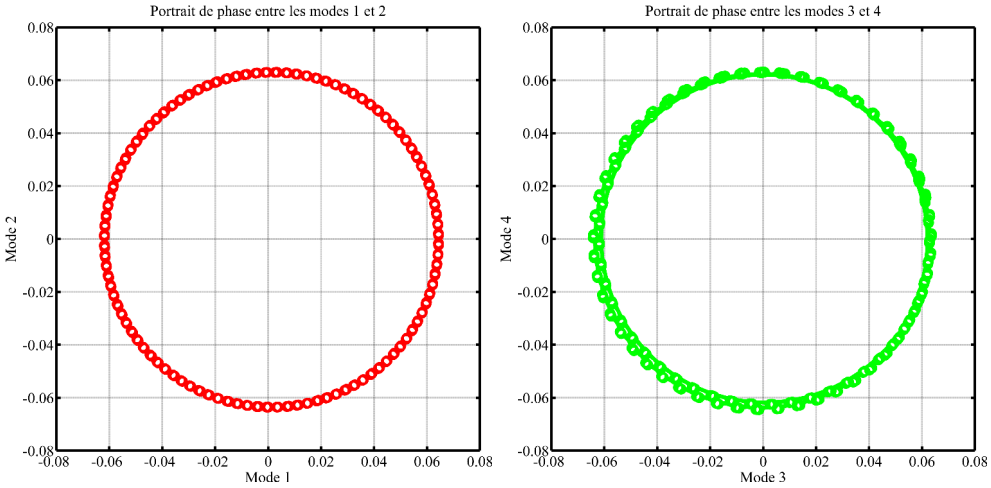


FIGURE G.5 – *Distribution spatiale des 4 premiers modes pour la vitesse transverse*

Les distributions spatiales des modes 1 et 2 sont en opposition de phase de même que les modes 3 et 4 entre eux. L'observation des portraits de phase circulaires de leurs coefficients temporels respectifs (voir figure G.6) soutient cette affirmation.



(a) Modes 1 et 2 (b) Modes 3 et 4

FIGURE G.6 – *Portraits de phase des modes 1/2 et 3/4*

Le couplage des modes 1 et 3 (ou respectivement 2 et 4) est plus complexe comme l'illustre la figure G.7.

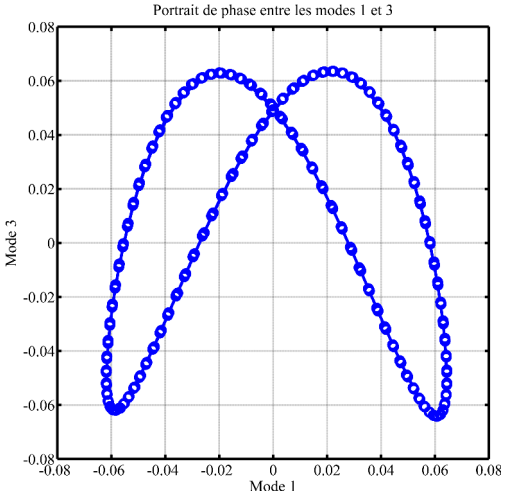
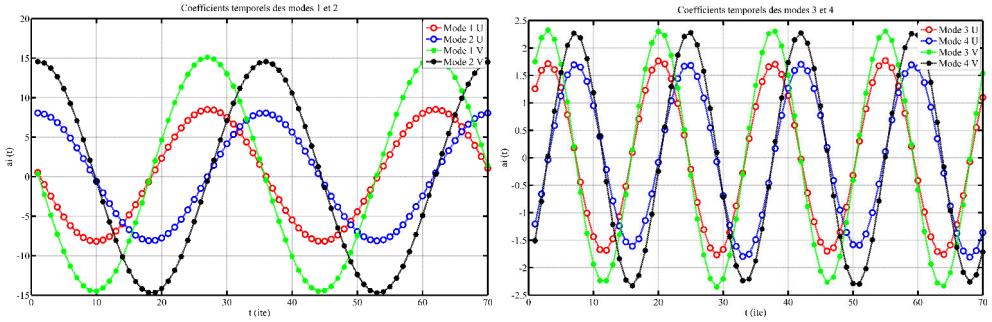


FIGURE G.7 – *Portraits de phase des modes 1/3*

La distribution spatiale des modes est à coupler avec l'évolution de leurs coefficients temporels présentée en figure G.8.



(a) Modes 1 et 2 (b) Modes 3 et 4

FIGURE G.8 – *Evolution des coefficients temporels des modes 1/2 et 3/4*

Les coefficients temporels des composantes axiale et transverse évoluent ensemble puisqu'elles sont issues du même vecteur propre de l'équation résolue. Les modes 1/2 et 3/4 évoluent comme des sinusoïdes en opposition de phase et leurs fréquences sont respectivement de 3 Hz et 6 Hz comme l'illustre leur DSP en figure G.9.

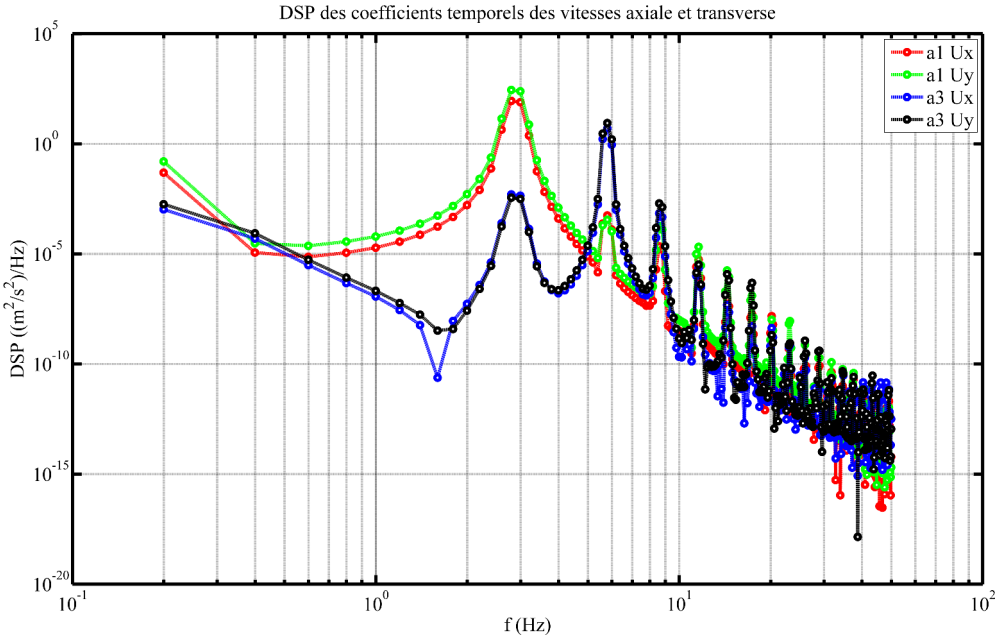


FIGURE G.9 – *DSP des coefficients temporels des vitesses axiale et transverse*

Ceci coïncide avec la fréquence (et sa première harmonique) liée au nombre de Strouhal, validant ainsi la décomposition POD de l'écoulement fluctuant.

G.2 DMD

La DMD (Dynamic Mode Decomposition) a été introduite par Schmid et al. (2011) comme un outil mathématique capable d'extraire des informations concernant la dynamique d'un jeu de données numériques ou expérimentales. L'information extraite est décrite comme une généralisation des modes stables pouvant être utilisés afin de caractériser le système. Une description succincte de l'algorithme est proposée ici. Plus de détails sont disponibles dans Schmid et al. (2011) et Schmid (2010).

G.2.1 Principe

Sur le même principe que la méthode POD des "snapshots", une matrice contenant la séquence des n acquisitions successives est définie :

$$U_1^n = \{u_1, u_2, ..., u_n\} \tag{G.13}$$

La première étape consiste à supposer qu'il existe un opérateur A permettant de passer du champ de vitesse d'un instant i à l'instant $i+1$.

$$u_{i+1} = Au_i \forall i \in [1, ..., n-1] \tag{G.14}$$

Cet opérateur étant considéré constant dans le temps, il est possible de réécrire la formulation de U_1^n (équation G.13) comme une séquence de Krylov uniquement fonction du champ initial u_1 et de l'opérateur A.

$$U_1^n = \{u_1, Au_1, A^2u_1, ..., A^{n-1}u_1\} \tag{G.15}$$

La seconde étape suppose qu'au-delà d'un nombre critique d'acquisitions, le vecteur de l'équation G.13 devient linéairement dépendant. Le vecteur u_n peut donc s'écrire comme une combinaison linéaire des champs précédents. Ceci qui se traduit par l'équation G.16.

$$\begin{aligned} u_n &= a_1u_1 + a_2u_2 + \cdots + a_{n-1}u_{n-1} + r \\ u_n &= U_1^{n-1}a + r \end{aligned} \tag{G.16}$$

où r est le vecteur résidu et $a^T = \{a_1, a_2, ..., a_{n-1}\}$.

A partir de l'équation G.14 et en considérant $U_2^n = \{u_2, u_3, ..., u_n\}$, il est possible d'écrire :

$$AU_1^{n-1} = U_2^n, \tag{G.17}$$

Par combinaison des equations G.13 et G.16, il vient ensuite :

$$\begin{aligned} U_2^n &= \{u_2, u_3, ..., u_n\} \\ &= \{u_2, u_3, ..., U_1^{n-1}a + r\} \\ &= \{u_2, u_3, ..., U_1^{n-1}a\} + re_{N-1}^T, \end{aligned} \tag{G.18}$$

où e_{N-1}^T est le $(n-1)^{\text{th}}$ vecteur unité.

Le terme $\{u_2, u_3, ..., U_1^{n-1}a\}$ de l'équation G.18 peut s'écrire comme :

$$\{u_2, u_3, ..., U_1^{n-1}a\} = U_1^{n-1}S, \tag{G.19}$$

où S est la matrice compagnon que l'on peut définir comme suit :

$$S = \begin{pmatrix} 0 & & & & a_1 \\ 1 & 0 & & & a_2 \\ & \ddots & \ddots & & \vdots \\ & & 1 & 0 & a_{n-2} \\ & & & 1 & a_{n-1} \end{pmatrix} \tag{G.20}$$

Enfin, l'équation G.17 s'écrit comme suit :

$$AU_1^{n-1} = U_1^{n-1}S + re_{N-1}^T \tag{G.21}$$

La DMD cherche à extraire les caractéristiques dynamiques contenues dans A (valeurs propres, modes propres...). Il a été démontré que les valeurs propres de A peuvent être approchées par celles de S. Par conséquent, l'étape suivante de l'algorithme est de calculer la matrice S. Une décomposition QR de la séquence U_1^{n-1} est réalisée dans ce but :

$$QR = U_1^{n-1} \tag{G.22}$$

En utilisant l'équation G.16 ainsi que l'expression précédente, il vient :

$$a = R^{-1}Q^H u_n \tag{G.23}$$

où a représente la dernière colonne de la matrice compagnon S.

Les modes dynamiques ϕ et les fréquences de Ritz correspondantes λ sont extraits de S en écrivant :

$$\phi_i = U_1^{n-1} x_i \tag{G.24}$$
$$\lambda_i = \mu_i F_s \tag{G.25}$$

où x_i est le i^{me} vecteur propre de la matrice S, μ_i la i^{me} valeur propre et F_s la fréquence d'acquisition.

Un des paramètres déterminant de la DMD est l'intervalle de temps entre chaque acquisition. Schmid (2010) précise que la fréquence d'acquisition doit au moins respecter le critère de Nyquist-Shannon, c'est à dire au minimum le double de la fréquence du phénomène que l'on souhaite étudier. De plus, il est précisé que si celle-ci est égale à trois fois la fréquence limite de Nyquist alors des résultats précis peuvent être obtenus. Cependant Tissot et al. (2012) précise que si la fréquence est trop élevée un risque de corrélation entre les clichés existe ce qui empêcherait l'unicité des modes DMD. Cette même étude montre une dépendance de l'unicité des modes par rapport au nombre de clichés étudiés et souligne l'importance du dernier cliché utilisé.

A l'image de la POD, les coefficients λ_i soulignent l'importance du mode et son taux de croissance σ_i est défini par l'équation G.27. En DMD, les λ_i fournissent également la fréquence ω_i définie par l'equation G.27

$$\sigma_i = ln(\mid \lambda_i \mid) * F_s \tag{G.26}$$
$$\omega_i = arg(\lambda_i) * F_s \tag{G.27}$$

avec σ_i comme le taux d'amortissement du mode. L'amplitude du mode dans le spectre DMD et son niveau d'amortissement constituent les deux critères principaux pour le choix des modes à étudier. Un mode amorti aura un rôle conséquemment limité dans la dynamique de l'écoulement.

Illustration

La DMD est maintenant appliquée à l'écoulement laminaire en aval du cylindre présenté précédemment (section G.1.3). Les données sont extraites sur le maillage CFD à une fréquence de 100 Hz sur 4 s (soit 400 instants). Le lâcher tourbillonnaire principal s'établissant à une fréquence autour de 3 Hz, cette durée correspond à environ 12 périodes. La figure G.10 montre que les valeurs propres λ_i de Ritz sont localisées globalement autour du cercle unité dans l'espace complexe. Sur les autres figures, le mode à 2,81 Hz apparaît comme ayant le taux de croissance le plus élevé et la plus forte amplitude dans

le spectre.

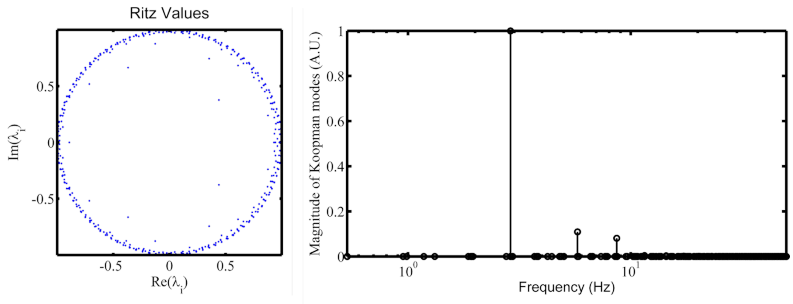


FIGURE G.10 – *Valeurs propres λ_i de Ritz et spectre DMD*

La figure G.11 représente le mode 0 de la DMD qui correspond en fait aux champs moyens des deux composantes de la vitesse présentés en figure G.1. Le mode correspondant à la fréquence de 2,88 Hz est quant à lui tracé (en unités arbitraires) sur la figure G.12 pour les deux composantes de la vitesse.

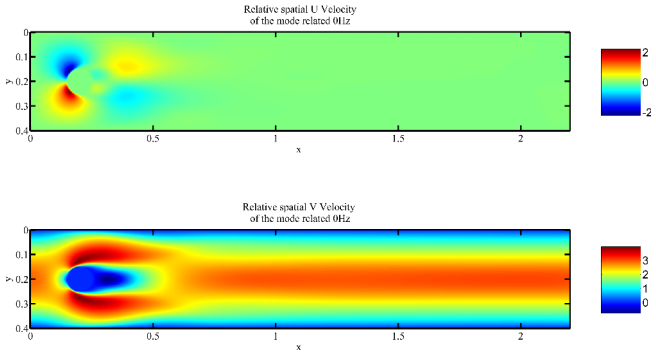


FIGURE G.11 – *Distribution spatiale du mode 0 de la DMD*

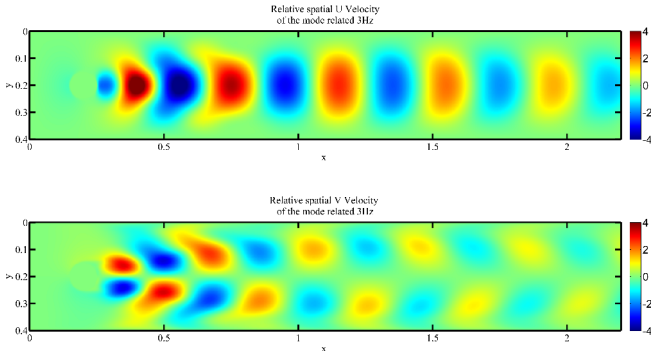


FIGURE G.12 – *Distribution spatiale du mode DMD à 2,88 Hz*

La distribution spatiale du mode DMD à 2,88 Hz correspond au premier

mode POD dont la fréquence était équivalente (voir DSP en figure G.9).

Les outils présentés jusqu'à présent permettent d'extraire des structures cohérentes tout en cherchant à quantifier leur apport dans la dynamique de l'écoulement, soit à travers l'énergie des modes (ou leur amplitude), soit par leur taux d'amortissement.

Conclusion

Deux technique de post-traitement dynamique ont été présentées. La Décomposition en Modes Propres (POD) et la Décomposition en Modes Dynamiques (DMD) décrivent l'écoulement comme une combinaison linéaire de modes spatiaux dont les coefficients temporels donnent l'évolution. La POD classe les modes par niveau d'énergie alors que la DMD les extrait par fréquence d'apparition. Un cas d'application commun a permis de mettre en lumière des structures cohérentes identiques ainsi qu'une fréquence associée validée par la littérature (nombre de Strouhal).

Annexe H

Structures Cohérentes Lagrangiennes

H.1 FTLE

Le principe de la méthode FTLE (Finite Time Lyapunov Exponents) consiste à identifier des structures cohérentes lagrangiennes (LCS) par le calcul des "FTLE" d'un ensemble de champs de vitesses. En suivant la trajectoire des particules dans le temps, les zones physiques d'étirement ou de contraction de l'écoulement sont mises en relief au sein de cartes "FTLE" illustrées ci-après.

D'autres travaux s'intéressent au rapprochement entre les LCS et certains critères eulériens de détection de vortex comme le critère "Q" d'après Green et al. (2007) ou l'énergie cinétique turbulente (TKE) dans Jakobsson (2012). L'aspect lagrangien de la FTLE est à mettre en relation directe avec la PTV 3D mise en œuvre dans cette thèse. Si la FTLE à partir de mesures eulériennes fournit des informations propres à la dispersion des trajectoires pour un pas de temps donné, la PTV 3D résolue en temps donne accès directement aux trajectoires des particules.

H.1.1 Principe

On définit une fonction d'écoulement qui, en tout point de l'espace $\mathbf{x_0}$ de $D \in \mathbb{R}^2$ ou $\mathbb{R}^3$ à l'instant t_0, fait correspondre une position à l'instant t. Cette méthode peut être rapprochée d'un écoulement qui projetterait la position de particules d'un instant à l'autre.

$$\phi_{t0}^{t} : D \to D : \mathbf{x_0} \to \phi_{t0}^{t}(\mathbf{x_0}) = \mathbf{x}(t; t_0, \mathbf{x_0}) \tag{H.1}$$

Une trajectoire matérielle peut ainsi s'écrire comme une composition de fonctions élémentaires ϕ depuis l'état initial t_0 jusqu'à l'état final t comme le

montre l'équation suivante :

$$\phi_{t0}^{t+s}(\mathbf{x}) = \phi_{t}^{t+s}(\phi_{t_0}^{t}(\mathbf{x})) \tag{H.2}$$

Shadden et al. (2005) montre qu'à partir du calcul des fonctions ϕ, il est possible d'obtenir le coefficient de Lyapunov σ (équation H.3) afin de quantifier la vitesse de séparation de particules initialement proches.

$$\sigma_{t0}^{T}(\mathbf{x}) = \frac{1}{T} ln \left\| \frac{\mathrm{d}\phi_{t0}^{T}(\mathbf{x})}{\mathrm{d}x} \right\|_2 \tag{H.3}$$

Il est aussi montré que le champ σ peut s'écrire de la manière suivante :

$$\sigma_{t0}^{T}(\mathbf{x}) = \frac{1}{\|T\|} ln \, \|J\|_2 \tag{H.4}$$

avec J le tenseur des déformations de Cauchy-Green. La norme de J s'écrit finalement :

$$\|J\|_2 = \sqrt{\lambda_{max}(J * J)} \tag{H.5}$$

où λ_{max} représente le maximum des valeurs propres de $J * J$.

Utiliser la valeur absolue du temps d'intégration permet de calculer $\sigma_{t0}^{T}(\mathbf{x})$ dans deux directions temporelles :

- *Soit vers des instants "positifs" (temps croissants)* :
  Les particules sont projetées temporellement sur un intervalle de temps $T - t_0 > 0$. Si deux particules sont placées de part et d'autre d'une LCS positive, alors leur distance respective divergera pendant $T - t_0$. C'est une frontière "répulsive" ou d'étirement.
- *Soit vers des instants "négatifs" (temps décroissants)* :
  Les particules sont projetées temporellement sur un intervalle de temps $T - t_0 < 0$. Deux particules situées de part et d'autre d'une LCS négative avaient auparavant des positions éloignées mais se sont rejointes. C'est une zone "attractive" de l'écoulement.

En pratique, σ_{t0}^{T} est calculé en générant un ensemble de particules sur une grille cartésienne couvrant la zone d'écoulement étudiée. Les positions des particules sont projetées à chaque instant (champs de vitesses connus) dans la direction temporelle choisie à l'aide d'une méthode Runge Kutta d'ordre 4 à pas de temps fixe. Si les données sont spatialement dispersées, les vitesses locales des particules sont obtenues par interpolation cubique. Une fois que les trajectoires sont générées, les cartes "d'écoulement" sont intégrées en temps sur la durée de projection. Enfin, les dérivées spatiales sont calculées par différences

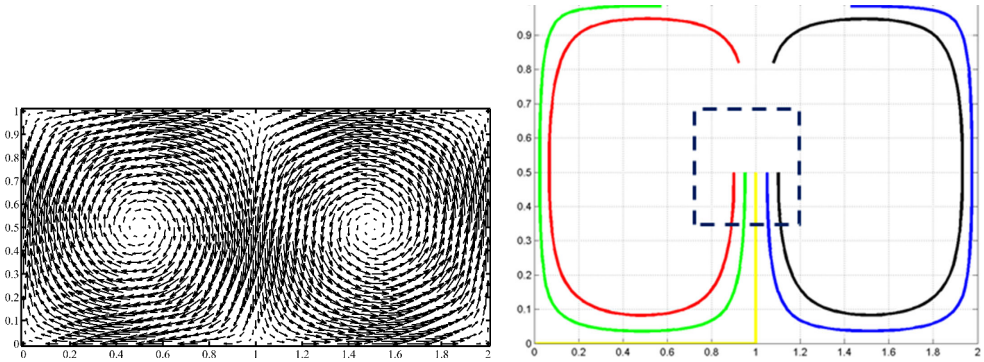
finies à partir des cartes d'écoulement pour génerer les cartes FTLE attendues.

Dans la thèse, la FTLE sera utilisée sur les résultats de mesures PIV 2D rapide et PTV 3D mais également afin de comparer les techniques de mesure entre elles. Néanmoins, des applications plus classiques de la FTLE permettent d'abord de tester l'efficacité de l'algorithme et de se familiariser avec le concept.

H.1.2 Applications

Vortex contra-rotatif

La FTLE est illustrée par l'étude d'un écoulement synthétique classique basé sur les vortex contra-rotatifs de Taylor Green à double cavité (voir aussi Shadden et al. (2005), Jakobsson (2012), Lepine (2007) dans la littérature). L'écriture des vitesses en tout point d'un domaine [0 2] x [0 1] est décrite dans l'équation H.6 et une visualisation des champs de vitesses à l'instant initial est tracée en figure H.1. Cet écoulement présente deux structures cohérentes de type vortex dont la dynamique est intégralement décrite analytiquement (paramètres $A = 0.1$, $\omega = \pi/10$, $\epsilon = 0.25$).



(a) (b)

FIGURE H.1 – *Champ de vitesse initial (a) et séparation des LCS (b).*

$$\begin{aligned} f(x,t) &= \epsilon sin(\omega t)x^2 + x - 2\epsilon sin(\omega t) \\ \dot{x} &= -\pi A sin(\pi f(x,t) cos(\pi y) \\ \dot{y} &= \pi A cos(\pi f(x,t) \frac{\partial f(x,t)}{\partial x} \end{aligned} \tag{H.6}$$

Le calcul des champs FTLE est réalisé à partir d'un maillage de $200 * 100$ et d'un temps de déplacement de 0,1 s.

Cas stationnaire

En forçant ϵ à 0, l'écoulement devient stationnaire et les trajectoires des particules correspondent aux lignes de courant. Les structures cohérentes sont alors séparées par une ligne centrale verticale et les particules de part et d'autre de cette ligne restent enfermées dans leur vortex respectif (voir figure H.1(b)). Pour qu'une LCS apparaisse nettement, un temps minimum d'intégration est nécessaire comme le montre la figure H.2 où quatre champs respectivement à 20, 30, 40 et 50 instants d'intégration sont calculés.

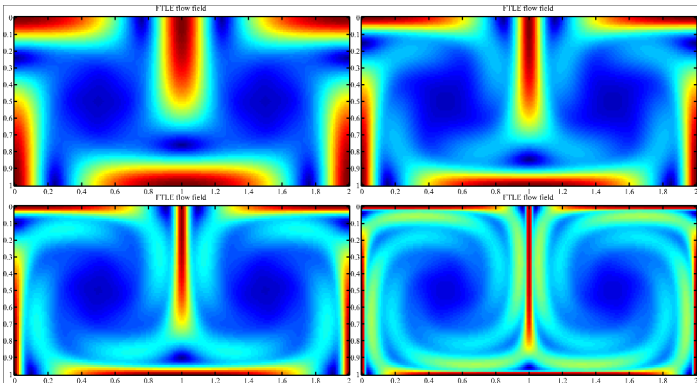


FIGURE H.2 – *Cartes FTLE pour 20, 30, 40 et 50 instants d'intégration.*

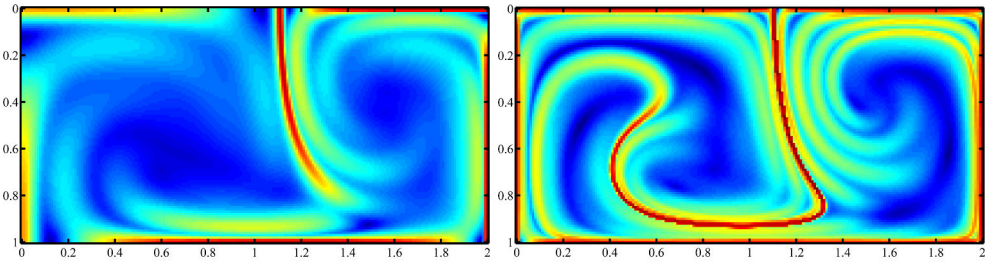
Cas instationnaire

L'intérêt de la FTLE est l'étude de l'évolution de ces frontières matérielles attractrices ou séparatrices. Un écoulement instationnaire est donc également étudié. Dans cette configuration, les vortex oscillent à une fréquence $\omega/2\pi$ dans le plan et se déplacent d'une distance proche de ϵ. Il est à noter qu'il existe une forte dépendance entre le temps d'intégration et la forme des LCS. En figure H.3 par exemple, la différence des champs FTLE pour différentes durées d'intégration est présentée. On observe que la longueur de la LCS principale au centre augmente considérablement avec le temps d'intégration. Dans cet écoulement, les particules sont en fait contraintes de rester continuellement dans le plan. Ainsi, plus la durée d'intégration est longue, plus les trajectoires des particules le seront et meilleure sera la résolution de la FTLE.

Une fois le temps d'intégration fixé, il est possible de suivre l'évolution des cartes FTLE en fonction de l'instant initial t_0 choisi. La figure H.4 illustre cette évolution pour 10 s d'intégration et une série de t_0 espacés de 1 s.

Écoulement laminaire en aval de cylindre

La FTLE est maintenant appliquée à l'écoulement laminaire simulé en aval d'un cylindre (section G.1.3). Les champs FTLE sont calculés dans les deux directions temporelles à partir du maillage initial de $500 * 2000$ particules,



(a) FTLE pour 50 projections (b) FTLE pour 100 projections

FIGURE H.3 – *Cartes FTLE pour 50 et 100 projections dans le temps.*

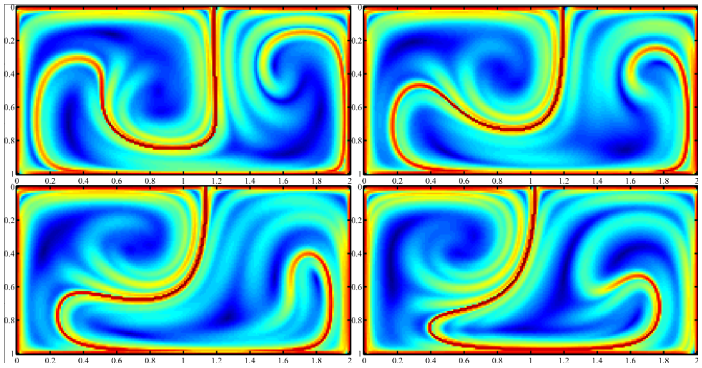
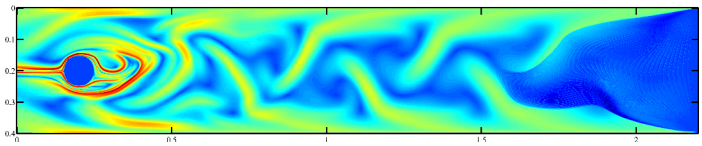


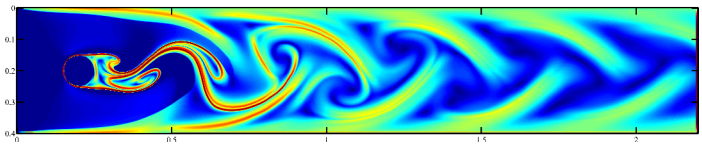
FIGURE H.4 – *Evolution des cartes FTLE avec l'instant initial t_0 choisi.*

soit une finesse initiale de 2 mm. Une durée d'intégration de 40 instants est choisie et mène aux résultats présentés en figure H.5(a) pour la projection vers les temps "croissants" et H.5(b) pour des temps "décroissants". Cette durée correspond à 1,2 fois la période de lâcher tourbillonaire (nombre de Strouhal de 0,3). Le seuillage des champs FTLE permet d'extraire les LCS répulsives en rouge et attractives en bleu voir figure H.5(c).

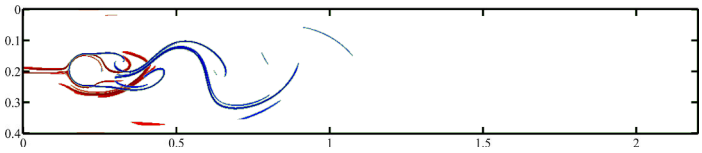
La présence de LCS répulsives dans l'axe du point d'arrêt sur le cylindre est à noter. Des particules de part et d'autre de cet axe seront donc emmenées soit au dessus ou en dessous du barreau. Les LCS attractives semblent suivre un chemin très proche des allées de von Kármán, caractéristiques de ce genre d'écoulement. Des résultats similaires de LCS sont retrouvés dans Kourentis and Konstantinidis (2012) pour un écoulement turbulent à $Re = 2150$ et dont les données sont issues de mesures PIV 2D rapides. Le lecteur pourra se référer à cet article pour plus de précisions.



(a) FLTE vers les temps "croissants"



(b) FLTE vers les temps "décroissants"



(c) LCS repulsives en rouge / attractives en bleu

Figure H.5 – *Cartes FTLE pour une durée d'intégration de 40 instants.*

Références

Adrian, R. J. (1991). Particle-Imaging Techniques for Experimental Fluid Mechanics. *Annual Review of Fluid Mechanics 23*(1), 261–304. *(p. 18)*

Adrian, R. J. (2005). Twenty years of particle image velocimetry. *Experiments in Fluids 39*(2), 159–169. *(p. 18)*

Agüí, J. C. and J. Jiménez (1987, apr). On the performance of particle tracking. *Journal of Fluid Mechanics 185*(-1), 447–468. *(p. 164)*

Aubry, N., P. Holmes, J. L. Lumley, E. Stone, N. Aubry, and P. Holmes (1988, apr). The dynamics of coherent structures in the wall region of a turbulent boundary layer. *Journal of Fluid Mechanics 192*(-1), 115. *(p. 285)*

Bakosi, J., M. Christon, R. Lowrie, L. Pritchett-Sheats, and R. Nourgaliev (2013, sep). Large-eddy simulations of turbulent flow for grid-to-rod fretting in nuclear reactors. *Nuclear Engineering and Design 262*, 544–561. *(p. 23)*

Bao, X. and M. Li (2010). 3D Particle Position Measurement via the Defocusing Concept. *International Journal of Advanced Science & ... 24*, 1–10. *(p. xvi, 34)*

Baudoin, R. and L. Zimmer (2012). Calibration d'une technique de suivi de particules défocalisées en 3 dimensions pour écoulements diphasiques. In *13eme congrés Francophone de Technique Laser - CFTL*, Rouen. *(p. 33)*

Baur, T. and J. Köngeter (1999). PIV with high temporal resolution for the determination of local pressure reductions from coherent turbulence phenomena. In *3rd International Workshop on PIV - University of California-Santa Barbara*, pp. 101–106. *(p. 12)*

Blanchet, G. and M. Charbit (1998). *Traitement numérique du signal Simulation sous Matlab* (Hermès ed.). *(p. 188)*

Bosbach, J., M. Kühn, and C. Wagner (2009). Large scale particle image velocimetry with helium filled soap bubbles. *Experiments in Fluids 46*(3), 539–547. *(p. 19)*

Caraghiaur, D., H. Anglart, and W. Frid (2009, oct). Experimental investigation of turbulent flow through spacer grids in fuel rod bundles. *Nuclear Engineering and Design 239*(10), 2013–2021. *(p. 22)*

Casa, L. D. C. and P. S. Krueger (2013, jun). Radial basis function interpolation of unstructured, three-dimensional, volumetric particle tracking velocimetry data. *Measurement Science and Technology 24*(6), 19. *(p. 164)*

Charonko, J. J., C. V. King, B. L. Smith, and P. P. Vlachos (2010, oct). Assessment of pressure field calculations from particle image velocimetry measurements. *Measurement Science and Technology 21*(10), 105401. *(p. 13)*

Chaudhuri, S. and A. N. Rajagopalan (1999). *Depth From Defocus : A Real Aperture Imaging Approach* (Springer ed.). *(p. 40)*

Cierpka, C., B. Lütke, and C. J. Kähler (2013, may). Higher order multiframe particle tracking velocimetry. *Experiments in Fluids 54*(5), 1–12. *(p. 22)*

Conner, M. E., E. Baglietto, and A. M. Elmahdi (2010, sep). CFD methodology and validation for single-phase flow in PWR fuel assemblies. *Nuclear Engineering and Design 240*(9), 2088–2095. *(p. 23)*

Conner, M. E. M., Y. A. Hassan, and E. E. Dominguez-Ontiveros (2013). Hydraulic benchmark data for PWR mixing vane grid. *Nuclear Engineering and Design 264*, 97–102. *(p. xv, 22, 23)*

Damaschke, N., H. Nobach, T. I. Nonn, N. Semidetnov, and C. Tropea (2005). Multi-dimensional particle sizing techniques. *Experiments in Fluids 39*(2), 336–350. *(p. 34)*

Damaschke, N., H. Nobach, and C. Tropea (2002). Optical limits of particle concentration for multi-dimensional particle sizing techniques in fluid mechanics. *Experiments in Fluids 32*(2), 143–152. *(p. xvi, 34, 41, 42, 43)*

Davies, E. R. (2000). *Computer and Machine Vision* (Eslevier ed.). *(p. 47)*

de Kat, R. and B. W. van Oudheusden (2012, dec). Instantaneous planar pressure determination from PIV in turbulent flow. *Experiments in Fluids 52*(5), 1089–1106. *(p. 12)*

Diaz, A. (2009). Méthodes pour des diagnostics tridimensionnels. Technical report, Ecole Centale Paris. *(p. 267)*

Dominguez-Ontiveros, E. E., Y. A. Hassan, M. E. Conner, and Z. Karoutas (2012, dec). Experimental benchmark data for PWR rod bundle with spacer-grids. *Nuclear Engineering and Design 253*, 396–405. *(p. 22)*

Duncan, J., D. Dabiri, J. Hove, and M. Gharib (2010, may). Universal outlier detection for particle image velocimetry (PIV) and particle tracking velocimetry (PTV) data. *Measurement Science and Technology 21*(5), 057002. *(p. 155, 194)*

Elsinga, G. E., F. Scarano, B. Wieneke, and B. W. van Oudheusden (2006). Tomographic particle image velocimetry. *Experiments in Fluids 41*(6), 933–947. *(p. 27)*

Elsinga, G. E., J. Westerweel, F. Scarano, and M. Novara (2011, jul). On the velocity of ghost particles and the bias errors in Tomographic-PIV. *Experiments in Fluids 50*(4), 825–838. *(p. 28)*

Ganapathisubramani, B., E. K. Longmire, I. Marusic, and S. Pothos (2005, jul). Dual-plane PIV technique to determine the complete velocity gradient tensor in a turbulent boundary layer. *Experiments in Fluids 39*(2), 222–231. *(p. 25)*

Gander, W., G. H. Golub, and R. Strebel (1994). Least-squares fitting of circles and ellipses. *Bit 34*(4), 558–578. *(p. 47)*

Gao, Q., H. Wang, and J. Wang (2012, jul). A single camera volumetric particle image velocimetry and its application. *Science China Technological Sciences 55*(9), 2501–2510. *(p. 30, 31, 33)*

Green, M. a., C. W. Rowley, and G. Haller (2007, jan). Detection of Lagrangian coherent structures in three-dimensional turbulence. *Journal of Fluid Mechanics 572*, 111. *(p. 299)*

Gregory, J. W., K. Asai, M. Kameda, T. Liu, and J. P. Sullivan (2008). A review of pressure-sensitive paint for high-speed and unsteady aerodynamics. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part G : Journal of Aerospace Engineering 222*(2), 249–290. *(p. 12)*

Guéniat, F., L. Pastur, and F. Lusseyran (2014, aug). Investigating mode competition and three-dimensional features from two-dimensional velocity fields in an open cavity flow by modal decompositions. *Physics of Fluids 26*(8), 85101. *(p. 285)*

Gurka, R., A. Liberzon, and G. Hetsroni (2006, jun). POD of vorticity fields : A method for spatial characterization of coherent structures. *International Journal of Heat and Fluid Flow 27*(3), 416–423. *(p. 285)*

Hinsch, K. D. (1995). Three-dimensional particle velocimetry. *Measurement Science and Technology 6*(6), 742–753. *(p. xv, 14, 33)*

Honkanen, M., P. Saarenrinne, T. Stoor, and J. Niinimäki (2005, sep). Recognition of highly overlapping ellipse-like bubble images. *Measurement Science and Technology 16*(9), 1760–1770. *(p. 20, 65)*

Hori, T. and J. Sakakibara (2004, jun). High-speed scanning stereoscopic PIV for 3D vorticity measurement in liquids. *Measurement Science and Technology 15*(6), 1067–1078. *(p. 26)*

Hosokawa, S., T. Matsumoto, and A. Tomiyama (2013, sep). Measurement of bubble velocity using spatial filter velocimetry. *Experiments in Fluids 54*(6), 1538. *(p. 28)*

Hosokawa, S., T. Yamamoto, J. Okajima, and A. Tomiyama (2012, aug). Measurements of turbulent flows in a 2×2 rod bundle. *Nuclear Engineering and Design 249*, 2–13. *(p. xxiii, 195)*

Hu, H., T. Saga, T. Kobayashi, and N. Taniguchi (2001). A study on a lobed jet mixing flow by using stereoscopic particle image velocimetry technique. *Physics of Fluids 13*(11), 3425–3441. *(p. xv, 25)*

Ikeda, K., Y. Makino, and M. Hoshi (2006, jun). Single-phase CFD applicability for estimating fluid hot-spot locations in a 5x5 fuel rod bundle. *Nuclear Engineering and Design 236*(11), 1149–1154. *(p. xv, 22, 23)*

Ishikawa, M.-a., Y. Murai, and F. Yamamoto (2000). Numerical validation of velocity gradient tensor particle tracking velocimetry for highly deformed flow fields. *Measurement Science and Technology 11*(6), 677–684. *(p. 20, 21)*

Jakobsson, J. (2012). Investigation of Lagrangian Coherent Structures - To Understand and Identify Turbulence. Technical report, Chalmers University of Technology, Gothenburg. *(p. 299, 301)*

Johansson, L. (2004). Computation of the Pressure Distribution in Hydrodynamic Bearings Using Newton. In *Journal of Tribology*, Volume 106, pp. 88. *(p. 12)*

Jordan, J. D., N. Watkins, D. M. Oglesby, and J. Ingram. Water-Based Pressure-Sensitive Paints. *NASA Tech Briefs*, 14–15. *(p. 12)*

Joy, K. I. (2007). Numerical Methods for Particle Tracing in Vector Fields. Technical report, University of California, Davis. *(p. 141)*

Kähler, C. J. and J. Kompenhans (2000). Fundamentals of multiple plane stereo particle image velocimetry. *Experiments in Fluids 29*(7), S070–S077. *(p. 25)*

Katz, J. and J. Sheng (2010). Applications of Holography in Fluid Mechanics and Particle Dynamics. *(p. 18)*

Keane, R. D., R. J. Adrian, and Y. Zhang (1999). Super-resolution particle imaging velocimetry. *Measurement Science and Technology 6*(6), 754–768. *(p. 20, 71)*

Kieft, R., K. Schreel, G. van der Plas, and C. Rindt (2002). The application of a 3D PTV algorithm to a mixed convection flow. *Experiments in Fluids 33*(4), 603–611. *(p. xvi, 29)*

Kobayashi, T., T. Kawaguchi, and M. Maeda (2000). Measurement of spray flow by an improved Interferometric Laser Imaging Droplet Sizing (ILIDS) System. In *10th International Symposium on the Application of Laser Techniques to Fluid Mechanics*, Lisbon, Portugal, pp. 1–8. *(p. xxvi, 259)*

Kourentis, L. and E. Konstantinidis (2012, may). Uncovering large-scale coherent structures in natural and forced turbulent wakes by combining PIV, POD, and FTLE. *Experiments in Fluids 52*(3), 749–763. *(p. 303)*

Kreizer, M., D. Ratner, and A. Liberzon (2010). Real-time image processing for particle tracking velocimetry. *Experiments in Fluids 48*(1), 105–110. *(p. 20)*

Labonté, G. and G. Labonte (1999). A new neural network for particle-tracking velocimetry. *Experiments in Fluids 26*(4), 340–346. *(p. 21)*

Lapp, T., M. Rohloff, J. Vollmer, and B. Hof (2011, dec). Particle tracking for polydisperse sedimenting droplets in phase separation. *Experiments in Fluids 52*(5), 1187–1200. *(p. 54)*

Lee, D. S., K. T. Hsieh, P. C. Tsao, T. C. Hung, Y. T. Chen, and Y. M. Ferng (2013, jan). An Experimental and Numerical Study of Pressure Drop and

Hydraulic Behavior in Scaled-Down Fuel Bundle. *Applied Mechanics and Materials 275-277*, 409–412. *(p. 23)*

Lepine, C. (2007). Time-Dependent Invariant Manifolds Theory and Computation. Technical report, Caltech. *(p. 301)*

Li, D., Y. Zhang, Y. Sun, and W. Yan (2008, oct). A multi-frame particle tracking algorithm robust against input noise. *Measurement Science and Technology 19*(10), 105401. *(p. 21, 78)*

Lin, D., N. C. Angarita-Jaimes, S. Chen, A. H. Greenaway, C. E. Towers, and D. P. Towers (2008). Three-dimensional particle imaging by defocusing method with an annular aperture. *Optics letters 33*(9), 905–7. *(p. 43)*

Liu, C. C., Y. M. Ferng, and C. K. Shih (2012, jul). CFD evaluation of turbulence models for flow simulation of the fuel rod bundle with a spacer assembly. *Applied Thermal Engineering 40*, 389–396. *(p. 23)*

Liu, X. and J. Katz (2004). Measurements of Pressure Distribution in a Cavity Flow By Integrating the Material Acceleration. In *ASME Heat Transfer/Fluids*, Charlotte, North Carolina, pp. 1–11. *(p. 12)*

Lumley, J. L. (1967). *The structure of inhomogeneous turbulent flows*, pp. 221–227. Nauka, Moscow. *(p. 285)*

Lumley, J. L. (1970). *Stochastic tools in turbulence*. Dover books on engineering. Dover Publications. *(p. 285, 286)*

Lüthi, B., A. Tsinober, and W. Kinzelbach (2005). Lagrangian measurement of vorticity dynamics in turbulent flow. *Journal of Fluid Mechanics 528*, 87–118. *(p. 19)*

Maas, H. G., A. Gruen, and D. Papantoniou (1993, jul). Particle tracking velocimetry in three-dimensional flows. *Experiments in Fluids 15*(2), 133–146. *(p. 20)*

Maas, H.-G., T. Putze, and P. Westfeld (2009). Recent Developments in 3D-PTV and Tomo-PIV. *Notes on Numerical Fluid Mechanics and Multidisciplinary Design 106*, 53–62. *(p. 30, 31)*

Maeda, M., T. Kawaguchi, and K. Hishida (2000). Novel interferometric measurement of size and velocity distributions of spherical particles in fluid flows. *Measurement Science and Technology 11*(12), L13–L18. *(p. 42, 259)*

Malik, N. A., T. Dracos, and D. A. Papantoniou (1993, September). Particle tracking velocimetry in three-dimensional flows - Part II : Particle tracking. *Experiments in Fluids 15*(4-5), 279–294. *(p. 53)*

McGregor, T., D. Spence, and D. Coutts (2007). Laser-based volumetric colour-coded three-dimensional particle velocimetry. *Optics and Lasers in Engineering 45*(8), 882–889. *(p. 32)*

Meyers, J. F. (1995). Development of Doppler global velocimetry as a flow diagnostics tool. *Measurement Science and Technology 6*(6), 769. *(p. 16)*

Murai, Y., T. Ido, and F. Yamamoto (2002). Post-Processing Method Using Ellipsoidal Equation for Particle Tracking Velocimetry Measurement Results. *JSME International Journal Series B 45*(1), 142–149. *(p. 164)*

Murai, Y., T. Nakada, T. Suzuki, and F. Yamamoto (2007). Particle tracking velocimetry applied to estimate the pressure field around a Savonius turbine. *Measurement Science and Technology 18*(8), 2491–2503. *(p. 12)*

Naka, Y., M. Stanislas, J. Foucaut, S. Ciudert, J.-P. Laval, and S. Obi (2015). Space-time pressure-velocity correlations in a turbulent boundary layer. *Journal of Fluid Mechanics 771*, 624–675. *(p. 12)*

Nobach, H. and M. Honkanen (2005, mar). Two-dimensional Gaussian regression for sub-pixel displacement estimation in particle image velocimetry or particle position estimation in particle tracking velocimetry. *Experiments in Fluids 38*(4), 511–515. *(p. 50)*

Noca, F. (1996). On the evaluation of instantaneous fluid - dynamic forces on a bluff body. Technical report, California Institute of Technology, Pasadena. *(p. 11)*

Noca, F., D. Shiels, and D. Jeon (1997). Measuring istantaneous fluid dynamic forces on bodies, using only velocity fields and their derivatives. *Journal of Fluids and Structures 11*, 345–350. *(p. 10)*

Noca, F., D. Shiels, and D. Jeon (1999). A comparison of methods for evaluating time-dependent fluid dynamic forces on bodies, using only velocity fields and their derivatives. *Journal of Fluids and Structures 13*(5), 551–578. *(p. 10)*

Novara, M. and F. Scarano (2012). Lagrangian acceleration evaluation for tomographic PIV : a particle-tracking based approach. In *16th International Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics*, Lisbon, Portugal, pp. 1–13. *(p. 13, 22, 30)*

O. Duda, R. and P. E. Hart (1971). Use of the Hough transformation to detect lines and curves in pictures. *Comm. ACM 15*(1), 11–15. *(p. 47)*

Ohmi, K. and H.-Y. Li (2000, jun). Particle-tracking velocimetry with new algorithms. *Measurement Science and Technology 11*(6), 603–616. *(p. 19, 20)*

Ouellette, N. T., H. T. Xu, and E. Bodenschatz (2006, nov). A quantitative study of three-dimensional Lagrangian particle tracking algorithms. *Experiments in Fluids 40*(2), 301–313. *(p. 19, 21, 22, 155, 156)*

Pentland, a. P. (1987). A new sense for depth of field. *IEEE transactions on pattern analysis and machine intelligence 9*(4), 523–531. *(p. 40)*

Pereira, F., H. Stüer, E. C. Graff, and M. Gharib (2006, jul). Two-frame 3D particle tracking. *Measurement Science and Technology 17*(7), 1680–1692. *(p. xvi, 34, 35)*

Prenel, J. P. and Y. Bailly (2006). Recent evolutions of imagery in fluid mechanics : From standard tomographic visualization to 3D volumic ve-

locimetry. *Optics and Lasers in Engineering 44*(3), 321–334. *(p. xv, xvi, 26, 32)*

Quénot, G., J. Pakleza, and T. Kowalewski (1998). Particle image velocimetry using optical flow for image analysis. In *8th International Symposium on Flow Visualisation*, Sorrento, Italy, pp. 47–1 – 47–10. *(p. 17)*

Raffel, M., C. E. Willert, S. T. Wereley, and J. Kompenhans (2007). *Particle image velocimetry : a practical guide*, Volume 2. Springer. *(p. xv, 17, 18, 24, 25)*

Rhody, H. (2005). Hough Circle Transform. Technical Report Lecture 10, Rochester Institute of Technology. *(p. xxvii, 277, 278)*

Ruan, X. and W. Zhao (2005, aug). A novel particle tracking algorithm using polar coordinate system similarity. *Acta Mechanica Sinica 21*(5), 430–435. *(p. 21)*

Santiago, J. G., S. T. Wereley, C. D. Meinhart, D. J. Beebe, and R. J. Adrian (1998, sep). A particle image velocimetry system for microfluidics. *Experiments in Fluids 25*(4), 316–319. *(p. 19)*

Scarano, F. (2001). Iterative image deformation methods in PIV. *Measurement Science and Technology 13*(1), R1–R19. *(p. 18)*

Scarano, F. (2004). A super-resolution particle image velocimetry interrogation approach by means of velocity second derivatives correlation. *Measurement Science and Technology 15*(2), 475–486. *(p. 20)*

Scarano, F. (2013, jan). Tomographic PIV : principles and practice. *Measurement Science and Technology 24*(1), 012001. *(p. xv, 14, 28)*

Scarano, F. and M. L. Riethmuller (1999). Iterative multigrid approach in PIV image processing with discrete window offset. *Experiments in Fluids 26*(6), 513–523. *(p. 18)*

Schanz, D., A. Schröder, S. Gesemann, D. Michaelis, and B. Wieneke (2013). ‘ Shake The Box ’ : A highly efficient and accurate Tomographic Particle Tracking Velocimetry (TOMO-PTV) method using prediction of particle positions. In *10th International Symposium on Particle Image Velocimetry - PIV13. Delft, The Netherlands, July 1-3.*, pp. 1–13. *(p. xvi, 35, 36)*

Schmid, P. J. (2010, jul). Dynamic mode decomposition of numerical and experimental data. *Journal of Fluid Mechanics 656*, 5–28. *(p. 294, 296)*

Schmid, P. J., L. Li, M. P. Juniper, and O. Pust (2011). Applications of the dynamic mode decomposition. *Theoretical and Computational Fluid Dynamics 25*(1-4), 249–259. *(p. 294)*

Schröder, A., R. Geisler, G. E. Elsinga, F. Scarano, and U. Dierksheide (2008). Investigation of a turbulent spot and a tripped turbulent boundary layer flow using time-resolved tomographic PIV. *Experiments in Fluids 44*(2), 305–316. *(p. 28)*

Schröder, A., R. Geisler, K. Staack, G. E. Elsinga, F. Scarano, B. Wieneke, A. Henning, C. Poelma, and J. Westerweel (2011, dec). Eulerian and

Lagrangian views of a turbulent boundary layer flow using time-resolved tomographic PIV. *Experiments in Fluids 50*(4), 1071–1091. *(p. 155)*

Shadden, S. C., F. Lekien, and J. E. Marsden (2005, dec). Definition and properties of Lagrangian coherent structures from finite-time Lyapunov exponents in two-dimensional aperiodic flows. *Physica D : Nonlinear Phenomena 212*(3), 271–304. *(p. 300, 301)*

Shi, B., J. Wei, and M. Pang (2014). A modified optical flow algorithm based on bilateral-filter and multi-resolution analysis for PIV image processing. *Flow Measurement and Instrumentation 38*, 121–130. *(p. 17)*

Sirovich, L. (1987). Turbulence and the dynamics of coherent structures part 1 : coherent structures. *Quarterly of Applied Mathematics 43*(3), 561–571. *(p. 286)*

Sirovich, L. (1989). Chaotic dynamics of coherent structures. *Physica D : Nonlinear Phenomena 37*(1), 126–145. *(p. 285)*

Soloff, S. M., R. J. Adrian, and Z.-C. Liu (1997). Distortion compensation for generalized stereoscopic particle image velocimetry. *Measurement Science and Technology 8*(12), 1441–1454. *(p. 126)*

Sousa, J. M. M. (2002, dec). Turbulent flow around a surface-mounted obstacle using 2D-3C DPIV. *Experiments in Fluids 33*(6), 854–862. *(p. xv, 23, 24)*

Srinivasan, B. V., R. Duraiswami, and R. Murtugudde (2010). Efficient kriging for real-time spatio-temporal interpolation Linear kriging. In *20Th Conference on Probablility and Statistics in Atmospheric Sciences*, pp. 228–235. *(p. 164)*

Stamhuis, E. J. (2006). Basics and principles of particle image velocimetry (PIV) for mapping biogenic and biologically relevant flows. *Aquatic Ecology 40*(4), 463–479. *(p. 19)*

Stüer, H. and S. Blaser (2000). Interpolation of Scattered 3D PTV Data to a Regular Grid. *Flow, Turbulence and Combustion 64*(3), 215–232. *(p. 164)*

Susset, A., J. M. Most, and D. Honoré (2006). A novel architecture for a super-resolution PIV algorithm developed for the improvement of the resolution of large velocity gradient measurements. *Experiments in Fluids 40*(1), 70–79. *(p. 20)*

Takehara, K. and T. Etoh (1999, sep). A Study on Particle Identification in PTV. *Journal of Visualization 1*(3), 313–323. *(p. 50)*

Takeuchi, G., T. Kawaguchi, K. Hishida, M. Maeda, and M. Sommerfeld (2004). Spatial distributions of droplet size and velocity in air heated spray Measured by interferometric laser imaging technique. In *12th International Symposium on the Application of Laser Techniques to Fluid Mechanics*, Number 1, Lisbon, Portugal, pp. 1–10. *(p. xxvi, 260)*

Thurow, B. S. and T. Fahringer (2013). Recent Development of Volumetric

PIV with a Plenoptic Camera. In *10th International Symposium on Particle Image Velocimetry*, Delft. *(p. 31)*

Tissot, G., L. Cordier, N. Benard, and B. R. Noack (2012). Analyse par Dynamic Mode Decomposition de mesures PIV obtenues pour le sillage d ' un cylindre circulaire en régime turbulent. In *13eme congrés Francophone de Technique Laser - CFTL*, Rouen, pp. 1–8. *(p. 296)*

Tronchin, T., L. David, and A. Farcy (2015). Loads and pressure evaluation of the flow around a flapping wing from instantaneous 3D velocity measurements. In *Experiments in Fluids*, Volume 56, pp. 7. *(p. 12)*

Troolin, D. R. and E. K. Longmire (2010). Volumetric velocity measurements of vortex rings from inclined exits. *Experiments in Fluids 48*(3), 409–420. *(p. xvi, 30, 31)*

Tropea, C., A. L. Yarin, and J. F. Foss (2007). *Springer Handbook of Experimental Fluid Mechanics*, Volume 46. *(p. 18)*

Tsai, R. Y. (1987). A Versatile Camera Calibration Technique for High-Accuracy 3D Machine Vision Metrology Using Off-the-Shelf TV Cameras and Lenses. *IEEE Journal on Robotics and Automation 3*(4), 323–344 (22 pages). *(p. 126)*

van Oudheusden, B. W. (2013, mar). PIV-based pressure measurement. *Measurement Science and Technology 24*(3), 1–32. *(p. 13)*

Veynante, D. and S. M. Candel (1988). Application of nonlinear spectral analysis and signal reconstruction to laser Doppler velocimetry. *Experiments In Fluids 6*(8), 534–540. *(p. 16, 189, 249)*

Vincent, L. and P. Soille (1991). Watersheds in digital spaces : An efficient algorithm based on immersion simulations. *IEEE Transactions on Pattern Analysis and Machine Intelligence 13*(6), 583–598. *(p. 20, 65)*

Voth, G. A., A. La porta, A. M. Crawford, J. Alexander, and E. Bodenschatz (2002, oct). Measurement of particle accelerations in fully developed turbulence. *Journal of Fluid Mechanics 469*(2002), 121–160. *(p. 19)*

Wereley, S. T. and C. D. Meinhart (2010). Recent Advances in Micro-Particle Image Velocimetry. *(p. 18)*

Westerweel, J. (1997). Fundamentals of digital particle image velocimetry. *Measurement Science and Technology 8*(12), 1379–1392. *(p. 13)*

Westerweel, J., G. E. Elsinga, and R. J. Adrian (2013, jan). Particle Image Velocimetry for Complex and Turbulent Flows. *Annual Review of Fluid Mechanics 45*(1), 409–436. *(p. xvi, 18, 28)*

Westerweel, J. and F. Scarano (2005). Universal outlier detection for PIV data. *Experiments in Fluids 39*(6), 1096–1100. *(p. 194)*

Wieneke, B. (2005). Stereo-PIV using self-calibration on particle images. *Experiments in Fluids 39*(2), 267–280. *(p. 25)*

Xu, H. (2008, jul). Tracking Lagrangian trajectories in position–velocity space. *Measurement Science and Technology 19*(7), 075105. *(p. 19)*

Yeung, P. K. and S. B. Pope (1988). An algorithm for tracking fluid particles in numerical simulations of homogeneous turbulence. *Journal of Computational Physics 79*(2), 373–416. *(p. 141)*

Zuiderveld, K. (1994, aug). Contrast Limited Adaptive Histogram Equalization. *Graphics Gems IV*, 474–485. *(p. 269)*

université PARIS-SACLAY | ÉCOLE DOCTORALE Sciences mécaniques et énergétiques, matériaux et géosciences (SMEMAG)

Titre : Développement d'une technique de vélocimétrie laser en trois dimensions par suivi basée sur le principe de défocalisation et son application autour d'obstacles en aval d'une grille

Mots clés : Particle Tracking Velocimetry, 3D, turbulence, mécanique des fluides

Résumé Le refroidissement des crayons de combustible dans les centrales nuclaires entraîne des possibles vibrations des barreaux. Il est important de pouvoir quantifier de manière précise les efforts induits sur les crayons par le liquide de refroidissement. Il existe cependant peu de techniques de mesures permettant une quantification précise de ces efforts. Cette thèse s'inscrit dans cet objectif.
Une méthode de suivi de particules par imageries défocalisées a été développée pour permettre la mesure en trois dimensions des écoulements de fluide autour d'obstacle. L'originalité de la technique repose dans l'introduction entre l'objectif et le capteur d'un espace annulaire, permettant la mesure pour plus grande concentration de particules traceuses.
Cette méthode a été validée par des expériences fondamentales dans un bloc de résine puis dans un jet laminaire.
L'application finale, dans une boucle hydraulique, a permis de montrer la faisabilité de cette technique. Des mesures cohérentes avec des mesures réalisées pardes méthodes plus matures ont permis de retrouver notamment certains pics de fréquence et des fréquences de coupure proches. L'obtention des champs de vitesses devrait permettre de quantifier les forces exercées sur les barreaux..

Title : Development of a three dimensional particle tracking velocimetry technique using defocussed images. Applications for the flow around obstacles, downstream of mixing grids.

Keywords : Particle Tracking Velocimetry, 3D, turbulence, fluid mechanics

Abstract : The cooling of rods in nuclear power plants induces some vibrations. It is important to quantify precisely the forces induced on the rods by the cooling liquid. Very few techniques can actually be used. This research deals with this objective.
A particle tracking velocimetry technique, using defocussed images, has been developped to measure the three dimensional flow around cylinders. This technique uses an annular aperture, inserted between the camera lens and the CCD chip. This allows measuring simultaneously more particles than conventional approaches. This method has been validated with fundamental experiments, using either a solid bloc or a laminar jet.
The final application in a hydraulic loop showed the feasibility of the technique. Measurements were compared wiht more mature tools and similar peak frequencies as well as cut-off frequencies were obtained. The velocity fields should be used afterwards to retrieve the overall forces on
the rods.

Université Paris-Saclay
Espace Technologique / Immeuble Discovery
Route de l'Orme aux Merisiers RD 128 / 91190 Saint-Aubin, France