



**HAL**  
open science

# Développement d'un système de granulométrie par imagerie : application aux sprays larges et hétérogènes

Nicolas Fdida

► **To cite this version:**

Nicolas Fdida. Développement d'un système de granulométrie par imagerie : application aux sprays larges et hétérogènes. Traitement du signal et de l'image [eess.SP]. Université de Rouen, 2008. Français. NNT: . tel-03275627

**HAL Id: tel-03275627**

**<https://hal.science/tel-03275627>**

Submitted on 1 Jul 2021

**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.

# THESE

Présenté à la :

**Faculté des Sciences de l'Université de Rouen**

En vue de l'obtention du grade de :

**Docteur de l'Université de Rouen**

Discipline : Physique

Spécialité : Energétique

Par :

**Nicolas Fdida**

<p style="text-align: center;"><b>DEVELOPPEMENT D'UN SYSTEME DE GRANULOMETRIE PAR IMAGERIE APPLICATION AUX SPRAYS LARGES ET HETEROGENES</b></p>
---

Soutenance le : **5 décembre 2008**

## Composition du jury

### Rapporteurs :

Yannick Bailly

Professeur des Universités - Université de Franche-Comté

Fabrice Onofri

Directeur de Recherche - CNRS - Marseille

### Examineurs :

Christophe Ducottet

Professeur des Universités - Université de Saint-Étienne

Alain Floch

Docteur - Renault SA - DM Lardy

Denis Lebrun

Professeur des Universités - Université de Rouen

Jérôme Yon

Maître de Conférences - INSA de Rouen

### Directeur(s) de thèse :

Jean-Bernard BLAISOT

Maître de Conférences - Université de Rouen



# THESE

Présenté à la :

**Faculté des Sciences de l'Université de Rouen**

En vue de l'obtention du grade de :

**Docteur de l'Université de Rouen**

Discipline : Physique

Spécialité : Energétique

Par :

**Nicolas Fdida**

<p style="text-align: center;"><b>DEVELOPPEMENT D'UN SYSTEME DE GRANULOMETRIE PAR IMAGERIE APPLICATION AUX SPRAYS LARGES ET HETEROGENES</b></p>
---

Soutenance le : **5 décembre 2008**

## Composition du jury

### Rapporteurs :

Yannick Bailly

Professeur des Universités - Université de Franche-Comté

Fabrice Onofri

Directeur de Recherche - CNRS - Marseille

### Examineurs :

Christophe Ducottet

Professeur des Universités - Université de Saint-Étienne

Alain Floch

Docteur - Renault SA - DM Lardy

Denis Lebrun

Professeur des Universités - Université de Rouen

Jérôme Yon

Maître de Conférences - INSA de Rouen

### Directeur(s) de thèse :

Jean-Bernard BLAISOT

Maître de Conférences - Université de Rouen



# Table des matières

<b>Table des matières</b>	<b>i</b>
<b>Remerciements</b>	<b>1</b>
<b>Introduction générale</b>	<b>5</b>
<b>1 Diagnostics optiques pour la granulométrie en Mécanique des fluides</b>	<b>11</b>
1.1 Introduction	11
1.2 Les particules dans les écoulements	13
1.2.1 Les distributions granulométriques	13
1.2.2 Comparaison des distributions	17
1.2.3 L'interaction lumière/particule	19
1.2.3.1 L'effet de la concentration en particules	20
1.2.3.2 L'optique géométrique	20
1.2.3.3 La théorie de Lorenz-Mie	22
1.2.3.4 La méthode de la T-Matrice	23
1.2.3.5 La méthode des dipôles	24
1.3 Les techniques "ponctuelles" de granulométrie	24
1.3.1 Anémométrie Phase Doppler ou Phase Doppler Particle Analyser (PDPA)	25
1.3.1.1 Le volume de mesure	25
1.3.1.2 L'analyse du signal récolté par le PDPA	25
1.3.1.3 Configuration optique du PDPA	28
1.3.1.4 Les limitations du PDPA	31
1.3.2 L'imagerie ombroscopique Doppler(Shadow Doppler Particle Analyser :SDPA)	32
1.3.3 Méthode de l'arc-en-ciel et de la diffusion critique	32
1.4 Les techniques intégrales	35
1.4.1 La granulométrie par diffraction	35
1.4.2 La turbidimétrie	39
1.5 Les techniques de champ	40
1.5.1 L'imagerie par transmission sur l'axe ou "ombroscopie"	40
1.5.2 L'imagerie interférométrique en défaut de mise au point	42

1.5.3	L'imagerie par fluorescence induite . . . . .	45
1.5.4	La microscopie holographique . . . . .	46
1.6	Conclusion . . . . .	48
<b>2</b>	<b>Granulométrie par Imagerie</b> . . . . .	<b>51</b>
2.1	Le modèle d'imagerie . . . . .	52
2.1.1	La prise en compte du défaut de mise au point . . . . .	52
2.1.1.1	Les critères basés sur le gradient de niveaux de gris . . . . .	53
2.1.1.2	Les méthodes basées sur le contraste . . . . .	55
2.1.1.3	Les méthodes hybrides . . . . .	57
2.1.2	Le modèle de réponse impulsionnelle d'un système optique . . . . .	58
2.1.3	La modélisation de la goutte . . . . .	59
2.1.4	La modélisation de l'image de la goutte . . . . .	60
2.1.5	La correction du rayon mesuré . . . . .	63
2.1.6	Estimation de la position du plan objet . . . . .	65
2.2	Les paramètres des images de gouttes . . . . .	67
2.2.1	Les paramètres de taille . . . . .	67
2.2.2	Les paramètres de forme . . . . .	68
2.2.3	L'erreur sur la mesure du diamètre . . . . .	68
2.3	Les programmes de traitements d'images . . . . .	69
2.3.1	L'étape de normalisation . . . . .	69
2.3.2	La localisation des gouttes . . . . .	71
2.3.2.1	Seuillage classique . . . . .	72
2.3.2.2	Seuillage par Transformée en Ondelettes (T.O.) . . . . .	73
2.3.2.3	L'image labellisée . . . . .	78
2.3.3	Calcul des paramètres des gouttes . . . . .	79
2.3.4	Établissement de la granulométrie . . . . .	82
2.4	Conclusion . . . . .	83
<b>3</b>	<b>Étalonnage du système d'imagerie</b> . . . . .	<b>85</b>
3.1	Introduction . . . . .	85
3.2	Montage expérimental . . . . .	86
3.2.1	Objets calibrés . . . . .	88
3.2.2	Courbe d'étalonnage du rayon par le contraste . . . . .	89
3.2.3	Évaluation de l'effet de smearing . . . . .	90
3.2.4	Choix de la source . . . . .	92
3.3	Détermination de la "Point Spread Function" (PSF) . . . . .	94
3.3.1	Objets utilisés pour la détermination de la PSF . . . . .	94
3.3.1.1	Forme et largeur de la PSF avec un point source . . . . .	94

3.3.1.2	PSF déterminée avec des disques calibrés . . . . .	95
3.3.1.3	PSF déterminée à partir d'un bord d'écran . . . . .	97
3.3.2	Résultats expérimentaux . . . . .	97
3.4	Application à la granulométrie d'un spray . . . . .	100
3.4.1	Le spray . . . . .	100
3.4.2	Configuration du système d'imagerie . . . . .	100
3.4.3	Le diamètre minimum mesurable . . . . .	100
3.4.4	Tri spatial des gouttes du spray . . . . .	101
3.4.5	Correction du diamètre des gouttes par le contraste . . . . .	104
3.4.6	Concentration des gouttes . . . . .	105
3.5	Conclusion . . . . .	106
<b>4</b>	<b>Morphologie des gouttes d'un spray</b>	<b>109</b>
4.1	Introduction . . . . .	109
4.2	Modèles pour décrire la forme des gouttes . . . . .	110
4.2.1	Les paramètres de forme . . . . .	110
4.2.2	Choix des paramètres morphologiques . . . . .	114
4.2.3	La famille sphérique et la famille elliptique . . . . .	117
4.2.4	La famille des ovales de Cassini . . . . .	117
4.3	Étalonnage de la mesure des paramètres morphologiques . . . . .	120
4.3.1	Forme analytique des ovales de Cassini . . . . .	120
4.3.2	Synthèse des images d'ovales de Cassini . . . . .	123
4.3.3	Comparaison entre les paramètres morphologiques analytiques et mesurés . . . . .	125
4.4	Morphologie des gouttes d'un spray basse pression . . . . .	126
4.4.1	Analyse dans l'espace des paramètres . . . . .	126
4.4.2	Différence entre un spray en cours d'atomisation et un spray atomisé . . . . .	129
4.4.3	Segmentation de l'espace morphologique . . . . .	131
4.4.4	Applications de l'étude de l'espace morphologique . . . . .	133
4.5	Conclusion . . . . .	137
<b>5</b>	<b>Application d'un algorithme de correspondance ponctuelle aux sprays</b>	<b>139</b>
5.1	Introduction . . . . .	139
5.2	État de l'art . . . . .	140
5.2.1	La vélocimétrie par images de particules . . . . .	140
5.2.2	Les méthodes de correspondance ponctuelles . . . . .	141
5.3	Présentation de l'algorithme de "Particle Tracking Velocimetry" (PTV) . . . . .	143
5.3.1	L'algorithme Softassign . . . . .	143
5.3.2	L'algorithme d'optimisation . . . . .	146
5.4	Validation de l'algorithme . . . . .	150



5.4.1	Groupes de points générés aléatoirement . . . . .	150
5.4.2	Comparaison avec l'oeil humain . . . . .	153
5.4.3	Validation sur des images d'un spray monodispersé . . . . .	156
5.5	Expérimentations . . . . .	160
5.5.1	Comparaison de mesures de vitesses sur un spray . . . . .	160
5.5.1.1	Choix des paramètres . . . . .	160
5.5.1.2	Comparaison PDPA et PTV . . . . .	166
5.6	Conclusion . . . . .	169
<b>6</b>	<b>Application aux sprays larges et hétérogènes</b>	<b>171</b>
6.1	Introduction . . . . .	171
6.2	Injection Basse Pression . . . . .	172
6.2.1	Banc d'essai . . . . .	173
6.2.1.1	Visualisation globale du spray . . . . .	173
6.2.1.2	Configuration expérimentale des trois techniques . . . . .	176
6.2.2	Discussion autour des résultats des trois techniques . . . . .	180
6.2.2.1	Concordance temporelle et spatiale des volumes de mesure . . . . .	180
6.2.2.2	Mesures des diamètres moyens . . . . .	182
6.2.2.3	Mesures des distributions de taille de gouttes . . . . .	185
6.2.2.4	Mesures de vitesses (PDPA et PTV) . . . . .	188
6.2.2.5	Morphologie des gouttes du spray . . . . .	190
6.2.3	Conclusion sur l'injection Basse Pression . . . . .	192
6.3	Injection Haute Pression . . . . .	193
6.3.1	Banc d'essai . . . . .	194
6.3.1.1	Visualisation globale du spray . . . . .	194
6.3.1.2	Configuration expérimentale des trois techniques . . . . .	197
6.3.1.3	Post-traitement des données LDG . . . . .	198
6.3.2	Discussion autour des résultats des trois techniques . . . . .	204
6.3.2.1	Concordance temporelle et spatiale des volumes de mesure . . . . .	204
6.3.2.2	Comparaison des diamètres moyens . . . . .	206
6.3.2.3	Comparaison des distributions de taille de gouttes . . . . .	209
6.3.2.4	Mesures de vitesses (PDPA) . . . . .	210
6.3.2.5	Morphologie des gouttes du spray . . . . .	212
6.3.3	Conclusion sur l'injection Haute Pression . . . . .	216
6.4	Conclusion . . . . .	216
6.4.1	Avantages et inconvénients de la technique de granulométrie par diffraction . . . . .	216
6.4.2	Avantages et inconvénients de la technique PDPA . . . . .	217
6.4.3	Avantages et inconvénients de la technique de granulométrie par imagerie . . . . .	218

---

<b>Conclusion générale et perspectives</b>	<b>219</b>
<b>A Utilisation des programmes de granulométrie</b>	<b>223</b>
A.1 Le programme de normalisation . . . . .	223
A.2 Le programme de localisation des gouttes . . . . .	224
A.2.1 Seuillage par Transformée en Ondelettes (T.O.) . . . . .	225
A.2.2 Seuillage classique . . . . .	226
A.2.3 L'image labellisée . . . . .	227
A.2.4 Le programme de calcul des paramètres des gouttes . . . . .	228
A.2.5 Le programme de calcul de la granulométrie . . . . .	229
<b>B Le suivi de contour sub-pixel</b>	<b>231</b>
<b>Bibliographie</b>	<b>233</b>



# Remerciements

Le laboratoire du CORIA m'a permis de réaliser ma thèse en trois ans et quelques mois, dans des conditions idéales. La force de ce laboratoire est de disposer de moyens humains et financier considérables tout en conservant une dimension à échelle humaine.

Je tiens donc à remercier Mr Ledoux, directeur du laboratoire à mon arrivée au CORIA qui a su me mettre à l'aise dans toutes les occasions où j'ai pu le rencontrer. Je remercie aussi Mr Boukhalfa, l'actuel directeur du laboratoire pour son dynamisme et sa réactivité, notamment lors de l'organisation de la journée des doctorants du CORIA.

Merci à toutes les personnes des services administratifs, qui s'occupent de tout ce qui ne préoccupe pas les chercheurs! Merci à Marie-Françoise Bion, Marie-Claire Bousquet, Anne-Marie Pinto, Thierry Bessac et Vanessa Picard qui connaissent les problèmes des doctorants et essaient toujours de les arranger dans la mesure du possible.

Une part importante de mon travail de thèse étant expérimental, je tiens à remercier les nombreuses personnes qui m'ont montré le fonctionnement des outils, diagnostics optiques et ceux qui m'ont facilité le montage de mon banc d'essai. Merci à Gilles Godard pour toutes les heures passées sur l'installation du PDPA, merci à Carole pour sa bonne humeur et sa disponibilité quant à l'installation du banc d'essai d'injections. Merci à Daniel Allano pour les discussions autour de toutes sortes de défauts et d'aberrations sur l'alignement et la performance des montages optiques. Merci à Denis Lisiecki pour l'apport de son expérience lors des mesures de granulométrie sur banc d'essai. Je tiens à remercier aussi toutes les personnes de l'atelier qui ont contribué à l'élaboration de mon banc d'essai, toujours dans les meilleurs délais. Je remercie en particulier Jacky, Ludo et Benjamin qui ont su me faire confiance.

Une partie des expérimentations de cette thèse ont été réalisées dans le cadre d'un contrat avec Renault. Je tiens donc à remercier vivement Alain Floch et David Dechaume pour les nombreuses discussions fructueuses qui ont su me faire prendre du recul et avancer dans mes réflexions. En effet, lorsque l'on réalise une thèse, on a tendance à foncer "la tête dans le guidon" pour réaliser les mesures et les exploiter, mais l'analyse et la critique des résultats nécessitent le regard d'autres personnes qui ont le recul nécessaire pour les interpréter. De plus je tiens à remercier doublement la patience d'Alain qui m'a permis de réaliser les mesures sans pression ou stress du résultat. Je tiens aussi à remercier tous les membres de l'équipe d'atomisation et sprays qui ont contribué au bon déroulement de ma thèse, notamment Christophe Dumouchel et Jean-Baptiste Carpentier.

Le financement ministériel dont j'ai bénéficié m'a permis de donner de nombreuses heures de cours

à l'Université de Rouen. Cette expérience m'a beaucoup appris sur moi-même et j'en garde de très bons souvenirs. Je tiens donc à remercier toutes les personnes qui m'ont aidé à préparer les TP que j'ai dispensés. Merci à Arnaud Bultel, Françoise Baillot et Béatrice Patte-Rouland pour les cours de machines thermiques. Je tiens à remercier particulièrement François-Xavier Demoulin et Thibault Ménard pour leur aide dans l'élaboration du programme de modélisation du moteur à combustion. Je remercie aussi Denis Lebrun, Sébastien Coëtmellec et Jean-Bernard Blaisot pour leur aide lors de l'élaboration des TP d'imagerie pour la biologie. Je garde de très bons souvenirs de ces cours grâce à l'équipe d'enseignants, du domaine de la biologie qui m'a ouvert d'autres perspectives et des étudiants qui m'ont donné la possibilité de réaliser ces cours dans une atmosphère de travail à la fois studieuse et détendue.

Une thèse ne peut pas se passer dans de bonnes conditions sans une bonne relation entre le thésard et son directeur de thèse. Comme l'a dit un certain directeur de thèse de mon équipe, lors de la soutenance de son thésard, la relation entre ces deux personnes s'apparente à celle d'un "vieux couple". Le doctorant et le directeur de thèse doivent connaître les qualités et défauts de l'autre pour tirer le meilleur de cette coopération. De mon côté, je suis très heureux d'avoir été dirigé par Jean-Bernard Blaisot dont les qualités principales sont son implication (tant au niveau de la recherche que de l'enseignement), sa disponibilité (à partir du moment où on l'a attrapé entre deux cours !) et ses connaissances nombreuses (tant au niveau du matériel d'expérimentations que de la théorie). Donc encore une fois merci JBB pour m'avoir fait confiance.

Le sport est pour moi un moyen de libérer son esprit du travail, qui peut être très prenant lors d'une thèse. Le football étant mon sport favori, j'ai organisé des séances de foot hebdomadaires, avec des étudiants et des enseignants de l'Université de Rouen, de l'Esiglelec, du CORIA, etc... Je tiens donc à remercier mes coéquipiers et adversaires : Guillaume Godel, Ammar Hideur, Loïc Mées et Toufik Boushaki. Je remercie aussi les fans de foot du CORIA qui n'ont peut-être plus l'âge de chausser les crampons mais qui ont toujours la passion du ballon : merci à Jean Cousin, Alain Berlemont, Christophe Letailleur pour les débats sur l'avenir du FCR autour du café.

Je remercie tous les doctorants et post doctorants du CORIA qui ont largement participé au bon déroulement de ma thèse. A ceux qui sont partis : Romain Lebas, mon collègue de bureau et les bons moments passés ensemble. Mathieu Lecompte et Gilles Boisdron et les soirées PubQuizz. Julien Jouanguy, Sandra Payet, David Maligne, Alex Naudin et Alex Tamion, JB Lecourt et les soirées "ligue des champions", passées à boire des bières... Sans oublier celles avec Damien Studer, Julien Jarrige, Cathy Rond... Je salue la gentillesse et la spontanéité de Camille Hespel, je remercie Mathieu Doring pour sa vision mathématique et Guillaume Cléon, pour ses conseils. Je salue les membres officiels du PMU : Le père Gazon, Sébastien, NicoV et Amélie, et François, mon compère havrais. Je salue aussi les doctorants de ma promo avec qui j'ai eu le plaisir de partager les formations "théâtrales" du CIES : Maxime, Camille et Mathieu. Merci aussi à tout ceux que je ne voudrais pas oublier comme Jérémy et Guillaume, et la relève incarnée par Arnaud Gapin, mon collègue de bureau et Céline Tournebize. Pour finir sur le chapitre des doctorants, je tiens à remercier Thibaut Ménard, éternel doctorant pour ma part, pour tout ce que nous avons partagé ensemble.

Enfin je remercie Sophie, qui m'a toujours encouragé à faire ce travail et mes parents qui n'ont jamais cessé de me soutenir.



# Introduction générale

## Avant-propos

Nous sommes à l'aube d'une ère de transition énergétique. L'humanité doit se préparer à relever trois défis technologiques majeurs dans les prochaines décennies. Le premier est la croissance de la demande énergétique. Les pays comme l'Inde ou la Chine ont un besoin d'accéder au développement. L'Agence Internationale de l'Énergie (AIE) estime que cette croissance atteindra 50% d'ici à 2030. On constate sur la figure 1 que l'énergie primaire en 2004 est composée de 80% d'énergies fossiles (35% de pétrole, 25% de charbon, 21% de gaz et 6% de nucléaire) et d'à peine 14% d'énergies renouvelables (10,5% de combustibles renouvelables, 2% d'hydraulique et 0,5% de géothermie, solaire et éolien). On peut donc s'attendre à ce que notre consommation d'énergie soit de plus en plus dépendante des ressources d'une poignée de pays comme la Russie, les pays du Moyen-Orient, le Venezuela...



FIG. 1 – L'énergie primaire dans le monde en 2004 (Source OCDE/AEI 2004)

En effet, sur l'histogramme de la figure 2, on constate que la majorité des réserves d'énergies fossiles sont retenues dans 4 principales zones géographiques : l'Europe de l'Est, le Moyen-Orient, l'Amérique du Nord et l'Amérique latine. Si la fin de certaines énergies fossiles, comme le charbon, n'est pas pour demain, il faut se préparer à limiter l'usage des énergies fossiles à certaines applications bien précises pour s'affranchir de l'influence des pays producteurs.

Le troisième défi est la prise en compte de l'impact de notre consommation d'énergie sur l'en-



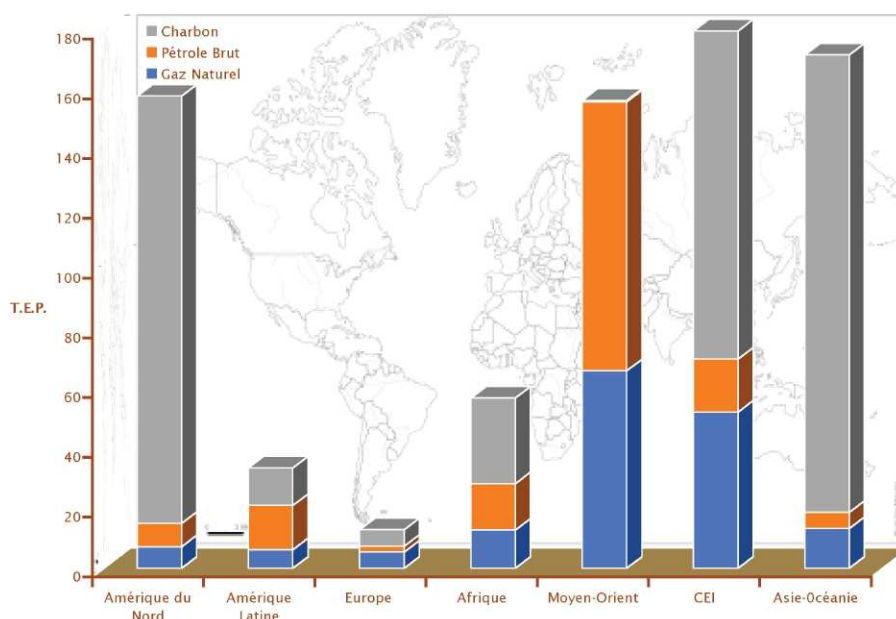


FIG. 2 – Réserves prouvées au 31/12/2006

vironnement. Les changements climatiques dûs aux dégagements de gaz à effets de serre dans notre atmosphère induisent un réchauffement global de la planète. Les experts estiment qu'il ne faut pas dépasser  $2^{\circ}\text{C}$  d'augmentation de température. Ce qui signifie que la concentration atmosphérique de  $\text{CO}_2$  ne doit pas excéder 400 à 450 parties par million (ppm).

Les problèmes environnementaux de Gaz à effet de serre et leur impact direct sur le plan climatique poussent les politiques, les industriels et par conséquent les consommateurs à diversifier leur consommation énergétique. La meilleure chose serait probablement d'affecter à chaque application particulière, un type d'énergie afin de rationaliser au mieux la consommation. Par exemple affecter le solaire au chauffage des particuliers, le gaz naturel aux chauffages industriels, le pétrole aux transports en commun et à la chimie... Le solaire pourrait aisément remplacer le chauffage au gaz naturel dans les maisons si des efforts étaient consentis. En effet, nous recevons chaque jour en énergie solaire 8 fois notre consommation mondiale d'énergie. Les problèmes se situent aujourd'hui dans les prix d'achat des panneaux solaires car leur fabrication reste chère. On attend alors les produits de 2ème génération qui seront moins chers à fabriquer et surtout plus performants. Il faut développer de vastes programmes comme le développement de l'énergie nucléaire de fusion (Cadarrache), ou l'installation de champs de panneaux solaire ou éoliens.

Il faut faire évoluer les mentalités car certaines énergies ne sont pas inépuisables. Les gisements actuellement en exploitation, autrement dit, les *réserves prouvées* de pétrole, sont estimées à 1 100 milliards de barils. C'est l'équivalent des ressources que nous avons consommé jusqu'à présent. Mais au rythme actuel de notre consommation, ( $\approx 30$  milliards de barils en 2006), il reste environ 30 à 40 années de consommation. Toutefois, on ne peut pas dire que dans 50 ans, il n'y aura plus de pétrole. En effet, on pourra toujours trouver de nouveaux puits de forage, toujours plus profonds,

sonder chaque mètre carré des fonds océaniques et mettre en oeuvre des techniques de plus en plus sophistiquées pour améliorer le taux d'extraction du pétrole des gisements. Il existe aussi des techniques de transformation du charbon en pétrole (filère CTL : Coal To Liquid), ou du gaz naturel en pétrole (filère GTL : Gaz To Liquid). On trouvera donc toujours le moyen d'avoir du pétrole, mais celui-ci coûtera de plus en plus cher, et deviendra peu à peu un produit de luxe ! Il faut aller vers un système de consommation énergétique moins carboné, plus sobre et plus propre. Cette évolution inéluctable n'est pas encore présente dans la tête du consommateur. En effet, on a constaté ces dernières années qu'une augmentation du prix du baril de 100% entraînait une augmentation de 20% du prix à la pompe, et seulement, une diminution de la demande de 8%. Or il subsistera toujours un besoin de transport de marchandises (routier ou fluvial) ou de personnes (transports en commun sous différentes formes).

## Introduction

Pollution et consommation étant deux problèmes intimement liés, ils sont l'enjeu d'énormes investissements de la part des constructeurs automobiles. Une grande partie de ces investissements vise à améliorer notre connaissance des nombreux phénomènes physiques liés aux moteurs. Une manière directe de diminuer les émissions polluantes et la consommation de carburant est d'optimiser le processus de combustion du carburant. Le carburant est pulvérisé dans la chambre de combustion sous la forme d'un nuage de gouttelettes, que l'on appelle "spray", dans le but d'injecter une quantité précise de carburant, avec des gouttes de taille adaptée afin d'assurer une combustion la plus complète possible du carburant. Le spray permet de contrôler le rapport entre le volume de liquide et la surface présentée au gaz pour qu'il soit le plus faible possible. En diminuant ce rapport, l'évaporation des gouttelettes est plus efficace et la combustion meilleure. Que l'on parle d'injection "directe" ou "indirecte", cette répartition est le résultat final du processus de transformation du jet de carburant en un spray de fines gouttelettes. Ce processus est appelé *atomisation*.

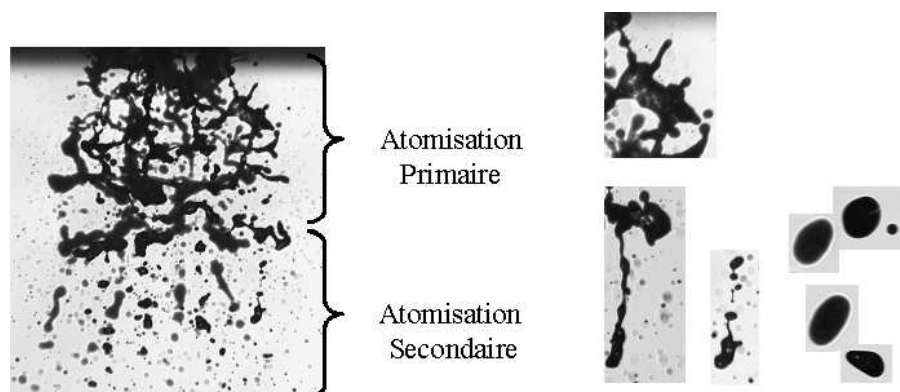


FIG. 3 – Illustration du processus d'atomisation

Le processus d'atomisation est un phénomène complexe qui se décompose au minimum en deux étapes. Le liquide déchargé par l'injecteur, évolue librement dans l'environnement gazeux. L'interface liquide/gaz délimite la frontière physique où les échanges de masse, de quantité de mouvement et

d'énergie sont possibles. A la sortie de la buse, l'interface est soumise à des perturbations dont les origines sont multiples et parfois mal connues. Les phénomènes physiques qui pilotent la déformation du système liquide sont le résultat d'une compétition entre les forces déstabilisatrices causées essentiellement par l'effet aérodynamique et des forces stabilisatrices visqueuses et capillaires intrinsèques au liquide. De cette déformation résulte le détachement de paquets de liquide ou de gouttes. Cette rupture du système liquide continu constitue l'étape d'atomisation primaire, illustrée par la moitié supérieure de l'image de la figure 3.

La seconde étape concerne la formation du spray, les paquets de liquide issus de l'atomisation primaire se réarrangent en gouttes ou en ligaments, ou se brisent à nouveau. C'est l'étape d'atomisation secondaire, illustrée par la moitié basse de l'image de la figure 3. Au bout d'un certain temps (dépendant des conditions de fonctionnement), la forme des gouttes n'évolue plus, le spray est alors à l'équilibre et est constitué majoritairement de gouttes sphériques stables.

Les caractéristiques des sprays ainsi formés dépendent fortement du processus d'atomisation primaire. Dans la plupart des cas, les systèmes liquides sont soumis à des perturbations dont les origines sont multiples : turbulence dans le liquide, cavitation, vibration de l'injecteur... La compréhension des processus physiques qui interviennent dans l'atomisation primaire du système liquide continu passe par l'analyse des formes que prennent les interfaces. Étant donné la multiplicité des sources de déstabilisation, l'analyse de l'interface du liquide est relativement complexe.

Dans le but de caractériser les phénomènes physiques liés à l'atomisation ou à la combustion, différentes techniques de mesure peuvent être utilisées. Les techniques de mesures optiques permettent la mesure de paramètres pertinents en proche sortie de l'injecteur ou loin de celui-ci, sans perturber l'écoulement. Ces techniques ont bénéficié des récentes améliorations dans le domaine des lasers, des photodétecteurs et de la rapidité des ordinateurs. L'utilisation des lasers permet une meilleure maîtrise de la lumière : plus grande pureté spectrale, faible divergence du faisceau, contrôle temporel de l'émission de lumière de plus en plus fin et intense. Les photodétecteurs (CCD, CMOS, photomultiplicateurs, photodiodes, ...) ont une meilleure sensibilité et permettent des mesures sur des signaux très faibles. Enfin, les développements de l'informatique fournissent aux expérimentateurs des capacités de calcul plus grandes qui permettent de diminuer le temps de traitement des données. Les capacités de stockage ont aussi permis d'enregistrer des quantités de données plus importantes ce qui améliore la robustesse statistique des paramètres expérimentaux.

Dans ce contexte, l'objectif de cette étude est de développer une technique de mesure pour caractériser des particules liquides produites par des sprays. De nombreuses techniques optiques d'accéder à la granulométrie des sprays, les mesures sont basées sur des principes physiques différents et elles ne fournissent pas toutes les mêmes informations. La plupart de ces techniques fournissent le diamètre et la vitesse des gouttes en faisant l'hypothèse que celles ci sont sphériques. Le choix de la technique de granulométrie par imagerie est guidé par le fait que cette technique peut apporter une information supplémentaire sur la forme des gouttes. L'objectif de cette thèse est donc de développer un dispositif de mesure par imagerie qui permet d'obtenir la taille, la forme et la vitesse des gouttes. Pour montrer le potentiel de cette technique d'imagerie, nous l'avons comparée à d'autres techniques existantes. La

difficulté de cette étude réside dans la comparaison des différentes techniques entre elles dans un cas réel d'application (la caractérisation de sprays d'injecteurs automobiles), puisqu'elles ne fournissent pas toutes exactement les mêmes informations. Cette analyse comparative nous a servi de moyen de validation et de comparaison des performances du système d'imagerie face aux deux autres techniques. Cette étude a aussi permis de tester la robustesse des programmes de granulométrie développés durant la thèse en les testant dans des conditions concrètes d'applications industrielles.

Ce travail a été réalisé au sein de l'équipe Atomisation et Sprays du laboratoire du CORIA (CNRS UMR 6614 Complexe de Recherche en Aérothermochimie). Une partie des travaux a été menée dans le cadre d'une étude contractuelle avec un industriel motoriste portant sur la caractérisation de deux injecteurs essence en employant trois techniques optiques différentes. L'équipe Atomisation et Sprays dispose de nombreux diagnostics optiques pour caractériser les sprays. Les compétences de cette équipe m'ont permis d'aborder avec rigueur les problématiques liées à la granulométrie dans les sprays. J'ai bénéficié d'un financement ministériel pour développer le système de granulométrie par imagerie développé initialement par Blaisot [14] et Yon [157] au sein de l'équipe Atomisation et Sprays. Cette équipe bénéficie d'une forte activité contractuelle en relation avec des applications industrielles de mesure dans des sprays produits par des brûleurs industriels ou des injecteurs issus de l'industrie automobile ou aéronautique.

Ce document se décompose donc en 6 chapitres :

- Le premier chapitre passe en revue les différentes techniques de mesure utilisées actuellement pour caractériser ce type de spray. Les notions de base sur la concentration des particules dans ce type d'écoulement et les modèles d'interaction entre la lumière et les particules sont rappelées. Puis ces diagnostics optiques sont présentés en trois grandes familles : les techniques ponctuelles, les techniques intégrales et les techniques de champ.
- Le second chapitre décrit le modèle d'imagerie utilisé pour réaliser un système de mesure par imagerie. La problématique du défaut de mise au point des particules dans les images est présentée pour mettre en lumière l'apport de notre approche. La seconde partie de ce chapitre décrit les programmes de traitement d'images qui permettent une mesure automatisée de la granulométrie sur des séries d'images.
- Le troisième chapitre présente la procédure d'étalonnage de ce système. Plusieurs types d'objets sont proposés pour réaliser la mesure de la réponse du système optique qui conduit à la détermination du niveau de défaut de mise au point de la goutte. Cette phase d'étalonnage présente aussi la correction utilisée pour calculer le diamètre réel des gouttes en défaut de mise au point. Une première application sur un spray est ensuite présentée dont le but est la détermination du volume de mesure du système d'imagerie.
- Le quatrième chapitre met en place les outils de caractérisation de la forme des éléments liquides présents dans ce type de spray. Quatre paramètres morphologiques sont choisis et des modèles décrivant la forme des gouttes sont introduits (sphères, ellipses et ovales de Cassini). On montre que la famille des ovales de Cassini décrit mieux les gouttes fortement déformées et qu'elle permet de différencier des formes de gouttes particulières (sphères, ovoïdes et les ligaments).

- Le cinquième chapitre propose un algorithme de mesure de la vitesse des gouttes dans des images de spray. Cet algorithme est développé à partir de travaux réalisés au laboratoire. Il est validé dans deux cas : un jet de type Rayleigh et un spray en réalisant des comparaisons avec deux autres techniques de vélocimétrie.
- Le sixième et dernier chapitre de ce mémoire montre les possibilités de la technique dans deux cas de l'injection essence : l'injection directe et l'injection indirecte. Les résultats de la technique développée dans cette thèse sont comparés à deux techniques commerciales disponibles au laboratoire : un granulomètre par diffraction (Malvern) et un Analyseur de Particules par Phase Doppler (PDPA). La difficulté de cette étude comparative réside dans l'aspect instationnaire du spray. La différence entre les principes physiques des trois techniques ainsi que la taille des volumes de mesure nous imposent de choisir un échantillonnage des gouttes propre à chacune, pour compenser ces différences. Ce chapitre permet de mettre en évidence les points de convergence et de différence entre les techniques pour mieux comprendre le comportement de chaque injecteur et pour montrer les limitations de chaque technique face au deux injecteurs étudiés.

# Chapitre 1

## Diagnostiques optiques pour la granulométrie en Mécanique des fluides

### 1.1 Introduction

Le but de la granulométrie est de caractériser la forme et la répartition des diamètres de particules de quelques dizaines de nanomètres, à quelques millimètres (voir figure 1.1). Ses applications dans l'industrie sont multiples : on l'utilise pour déterminer la taille des particules d'une poudre (ciment, sucre, pollen...), d'une suspension (globules rouges, boues...), ou d'aérosols (produits pharmaceutiques, cosmétiques,...). Le domaine qui nous intéresse est la caractérisation in-situ de particules dans un écoulement, en l'occurrence des gouttes de carburant produites par un injecteur d'automobile. On se trouve donc en présence d'un écoulement diphasique (une phase liquide dispersée : les gouttes de carburant et une phase gazeuse continue : l'air) dont on veut caractériser la phase dispersée (c'est-à-dire les gouttes) sans perturber l'écoulement. On caractérise cette dernière par le diamètre des particules, leurs vitesses, leurs formes...

Les diagnostics optiques qui permettent de réaliser cette mesure peuvent être regroupés en trois catégories. Tout d'abord les systèmes qui permettent une mesure *ponctuelle*, c'est-à-dire un comptage des particules passant dans un volume de mesure de petite dimension. La distribution granulométrique est alors obtenue par intégration dans le temps d'un certain nombre d'évènements. On qualifie aussi ces techniques de *temporelles*. Leur but premier est de caractériser des flux (nombre de particules par unité de temps) et parfois même la vitesse des particules. Un système représentatif et performant de cette catégorie est sans doute l'Analyseur de Particules par Phase Doppler (PDPA), qui sera utilisé dans cette étude comme instrument de comparaison avec le système d'imagerie développé dans ce travail.

L'autre catégorie comprend les méthodes dites *intégrales* qui mesurent la distribution granulométrique dans un volume plus ou moins grand. Elles fournissent donc des concentrations et on les qualifie parfois de méthodes *spatiales*. Elles ne permettent pas de mesurer le flux de particules car la corrélation tailles/vitesses n'est pas accessible. Un système qui fait partie de ces techniques intégrales et qui est largement utilisé dans l'industrie est le granulomètre par diffraction. Ce système sera aussi utilisé dans

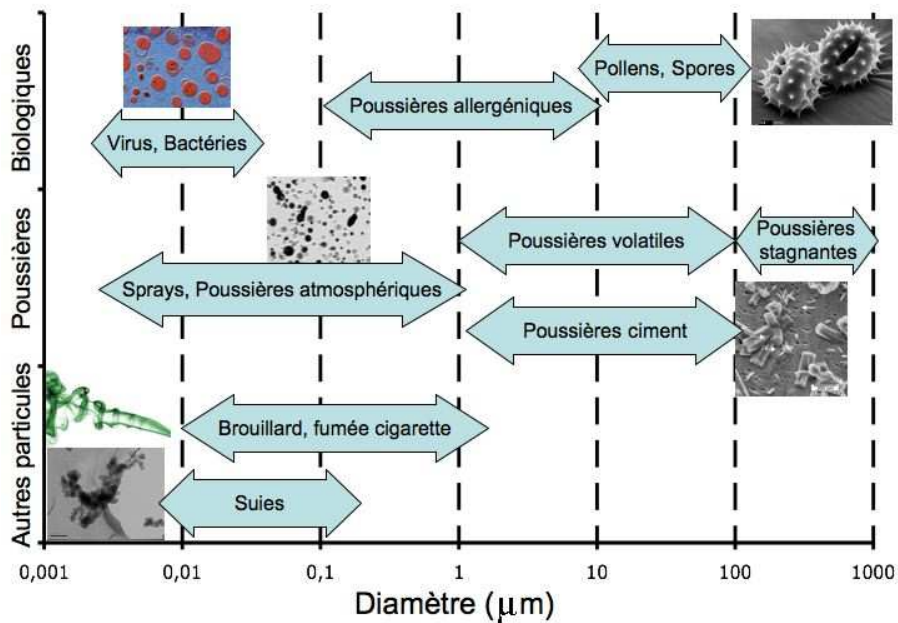


FIG. 1.1 – Taille de particules rencontrées dans la nature ou l'industrie, d'après Onofri [119].

cette étude pour comparer ces résultats avec ceux du granulomètre par imagerie présenté dans cette étude et ceux du PDPA.

Ces deux dernières décennies ont vu l'essor de méthodes hybrides grâce aux développements simultanés des photodétecteurs et de l'informatique. Ces méthodes dites de *champ*, comme l'holographie ou l'imagerie par ombroscopie, permettent d'enregistrer un certain nombre de particules à un instant donné, dans un volume de mesure donné. Elles donnent la possibilité de mesurer à la fois le diamètre, la position et la vitesse de chaque particule détectée dans le volume de mesure. Ces méthodes sont d'une part ponctuelles dans le sens où elles donnent une représentation locale de la répartition des particules. Elles sont en même temps *intégrales* car elles fournissent une distribution à un instant donné ou une moyenne spatiale. Ces techniques mesurent donc naturellement une concentration (grandeur spatiale), même si la principale difficulté de ce type de diagnostic est justement la détermination précise du volume de mesure.

Dans ce chapitre quelques notions de base seront présentées autour des particules rencontrées dans ce type d'écoulements (nature des particules, concentration, représentation en distribution), et sur des modèles d'interaction entre la lumière et les particules. Nous présenterons ensuite un aperçu non exhaustif des techniques optiques couramment utilisées pour la mesure de la granulométrie. J'ai choisi de détailler plus particulièrement les trois techniques que j'ai utilisées durant ma thèse pour faciliter la compréhension de cette étude. Ces trois techniques sont la granulométrie par diffraction, celle dite "phase-Doppler" et celle qui est l'objet même de cette thèse : le granulomètre par imagerie.

## 1.2 Les particules dans les écoulements

Pour réaliser une mesure fiable avec une technique optique, il faut connaître l'ordre de grandeur de la taille des particules. Il faut savoir si les diamètres sont petits, de l'ordre de la longueur d'onde, ou grands devant celle-ci. Il faut savoir aussi si les particules sont majoritairement sphériques ou très déformées, et surtout si la densité optique et/ou si la concentration en particules de l'écoulement est élevée ou non. Ces informations seront nécessaires pour choisir non seulement la théorie de la diffusion de la lumière qui sera adoptée, mais encore le type d'appareil à utiliser. En effet, le choix du modèle utilisé est différent dans le cas de particules dont la dimension est grande devant la longueur d'onde  $\lambda$ , de l'ordre de la longueur d'onde ou dans le cas où elle est de taille négligeable devant  $\lambda$ . La longueur d'onde de l'Ultra-Violet à l'Infra-Rouge conditionne aussi la résolution de la forme de la particule.

La figure 1.1 donne un ordre de grandeur de la taille de particules qui peuvent être rencontrées dans la nature ou l'industrie. En général, les particules solides sont le plus souvent irrégulières (sphères déformées ou rugueuses) et non sphériques (cristaux rencontrés dans les matériaux, agrégats fractals ou non, plaquettes, fibres issues de tissus).

Il existe aussi des particules solides constituées de sphères presque parfaites arrangées en agrégats ou non, par exemple certains pollens ou produits de la combustion (agrégats fractals de certaines suies, chaîne de particules). On trouve aussi dans cette catégorie les billes plastiques ou en verre produites par l'industrie.

Pour les particules "fluides" (gouttes ou bulles), leur sphéricité dépend de leur taille, car lorsqu'elles sont grandes et soumises à de fortes contraintes aérodynamiques ou mécaniques, elles peuvent prendre des formes complexes, comme nous le verrons dans cette étude pour les gouttes. Dans le cas des gouttes de carburant pulvérisées sous pression par un injecteur automobile, la forme des particules est majoritairement sphérique, les diamètres rencontrés se situent dans l'intervalle  $[1 \mu m; 1 mm]$ . C'est pourquoi un grand nombre de diagnostics optiques utilisés font l'hypothèse que les particules sont parfaitement sphériques ou proche de la sphéricité. Cependant certaines techniques d'imagerie (voir sections 1.3.2 sur le SDPA et la section 1.5.1 sur l'imagerie) émergentes sont insensibles à la forme des particules à caractériser.

### 1.2.1 Les distributions granulométriques

#### Les distributions de tailles

La variété des tailles rencontrées dans les milieux à caractériser nécessite de classer les particules en fonction de leurs tailles. On caractérise un ensemble de particules par sa distribution des tailles. Elle donne la probabilité de présence de gouttes dans un certain volume de mesure, par classes de diamètre. Il existe deux distributions de taille principales :

- la distribution numérique  $f_n$  : elle indique la probabilité de rencontrer des gouttes d'un certain diamètre dans le spray.
- la distribution volumique  $f_v$  : indique la fraction de volume des gouttes d'un diamètre donné par rapport au volume total de liquide du spray.



Pour calculer la distribution numérique  $f_n$  (voir figure 1.2.a), on définit la probabilité  $P_n$  de trouver une goutte de diamètre compris entre  $D_1$  et  $D_2$  par l'équation 1.1 :

$$P_{n[D_1 \rightarrow D_2]} = \int_{D_1}^{D_2} f_n(D) dD \quad (1.1)$$

Ainsi, si  $N$  gouttes ont été mesurées,  $N f_n(D) dD$  est le nombre de gouttes dont le diamètre est compris entre  $D$  et  $D+dD$ .  $f_n(D) dD$  est la fonction de densité de probabilité numérique ou "pdf" numérique qui fournit la probabilité d'avoir des gouttes dans l'intervalle  $[D, D + dD]$ .

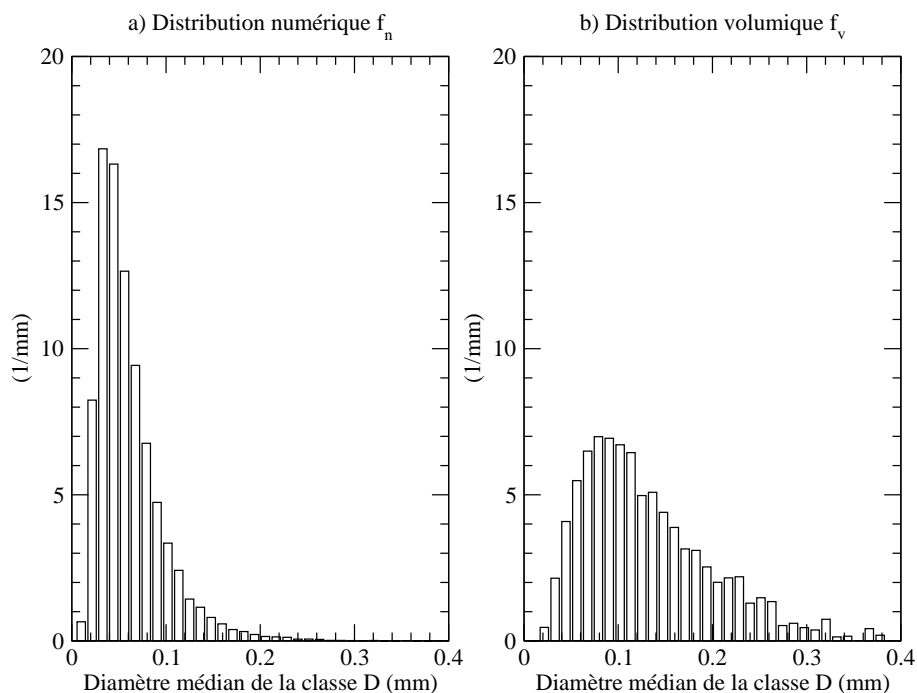


FIG. 1.2 – Comparaison des distributions numériques et volumiques pour une même granulométrie.  $D_{32} = 111.2 \mu m$ ,  $D_{43} = 142.8 \mu m$

On définit la distribution volumique  $f_v$  à partir de  $P_v$  la fraction volumique des gouttes de diamètre compris entre  $D_1$  et  $D_2$  :

$$P_{v[D_1 \rightarrow D_2]} = \int_{D_1}^{D_2} f_v(D) dD \quad (1.2)$$

Où  $f_v(D) dD$  est le volume des gouttes de diamètres contenus dans l'intervalle  $[D, D+dD]$  divisé par le volume total des  $N$  gouttes mesurées. De la même manière que pour la pdf numérique,  $f_v(D) dD$  est la pdf volumique. L'allure de  $f_v$  est comparée à celle de  $f_n$  pour un cas particulier sur la figure 1.2.b.

On utilise aussi une autre forme que les distributions décrites précédemment pour caractériser une granulométrie. Il s'agit de la forme cumulative des fonctions  $f_n$  et  $f_v$  (voir figure 1.3).

$$F_x = \int_0^D f_x(D) dD, \quad x \equiv n \text{ ou } v \quad (1.3)$$

$F_n$  donne la probabilité qu'une goutte soit de diamètre inférieur à un diamètre  $D$  et  $F_v$  donne la fraction volumique du spray pour les gouttes de diamètre inférieur à  $D$ .

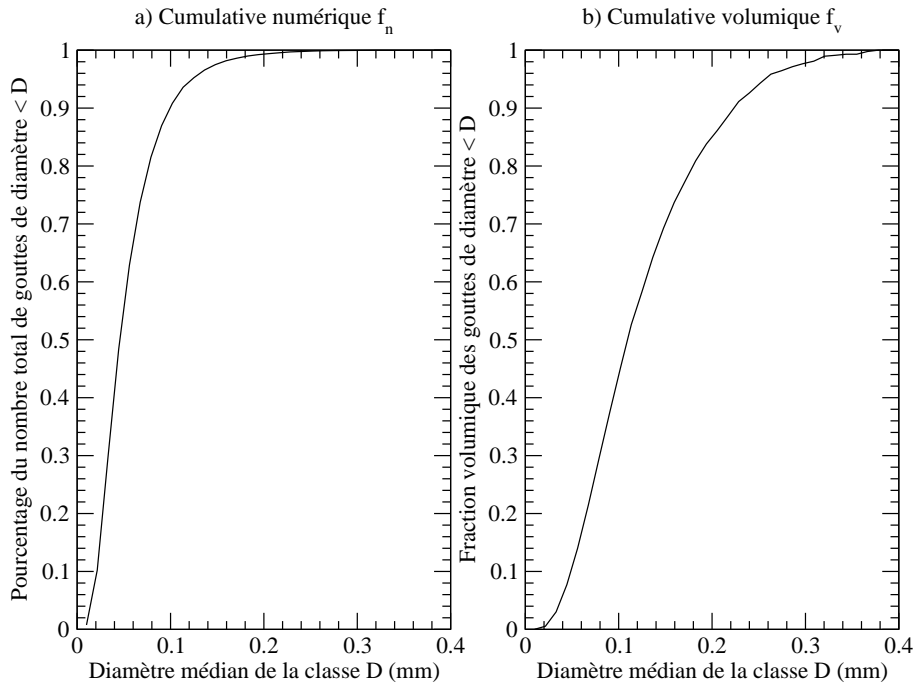


FIG. 1.3 – Comparaison des fonctions cumulatives numériques et volumiques.  $D_{32} = 111.2 \mu m$ ,  $D_{43} = 142.8 \mu m$  (paramètres identiques à ceux de la figure 1.2).

Les distributions de tailles de gouttes sont généralement représentatives d'un injecteur, d'un fluide, de la pression d'injection et de tous les paramètres participant au processus d'atomisation. La modification d'un de ces paramètres modifie dans son ensemble la distribution des tailles de gouttes obtenue. Mais la comparaison des distributions peut se révéler fastidieuse pour un nombre important de cas d'étude. On définit alors des diamètres moyens et des diamètres représentatifs.

### Les diamètres moyens

La majorité des gouttes est sphérique ou considérée comme telle. On définit donc un diamètre moyen et un écart type pour un échantillon de particules donnés. Pour cela, plusieurs diamètres moyens sont définis par le rapport entre des moments de différents ordres de la distribution de taille (Équation 1.4). L'intérêt de ces diamètres moyens est qu'ils sont formellement indépendants du type de distribution.

$$(D_{qp})^{q-p} = \frac{\int_0^\infty f_n(D) D^q dD}{\int_0^\infty f_n(D) D^p dD} = \frac{\int_0^\infty f_v(D) D^{q-3} dD}{\int_0^\infty f_v(D) D^{p-3} dD} \quad (1.4)$$

On obtient alors la relation 1.5 :

$$(D_{qp})^{q-p} = \frac{(D_{q0})^q}{(D_{p0})^p} \quad (1.5)$$

A partir de cette équation, plusieurs diamètres moyens peuvent être définis dont la signification physique est différente. Le  $D_{10}$  est dit arithmétique (moyenne classique sans pondération du diamètre des gouttes),  $D_{20}$  est qualifié de surfacique (c'est le diamètre de la goutte dont la surface est égale à la surface moyenne des gouttes) et le  $D_{30}$  de volumique. Ce dernier privilégie les effets de volume et il est

représentatif des phénomènes de transports de masse (En effet, une particule de  $100 \mu m$  de diamètre transporte autant de masse que  $10^6$  particules de diamètre  $1 \mu m$ ). Le rapport des diamètres moyens de type  $D_{x0}$  renseigne sur les propriétés physiques (traînée, inertie, ...), de transferts thermiques (surface spécifique), ou des processus réactifs (volume spécifique) des particules. Par exemple le diamètre moyen de Sauter (*SMD*)  $D_{32} = D_{30}^3/D_{20}^2$  établi un rapport entre les effets de volume ( $D_{30}$  : inertie) et de surface ( $D_{20}$  : traînée). Ce diamètre est particulièrement significatif pour la combustion car plus ce diamètre est petit, plus l'interface liquide/gaz est grande pour un même volume de spray injecté, ce qui est favorable à une combustion complète du carburant. Une interprétation mathématique et physique plus complète des diamètres moyens est détaillée par W.A.Sowa [142].

### Les diamètres représentatifs

On peut également définir des diamètres représentatifs des distributions de taille : les  $D_{vX}$  où X est le rapport du volume des gouttes de diamètre inférieur à  $D_{vX}$  sur le volume total des gouttes. Ces diamètres sont définis par l'équation 1.6 :

$$F_v(D_{vX}) = X = \int_0^{D_{vX}} f_v(D)dD, \quad \text{avec } X \in ]0, 1[ \quad (1.6)$$

De manière générale, on s'intéresse aux diamètres représentatifs suivants :

- $D_{v10}(\mu m)$  : Diamètre de gouttes vérifiant  $F_v(D_{v10}) = 0.1$ .
- $D_{v50}(\mu m)$  : Diamètre de gouttes vérifiant  $F_v(D_{v50}) = 0.5$  (dit "médian").
- $D_{v90}(\mu m)$  : Diamètre de gouttes vérifiant  $F_v(D_{v90}) = 0.9$ .

On peut aussi caractériser l'étalement de la distribution granulométrique par un paramètre qui s'apparente à l'écart type, nommé Span factor ou facteur de largeur relatif  $\Delta$ , défini par l'équation 1.7 :

$$\Delta(\mu m) = \frac{(D_{v90} - D_{v10})}{D_{v50}} \quad (1.7)$$

Une distribution granulométrique est qualifiée de *monodisperse* lorsque l'écart type est très faible ou de *polydisperse* lorsqu'il est important. On peut ajouter la qualification de *monomodale* lorsqu'elle ne présente qu'un seul pic, ou de *multi modale* lorsqu'elle présente plusieurs pics ou modes.

Il est parfois nécessaire de modéliser la forme de la distribution par une loi mathématique donnée. Les plus couramment rencontrées dans la littérature sont :

- La distribution normale :

$$F_x(D) = \frac{1}{S\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{1}{2} \left(\frac{D - D^*}{S}\right)^2\right) \quad (1.8)$$

Avec  $D^*$  le paramètre de translation de la gaussienne et  $S$ , l'écart type de la distribution.

- La distribution log-normale :

$$F_x(D) = \frac{1}{S\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{1}{2} \left(\frac{\ln(D) - \ln(D^*)}{S}\right)^2\right) \quad (1.9)$$

– La distribution de Rosin-Rammler :

$$1 - F_v(D) = \exp\left(-\left(\frac{D}{D^*}\right)^q\right) \quad (1.10)$$

– La distribution de Nukiyama-Tanasawa :

$$F_n(D) = aD^p \exp(-(bD)^q) \quad (1.11)$$

– La MEF : Dumouchel et al. [45] ont proposé l'utilisation d'une distribution basée sur le Formalisme d'Entropie Maximum (MEF). La MEF est un outil statistique permettant de décrire des distributions de probabilités ou des fonctions de densité de probabilité, pour un variable continue, à partir d'une quantité limitée d'information. La solution la plus probable est celle qui répondant à des contraintes imposées à partir de l'information disponible. Les auteurs utilisent comme paramètres de contrainte le diamètre le plus petit rencontré  $D_0$ , le  $D_{43}$  et la variable  $q$ . La distribution alors obtenue répond à la formulation suivante :

$$f_v(D) = q \frac{\Gamma^4(\frac{5}{q})(D - D_0)^3}{\Gamma^5(\frac{4}{q})(D - D_0)^4} \exp\left[-\left(\frac{\Gamma(\frac{5}{q})(D - D_0)}{\Gamma(\frac{4}{q})(D_{43} - D_0)}\right)^q\right] \quad (1.12)$$

Avec  $\Gamma$ , la fonction gamma généralisée.

Lorsque les distributions granulométriques sont multi modales, on peut les modéliser à partir de la combinaison de deux distributions [66], à partir de l'équation 1.13, avec  $\alpha$  un coefficient qui définit l'importance relative des modes entre eux.

$$F_v(D) = (1 - \alpha)F_{v1}(D) + \alpha F_{v2}(D) \quad (1.13)$$

## 1.2.2 Comparaison des distributions

### Équivalence entre la mesure spatiale et la mesure temporelle

Il faut être vigilant pour comparer les mesures issues de plusieurs types de granulomètres car il existe deux types de mesures : la mesure spatiale et la mesure temporelle. La première correspond à une mesure granulométrique à un instant donné, dans un volume de mesure donné. C'est le cas de tous les granulomètres effectuant une mesure spatiale (comme le granulomètre par diffraction ou la technique d'imagerie développée ici). Les mesures temporelles correspondent à un comptage continu, dans le temps, des particules mesurées dans un volume de mesure restreint. C'est le cas des appareils comme le PDPA, qui réalisent une mesure ponctuelle. La nature des granulométries obtenue par l'une et l'autre méthode peut être différente pour deux raisons.

Tout d'abord, si le spray est inhomogène spatialement, les mesures spatiales, associées à des volumes de mesures plus grands que les mesures temporelles, intégreront les inhomogénéités spatiales. D'autre part, même dans le cas d'un spray homogène, les granulométries obtenues par ces méthodes peuvent être différentes du fait de l'existence d'une corrélation entre le diamètre et la vitesse des gouttes. Ceci a clairement été expliqué par Dodge et al. [39]. Considérons un injecteur qui génère des gouttes de

diamètre  $D_1$  à la fréquence temporelle  $f_{t1}$  animées d'une vitesse  $V_1$  et des gouttes de diamètre  $D_2$  à la fréquence temporelle  $f_{t2}$  animées d'une vitesse  $V_2$ . Considérons que la fréquence de génération des gouttes de diamètres  $D_2$  est le double de celle des gouttes de diamètre  $D_1$ . La figure 1.4.a présente la répartition spatiale de gouttes animées d'une même vitesse. Une mesure spatiale dans ce cas compte deux fois plus de gouttes  $D_2$  que de gouttes  $D_1$ , tout comme c'est le cas pour la mesure temporelle puisque ( $f_{t2} = 2.f_{t1}$ ).

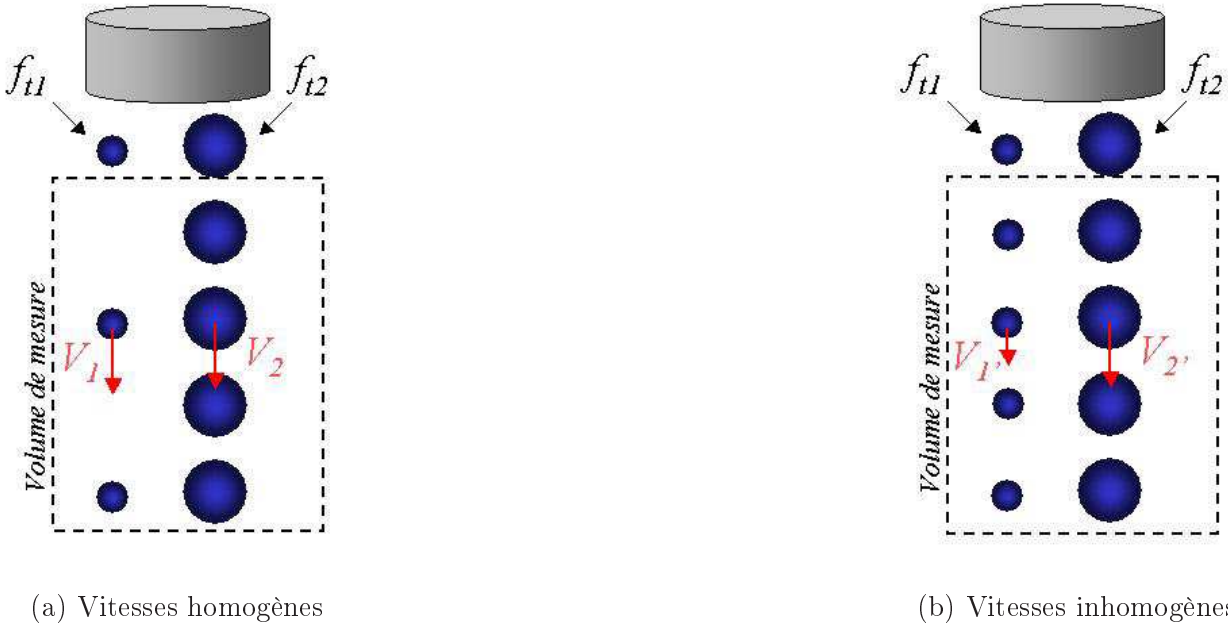


FIG. 1.4 – Effet de la corrélation diamètre/vitesse sur la mesure granulométrique spatiale et temporelle [157].

La figure 1.4.b présente le cas où les gouttes de diamètres  $D_1$  sont animées d'une vitesse deux fois plus petites que celles de diamètre  $D_2$ . Alors que la mesure temporelle est toujours la même, la mesure spatiale présenterait maintenant une distribution bi-modale équiprobable (on compte autant de gouttes de diamètre  $D_1$  que de diamètre  $D_2$  dans le volume de mesure).

Dans le but de comparer des distributions issues de ces deux types de mesures, il est par conséquent indispensable de tenir compte de la vitesse des gouttes. Le PDPA fait cette mesure. Pour convertir une mesure temporelle en mesure spatiale, il faut diviser chaque classe de la pdf numérique temporelle  $f_{n,temp}$  par la vitesse moyenne des gouttes de cette classe de diamètres  $\bar{V}(D)$ . Ensuite, il reste à normaliser la distribution de taille calculée. Cette conversion est explicitée par l'équation 1.14 :

$$f_{n,spa}(D) = \frac{f_{n,temp}(D)}{\bar{V}(D)} \quad (1.14)$$

### Conversion d'une distribution numérique en distribution volumique

Le PDPA et l'imagerie effectuant un comptage des gouttes, les distributions mesurées sont numériques. Un granulomètre par diffraction fournit une distribution volumique des tailles de gouttes. Le lien entre une distribution numérique et sa représentation en distribution volumique de taille, dans le cas d'un

spray constitué de gouttes sphériques est donné par l'équation 1.15 :

$$f_v(D) = \frac{f_n(D) \cdot D^3}{D_{30}^3} \quad (1.15)$$

Dans une distribution volumique, l'importance des grosses gouttes est amplifiée très vite (D'un facteur  $D^3$ ). Comme on peut le voir sur la figure 1.2, le passage de la distribution numérique à la distribution volumique augmente le poids des gouttes de diamètre important, ce qui entraîne le décalage de la distribution volumique vers les plus gros diamètres par rapport à sa représentation numérique.

### 1.2.3 L'interaction lumière/particule

On s'intéresse ici aux granulomètres basés sur l'interaction d'une onde lumineuse avec des particules dont on veut mesurer la distribution de taille. Un tel système est constitué au minimum d'une partie optique d'émission (composée d'un laser ou d'une source incohérente) et d'une optique de collection (jeu de lentilles pour collecter la lumière émise par les particules sur un photodétecteur). Dans le cas d'une technique d'imagerie, le système optique est généralement considéré comme linéaire, la longueur minimale mesurable est alors fixée par le critère de Rayleigh, qui énonce que le pouvoir séparateur d'un tel système (la plus petite distance mesurable) est égal au rayon de la tâche de diffraction égal à  $1.22\lambda f/D$  avec  $D$  le diamètre d'ouverture de l'optique de collection et  $f$  la focale de l'optique de réception. Le rapport  $f/D$  est appelé ouverture du système optique, plus ce rapport est petit, meilleur est le pouvoir séparateur, il est en général inférieur à 10. Par conséquent, pour un système d'imagerie utilisant un éclairage incohérent (spectre visible :  $\lambda = 0.4 - 0.7 \mu\text{m}$ ), la longueur minimale mesurable est de l'ordre du micromètre. Mais pour des systèmes utilisant uniquement des rayons Ultra-Violet ou des rayons X, par exemple, on peut diminuer cette longueur minimale d'un ordre de grandeur (dans le cas des rayons U.V. :  $\lambda = 10 - 400 \text{ nm}$ ) et même de deux ordres de grandeur (spectre des rayons X :  $\lambda = 10 \text{ nm} - 5 \text{ pm}$ ).

Dans le cas d'un système optique tel que le PDPA ou un granulomètre par diffraction, la mesure de taille est basée sur l'analyse du signal diffusé par les particules, et récolté par l'optique de collection. Le calcul de la taille de la particule repose sur un modèle de diffusion de la lumière. Aujourd'hui la modélisation des phénomènes de diffusion de la lumière par les particules représente encore une part importante de la recherche sur les systèmes de granulométrie. La modélisation de ces phénomènes physiques peut être effectuée à l'aide de méthodes asymptotiques, valables uniquement pour une gamme de diamètres bien précise. Les modèles les plus connus sont l'optique géométrique, la diffraction de Fraunhofer, la théorie d'Airy et l'approximation d'optique physique valables tant que  $D \gg \lambda$ , ou bien la théorie de Rayleigh ( $D \ll \lambda$ ) et la méthode des multipôles ( $D \approx \lambda$ )... Ces méthodes ont l'avantage de permettre des calculs rapides, et dans certains cas, la modélisation d'objets aux formes complexes (sphéroïdes, cristaux, agrégats fractals...). Il existe aussi des théories et des méthodes rigoureuses qui peuvent s'appliquer aussi bien à la diffusion de la lumière par des nanoparticules qu'aux planètes, comme la théorie de Lorenz-Mie et la méthode TMatrice (Van de Hulst [35], Barber [8], Nussenzveig [113], ou Bohren [16]) ou la méthode DDA (pour "Discrete Dipole Approximation) de

Drain [43].

### 1.2.3.1 L'effet de la concentration en particules

La concentration des particules à caractériser est une donnée importante à prendre en compte dans ce type de mesure car certains appareils sont inutilisables dans certaines gammes de concentration de particules [156]. Pour nombre d'applications industrielles elle reste faible, mais pour certains domaines d'étude, comme l'injection Diesel, elle peut être très élevée. Si statistiquement les photons émis par la source (cohérente ou incohérente) sont diffusés par moins d'une particule de l'écoulement, on se trouve dans un régime de *diffusion simple*, voir figure 1.5.a. Si les photons sont diffusés successivement par plusieurs particules de l'écoulement, on parle alors de *diffusion multiple*, voir figure 1.5.b. Dans ce cas, le problème se ramène néanmoins à une succession de diffusions simples : les particules diffusent indépendamment les unes des autres. Si l'écoulement est encore plus dense (i.e. optiquement), les particules sont alors très proches les unes des autres et elles diffusent les photons de manière collective, à l'instar d'un agrégat de particules. On se trouve alors dans un régime de *diffusion dépendante*, comme le schématise la figure 1.5.c. Dans ce cas, on ne peut plus décomposer le problème en une succession de diffusion simples et il n'existe aucune théorie générale de la diffusion de la lumière par ces milieux.

Le caractère multi-diffusif d'un milieu dépend de nombreux paramètres : la concentration volumique en particules, l'indice de réfraction relatif des particules  $\tilde{m}$  ( $\tilde{m} = m + ik$ ), l'épaisseur géométrique  $L$  du milieu traversé par l'onde incidente, la distribution de taille et la longueur d'onde de la source de lumière  $\lambda$ . Il existe très peu de granulomètres commerciaux adaptés aux milieux multi-diffusifs et aucun pour la diffusion dépendante. Ils se limitent quasiment tous au seul régime de diffusion simple. Toutefois, certains appareils proposent un algorithme de correction du signal de multi-diffusion collecté.

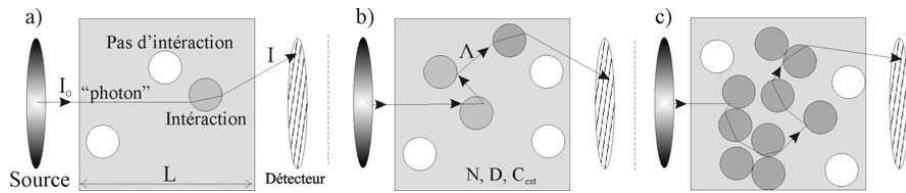


FIG. 1.5 – Différents modes de diffusion de la lumière par un groupe de particules : a) Diffusion simple b) Diffusion multiple c) Diffusion dépendante. Source [119].

### 1.2.3.2 L'optique géométrique

L'optique géométrique décompose l'onde incidente en rayons lumineux et sépare la lumière diffusée en lumière réfléchi et réfractée. A partir des lois de Descartes, elle décrit le parcours d'un rayon lumineux en interaction avec une particule :

- les rayons incidents, réfléchi et réfracté sont dans le même plan : la plan d'incidence.
- l'angle de réflexion est égal à l'angle d'incidence.
- le rayon réfracté est dévié d'un angle  $\tau'$  par rapport à la surface vérifiant  $\cos(\tau) = \alpha \cos(\tau')$ .

où  $\alpha$  est le rapport de l'indice de la goutte ou de la bulle ( $n_2$ ) sur l'indice du milieu ( $n_1$ ) cette dernière expression, dans le cas où  $\alpha < 1$ , n'a de solution que pour  $\tau > \tau_{lim} : \tau_{lim} = \arccos(\alpha)$ . Lorsque  $\tau < \tau_{lim}$ , il n'y a pas de réfraction, on parle alors de réflexion totale. Voir figure 1.6.

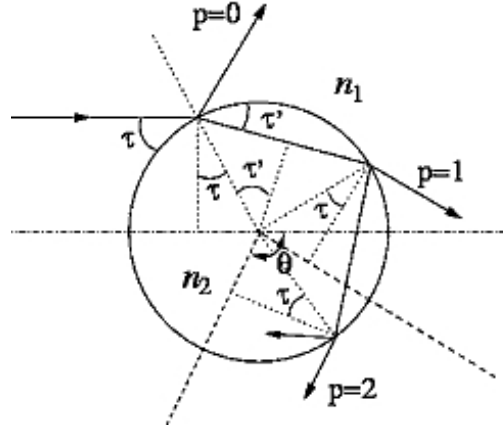


FIG. 1.6 – Parcours d'un rayon dans une sphère d'indice  $n_2$  placée dans un milieu d'indice  $n_1$ . Valable dans le cas où  $D \gg \lambda$ .

On peut ainsi exprimer l'angle de diffusion  $\theta$  d'un rayon par rapport à la direction incidente, en fonction de son ordre d'émergence (l'ordre  $p=0$  pour la réflexion totale;  $p=1$  pour la réfraction;  $p=2$  pour une réfraction avec une réflexion interne dans la goutte... ) :

$$\theta = 2\tau - 2p\tau' \quad (1.16)$$

Pour des particules grandes devant la longueur d'onde ( $D \gg \lambda$ ), les coefficients de Fresnel, définis par les équations 1.17 et 1.18, permettent d'estimer la fraction d'amplitude du rayon incident provenant des rayons émergents (pour les deux polarisations) et de déterminer ainsi l'intensité de chaque rayon émergent (Van de Hulst [35]).

$$r_{\parallel} = \frac{\sin(\tau) - \alpha \sin(\tau')}{\sin(\tau) + \sin(\tau')} \quad (1.17)$$

$$r_{\perp} = \frac{\alpha \sin(\tau) - \sin(\tau')}{\alpha \sin(\tau) + \sin(\tau')} \quad (1.18)$$

L'énergie transportée par le rayon d'ordre  $p$  est :

- $\epsilon_x = r_x^2$  pour  $p = 0$ .
- $\epsilon_x = r_x^{2(p-1)}(1 - r_x^2)^2$  pour  $p \geq 1$

Où  $x$  correspond à la polarisation (parallèle ou perpendiculaire). L'intensité diffusée est donc proportionnelle au carré du diamètre de la particule  $d$  :

$$I_{diff} = I_0 \left( \frac{d^2}{\lambda^2} \epsilon_x^2 Div \right) \quad (1.19)$$

Avec  $d$  le diamètre de la particule,  $l$  la distance d'observation et  $Div$  un coefficient de divergence défini par :



$$Div = \frac{\sin(\tau) \cos(\tau)}{\sin(\theta) \left| \frac{d\theta}{d\tau} \right|} \quad (1.20)$$

L'optique géométrique permet aussi de remonter aux déphasages des rayons lumineux incident et émergent et ainsi de relier le diamètre de la particule aux déphasages (Van de Hulst [35]). La phase d'un rayon est la combinaison :

- du changement de phase dû à la réflexion. Ces changements sont inclus dans les formules de Fresnel.
- De la phase  $\Phi$  due à la longueur du trajet optique  $\delta$  par rapport à un rayon de référence traversant une particule fictive.  $\Phi = \frac{2\pi\delta}{\lambda}$  et  $\delta = \frac{2\pi d}{\lambda}(\sin(\tau) - p\alpha \sin(\tau'))$ . Avec  $\lambda$  la longueur d'onde du rayonnement incident.
- Des sauts de phases dûs à la traversée des points focaux et lignes focales.

### 1.2.3.3 La théorie de Lorenz-Mie

La théorie de Lorenz-Mie fait référence en granulométrie optique. Gustave Mie publie dans les annales de physique en 1908 [107] sa méthode de calcul de la diffusion de la lumière par des particules sphériques, homogènes isotropes. Cette théorie décrit et résout le problème de la diffusion d'une onde plane monochromatique par une sphère homogène. Elle a ensuite été reformulée par Peter Debye [36] dans le but de prendre en compte chaque mode de diffusion : réflexion, réfraction, diffraction et réflexions interne. Elle permet ainsi de mieux comprendre les différents phénomènes de diffusion de la lumière, tout en conservant la rigueur de la théorie de Lorenz-Mie. Une présentation concise de cette théorie est donnée par Bohren et Huffman [16].

L'équation d'onde est résolue en coordonnées sphériques avec une méthode de séparation des variables. Le champ électromagnétique est décrit par les équations de Maxwell avec les conditions aux limites appropriées. Ces conditions aux limites sont alors : la continuité des composantes tangentielles des champs à la surface des particules, l'existence d'un champ électromagnétique fini au centre de la sphère et la nature sphérique de l'onde diffusée à l'infini (décroissance en  $1/r$ ). La particule non magnétique est caractérisée par son indice complexe  $\tilde{m}$  et son rayon  $r$  tandis que l'onde plane incidente l'est par sa longueur d'onde  $\lambda$ .

Ces vingt dernières années, cette théorie a été généralisée au cas où l'onde incidente n'est plus seulement plane mais de forme arbitraire. L'hypothèse d'éclairement uniforme a été levée au laboratoire [60] et on parle désormais de Théorie de Lorenz-Mie Généralisée (TLMG). Elle permet de prendre en compte de forts gradient d'éclairage et la forme gaussienne des faisceaux laser en introduisant des coefficients de forme dans les fonctions d'amplitude.

On l'utilise dans notre cas pour dresser avec précision la répartition angulaire de la lumière diffusée par une particule sphérique éclairée par un faisceau gaussien. Ces résultats sont indispensables à l'interprétation des données issues de techniques de granulométrie optique comme l'anémométrie Phase-Doppler. Si l'on prend l'exemple d'une goutte d'eau se déplaçant dans l'air, d'indice de réfraction  $m = n_2/n_1 = 1.33$ , la TLMG permet de calculer la répartition de la lumière diffusée selon l'angle

de diffusion (voir la figure 1.7). On observe des lobes de diffusion, caractéristiques des contributions et des interférences des différents modes de diffusion. Sur la figure 1.7, chacun des modes de diffusion est représenté selon la polarisation de la lumière (polarisation perpendiculaire en haut et polarisation parallèle en bas). La zone angulaire où la lumière réfléchiée est la plus importante est représentée par des hachures en diagonales, par des hachures horizontales pour la lumière réfractée et par des hachures verticales pour la lumière réfractée au second ordre.

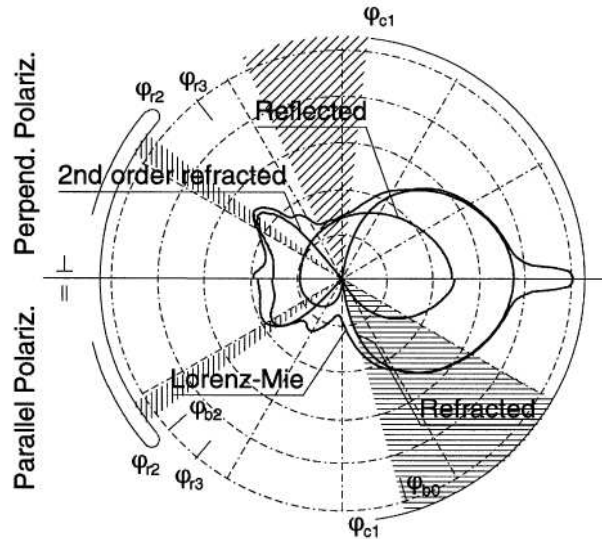


FIG. 1.7 – Lobes de diffusion pour une goutte d'eau se déplaçant dans l'air [5].

L'échelle est logarithmique, chaque cercle en pointillé représentant une décade. La partie haute de cette figure représente le phénomène de diffusion pour une polarisation perpendiculaire au plan formé par l'axe optique et l'axe du récepteur. La partie basse, quand à elle, représente le phénomène en polarisation parallèle. L'angle  $\phi_{b0}$  est l'angle des conditions de Brewster pour une réflexion externe, c'est à dire l'angle pour lequel la lumière réfléchiée est nulle (en polarisation parallèle).  $\phi_{c1}$  est l'angle critique d'observation de la réfraction du premier ordre.

La TLMG a aussi été généralisée pour des particules de formes diverses comme pour une sphère parfaite ou avec une inclusion excentrée [111], une sphéroïde [65], un cylindre à gradient d'indice [118], [120], selon les applications rencontrées (voir figure 1.8).

#### 1.2.3.4 La méthode de la T-Matrice

La méthode de la T-Matrice, introduite par Watermann [154], permet de calculer les propriétés de diffusion des ondes électromagnétiques par des particules. Elle est aussi appelée Extended Boundary Condition Method (EBCM), voir [16], [54], [108]. Cette méthode est basée sur le principe d'équivalence de Schelkunoff énonçant que le champ électromagnétique à l'extérieur d'une surface régulière  $S$  est équivalent à celui qui serait produit par une distribution de courants superficiels électrique et magnétique portée par la surface  $S$ . On fait l'hypothèse que les sources à l'intérieur de la particule, produisent

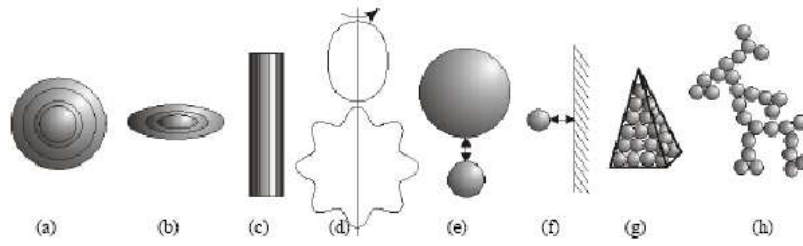


FIG. 1.8 – Forme des particules dont les propriétés de diffusion de la lumière peuvent être calculées précisément [119]. a)-c) Sphères, sphéroïdes et cylindres homogènes ou stratifiés. d) Particules de Chebyshev. e) Deux sphères voisines. f) Sphère proche d'une paroi diélectrique. g) Polyèdre formé de sphères. h) Agrégat fractal.

un champ nul. On peut ainsi calculer le champ total (incident + diffusé) à l'extérieur de la surface  $S$  sous la forme d'intégrales de surfaces. Les champs incidents et la fonction de Green sont développés en harmoniques sphériques. Ce développement est valable à l'intérieur d'une sphère inscrite dans  $S$  ou à l'extérieur d'une sphère circonscrite à  $S$  mais il n'est pas valable sur  $S$ . On fait alors l'approximation d'écrire les courants superficiels équivalents comme la somme des  $N$  premières harmoniques sphériques avec des coefficients inconnus. A l'intérieur de la sphère inscrite, l'hypothèse de champ nul se traduit par un système linéaire reliant les coefficients inconnus des courants aux coefficients connus des champs incidents. A partir des conditions aux limites (continuité des composantes tangentielles des champs), on obtient d'autres relations. L'appellation TMatrice tire son nom du système matriciel résultant. Les coefficients de cette matrice sont des combinaisons d'intégrales d'harmoniques sphériques sur  $S$ . Une fois ce système résolu, on connaît les courants superficiels et donc le champ diffusé. Le nombre  $N$  dépend de la forme, de la taille, de l'indice de réfraction du diffuseur. La méthode fonctionne correctement pour des tailles de système raisonnables (typiquement pour  $\pi D/\lambda < 10$ ) dans la région de résonance, pour des formes de diffuseurs assez molles. La figure 1.8.a-f présente des exemples d'objets dont les propriétés de diffusion ont été modélisées avec cette approche.

### 1.2.3.5 La méthode des dipôles

La méthode des dipôles utilise la théorie de Rayleigh [16] pour calculer la diffusion collective d'un ensemble de petits diffuseurs ( $D \ll \lambda$ ). Cette méthode (voir par exemple [40]), s'apparente à celle des volumes finis. Elle est très lourde en temps de calcul, elle permet cependant de simuler des particules de forme quelconque si le critère de taille :  $\pi D/\lambda < 10$  est respecté. Un exemple de calcul de diffusion est celui du polyèdre constitué de sphères de la figure 1.8.g. Le développement ainsi que l'essor de cette technique reposent sur l'augmentation des capacités de calcul et de stockage des ordinateurs.

## 1.3 Les techniques "ponctuelles" de granulométrie

Les techniques ponctuelles nécessitent en règle générale un montage compliqué, elles sont surtout utilisées dans les laboratoires mais peuvent être adaptées pour l'industrie. Les techniques que j'ai choisi

de présenter sont des techniques utilisées au sein de notre laboratoire, le CORIA. Je détaillerai plus particulièrement le fonctionnement du PDPA car il sera utilisé dans la suite de cette étude.

### 1.3.1 Anémométrie Phase Doppler ou Phase Doppler Particle Analyser (PDPA)

#### 1.3.1.1 Le volume de mesure

L'anémométrie phase Doppler a pour but de caractériser des particules traversant un volume "optique" de mesure. Pour cela, un faisceau laser monochromatique est divisé en deux faisceaux qui se croisent avec un angle  $2\alpha$ . A cause de la nature ondulatoire des faisceaux, il se forme au niveau de l'intersection un réseau de franges pratiquement parallèles. Plus l'angle entre les deux faisceaux est élevé, plus la longueur du volume de mesure est réduite, assurant une meilleure résolution spatiale et temporelle (voir figure 1.9).

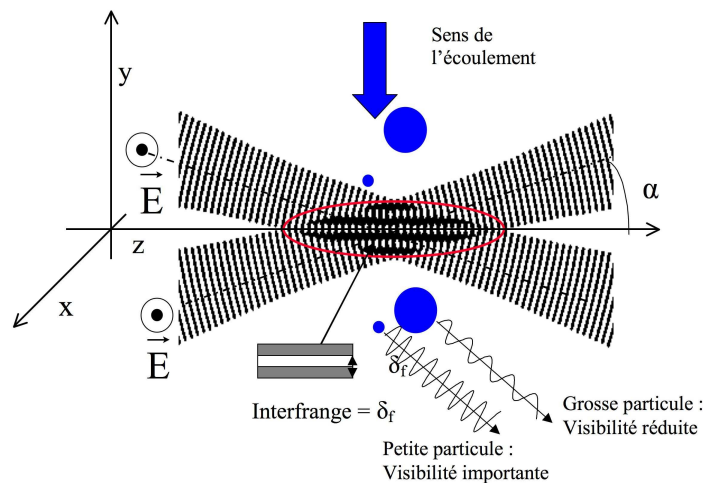


FIG. 1.9 – Génération du faisceau de franges.

L'interfrange  $\delta_f$  est liée au demi-angle entre les deux faisceaux  $\alpha$  ainsi qu'à la longueur d'onde du faisceau laser  $\lambda$  :

$$\delta_f = \frac{\lambda}{2\sin(2\alpha)} \quad (1.21)$$

#### 1.3.1.2 L'analyse du signal récolté par le PDPA

Le principe de mesure du PDPA est basé sur la collection de la lumière diffusée par les particules traversant ce volume de mesure, par deux détecteurs ou plus. A partir de la fréquence et du déphasage entre les signaux restitués par les différents détecteurs, on en déduit la vitesse de la particule et son diamètre.

### La mesure de vitesse

Lorsqu'une particule traverse le réseau de franges, elle diffuse la lumière dans toutes les directions tel que le prédit la théorie de Lorenz-Mie généralisée. Un observateur fixe observe une succession d'illuminations à une fréquence dépendante de la vitesse de la goutte et de sa direction relativement à l'orientation du réseau de franges : c'est *l'effet hétérodyne Doppler*. L'analyse fréquentielle de la lumière diffusée permet la mesure d'une composante de vitesse de la particule qui traverse le volume de mesure. Le signal traité, appelé "bouffée Doppler", est décrit sur la figure 1.10, où  $T_D$  est la période Doppler, qui est fonction de la composante de la vitesse  $V_z$  de la particule :

$$V_z = \frac{\delta f}{T_D} = \frac{\lambda}{2T_D \cdot \sin(\alpha)} \quad (1.22)$$

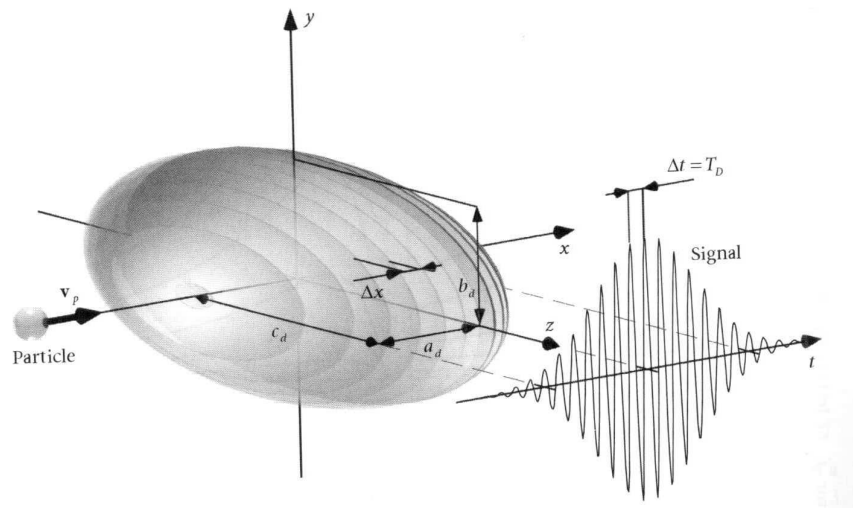


FIG. 1.10 – Génération du signal dans le volume de détection [1].  $T_D$  est la période Doppler.

Pour obtenir une autre composante de la vitesse de la particule, il est nécessaire de superposer au réseau de franges un autre réseau (perpendiculaire au premier) formé par deux faisceaux laser d'une longueur d'onde différente. Deux couples de détecteurs analysent la diffusion de chaque réseau en filtrant la longueur d'onde du signal lumineux collecté.

Une particule traversant le volume de mesure passe par des zones éclairées et par des zones sombres. Si la particule est grande devant l'interfrange, elle intercepte plusieurs franges en même temps, elle est donc moins "visible" qu'une petite particule, comme on peut le constater sur la figure 1.9. Étant donné le profil gaussien des faisceaux laser, le réseau de franges forme un volume de mesure de la forme d'une ellipsoïde, entouré en rouge sur la figure 1.9. La modification du contraste du signal est, par conséquent, liée à la taille des gouttes mais pas uniquement (voir figure 1.9). La trajectoire de la goutte à l'intérieur du volume de mesure modifie également la nature du signal diffusé. La précision annoncée par les constructeurs (TSI ou Dantec) est de 1% sur les vitesses, et la dynamique maximale sur les vitesses est de 1 à 30 fois la vitesse minimale fixée par les réglages. Les vitesses limites mesurables dépendent de plusieurs paramètres :

- la fréquence de Bragg (décalage en fréquence d'un faisceau par rapport à son homologue).

- l'interfrange  $\delta_f$ .
- la fréquence d'échantillonnage, la bande passante du capteur et de l'électronique.

### La mesure du diamètre

Le signal de diffusion du réseau de franges par la goutte dépend de son diamètre. En effet, les gouttes agissent comme des lentilles boules qui projettent dans l'espace l'image du réseau de franges avec un grandissement lié à leur diamètre. Deux détecteurs fixes observent un signal de diffusion dont la fréquence est liée, comme nous l'avons vu, à la vitesse de la goutte. Cependant, la distance entre ces deux détecteurs et le grandissement variable de l'image du réseau de franges par la goutte fait que ces deux détecteurs perçoivent le signal avec un certain déphasage temporel. C'est la mesure de ce déphasage qui permet au PDPA de mesurer le diamètre d'une goutte (voir figure 1.11).

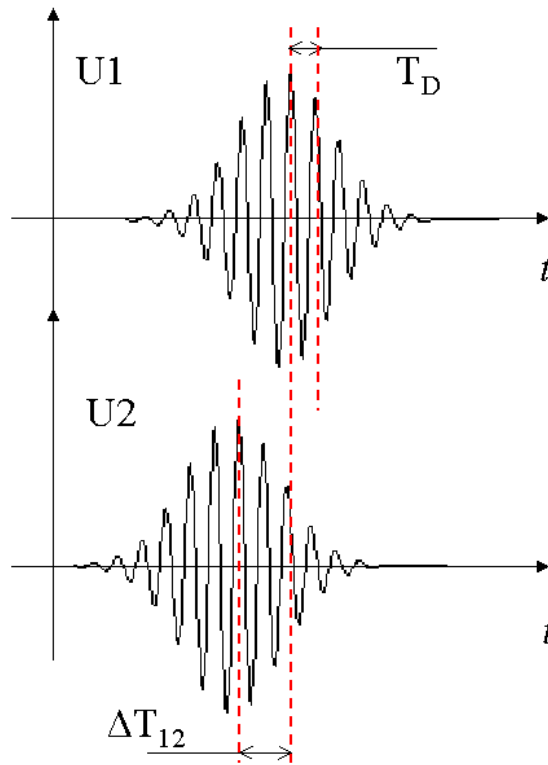


FIG. 1.11 – Principe de la mesure du diamètre de la goutte.

La différence de phase  $\Phi_{12}$  (différence de phase entre les détecteurs  $D_1$  et  $D_2$ ) est reliée linéairement à la taille de la particule sphérique. Lorsqu'une particule traverse le volume de mesure, chaque détecteur enregistre un signal. On observe un décalage temporel entre ces signaux  $\Delta T_{12}$ .

$$\Phi_{12} = \frac{\Delta T_{12}}{T_D} = f_{12}(D, \lambda, \psi, \phi, n_{rel}) \Rightarrow D = \frac{\Phi_{12}}{C_{12}} \quad (1.23)$$

Où  $C_{12}$  est une constante appelée facteur de phase, exprimée en  $^\circ/\mu m$ , relative au couple de détecteur 1-2.  $D$  est le diamètre de la particule et  $\lambda$  la longueur d'onde.  $\psi$  l'angle d'élévation et  $\phi$

l'angle de collection (voir figure 1.14) donnent la position des détecteurs par rapport au plan des faisceaux laser et  $n_{rel} = n_2/n_1$  est l'indice optique relatif de la particule dans le milieu considéré. Le déphasage mesuré par les détecteurs 1 et 2 ( $\Phi_{12}$ ) permet de définir une première gamme de mesure  $[0, d_{max,12}]$ .

L'introduction d'un troisième détecteur, permet d'obtenir le déphasage  $\Phi_{13}$ , voir équation 1.24, et d'augmenter la dynamique du système en gardant la même sensibilité comme on peut le constater sur la figure 1.12.

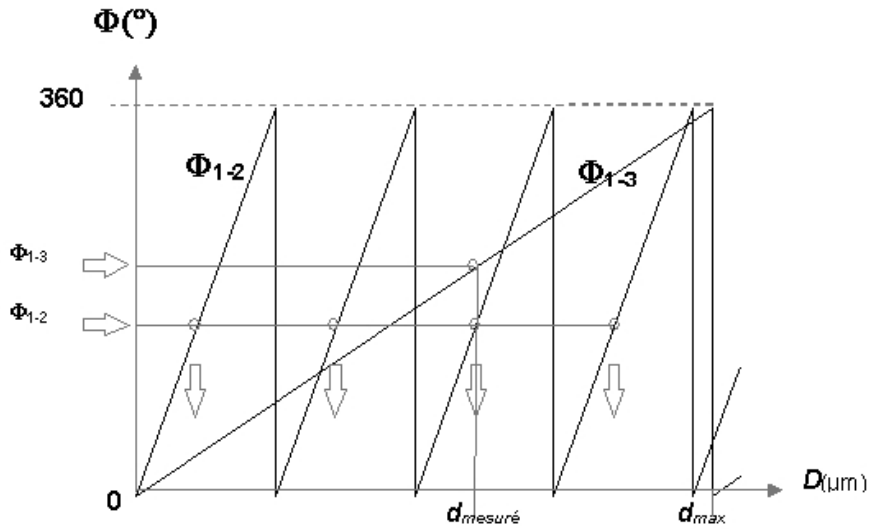


FIG. 1.12 – Relations Phase/Diamètre et Sauts de Phase.

$$\Phi_{13} = \frac{\Delta T_{13}}{T_D} = f_{13}(D, \lambda, \psi, \phi, n_{rel}) \Rightarrow D = \frac{(\Phi_{13} + 2\pi n)}{C_{13}} \quad (1.24)$$

Où  $C_{13}$  est le facteur de phase, relatif au couple de détecteur 1-3, exprimée en  $^{\circ}/\mu m$ . Ce déphasage permet de définir une seconde gamme de diamètres mesurables  $[0, d_{max,13}]$ , plus grande que la première, permettant ainsi de lever l'ambiguïté à  $2\pi$  près sur la mesure du déphasage  $\Phi_{12}$  (voir figure 1.12).

La précision annoncée par les constructeurs est de 1 à 2% sur les diamètres (pour une sphère parfaite de  $0.5\mu m$  à quelques millimètres de diamètres. La dynamique maximale sur les diamètres est  $d_{max}/d_{min} = 50$ . La précision sur la mesure des flux ou de la concentration est d'autant meilleure que l'épaisseur optique de l'écoulement est faible.

### 1.3.1.3 Configuration optique du PDPA

Une utilisation correcte du PDPA nécessite un réglage rigoureux du système. Le schéma de montage est décrit sur la figure 1.13 : la chaîne PDPA est constituée d'une tête émettrice nécessitant au moins un laser ainsi qu'un diviseur de faisceaux (une deuxième longueur d'onde permet de mesurer la composante perpendiculaire de la vitesse) et d'une lentille focalisant le couple de faisceaux pour former le volume de mesure. La sonde de réception est composée d'une lentille réceptrice dont la forme permet de choisir

la gamme de la taille des gouttes à analyser, et de plusieurs photo-détecteurs permettant de mesurer la phase et la fréquence des signaux diffusés par la particule passant dans le réseau de franges.

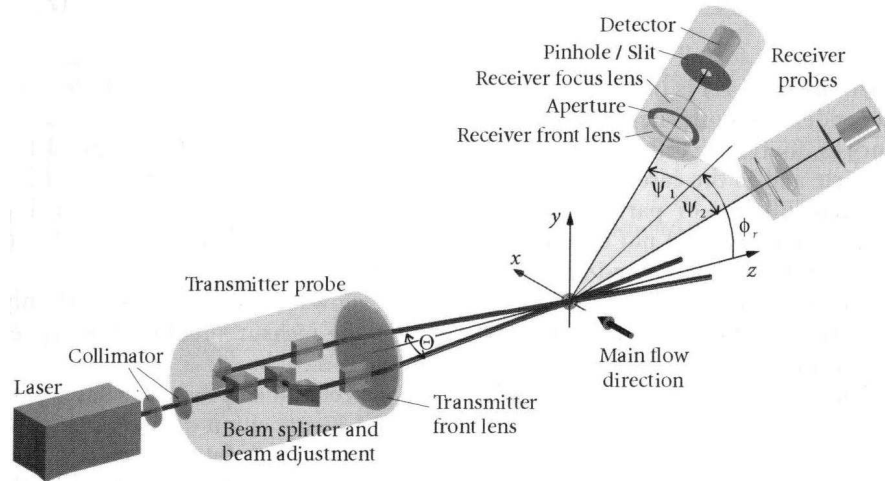


FIG. 1.13 – Éléments du PDPA (Source [1])

Les principaux inconvénients de cette technique sont sa difficile mise en oeuvre expérimentale, car le matériel est très encombrant et les réglages optiques très délicats. De plus, le volume de mesure étant petit, de l'ordre de  $10^{-2}mm^2$ , la cartographie du spray devient vite laborieuse.

La lumière produite lors du passage de la goutte dans le volume de mesure est due à la contribution de plusieurs phénomènes optiques tels que la réfraction ou la réflexion. Il existe plusieurs configurations optiques, en fonction de la forme ou de la position des détecteurs, le nombre de faisceaux... Ces différents montages conditionnent la gamme de diamètres et de vitesses mesurables, les composantes de la vitesses mesurée... Il existe deux configurations optiques de base pour un PDPA : la configuration standard pour laquelle les détecteurs sont positionnés à un angle de collection  $\phi$  ("off-axis angle"), perpendiculaire au plan formé par les faisceaux lasers (voir figure 1.14.a). Dans la configuration plane, les détecteurs sont placés à deux angles d'élévation  $\psi$ , dans le même plan que les faisceaux laser (voir figure 1.14.b). Les systèmes PDPA commerciaux combinent en général ces deux configurations de bases avec au total 3 ou 4 détecteurs par optique de collection. Comme nous l'avons vu précédemment dans le paragraphe 1.2.3.3, la théorie de Lorenz Mie Généralisée permet d'obtenir les diagrammes de diffusion de la lumière en fonction de la forme, de l'indice relatif des particules... Ces diagrammes permettent de choisir la position optimale de collection du récepteur du PDPA en fonction des contraintes du montage. Dans le cas de gouttes d'eau se déplaçant dans l'air (voir figure 1.7), si l'on désire collecter uniquement la lumière réfractée, le récepteur doit être positionné à un angle compris entre  $\phi_{b0} = 73.7^\circ$  (l'angle de Brewster pour lequel la lumière réfléchie est minimale) et  $\phi_{c1} = 82.9^\circ$  (l'angle critique pour la lumière réfractée) pour une polarisation parallèle.

Nous allons nous intéresser à deux configurations particulières qui sont celles utilisées durant les expérimentations conduites dans cette étude : la configuration *Fiber Flow 2D* et la configuration *Dual Mode*. Ces deux configurations ont en commun la mesure de deux composantes perpendiculaires de la



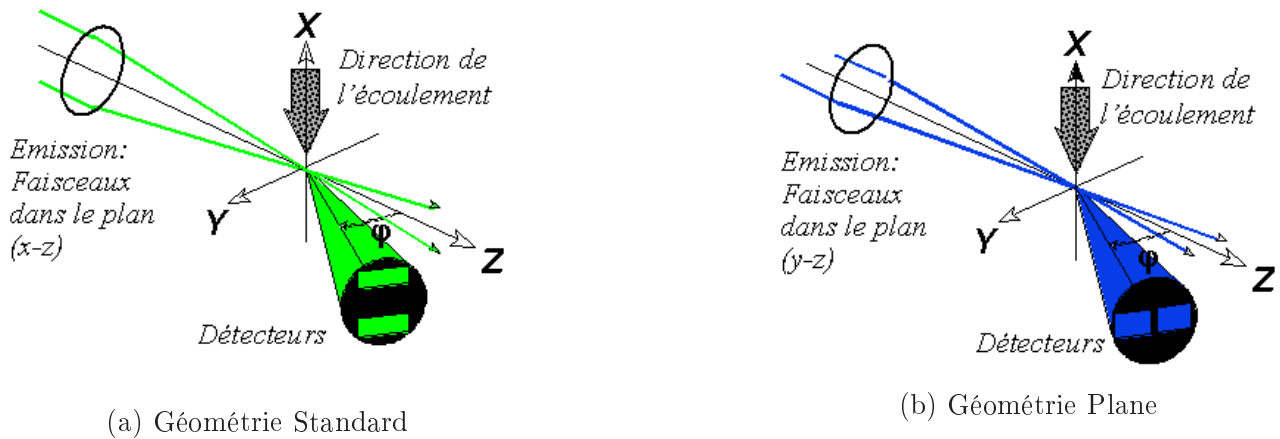


FIG. 1.14 – Représentation schématique des configurations standard et plane du PDPA [5].

vitesse. Cela nécessite l'utilisation de deux couples de faisceaux laser : l'un émettant dans le bleu à 514 nm, l'autre émettant dans le vert à 488 nm. Le couple de faisceaux verts est utilisé en configuration plane tandis que le couple de faisceaux bleus est utilisé par les détecteurs placés dans une configuration standard.

- la configuration standard Fiber Flow 2D utilise 4 détecteurs : trois d'entre eux ( $U_1, U_2, U_3$ ) sont positionnés comme sur la figure 1.14.a. Un quatrième détecteur, placé à côté, permet de fournir un deuxième composante de la vitesse des particules.
- la configuration Dual Mode : les 4 détecteurs sont placés perpendiculairement deux à deux comme sur la figure 1.15.b.

Ces différentes configurations sont obtenues en utilisant différents masques positionnés devant les photomultiplicateurs de la sonde de collection (figure 1.15). Elles sont composées de deux lentilles : l'une collectant la lumière provenant du volume de mesure, l'autre focalisant la lumière de chaque détecteur sur des fibres optiques (sur les photodétecteurs). La configuration optique d'une sonde de réception PDPA et des différents masques est illustrée par la figure 1.15.

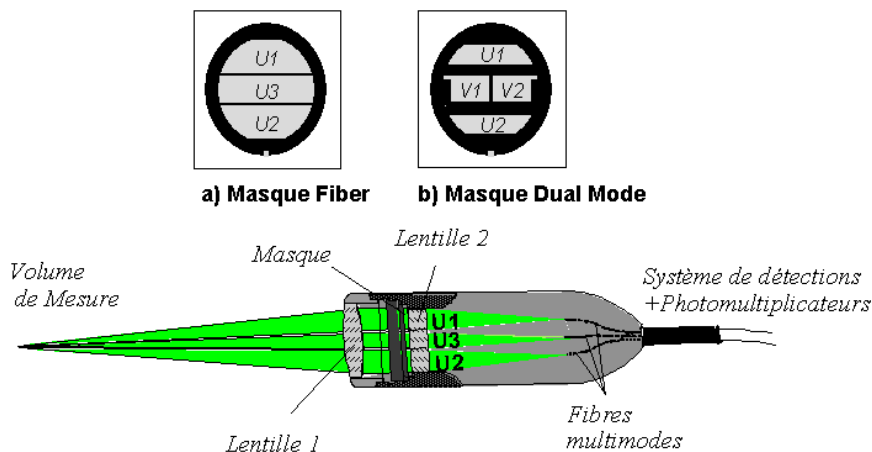


FIG. 1.15 – Schéma de principe d'une sonde de collection PDPA [5].

Il a été montré par Onofri [116] que la géométrie Dual Mode détecte correctement les particules non sphériques dans la plupart des cas, contrairement à la configuration conventionnelle Fiber Flow 2D.

#### 1.3.1.4 Les limitations du PDPA

Le PDPA, comme de nombreux granulomètres, considère pour le calcul du diamètre que les gouttes sont sphériques, cependant il est possible d'imposer un critère de rejet des gouttes non sphériques car les trois ou quatre détecteurs qu'il possède permettent d'estimer un diamètre suivant l'orientation des faisceaux laser. Si les deux diamètres mesurés sont trop éloignés, il est possible de rejeter la goutte de l'analyse. Les particules non sphériques passant dans le volume de mesure induisent des changements significatifs au niveau du déphasage mesuré. D'après la thèse d'Onofri [116], réalisée au sein de notre laboratoire, il a été montré que la géométrie Dual Mode ne fait pratiquement pas d'erreur sur la détection de la non sphéricité des particules, par rapport au PDPA en configuration Fiber Flow 2D.

De plus, la détection peut être très compliquée car il est nécessaire de ne sélectionner qu'un seul mode de diffusion. Ceci est d'autant plus difficile que le faisceau est gaussien. L'intensité provenant du bord de la gaussienne est beaucoup moins importante que l'intensité au centre. Un rayon réfléchi provenant d'un rayon incident du centre de la gaussienne peut être du même ordre d'intensité qu'un rayon réfracté provenant d'un bord de la gaussienne. Ainsi un rayon réfléchi peut être interprété comme un rayon réfracté et ainsi fausser les mesures. Suivant la trajectoire de la particule, ce phénomène est plus ou moins accentué, c'est pourquoi on le nomme *effet de trajectoire*. Ce phénomène a été étudié au laboratoire par Gouesbet et al. [62] et Gréhan et al. [63]. Ces travaux montrent que les effets de trajectoire peuvent conduire à des mesures erronées du diamètre, surtout avec un montage où la collection de la lumière est faite par l'arrière. De faibles améliorations ont été observées en utilisant la mesure de deux déphasages pour éliminer les particules soumises à cet effet.

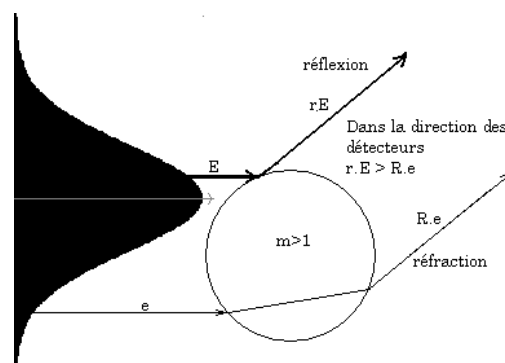


FIG. 1.16 – Effet de trajectoire

Enfin un autre problème du PDPA provient du fait qu'il effectue un comptage des gouttes une à une. Si deux gouttes sont présentes en même temps dans le volume de mesure, il y aura soit un rejet de la mesure, soit comptabilisation d'une goutte au lieu de deux,...

### 1.3.2 L'imagerie ombroscopique Doppler (Shadow Doppler Particle Analyser :SDPA)

Le SDPA, développé par Hardalupas et al. [67], et commercialisé par Kanommax [79] permet la mesure simultanée de la vitesse et de la taille d'une particule de forme arbitraire. Ce système combine une technique d'imagerie de particules individuelles pour la mesure du diamètre, voir la figure 1.17, et un système LDV (Laser Doppler Velocimetry) pour la mesure simultanée d'une composante de vitesse de chaque particule détectée.

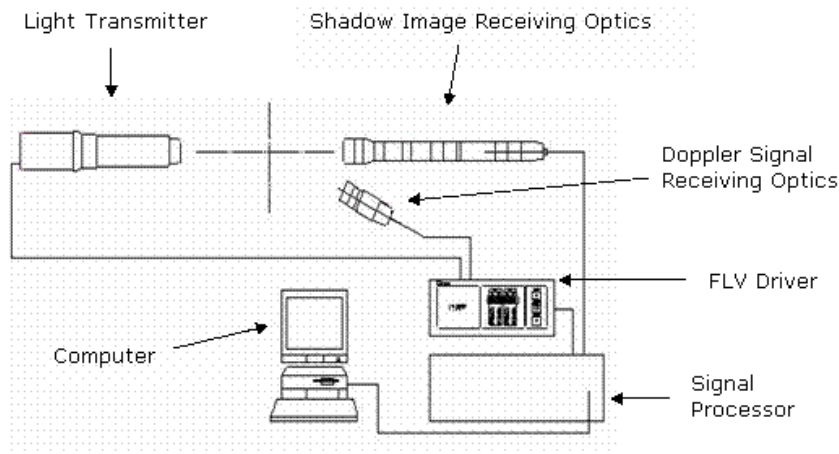


FIG. 1.17 – Schéma de principe de la technique de la technique Shadow Doppler [79].

Les particules sont éclairées au moyen d'une source laser constituée d'une paire de faisceaux produite par un laser YAG ( $\lambda = 532nm$ ). Ces deux faisceaux laser sont focalisés pour former un volume de mesure à l'instar du PDPA. L'image de la particule est obtenue par ombroscopie et enregistrée sur une caméra linéaire à haute cadence de lecture (mais de résolution limitée, 64 pixels). Pour cela, un objectif focalise l'image de la particule dans le volume de mesure sur un réseau de fibre optique vers une photodiode de la caméra linéaire. L'image résultante est analysée et renseigne sur la taille, la forme et l'orientation de la particule (voir figure 1.18).

La vitesse est obtenue par analyse du signal Doppler qui est collecté par une lentille sur un deuxième photodétecteur (voir figure 1.18).

La résolution annoncée pour cette technique [11] est de 4% pour des particules sphériques et 10% pour des particules non sphériques, et des vitesses pouvant aller jusqu'à 100 m/s. Comme toutes les techniques d'imagerie, elle est limitée aux écoulements très dilués (jusqu'à 1000 particules/cm<sup>3</sup>) et elle est sensible aux effets de défaut de mise au point (les contours de la particule sont flous lorsqu'elle s'écarte du plan objet). Elle permet néanmoins de caractériser des particules de formes complexes et d'indice inconnu.

### 1.3.3 Méthode de l'arc-en-ciel et de la diffusion critique

La méthode de l'angle d'arc-en-ciel fonctionne, dans sa forme classique [129], [136], [132], [13] sur des

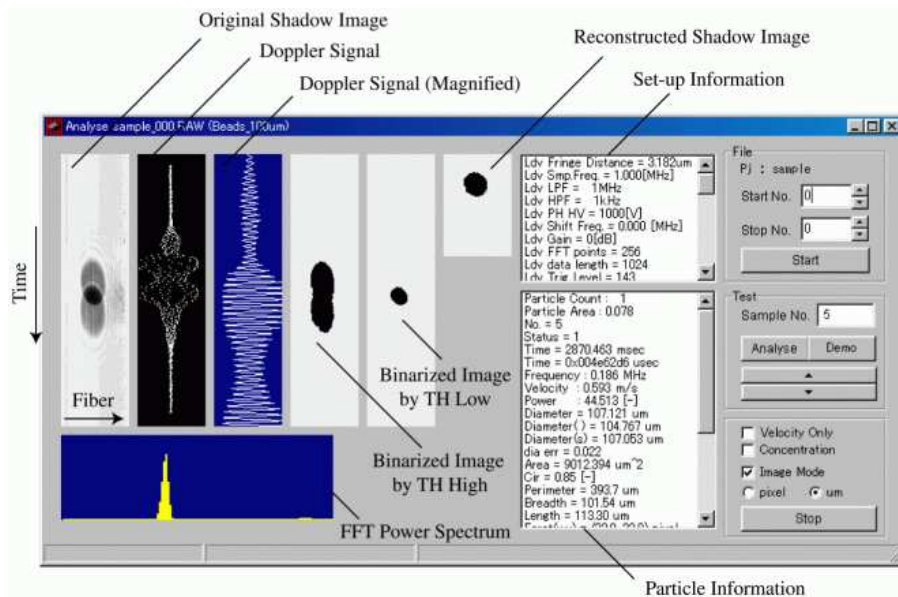


FIG. 1.18 – Fenêtre d’analyse des signaux du SDPA voir [79].

particules individuelles, et dans sa forme globale [12], sur un ensemble de particules. Elle permet de mesurer l’indice de réfraction d’une goutte en évaluant la position angulaire absolue des arcs-en-ciel de la goutte. La théorie de Lorenz-Mie [61] permet de prédire de façon rigoureuse les positions des arcs-en-ciel. L’apparition d’un angle dit d’arc-en ciel correspond à l’existence d’un angle limite du mode de diffusion  $p$  ( $p \geq 2$ ). Au voisinage de cet angle d’arc-en ciel sont associés deux rayons optiques (rayons dits interne et externe) ayant deux parcours optiques différents. Ils interfèrent provoquant la génération de franges d’interférence.

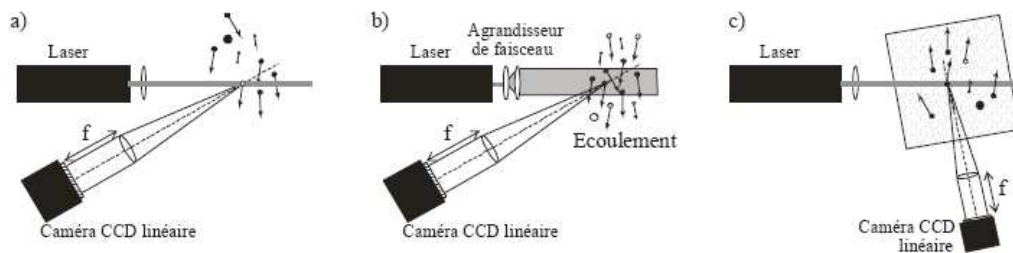
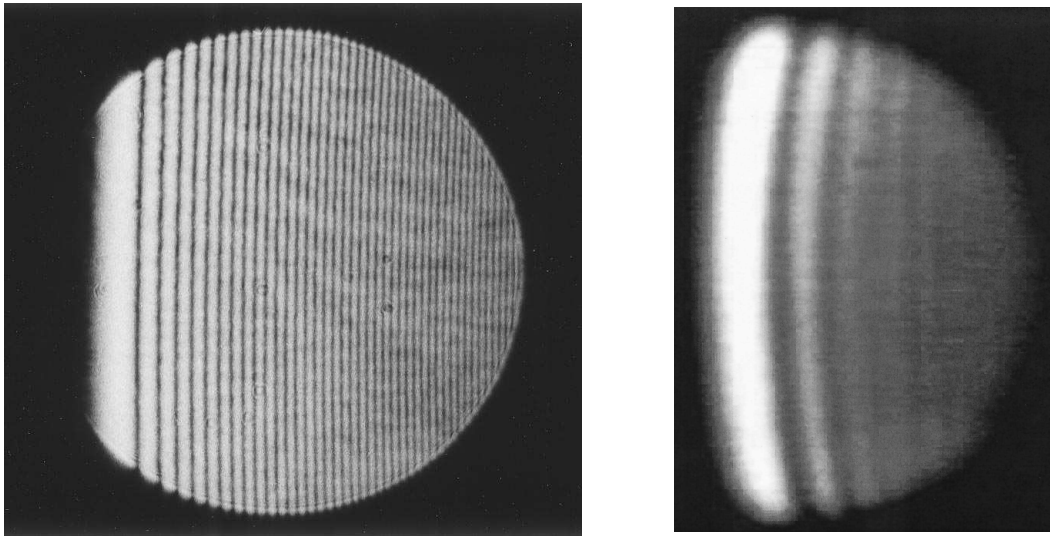


FIG. 1.19 – Schéma de principe des techniques de granulométrie et réfractométrie : a) la méthode de l’angle d’arc-en-ciel ( $m > 1$ ) classique (Roth et al. [129]) b) la méthode de l’angle d’arc-en-ciel globale (Van Beeck et al. [12]) c) la méthode de l’angle de diffusion critique ( $m < 1$ ) (Onofri [117]).

### La méthode d’arc-en-ciel classique

D’après l’optique géométrique, la position angulaire  $\phi_{r2}$  de l’arc-en-ciel ne dépend que de l’indice de la particule qui le produit, que la particule soit de forme sphérique ou cylindrique. Par exemple, pour une goutte d’eau dans de l’air (voir figure 1.7), l’angle de l’arc en ciel pour les rayons réfractés au second ordre est  $\phi_{r2} \approx 138^\circ$ .



a) Cas d'une goutte quasi sphérique. Source [13]. b) Cas d'un spray d'eau. Source [12].

FIG. 1.20 – Exemples d'images d'arc-en-ciel.

Pour décrire précisément la forme caractéristique du diagramme de diffusion dans la région de l'angle d'arc-en-ciel (voir figure 1.19.a), il faut utiliser l'optique ondulatoire qui prend le nom de théorie d'Airy dans le cas de l'arc-en-ciel. La théorie d'Airy montre que la position et la forme de l'arc-en-ciel dépendent du diamètre de la particule et ceci, d'autant plus que celui-ci est petit.

Expérimentalement, l'arc-en-ciel se présente comme un réseau de franges de forte intensité et de pas non régulier, comme on peut le voir sur la figure 1.20.a. Cette figure d'interférence est due aux rayons qui ont subi une réflexion à l'intérieur de la particule avant d'être diffusés (notés  $p=2$  sur la figure 1.6). L'intensité et la localisation de l'arc-en-ciel correspondent à un angle de déviation limite des rayons  $p=2$ , qui génèrent une caustique dans la particule, et donc à une accumulation d'énergie dans une direction angulaire donnée. Du fait de l'existence de l'angle de déviation limite, de la même manière que pour un prisme, il existe deux types de rayons  $p=2$  diffusés. C'est l'interférence de ces rayons de même ordre qui génère la structure d'interférence de l'arc-en-ciel. En fait, un second réseau d'interférences se superpose au réseau principal. Il est produit par l'interférence des rayons  $p=2$  et des rayons qui ont été réfléchis sans pénétrer dans la particule (notés  $p=0$  sur la figure 1.6). Ce réseau, qui n'est pas prédit par la théorie d'Airy, est considéré comme un parasite de l'arc-en-ciel pour certains auteurs et comme un atout pour d'autres. Expérimentalement, le diamètre et l'indice de la particule peuvent être déduit de la mesure de la position de la première et de la deuxième frange comme sur la figure 1.20.a. Le problème est que cette technique est très sensible à l'état de sphéricité des particules et à la présence de gradients internes d'indice.

### La méthode d'arc-en-ciel global

La méthode de l'angle d'arc-en-ciel global, développée par Van Beeck et al. [12], consiste à analyser l'arc-en-ciel produit par un ensemble de particules. Un exemple d'arc-en-ciel global sur un spray d'eau est montré sur la figure 1.20.b. Cette technique devrait être rangée parmi les techniques intégrales, dans

la section 1.4, mais le principe de la mesure étant similaire à la méthode classique, elle est présentée dans cette section concernant les techniques ponctuelles. Pour ce mode de fonctionnement le faisceau laser incident est élargi, voir la figure 1.19.b. Outre la simplification de la procédure de détection, ce nouveau développement permet, d'après Van Beek et al. [12] de diminuer la sensibilité de la mesure à la non sphéricité des particules. En revanche, on perd généralement les franges d'ordre élevé et les corrélations taille-indice, c'est-à-dire les informations taille-température. Cette technique, en plein développement, a déjà été appliquée à la caractérisation de sprays [12]. Les travaux actuels portent sur l'amélioration de la procédure d'inversion (basée sur la mesure de la position des points d'inflexion), pour remonter à un diamètre moyen et à une température moyenne (voir Vetrano et al. [152]). Cependant cette technique est mise en défaut lors de mesure sur des sprays contenant des gouttes non-sphériques, comme il l'a été montré expérimentalement au laboratoire par Saengkaew et al. [130].

### La méthode de l'angle de diffusion critique

La technique de l'angle de diffusion critique est le pendant de la technique de l'angle d'arc-en-ciel, mais pour des particules dont l'indice relatif est  $m < 1$  (par exemple pour des bulles d'air dans un liquide, figure 1.21). Elle exploite le fait que pour ces particules, il existe un angle de réflexion totale  $\tau_{lim}$  (voir les lois de Descartes, section 1.2.3.2). Autour de cet angle de diffusion critique on observe un réseau de franges très similaire à celui de l'arc-en-ciel (voir la figure 1.21). A partir de la mesure de la position des deux premières franges, on peut déduire le diamètre des particules détectées [105] ou bien leur diamètre et leur indice relatif [117].

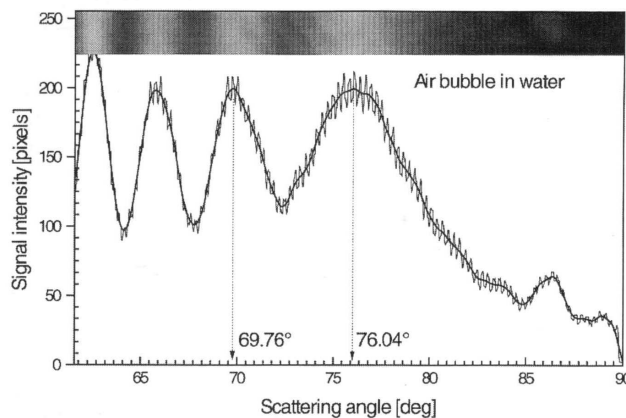


FIG. 1.21 – Image de la figure de diffusion critique produite par une bulle d'air dans l'eau (Onofri [117]).

## 1.4 Les techniques intégrales

### 1.4.1 La granulométrie par diffraction

Lorsqu'un faisceau de lumière monochromatique éclaire une ouverture circulaire (ou un disque), la lumière est diffractée suivant un angle qui dépend uniquement du diamètre de cette ouverture et de la longueur d'onde (selon la théorie de la diffraction de Fraunhofer). Plus le diamètre du disque est

petit, plus l'angle de déviation de la lumière diffractée sera grand. Si l'on place une lentille après le disque, et un écran dans le plan focal de cette lentille, alors la lumière non diffractée va se focaliser en un point central de l'écran, sur l'axe optique de la lentille. La lumière diffractée va se répartir autour de ce point central comme on peut le voir sur la figure 1.22.

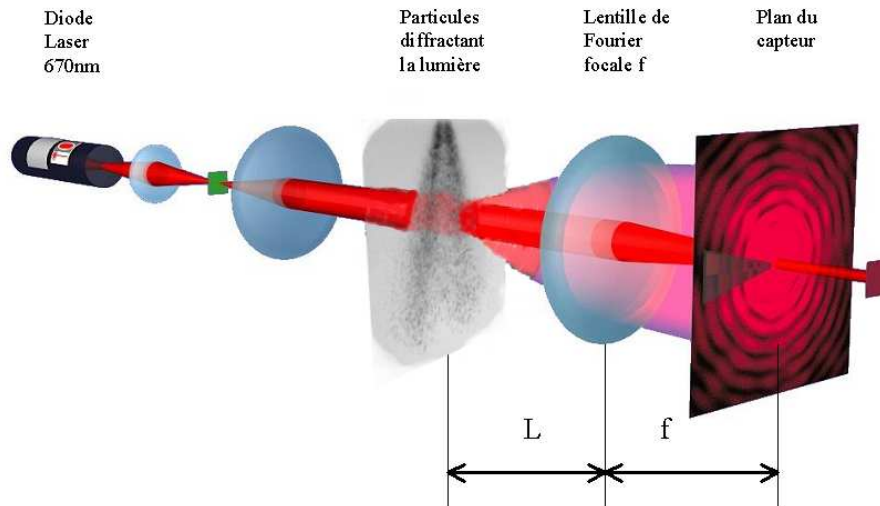


FIG. 1.22 – Schéma de principe du granulomètre par diffraction [73].

La technique de mesure de tailles de gouttes et de particules par la diffraction de la lumière a été introduite par Swithenbank et al. [75]. La distribution de l'intensité possède un maximum au centre et oscille avec une amplitude décroissante à mesure que le rayon augmente, de la même façon qu'un sinus cardinal élevé au carré (comme on peut le voir sur la figure 1.23). La figure de diffraction enregistrée dans le plan focal de la lentille est la même pour une ouverture circulaire, un disque (ou une goutte) à l'exception de l'intensité de la lumière sur l'axe optique de la lentille. Dans le cas d'un disque (ou d'une goutte), l'énergie lumineuse au centre correspond à la lumière non diffractée. Ce signal appelé "porteuse", est soustrait au signal enregistré en présence d'objets. Ces figures de diffraction ne peuvent être observées que lorsque l'ouverture ou le diamètre du disque est supérieur à la longueur d'onde de la lumière monochromatique (par exemple pour un laser He-Ne,  $\lambda = 0.633\mu m$ ).

Dans le plan focal, la fraction d'énergie lumineuse contenue dans un cercle de rayon  $\omega_0 = s_0/f$  est donnée par :

$$L(\omega_0) = 1 - J_0^2\left(\frac{2\pi a s}{\lambda f}\right) - J_1^2\left(\frac{2\pi a s}{\lambda f}\right) \quad (1.25)$$

Avec  $a$  le rayon de l'ouverture,  $J_n$  l'intégrale de la fonction de Bessel d'ordre  $n$ ,  $s$  la distance radiale dans le plan focal et  $f$  la distance focale. Cette expression fut obtenue pour la première fois par Rayleigh. La fonction  $L(\omega_0)$  est décrite sur la figure 1.24.

On constate sur la figure 1.24 que plus de 80% de l'énergie lumineuse est concentrée dans le premier anneau (1st dark ring). L'expression de l'énergie lumineuse contenue dans un anneau du plan focal,

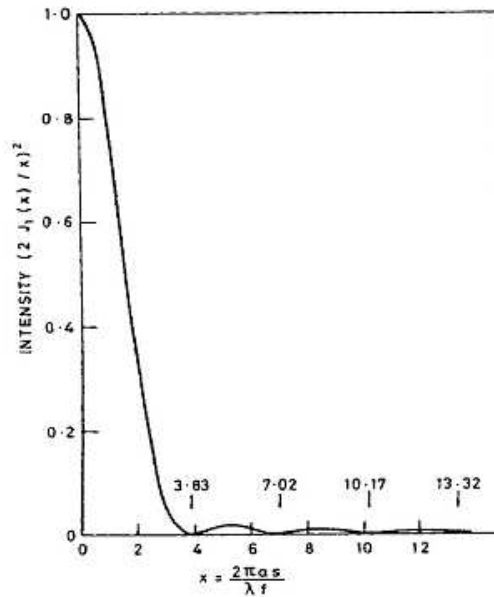


FIG. 1.23 – Distribution de l'intensité lumineuse dans la figure de diffraction d'une ouverture circulaire ou d'un disque  $(2J_1(x)/x)^2$ . Source : Swithenbank [75].

délimité par les rayons  $S_1$  et  $S_2$ , produite par  $i$  particules de rayon  $a_i$  est, d'après [75] :

$$L_{S_1, S_2} = C' \sum_{i=0}^N \frac{W_i}{a_i} \left[ (J_0^2 + J_1^2)_{S_1} - (J_0^2 + J_1^2)_{S_2} \right] \quad (1.26)$$

où  $W_i$  une pondération proportionnelle à  $a_i^3$ ,  $C'$  une constante dépendant de la puissance du laser et de l'efficacité du système optique. Cette relation a été obtenue en partant du fait que l'énergie lumineuse d'un anneau du plan focal est égale à la somme des contributions de chaque goutte associée à son diamètre. L'inversion directe de la figure de diffraction, pour obtenir la distribution de taille, n'est pas réalisable, seul un calcul itératif le permet. Les diffractomètres minimisent donc l'écart entre la distribution de l'énergie lumineuse enregistrée et une distribution d'énergie théorique produite par une distribution de taille donnée. Il se rapproche au maximum du signal enregistré par des itérations successives. La distribution de taille mesurée est celle qui permet de minimiser l'écart entre la distribution de l'énergie lumineuse enregistrée et la distribution d'énergie théorique. Dobbins et al. [38] ont mis en évidence les difficultés pour calculer des distributions de tailles de gouttes à partir des mesures de l'intensité de la lumière du signal de diffraction. Ils ont tout de même obtenu de bons résultats sur les calculs de diamètre de Sauter (SMD ou  $D_{32}$ ).

En pratique, la figure de diffraction est enregistrée par un capteur dont l'architecture est adaptée à la forme des anneaux. Comme on peut le voir sur la figure 1.25, les détecteurs sont en arc-de-cercle. Chacun de ces détecteurs est associé à une classe de diamètres. La forte décroissance de l'intensité diffractée avec l'angle de diffusion nécessite l'utilisation d'un capteur CCD à surface sensible logarithmique. La symétrie des éléments photosensibles implique généralement que la figure de diffraction est supposée axisymétrique. Enfin, l'hypothèse sous-jacente de la mesure des diamètres des particules est que ces



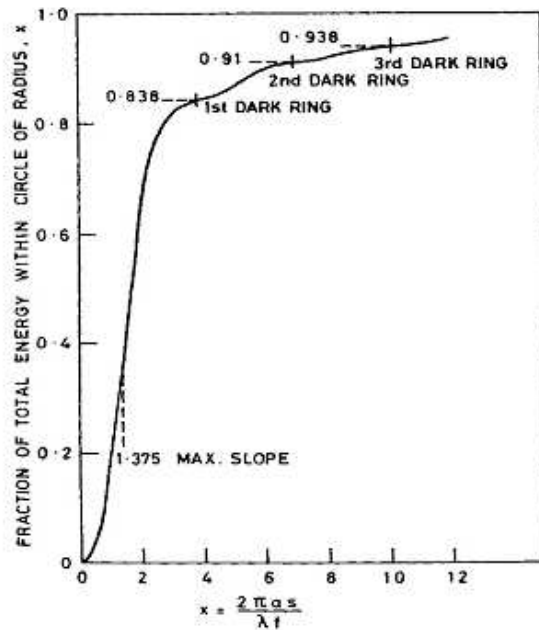


FIG. 1.24 – Fraction de l'énergie distribuée dans un cercle de rayon  $x$  [75].

particules sont sphériques.

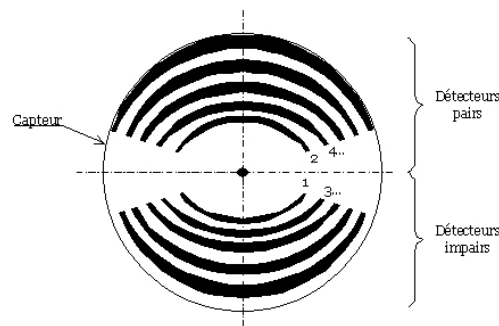


FIG. 1.25 – Architecture du capteur du granulomètre Malvern-Insittec Spraytec.

Le volume de mesure correspond à l'intersection du faisceau laser avec le spray, il a globalement la forme d'un cylindre. Ainsi, si le granulomètre produit un faisceau de diamètre 10 mm, et que le faisceau traverse une largeur de spray de 45 mm ; le volume de mesure résultant est cylindre d'environ  $3500 \text{ cm}^3$ . La résolution temporelle de la mesure est donnée par la fréquence d'acquisition de l'appareil. Les mesures présentées dans cette étude ont été réalisées avec le granulomètre *Spraytec* de la société *Malvern-Insittec* dont la fréquence d'acquisition a été fixée à 2500 Hz (fréquence maximale du modèle utilisé). Cette fréquence correspond à une mesure toutes les 0.4 ms.

La dynamique de la mesure est de 1 :120 et la gamme de diamètre mesurable est déterminée par la focale réceptrice de la lentille de collection du granulomètre (voir le tableau 1.1).

Diamètres mesurables ( $\mu m$ )	Diamètres calculés ( $\mu m$ )	Focale de la lentille (mm)	Distance de travail maxi $L$ (mm)
1.9 - 231.37	0.5 - 200	100	150
3.8 - 462.54	1.0 - 450	200	300
8.56 - 1040.72	2.25 - 850	450	675

TAB. 1.1 – Gamme des diamètres mesurables du granulomètre Malvern.

### 1.4.2 La turbidimétrie

La lumière transmise à travers un milieu turbide dépend de la concentration en objets diffusants et de leur(s) section(s) efficace(s) d'extinction, donc de leurs tailles, leurs formes, leurs indices de réfraction, pour une longueur d'onde donnée. Pour de faibles concentrations, l'intensité transmise peut être déterminée par la loi de Beer-Lambert, donnée par l'équation 1.27 : l'atténuation d'un faisceau lumineux monochromatique dans un milieu homogène et isotrope est proportionnelle à la longueur du trajet optique et à la concentration, en solution, des espèces absorbantes.

$$\frac{I}{I_0} = \exp -\beta Cl \quad (1.27)$$

Le rapport  $I/I_0$  représente la transmittance du milieu traversé,  $l$  est la longueur du trajet optique traversé à travers la solution (en cm),  $C$  est la concentration molaire de la solution (en mol/L) et  $\beta$  le coefficient d'absorption qui dépend de la nature du matériau et de la longueur d'onde utilisée. Il est défini par l'équation :

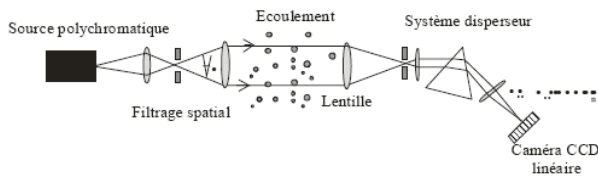
$$\beta = \frac{2\omega}{c} = \frac{4k\pi}{\lambda} \quad (1.28)$$

avec  $\omega$  la pulsation angulaire du rayonnement électromagnétique,  $k$  le coefficient d'extinction linéique qui exprime l'atténuation de l'énergie du rayonnement électromagnétique à travers le milieu, et  $c$  est la célérité du rayonnement électromagnétique dans le milieu.

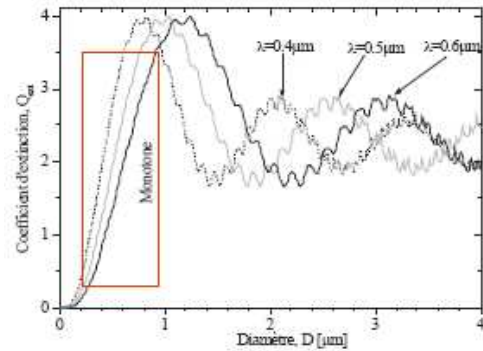
Expérimentalement, un turbidimètre est composé d'une source stabilisée collimatée et d'une optique de collection (lentille+filtrage spatial+photo détecteur) placée dans la direction de propagation du faisceau incident. Si l'on connaît la distribution granulométrique des particules, la mesure de la transmittance permet de déduire la concentration de l'écoulement en particules [16]. Dans ce cas, l'angle de collection doit être très faible car il faut minimiser la détection de la lumière diffusée par les particules.

Une équipe du laboratoire du CORIA développe un turbidimètre permettant de mesurer in situ la distribution des diamètres. Dans ce cas, l'écoulement est éclairé par une source à large spectre, voir la figure 1.26.a. La figure 1.26.b montre que le coefficient d'extinction évolue de manière monotone avec le diamètre, pour  $D < 1\mu m$  et qu'il dépend de la longueur d'onde. La mesure de la transmittance à différentes longueurs d'onde permet ainsi, via un processus d'inversion spécifique, de remonter à la distribution de taille (voir [156]) et à la concentration des particules diffusantes. La mesure est intégrée le long du parcours optique. Cette technique permet la mesure de particules de taille typiquement

comprise entre  $0.05 \mu\text{m}$  et  $5 \mu\text{m}$  dans des écoulements relativement dilués. Les développements actuels portent sur le suivi temporel des variations de la granulométrie, et la possibilité d'estimer l'indice de réfraction des particules diffusantes.



(a) Turbidimètre multi longueur d'onde.



(b) Evolution des coefficients d'extinction pour un spray d'eau.

FIG. 1.26 – Principe de la turbidimétrie pour la caractérisation des sprays [119].

## 1.5 Les techniques de champ

### 1.5.1 L'imagerie par transmission sur l'axe ou "ombroscopie"

Cette technique est historiquement la plus ancienne pour décrire la granulométrie d'un spray, mais l'analyse des images des gouttes restait laborieuse. Grâce aux progrès de l'informatique et aux récentes améliorations des capteurs CCD et CMOS, cette technique connaît un nouvel essor car elle permet de développer des extensions à la mesure des diamètres. Par exemple, l'enregistrement de deux images séparées temporellement par un très court délai permet de calculer les déplacements et donc les vitesses des gouttes dans l'image. Nous verrons aussi que la forme des gouttes ou la concentration des particules dans le volume de mesure est quantifiable grâce à cette technique.

Le principe de fonctionnement de l'imagerie par transmission consiste à prendre une image d'un objet sur un fond lumineux (voir figure 1.27).

Pour cela, on éclaire l'objet par un stroboscope déclenché au moment où l'on veut effectuer la prise d'image. La présence de l'objet dans le champ de la caméra diminue localement la transmission de la lumière. Le réglage de la source avec cette technique consiste à trouver un compromis entre un éclairage homogène et assez intense pour obtenir des images du spray suffisamment contrastées. L'utilisation d'une source laser pulsée peut être envisagée pour cette technique mais des interférences peuvent perturber la mesure dans ce cas, les images présentent un aspect granuleux (speckle). Cependant, de nouveaux types de diodes laser à la fois monochromatiques et incohérentes (i.e. ne provoquant pas d'interférences) permettent de s'affranchir des problèmes de speckle [22].

L'un des problèmes à résoudre pour cette technique est l'estimation du diamètre des gouttes qui ne sont pas dans le plan de mise au point. En effet, plus une goutte s'éloigne du plan image, plus son

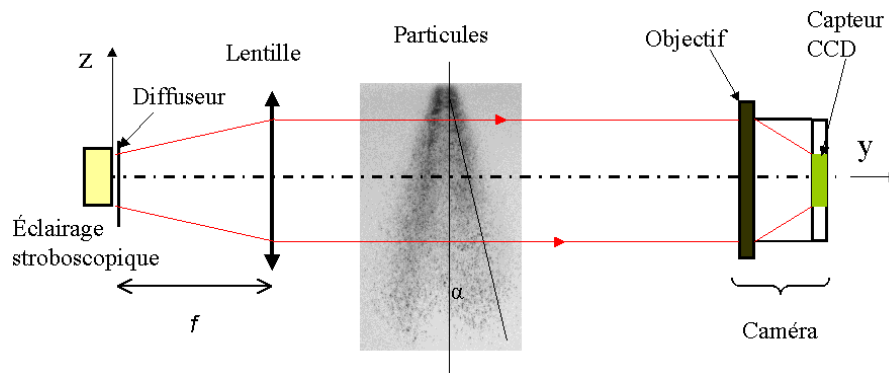


FIG. 1.27 – Schéma de principe de l'imagerie par transmission sur l'axe

contour devient flou et s'élargit comme on peut le voir sur la figure 1.28. Cependant des traitements basés sur le calcul du contraste de la goutte ont été développés au laboratoire pour corriger les erreurs induites de calculs sur le diamètre. Ces développements seront présentés dans le chapitre 2.

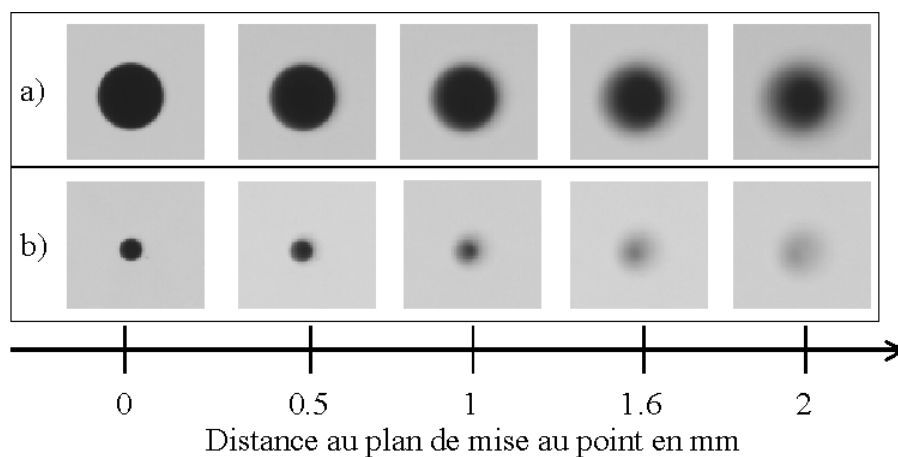


FIG. 1.28 – Illustration du défaut de mise au point : a) sur un disque de  $300\mu\text{m}$  de diamètre. b) sur un disque de  $40\mu\text{m}$  de diamètre. Grandissement  $\gamma = 0.84$ , nombre d'ouverture  $f/\# = 5.6$ .

Une autre difficulté de cette technique est la détermination du volume de mesure. En effet, comme on peut le voir sur la figure 1.28, les petites gouttes sont visibles moins loin du plan de mise au point que les grosses. Un simple seuillage ne suffit donc pas pour obtenir un volume de mesure équivalent pour toutes les tailles de gouttes. Nous avons donc mis en place une procédure de calibration pour estimer la distance des gouttes par rapport au plan de mise au point. Cette procédure, simple et rigoureuse, permet de délimiter un volume de mesure, dans le cas d'un spray, indépendant de la taille des particules. Cette procédure sera détaillée dans le chapitre 3.

Une extension majeure de cette technique est l'obtention d'informations sur la forme des particules qui sont inaccessibles avec d'autres techniques, et complémentaires de la mesure du diamètre dans le cas d'éléments liquides non sphériques, comme nous les verrons dans le chapitre 4.

Enfin, de nombreuses méthodes de détermination de la vitesse des gouttes sont disponibles dans

la littérature. Nous ne citerons que les méthodes dites de PTV, pour "Particle Tracking Velocimetry" (voir Keane et Adrian [81], Baek et Lee [6]...) qui permettent d'obtenir le déplacement individuel des gouttes à partir d'un couple d'images. Nous avons repris l'algorithme PTV de Malek [100] pour l'appliquer au système de granulométrie développé dans cette étude. Cet algorithme sera présenté dans le chapitre 5.

### 1.5.2 L'imagerie interférométrique en défaut de mise au point

L'imagerie en défaut de mise au point a été proposée pour la première fois par Ragucci et al. [125] en examinant le cas d'une seule goutte. La méthode a par la suite été étendue par Glover et al. [55] sur des sprays dilués d'injecteurs automobile au moyen d'une nappe laser traversant un moteur disposant d'accès optiques. Cette méthode est basée sur l'étude des interférences entre les rayons réfléchis et les rayons réfractés diffusés par une particule, voir figure 1.29.

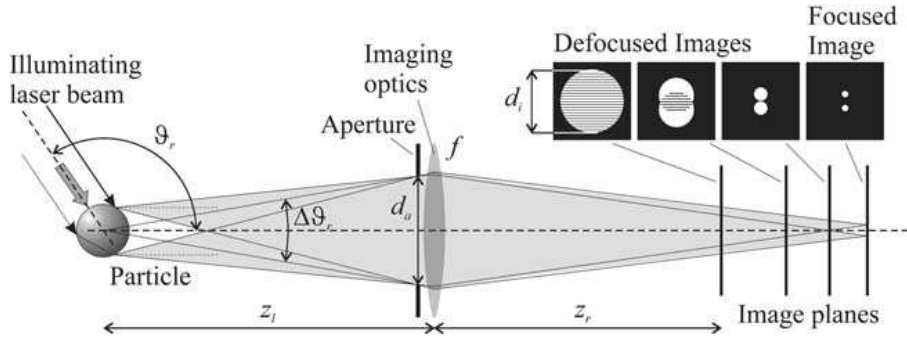


FIG. 1.29 – Formation de l'image d'une particule dans le plan de mise au point et en dehors [1].

Pour cela, la caméra est positionnée à l'angle de diffusion pour lequel les rayons réfléchis par la particule ont même intensité que les rayons réfractés, par exemple pour une goutte d'eau  $\phi \approx 70^\circ$  en polarisation perpendiculaire et  $\phi \approx 90^\circ$  en polarisation parallèle (voir figure 1.7). Si la mise au point est parfaite, on n'observe pas vraiment les contours de la goutte, mais deux points brillants appelés *les points de gloire*. Ces points lumineux correspondent aux points d'impact des rayons diffusés par la particule dans la direction de la caméra. Ces points peuvent être apparentés à deux sources ponctuelles qui sont cohérentes entre elles.

Si on place la caméra en avant du plan de mise au point (voir figure 1.29), on observe le champ d'interférence de ces deux sources ponctuelles. L'image d'une particule prend alors la forme d'un cercle contenant des franges d'interférence verticales, voir figure 1.30. Le nombre de franges d'interférence  $N$  contenu dans chaque cercle permet de déduire le rayon  $R$  de la particule :

$$R = \frac{\lambda N}{2\Delta\theta} \left( \cos \frac{\theta_0}{2} + \frac{m \sin \frac{\theta_0}{2}}{\sqrt{m^2 + 1 - 2m \cos \frac{\theta_0}{2}}} \right) \quad (1.29)$$

Le rayon  $R$  de la particule est fonction du nombre de franges  $N$ , de l'indice de réfraction de la particule  $m$ , de l'angle moyen de l'optique de détection  $\theta_0$  et de son angle d'ouverture  $\Delta\theta$ , comme le

montre notamment Hespel [69].

Le montage optique type se compose d'un laser YAG et d'une caméra. Si le laser est capable de générer une double impulsion et que la caméra est de type PIV, cette technique permet de mesurer le diamètre de particules sphériques transparentes et deux composantes de vitesse. Cette configuration est identique à celle d'un montage PIV, ce qui permet de disposer à la fois d'un vélocimètre et d'un granulomètre (constructeurs : Dantec [46], Kanomax [79], Lavisision [89]...)

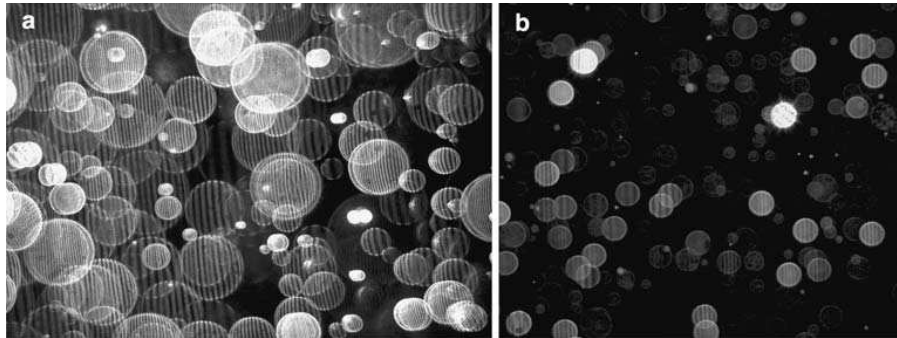


FIG. 1.30 – Imagerie interférométrique en défaut de mise au point (IPI [32]) dans un spray d'eau. a) Grandissement important. b) Grandissement plus faible.

La taille apparente des gouttes sur les images n'est pas fonction du diamètre de la particule mais du diamètre de l'ouverture du système d'imagerie ( $d_a$  sur la figure 1.29). Comme on peut le voir sur la figure 1.30, les grosses gouttes (i.e. de taille apparente importante) possèdent un plus grand nombre de franges que les petites. La gamme de diamètre mesurable est donc déterminée à partir de la taille de l'ouverture ainsi que par la distance de travail de la caméra. En effet, les petites particules dont l'interfrange est plus grande que la taille de l'ouverture ne pourront pas être mesurées. La taille maximale des gouttes est celle qui produit des franges d'interférences d'au moins deux pixels pour satisfaire le critère de Shannon. Damaschke et al. [33] ont comparé plusieurs montages optique pour délimiter les limites du système IPI. Ils montrent que ce système peut mesurer des particules entre 3 et 35  $\mu m$  ou entre 14 et 100  $\mu m$  pour deux objectifs de grandissements respectifs 0.5 et 0.1. La concentration maximum dans ces deux configurations est alors respectivement de 1.7 ou 0.33 particules/ $mm^3$ . La résolution sur les diamètres est estimée à 1  $\mu m$  et des informations plus détaillées sur les possibilités de cette technique sont données par Damaschke et al. [31] et [33]. On constate aussi sur la figure 1.30 que pour certaines particules, deux cercles proches l'un de l'autre sont visibles. Cette distance représente la distance entre les points de gloire, et elle est donc fonction de la distance au plan de mise au point. Ce type de configuration avec une résolution élevée permet donc d'accéder à une troisième composante de la position des particules.

De nombreux développements sont en cours pour cette technique, pour dépasser les limitations qu'elle impose :

- Cette technique donne de bons résultats dans le cas de milieux peu denses mais lorsque la densité augmente, les images des particules se superposent et il devient difficile d'estimer leur diamètre.

Pour pallier à cette limitation, Maeda et al. [99] ont travaillé sur la méthode de compression optique consistant à placer une optique cylindrique devant la caméra de façon à compresser les images dans la direction des franges (voir la figure 1.31).

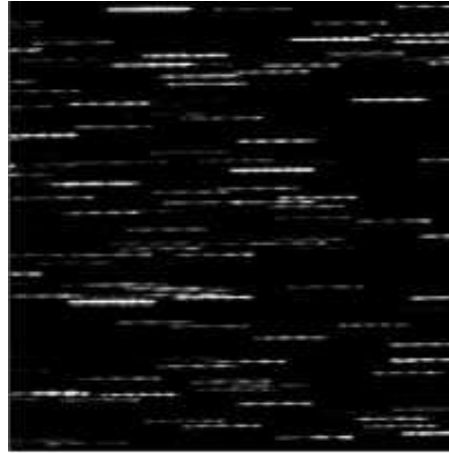


FIG. 1.31 – Imagerie interférométrique en défaut de mise au point (ILIDS [99]) avec compression optique

- Pour travailler sur une plus grande gamme d'angles de collection et sur des particules opaques, Damaschke et al. [32] étudie l'interférence de points de gloire de même ordre issus de deux ondes incidentes différentes. Pour cela, ils éclairent les particules au moyen de deux nappes qui se croisent avec un faible angle d'inclinaison (voir montage sur la figure 1.32.a). Les franges d'interférences ainsi formées s'apparentent à celles d'un PDPA, c'est pourquoi il a été nommé "Global Phase Doppler" (GPD) par ses inventeurs. Dans ce cas, les images présentent un deuxième réseau de franges, perpendiculaire au premier, comme on peut le voir sur la figure 1.32.b.

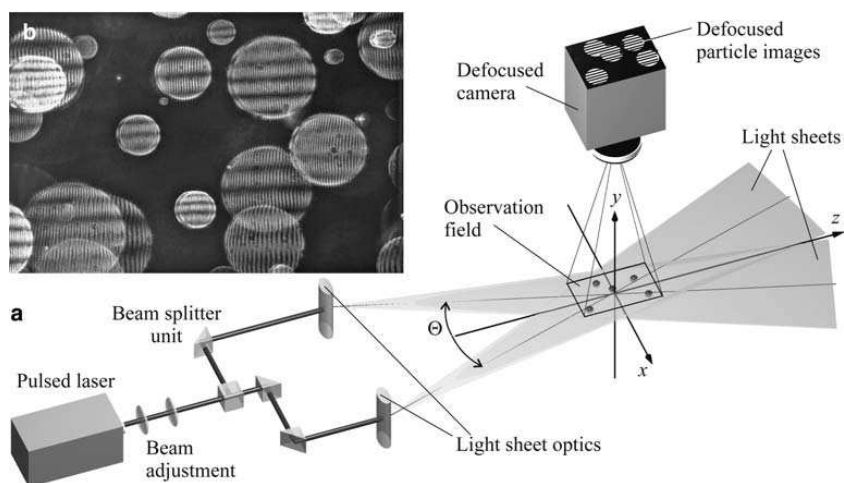


FIG. 1.32 – Technique GPD [32]. a) Montage expérimental. b) Images d'interférences pour un spray d'eau. Les franges verticales proviennent d'interférences type IPI et les franges horizontales sont de type GPD.

Cette solution est cependant limitée à des champs d'observation très réduits car la PIV exige que les nappes laser se recouvrent [119]. Il n'est pas toujours évident de trouver le centre des images interférométriques et de les appareiller d'une image sur l'autre (PTV). Pour résoudre ce problème, il semble que la tendance actuelle soit d'utiliser une seconde caméra PIV, placée à 90° et qui est au point. Une description plus complète de ces deux techniques, ainsi qu'une comparaison entre elles est fournie par Damaschke et al. [32] et [33].

### 1.5.3 L'imagerie par fluorescence induite

Le phénomène de fluorescence apparaît après absorption d'énergie par une espèce. Un laser apporte de l'énergie à une molécule qui se trouve alors dans un état non stable dit "excité". Le retour à un état stable passe par l'émission de lumière caractéristique de la molécule que l'on nomme fluorescence. La technique de Fluorescence Induite par Laser (LIF) présente l'avantage d'être applicable à un grand nombre d'espèces utilisées en combustion ( $N_2$ ,  $CH_4$ , eau, radicaux libres...) Les spectres d'émission de fluorescence sont très divers et utilisables pour de nombreux types d'émission laser. La fluorescence est très sélective, c'est-à-dire qu'à chaque espèce correspond une émission. Il faut faire attention à ce qu'il n'y ait pas d'interférences avec celles des autres espèces présentes dans le milieu. L'intensité du signal de fluorescence est relativement intense ce qui donne la possibilité de détecter la présence d'espèces très éphémères dans les réactions, et en quantité très faible, comme pour les radicaux libres dans les flammes. Cette technique nécessite tout d'abord d'ensemencer les particules de l'écoulement en traceurs fluorescents : Rhodamine, Stilbène, ... [51]. Elle utilise ensuite le fait qu'une particule dont le diamètre est grand devant la longueur d'onde ( $D \gg \lambda$ ) diffuse la lumière proportionnellement à sa surface, alors que l'intensité de la fluorescence induite croît proportionnellement au nombre de molécules fluorescentes et donc, au volume de la particule qui les contient. En calculant le rapport de l'intensité de la diffusion de Mie et de l'intensité du signal de fluorescence, on peut en déduire le diamètre de Sauter de la particule détectée.

$$D_{32} = \frac{D^3}{D^2} \propto \frac{I_{Fluo}}{I_{Mie}} \quad (1.30)$$

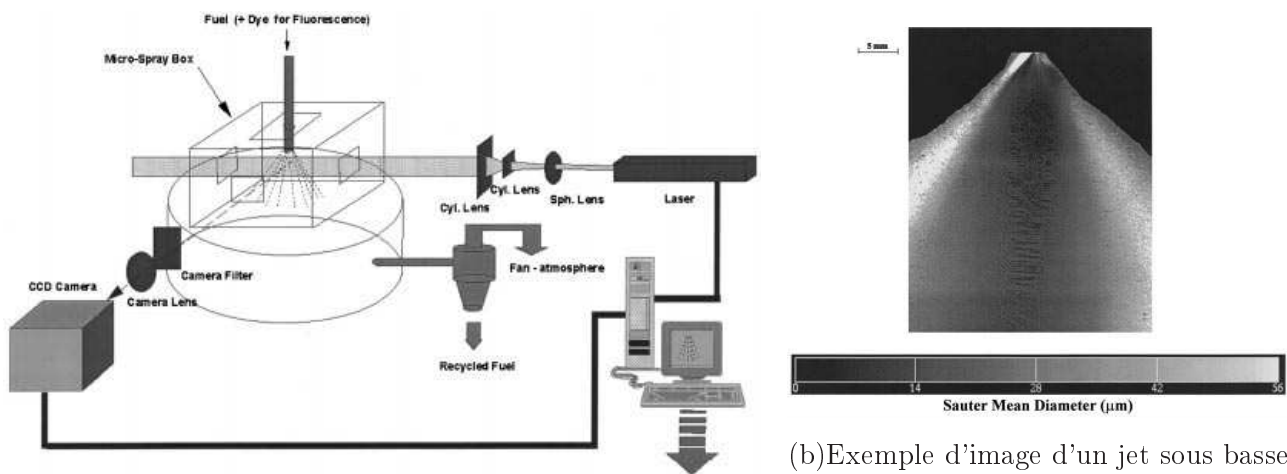
Techniquement, on utilise généralement un laser YAG de type PIV, d'une caméra PIV pour détecter la diffusion de Mie et une caméra, intensifiée ou non, pour détecter la Fluorescence Induite par le Laser, notée  $I_{Fluo}$ , figure 1.33.a [119]. Ceci peut être réalisé à l'aide d'une caméra CCD et de l'utilisation d'un filtre spectral : un passe-bande centrée sur le spectre de diffusion de Mie et l'autre adaptée au signal de fluorescence [51], voir figure 1.33.a. Après une calibration laborieuse, le rapport des deux images permet d'obtenir une répartition instantanée des diamètres, figure 1.33.b. Cette technique est limitée par plusieurs facteurs :

- Le signal de fluorescence dépend très fortement de la concentration en traceurs : il faut donc bien doser et limiter l'évaporation.
- Elle dépend également fortement de la température, il faut donc travailler à température constante.



- Le milieu ne doit pas être trop dense car le signal de fluorescence peut être réabsorbé par les autres particules.
- L'équation 1.30 n'est pas toujours vérifiée (voir [23]) pour plusieurs raisons : l'intensité du signal éclairant les particules n'est pas toujours exactement connu car la nappe laser n'éclaire qu'une partie du spray. L'utilisation d'une fine nappe laser n'éclaire parfois qu'une tranche de la goutte, et parfois même éclaire des gouttes en dehors du volume de mesure...
- Dans le cas d'une phase gazeuse, une dépendance du signal de fluorescence avec la pression a été remarqué.

Cette technique, dont l'intérêt semblait décroître, pourrait trouver un renouveau dans l'utilisation de la mesure d'un rapport de fluorescence à deux longueurs d'onde [20].



(a) Montage expérimental avec une seule caméra

(b) Exemple d'image d'un jet sous basse pression [51]

FIG. 1.33 – Technique de granulométrie par imagerie de la Fluorescence induite par laser.

#### 1.5.4 La microscopie holographique

L'holographie a été inventée par Dennis Gabor [50] dans le but d'augmenter la résolution en microscopie en utilisant la dépendance de la diffraction avec la longueur d'onde et en diminuant les aberrations de sphéricité. Gabor avait en effet observé que la diffraction d'un faisceau lumineux dépendait directement de la longueur d'onde : plus celle-ci était grande, plus la déviation des faisceaux était importante. Il suffisait donc d'inventer un système d'imagerie basé sur la diffraction pour exploiter cette propriété. L'holographie est une technique particulière d'enregistrement de figures de diffraction. Elle consiste à combiner deux faisceaux lumineux temporellement et spatialement cohérents entre eux, donc aptes à interférer. L'un des faisceaux est appelé *faisceau de référence*, l'autre résulte de l'interaction d'un faisceau incident avec l'objet, comme indiqué sur la figure 1.34.a. Si on appelle  $U_o(\vec{r})$  le champ diffracté par l'objet et  $U_r(\vec{r})$  la référence éclairant sur la plaque holographique située en  $\vec{r} = (x, y, z)$ , on peut écrire :

$$\begin{cases} U_o(\vec{r}) = u_o^0 \exp(j\phi_o) \\ U_r(\vec{r}) = u_r^0 \exp(j\phi_r) \end{cases} \quad (1.31)$$

L'intensité lumineuse  $I(\vec{r})$  résultant de la somme des deux champs  $U_o(\vec{r})$  et  $U_r(\vec{r})$  peut donc s'écrire :

$$I(\vec{r}) = [U_o(\vec{r}) + U_r(\vec{r})] \cdot [U_o(\vec{r}) + U_r(\vec{r})]^* \quad (1.32)$$

D'où l'expression :

$$I(\vec{r}) = U_o^2 + U_r^2 + 2U_oU_r \cos(\phi_r - \phi_o) \quad (1.33)$$

On constate que le terme en cosinus de l'intensité est proportionnel au champ diffracté par l'objet. Après enregistrement réalisé dans des conditions telles que la transmittance de la pellicule soit proportionnelle à l'intensité lumineuse, la plaque photosensible est placée dans le faisceau de référence qui, après diffraction, restitue une image fidèle comme le montre la figure 1.34.b. L'onde restituée par la plaque est alors une onde identique à l'onde objet, avec la même amplitude et la même phase que lors de l'enregistrement.

Depuis quelques années, une nouvelle branche de l'holographie s'est développée : l'holographie numérique. En effet, grâce aux progrès dans le domaine des caméras numériques et celui des ordinateurs, il est maintenant possible d'enregistrer un hologramme sur une caméra numérique, et de reconstruire l'objet numériquement en simulant le processus d'illumination de l'hologramme avec une *onde de référence numérique*. Cette idée a été proposée pour la première fois en 1967 par J.W Goodman et R.W Laurence [59]. Ils enregistraient encore l'hologramme sur une plaque photographique, mais ils l'échantillaient de manière numérique afin de reconstruire l'objet numériquement.

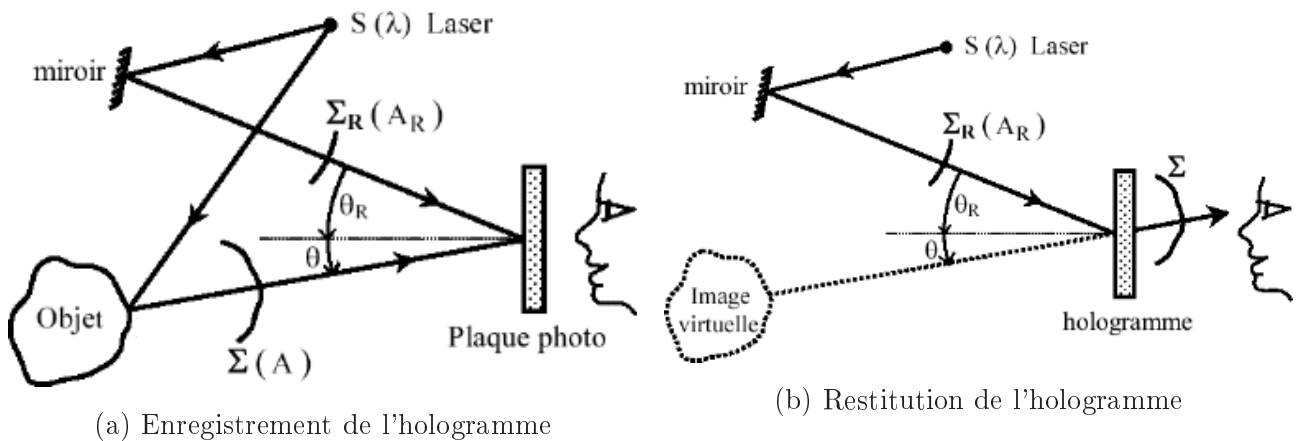


FIG. 1.34 – Illustration du principe de l'holographie

L'holographie numérique complète (enregistrement et reconstruction) à l'aide d'une caméra CCD comme support d'enregistrement, a été réalisée par U. Schnars et W. Jüptner [135] en 1994. En 1999, Cuhe et al. ont appliqué l'holographie numérique à la microscopie et ont démontré qu'à partir d'un unique hologramme numérique, on peut mesurer les valeurs quantitatives de l'amplitude et de la phase d'une onde, avec une résolution latérale de l'ordre du micron (semblable à la microscopie classique)

et surtout avec une résolution axiale de l'ordre du nanomètre (voir [29], [30]). Depuis cette date, de nombreux groupes à travers le monde travaillent sur l'holographie numérique.

L'avantage de cette technique est la possibilité d'enregistrer des hologrammes à la fréquence vidéo et donc d'obtenir des vues tridimensionnelles quantitatives d'objets en temps réel. De plus, il a été montré que, avec l'introduction d'objectifs de microscopes, il est possible de représenter quantitativement la forme d'objets microscopiques comme des cellules [104]. Enfin, comme le processus de reconstruction se fait numériquement, il est possible d'appliquer des traitements numériques sur l'hologramme ou dans le processus afin d'améliorer la qualité des images, de changer la position du plan de reconstruction ou encore de compenser les aberrations. Des techniques de microscopie holographique sont développées au laboratoire dont le but est la visualisation d'écoulements dans des canalisations cylindriques induisant des aberrations optiques [112]. Des développements sont également réalisés au laboratoire pour obtenir le champ de vitesse tridimensionnel dans des écoulements [100], en plus de la taille des particules.

## 1.6 Conclusion

Mesures Techniques		Forme des Particules	Diamètres (µm)						Vitesses	Flux	Concen- tration	Indice
			0.01	0.1	0.5	5	10	100				
Ponctuelles	PDPA	Sphérique							1 à 3 D	Oui	Oui	Connu ou mesurable
	Shadow Doppler	Sphérique, irrégulière							1D	Oui	Oui	Peu sensible
	Rapport de polarisation	Sphérique							N.A	Non	Non	Connu ou mesurable
	Arc-en-ciel	Sphérique, cylindrique							N.A	Non	Non	Connu ou mesurable
Intégrales	Diffraction	Sphérique, irrégulière							N.A	Non	Oui	Peu sensible
	Turbidimétrie	Sphérique							N.A	Non	Oui	Connu ou mesurable
Champ	Imagerie par transmission +PTV	Sphérique irrégulière							2D	Non	Oui	Peu sensible
	Imagerie en défaut de mise au point +PTV	Sphérique							2D	Non	Oui	Connu
	LIF + PIV	Sphérique							2D	Non	Oui	Sensible
	Holographie +PIV	Sphérique							3D	Oui	Oui	Peu sensible

FIG. 1.35 – Techniques de granulométrie les plus utilisées [119].

Une liste non exhaustive des techniques granulométriques les plus couramment utilisées pour caractériser les écoulements a été présentée dans ce premier chapitre. Plusieurs de ces techniques sont utilisées et/ou développées au laboratoire comme l'holographie, la fluorescence induite, la turbidimétrie. . . . Trois systèmes ont été détaillés en particulier car ils seront utilisés dans cette étude : le granulomètre par diffraction, l'Analyseur de Particules par Phase Doppler (PDPA) et le système d'imagerie par transmission sur l'axe, qui constitue le coeur de cette étude. Le tableau de la figure 1.35 (compilé

par F.Onofri [119]) résume les différentes techniques utilisées en granulométrie ainsi que les possibilités de mesure de chaque appareil.



## Chapitre 2

# Granulométrie par Imagerie

Les progrès technologiques simultanés de l'informatique et des photodétecteurs ont permis l'essor de nombreux systèmes d'imagerie. Il est maintenant possible de stocker à moindre coût les images générées par des caméras délivrant jusqu'à 100 000 images/seconde. Les limitations proviennent maintenant des flux de données à gérer qui sont de plus en plus élevés. Une fois les images enregistrées, il faut les traiter pour extraire les informations nécessaires à l'expérimentateur. L'imagerie permet donc de mesurer plusieurs quantités physiques (vitesse, taille, concentration, température...) dans différents milieux (écoulements, sprays, flammes, solides...). De nombreux outils sont dorénavant disponibles pour extraire rapidement ces données : l'obtention du déplacement des objets ou de leur dimension est réalisable grâce à de nombreux logiciels ou algorithmes parfois même disponibles gratuitement en ligne.

Au sein de notre laboratoire, des systèmes de mesure de la position du front de flamme par chimiluminescence des radicaux sont aussi développés [101]. Il est aussi possible de caractériser l'interaction flamme/aérodynamique par mesures couplées de chimiluminescence et de vitesses. De nombreux outils de diagnostics expérimentaux et numériques sont accessibles à l'équipe d'atomisation et sprays. La simulation numérique de sprays vient compléter les outils de diagnostic expérimentaux quand les conditions de mesure sont trop difficiles ou inaccessibles (densité optique trop importante, mesures en conditions de pression ou de températures trop élevées, mesures en proche sortie d'injecteur). Par exemple, la méthode Level Set, développée par Ménard et al. [110], permet de simuler des jets en toute proche sortie d'injecteurs. Cet outil permet de mieux comprendre les mécanismes de rupture, d'extraire de ces simulations numériques des quantités physiques que tentent de modéliser certains chercheurs. La caractérisation des sprays est très utile pour les industriels (valider les codes calculs, dimensionner les injecteurs ou les chambres de combustion). Ce type de recherche orientée vers les besoins des industriels permet au laboratoire de financer l'achat de diagnostics optiques ou de valider des techniques novatrices expérimentales ou numériques. Dans cette étude, le système de granulométrie développé s'inscrit dans cette axe : développer une technique qui permettrait d'être adaptée aux applications industrielles pour un coût relativement concurrentiel par rapport aux techniques existantes (PDPA ou granulométrie par diffraction).

Dans la continuité des travaux de thèse de Jérôme Yon [157], nous présenterons dans ce chapitre

le modèle utilisé ainsi que les développements apportés sur la caractérisation de la morphologie des gouttes. Puis nous montrerons les développements apportés sur les programmes de traitements d'image, en vue de leur généralisation au sein de l'équipe et du laboratoire. L'intérêt de cette technique est d'une part de fournir des informations similaires à celle du PDPA, soit la taille et la vitesse des gouttes ; ainsi qu'une information supplémentaire sur la forme des éléments liquides. Cette dernière information est inaccessible pour les autres techniques et permet de mieux comprendre les phénomènes mis en jeu lors de la rupture de ces éléments liquides. Enfin les techniques d'imagerie profitent d'une plus grande facilité d'alignement que les techniques interférométriques (PDPA ou ILIDS). Elles sont aussi peu sensibles aux propriétés optiques des particules. Cependant, ces techniques souffrent de deux désavantages : les taux d'acquisition sont relativement faibles dans certains cas ce qui impose des temps de mesure assez long. De plus, la précision des mesures est très dépendante de la prise en compte des particules en défaut de mise au point.

## 2.1 Le modèle d'imagerie

L'originalité du granulomètre par imagerie développé dans cette étude est d'être basé sur un modèle de formation de l'image d'une goutte. Ce modèle permet d'appréhender les différentes problématiques de ce type de granulomètre : le problème du défaut de mise au point et le problème de la détermination du volume de mesure de ce type d'appareil.

### 2.1.1 La prise en compte du défaut de mise au point

Le problème du défaut de mise au point vient du fait que plus une goutte est éloignée du plan de mise au point de la caméra, plus cette goutte paraît floue et par conséquent, plus son diamètre apparent semble grand (voir figure 1.28.b). Avec les techniques classiques de traitements, l'image de la goutte est binarisée à l'aide d'un seuillage dont le niveau est défini de deux manières selon les auteurs : soit il est défini par rapport à un niveau absolu de la gamme de niveau de gris dans l'image de la goutte (voir Kim et Lee [83]), soit le niveau de seuil est relatif par rapport à l'histogramme des niveaux de gris de la goutte (voir Koh [86], Fantini [47],...). Dans ce second cas, le niveau de seuillage le plus facilement implémentable est un niveau  $l$  à 50% de la gamme de niveau de gris. Ce niveau de seuil permet une mesure correcte du diamètre réel de la goutte lorsque celle-ci est proche du plan de mise au point du système optique. Mais dans le cas de l'image d'une goutte en défaut de mise au point, il en résulte une surestimation du diamètre réel, comme le souligne Chigier [24]. La conséquence évidente est un décalage de la granulométrie vers les plus gros diamètres.

Le deuxième problème du défaut de mise au point est sa dépendance avec le diamètre de la goutte. En effet, on constate sur la figure 1.28.a que l'objet de  $300 \mu m$  est nettement visible jusqu'à 2 mm du plan de mise au point alors que l'objet de  $40 \mu m$  (figure 1.28.b) est quasiment invisible à cette distance. Il en résulte que plus les particules sont petites, plus la profondeur de champ est faible. Plusieurs approches ont été développées pour corriger ce biais.

### 2.1.1.1 Les critères basés sur le gradient de niveaux de gris

La première approche consiste à analyser le gradient de niveaux de gris sur les bords de l'objet. En effet, plus il s'éloigne du plan de mise au point, plus les niveaux de gris sur les bords de l'objet changent de manière graduelle, comme sur la figure 1.28. Le gradient de niveau de gris est donc révélateur du défaut de mise au point de l'objet. On peut voir sur la figure 2.1 la différence entre le profil de niveaux de gris d'une goutte en défaut de mise au point et celui d'une goutte dans le plan focal. Le gradient de niveau de gris de la goutte en défaut de mise au point est plus faible que celle au plan focal.

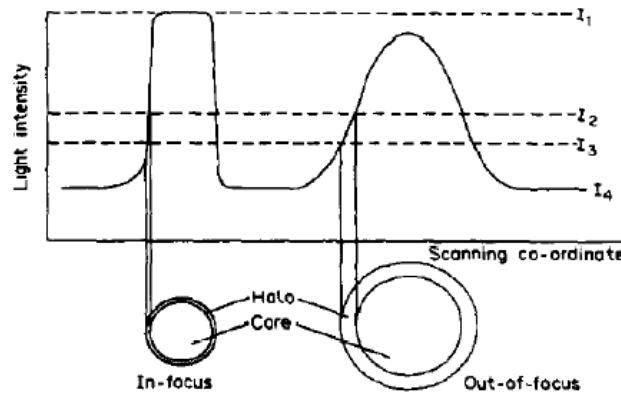


FIG. 2.1 – Profil d'intensité de l'image d'une goutte par Fantini [47]

Fantini [47] s'est intéressé à la mesure de l'épaisseur du halo  $h$  induite par le défaut de mise au point. Ce halo est défini comme la différence de diamètre  $d_1$  et  $d_2$  issus de deux niveaux de seuil :

$$h = (d_2 - d_1)/2 \quad (2.1)$$

La largeur de ce halo est alors utilisée comme indicateur du défaut de mise au point. La figure 2.2 montre la variation de l'épaisseur de ce halo en fonction du défaut de mise au point pour différentes tailles d'objets (entre  $30 \mu\text{m}$  et  $340 \mu\text{m}$ ).

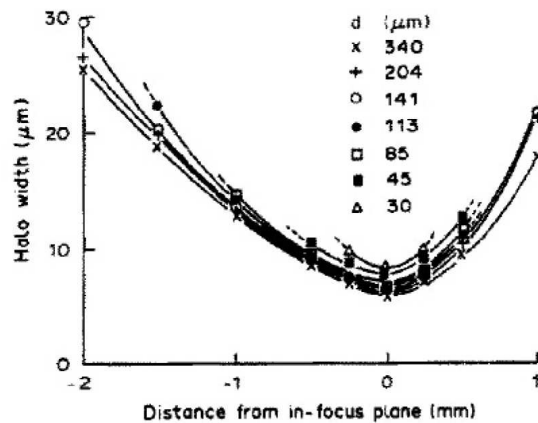


FIG. 2.2 – Quantification du défaut de mise au point par Fantini [47]



Le défaut de mise au point semble varier de la même manière quelque soit la taille de l'objet. Le défaut de mise au point est alors mis en relation de manière empirique avec la position de l'objet relativement au plan de mise au point, connaissant au préalable la taille de l'objet. Une étape de calibration rigoureuse est nécessaire pour chaque montage optique, ce qui peut se révéler fastidieux. Il est ensuite possible de définir une épaisseur de halo maximale, associée à un défaut de mise au point maximal. Cette valeur est choisie de façon à ce que le biais sur la mesure du diamètre d'une goutte en défaut de mise au point soit acceptable. Mais comme nous l'avons déjà évoqué, ce critère dépend lui-même de la taille de la goutte.

Lecuona et al. [93] utilisent aussi un critère basé sur le gradient de niveaux de gris pour éliminer des particules en défaut de mise au point. Le critère de défaut de mise au point est défini par :

$$Inf = K \frac{grad_{max}}{grad_{comp}} \quad (2.2)$$

Où  $grad_{comp}$  est défini par :

$$grad_{comp} = \frac{I_{max} - I_{back}}{d_p} \quad (2.3)$$

Avec  $K = 0.01$ ,  $d_p$  le diamètre de la particule,  $I_{max}$  et  $I_{back}$  étant respectivement les niveaux maximum et le niveau de gris du fond lumineux des particules. Le gradient de niveaux de gris maximal dans l'image de la particule  $grad_{max}$  est obtenu par un filtrage de type Sobel (voir [58]). En d'autres termes, ce paramètre prend en compte la netteté du spot central, apparaissant au centre des gouttes sur les images de spray, comme critère de défaut de mise au point. La figure 2.3 montre la variation de  $Inf$  en fonction de la distance au plan focal pour différents nombre d'ouverture ( $f^\#$ ) et pour des billes de verres de diamètre compris entre 0.5 et 3 mm.

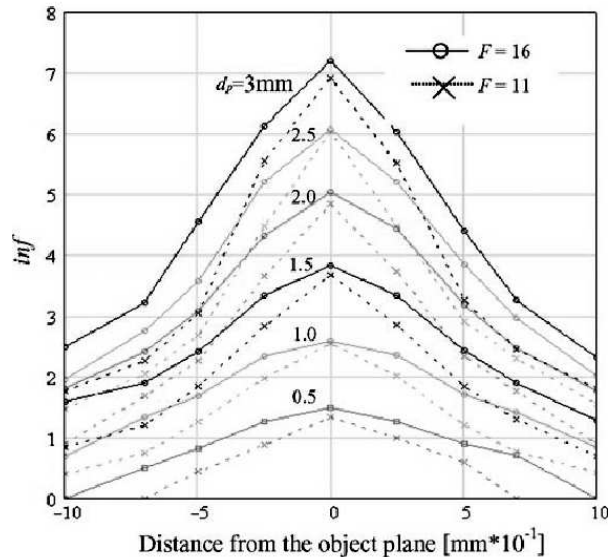


FIG. 2.3 – Quantification du défaut de mise au point par Lecuona [93]

Le critère de défaut de mise au point maximum acceptable pour  $Inf$  doit être défini pour chaque taille de particule et nécessite donc de connaître le diamètre des gouttes.

En fait, les études de Koh et al. [86] et Lee et Kim [94] montrent que ce type de critère, basé sur l'étude des gradients de niveau de gris n'est pas valable pour les gouttes de diamètre important.

### 2.1.1.2 Les méthodes basées sur le contraste

Ce type de critère, basé sur l'étude du contraste de l'image de la goutte, semble être plus adapté aux gouttes de faible diamètre (typiquement  $D < 30 \mu m$ ). Le contraste de la goutte est défini comme la différence entre le niveau de gris le plus clair du fond lumineux et le niveau le plus foncé à l'intérieur de la goutte. La figure 2.4 présente les profils de gouttes de différents diamètres, positionnées à la même distance du plan de mise au point.

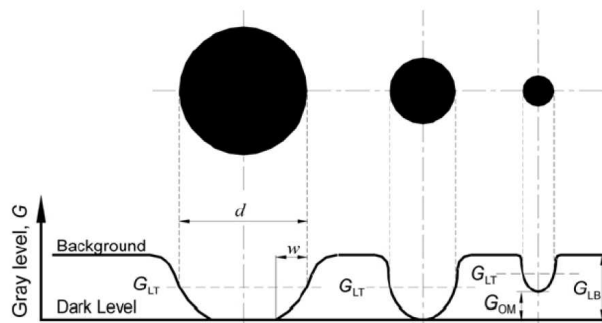


FIG. 2.4 – Principe de la mesure du Contraste par Koh [86]

Les travaux de Lebrun et al. [91] et ceux de Malot et Blaisot [102] utilisent une modélisation du processus de formation de l'image d'une goutte. Le contraste de l'image est alors défini par l'équation 2.4 :

$$C = \frac{I(\infty) - I(0)}{I(\infty) + I(0)} \quad (2.4)$$

Où  $I(\infty)$  est le niveau de gris représentatif du fond lumineux et  $I(0)$  le niveau de gris au centre de la goutte.

Le contraste peut être exprimé en fonction du diamètre de la particule et en terme de défaut de mise au point, comme on peut le voir sur la figure 2.5.a. Dans ce cas, le modèle utilisé, qui sera explicité dans la section 2.1.2 suivante, permet d'associer à la mesure du contraste d'une goutte la correction à apporter à son diamètre mesuré. Cette correction est réalisé grâce à la relation entre le contraste et le diamètre réel de la goutte, comme on peut le voir sur la figure 2.5.b. Mais celle-ci ne sera pas utilisée dans cette étude comme critère de défaut de mise au point car elle est indépendante de la distance de la goutte au plan de mise au point (voir section 2.1.5). Si elle est utilisée comme critère de défaut de mise au point, elle ne tient pas compte de la surestimation des grosses gouttes associée à leur plus grande profondeur de champ. Cette technique nécessite elle aussi une longue étape de calibration avec des disques calibrés. En fait, nous verrons dans le chapitre 3 que cette phase d'étalonnage peut être simplifiée.

Kim et Kim [85] ont développé une méthode de traitement d'images appliquée sur des sprays d'injecteurs d'essence dont les diamètres des gouttes sont inférieurs à  $30 \mu m$ . Ils introduisent le paramètre

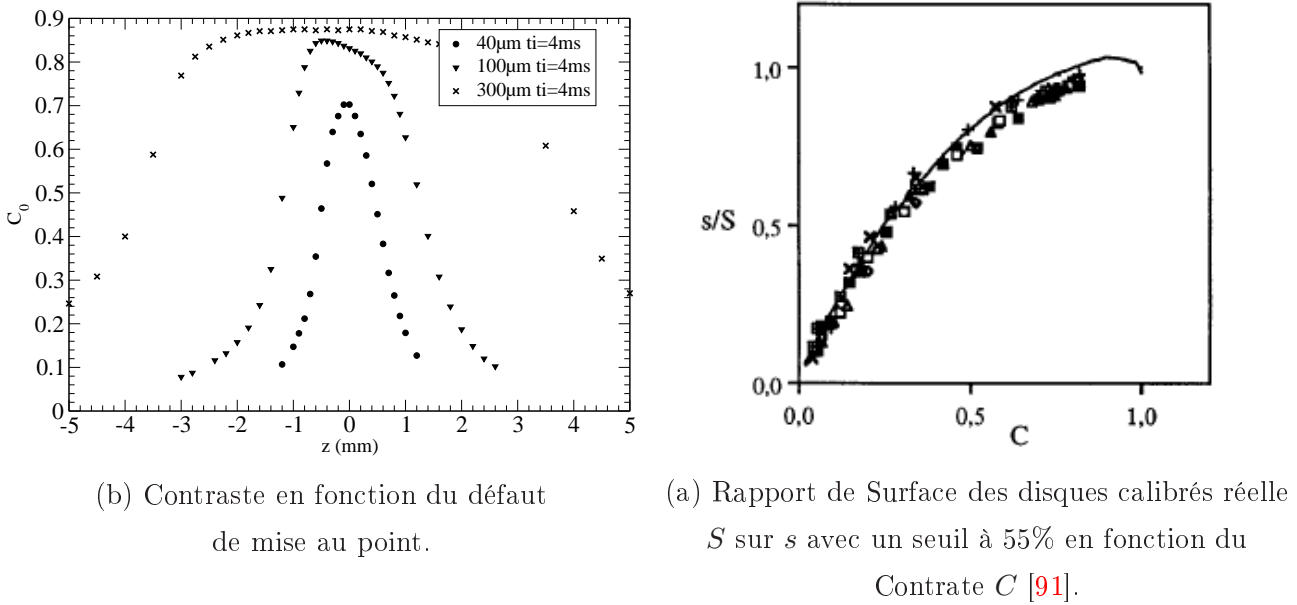
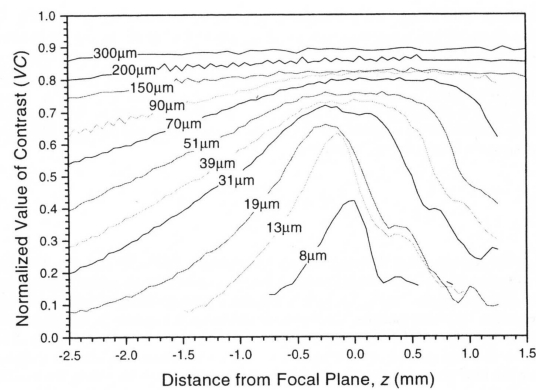


FIG. 2.5 – Evolution du Contraste

de valeur normalisée du contraste  $VC$  par l'équation 2.5 :

$$VC = \frac{G_{LB} - G_{OM}}{G_{LB}} \quad (2.5)$$

Avec  $G_{LB}$  le niveau de gris représentatif du fond lumineux et  $G_{OM}$  le niveau de gris minimal rencontré dans l'image de la particule (voir la figure 2.4). Le niveau  $G_{LB}$  est équivalent à  $I(\infty)$  de l'équation 2.4, et  $G_{OM}$  est correspond à la définition de  $I(0)$  de l'équation 2.4. On constate sur la figure 2.6 que le paramètre  $VC$  semble être un bon indicateur du défaut de mise au point d'une goutte. Ils définissent

FIG. 2.6 – Étalonage du défaut de mise au point par le contraste  $VC$  [86]

ensuite un critère maximum sur la valeur du contraste normalisée  $VC_{max}$  pour déterminer si une goutte est au point ou non. Or ce type de critère dépend de la taille des objets, comme on peut le constater sur les figures 2.6 et 2.5.a. Par exemple, l'emploi d'un critère de contraste maximum  $VC_{max} = 0.7$  rejette toutes les gouttes de diamètre inférieur à 50  $\mu$ m environ. Il est aussi possible d'appliquer une

correction sur le défaut de mise au point pour chaque taille de goutte. Mais selon les travaux de Koh et al. [86] et de Lee et Kim [94], il semble que ce critère soit efficace seulement pour les gouttes de petite taille .

### 2.1.1.3 Les méthodes hybrides

Koh et al. [86] ont opté pour l'utilisation des deux méthodes, partant du constat que chacune d'entre elles est particulièrement efficace dans une certaine gamme de diamètre. Ils se servent de la méthode du contraste normalisé  $VC$  pour les particules de diamètre inférieur à  $30 \mu m$ . Sur la figure 2.6, on peut voir la variation du contraste normalisé  $VC$  pour des gouttes de 8 à  $300 \mu m$  de diamètre.  $VC$  augmente à mesure que l'on se rapproche du plan de mise au point. Cependant la variation semble moins prononcée pour les plus grosses gouttes. On comprend bien avec cette figure 2.6 que l'application d'un seuil  $VC_{max}$  ne permet pas de trier les grosses gouttes sur leur défaut de mise au point. La valeur de niveau de gris  $G_{OM}$  reste identique même loin du plan focal.

Pour les particules plus grandes que  $30 \mu m$ , Koh et al. [86] définissent le critère de gradient  $GI$ , défini par l'équation 2.6 :

$$GI = \frac{|\nabla G(x, y)|}{\left[ \frac{G_{max} - G_{min}}{2\Delta x} \right]} \quad (2.6)$$

Ce paramètre est similaire à la définition du gradient par Lecuona et al. [93].  $G_{max}$  et  $G_{min}$  étant les valeurs maximale et minimale des niveaux de gris dans l'image de la goutte.  $\Delta x$  et  $\Delta y$  sont les dimensions d'un pixel. Le paramètre  $|\nabla G(x, y)|$  est calculé pour une image à partir des opérateurs de Sobel vertical  $\frac{\partial G}{\partial y}$  et horizontal  $\frac{\partial G}{\partial x}$ , avec l'équation 2.7 :

$$|\nabla G(x, y)| = \left[ \left( \frac{\partial G}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial G}{\partial y} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (2.7)$$

Comme on peut le constater sur la figure 2.7, les valeurs de  $GI$  sont maximales dans la zone du plan de mise au point et ce paramètre peut donc aussi être un indicateur du défaut de mise au point.

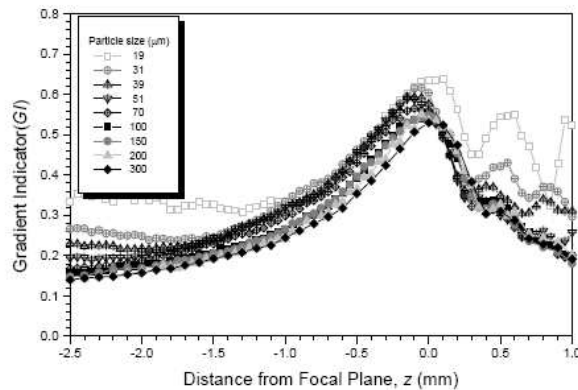


FIG. 2.7 – Variation de  $GI$  en fonction du défaut de mise au point, pour plusieurs diamètres de particules [86]

La figure 2.8 délimite la gamme de taille pour laquelle chaque critère peut être appliqué. Cette gamme de mesure combinée permet de mesurer des gouttes de diamètre compris entre 10 et 300  $\mu\text{m}$  avec une précision de l'ordre de 10%. La valeur du diamètre critique (délimitant les deux critères) est déterminée de façon empirique pour chaque configuration du montage d'imagerie.

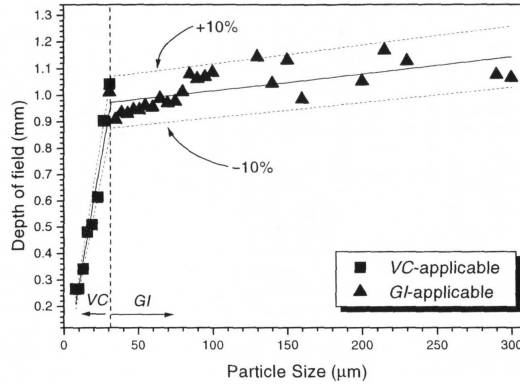


FIG. 2.8 – Utilisation combinée des deux critères [86]

Les auteurs considèrent donc une zone où le défaut de mise au point leur permet une bonne mesure des diamètres. Cependant, étant donné qu'une petite goutte est plus fréquemment en défaut de mise au point qu'une grosse, cela implique que la profondeur de champ diminue avec la taille des gouttes observées. Dès lors, le second problème lié au défaut de mise au point est mis en évidence : si nous éliminons de l'analyse granulométrique les gouttes en fonction de leur défaut de mise au point, nous éliminons davantage de petites gouttes que de plus grosses. Cet effet conduit à surestimer la population granulométrique (des gros diamètres).

Dans ce qui suit, notre approche consiste à établir un modèle d'imagerie qui décrit d'une part le défaut de mise au point à partir de l'estimation de la réponse impulsionnelle du système. D'autre part on utilise le contraste pour corriger le diamètre apparent de l'image de la goutte. On utilise donc les informations de gradient de niveaux de gris et de contraste. Notre modèle est valable pour une large gamme de diamètre de gouttes.

### 2.1.2 Le modèle de réponse impulsionnelle d'un système optique

En lumière incohérente, l'image d'une goutte est le résultat de la diffusion des rayons lumineux par la goutte et de la manière dont ils sont acheminés jusqu'au capteur (en général, par un jeu de lentilles fournissant un fort grossissement).

Du point de vue mathématique, on peut considérer que cette image est le résultat de la convolution entre la réponse impulsionnelle incohérente du système optique par une fonction qui décrit la manière dont la goutte diffuse la lumière :

$$i(x, y) = o(x, y) \otimes s(x, y) \quad (2.8)$$

Où  $o$  est la fonction de luminance, i.e. la manière dont l'objet transmet la lumière. La fonction de

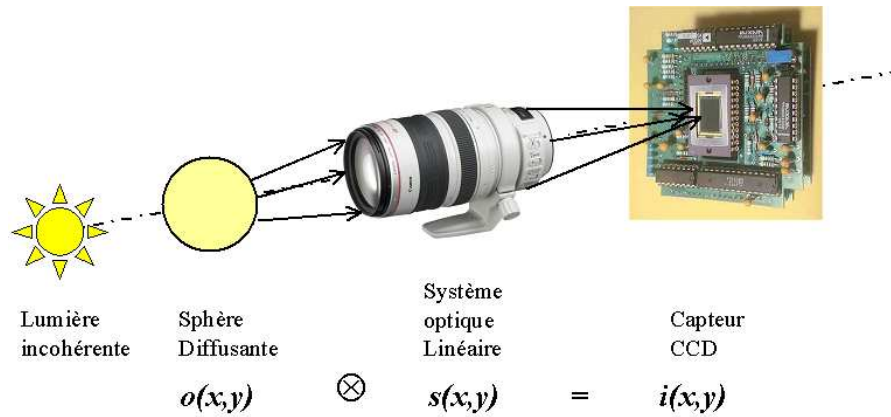


FIG. 2.9 – Formation d'une image en lumière incohérente

transfert  $s$  est la réponse impulsionnelle du système optique, considéré comme linéaire. Ces deux fonctions sont définies dans le plan image du système optique (au niveau du capteur). La réponse impulsionnelle  $s$  du système optique étant connue, ou mesurable, il est alors possible de remonter à la fonction de luminance  $o$ , par déconvolution de l'image obtenue  $i$  [49]. Cette opération est nécessaire si l'on ne connaît pas (à priori) la fonction de luminance  $o$ , mais elle est très coûteuse en temps et sensible au bruit dans l'image. C'est pourquoi nous avons choisi de définir un modèle pour décrire cette fonction de luminance, et ainsi, à partir de l'équation 2.8 de pouvoir associer directement à l'image de la goutte  $i$ , sa forme initiale  $o$ . Donc de relier le diamètre de la goutte mesuré après seuillage à son diamètre caractéristique.

### 2.1.3 La modélisation de la goutte

Si on fait l'hypothèse que la goutte est un objet circulaire qui transmet une partie de la lumière de manière homogène, et sur toute son étendue spatiale, la fonction de luminance  $o$  doit caractériser la proportion des rayons lumineux qui sont transmis ainsi que la direction vers laquelle ils le sont. Le produit de convolution de l'équation 2.8 étant décrit dans le plan image du système optique, le diamètre du disque de la fonction de luminance est le diamètre de son image, et non son diamètre réel. Il faut donc prendre en compte le grandissement  $\gamma$  du système optique pour définir la fonction de luminance (voir figure 2.10). La fonction  $o$  dépend donc du rayon de la goutte  $a$ , du coefficient de transmission de la lumière  $\tau$  et du grandissement du système optique  $\gamma$ .

L'expression de la fonction de luminance  $o$ , donnée dans le plan image du système optique est donnée par l'équation 2.9 :

$$o(x,y) = 1 - (1 - \tau) \text{circ} \left( \frac{\sqrt{x^2 + y^2}}{\gamma a} \right)$$

$$\text{avec } \text{circ}(r) = \begin{cases} 1 & \text{si } r < 1 \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (2.9)$$

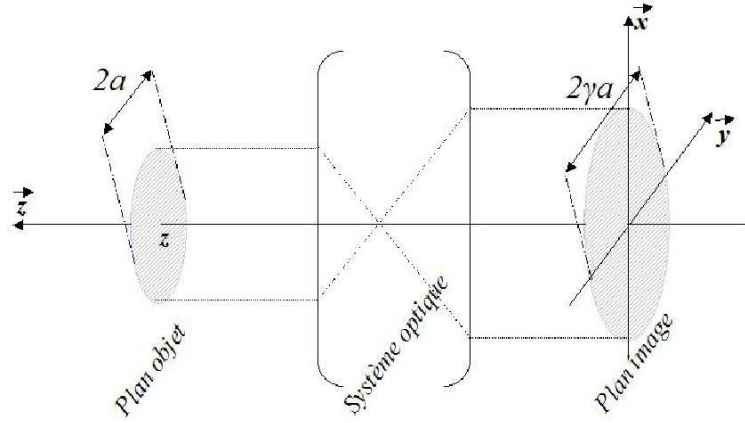


FIG. 2.10 – Illustration du phénomène de grandissement

La fonction *circ* définit l'étendue spatiale de la goutte. Au-delà de la surface du disque, la lumière est totalement transmise. A l'intérieur de celle-ci, la lumière est partiellement transmise, selon le coefficient de transmission  $\tau$ .

L'optique de réception influe sur le processus de formation de l'image. La réponse impulsionnelle du système optique décrit la répartition de la lumière induite par la lumière entrant dans le système. Dans notre cas, l'éclairage étant incohérent, la réponse impulsionnelle dépend d'un ensemble de longueur d'onde et la fonction de transfert du système optique peut être décrite par une fonction gaussienne, proposée par Pentland [123] :

$$s(r) = \frac{2}{\pi\chi^2} \exp\left(-\frac{2r^2}{\chi^2}\right) \quad (2.10)$$

Où  $\chi$  est la demi-largeur de la réponse impulsionnelle, mesurée à 13.5% ( $e^{-2}$ ) de son amplitude.

Ce modèle de formation d'image a été comparé avec succès avec les modélisations plus rigoureuses, basées sur la théorie de Lorenz-Mie Généralisée par Ren et al. [128]. Dans notre modèle, la demi-largeur de la réponse impulsionnelle  $\chi$  est directement reliée au défaut de mise au point. En effet, plus la réponse impulsionnelle est large, plus la convolution diffusera les contours de l'image de la goutte. C'est au niveau du plan de mise au point que la réponse impulsionnelle est la plus fine. Or l'image de la goutte est d'autant plus large que celle-ci est éloignée du plan de mise au point. Même si la réponse impulsionnelle peut varier dans le plan de l'image, on considère dans ce modèle que la demi-largeur de la réponse impulsionnelle  $\chi$  est uniquement dépendante de la distance au plan de mise au point. Chaque image de goutte est le résultat de la convolution de la fonction objet  $o(x, y)$  par la fonction du système optique  $s(r)$ .

#### 2.1.4 La modélisation de l'image de la goutte

La représentation du produit de convolution (Eq. 2.8) est illustrée par la figure 2.11. Le résultat analytique du produit de convolution (Eq. 2.8) est donné par l'équation 2.11 :

$$i(r) = 1 - \frac{4(1-\tau)}{\chi^2} \int_0^d \exp\left(-2\frac{r^2\gamma a}{\chi^2}\right) I_0\left(\frac{4\rho r}{\chi^2}\right) d\rho \quad (2.11)$$

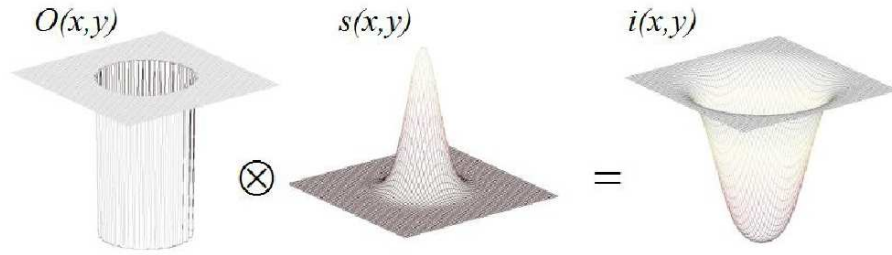


FIG. 2.11 – Illustration du produit de convolution

Ce résultat dépend de  $a$  le rayon réel de la goutte,  $r$  la distance au centre de la goutte sur son image,  $\chi$  la demi-largeur de la réponse impulsionnelle,  $\gamma$  le grandissement considéré comme constant,  $I_0$  l'intensité de la lumière éclairant l'objet et  $\rho$  une variable d'intégration. On définit ensuite les trois nombres adimensionnels suivants :

$$\tilde{a} = \frac{\sqrt{2}a}{\chi}, \quad \tilde{r} = \frac{\sqrt{2}r}{\chi} \quad \text{et} \quad \tilde{\rho} = \frac{\rho}{a} \quad (2.12)$$

A partir des équations 2.11 et 2.12, on obtient l'expression de l'intensité lumineuse transmise dans le plan de la caméra, en coordonnées cylindriques :

$$i(\tilde{r}) = 1 - 2(1 - \tau) \exp(-\tilde{r}^2) \int_0^{\tilde{a}} \rho \exp(-\rho^2) I_0(2\tilde{r}\rho) d\rho \quad (2.13)$$

Avec  $\tilde{r}$ , le rayon polaire réduit et  $\tilde{a}$  le rayon de l'objet réduit. La répartition de l'intensité de la lumière  $i(\tilde{r})$  étant fonction du rayon  $\tilde{r}$ , elle est contrôlée par deux paramètres :

- $\tau$ , le taux de transmission de la lumière qui correspond au niveau de gris minimum dans l'image. Ce paramètre est relié au contraste.
- le rayon de l'objet réduit  $\tilde{a}$  contrôle la forme et la largeur du profil de l'image.

L'influence de ces deux paramètres sur le profil de l'image est donné par la figure 2.12.

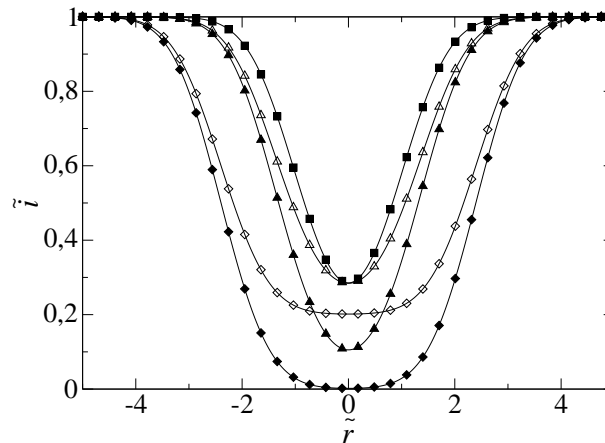


FIG. 2.12 – Profils théoriques de l'image d'une goutte avec  $\tau = 0$  et  $\tilde{a} = 1.12$  (■);  $\tau = 0$ ,  $\tilde{a} = 2.5$  (◆);  $\tau = 0.2$ ,  $\tilde{a} = 1.5$  (△);  $\tau = 0.2$ ,  $\tilde{a} = 2.5$  (◇);  $\gamma = 1$ .



La sensation de flou est déterminée par le paramètre  $\tilde{a}$  qui est à la fois proportionnel à  $a$  et inversement proportionnel à  $\chi$  (voir équation 2.12). Un même  $\tilde{a}$  peut être le résultat d'un gros objet (grand  $a$ ) en fort défaut de mise au point ( $\chi$  important) ou d'un petit objet (petit  $a$ ) dans le plan de mise au point (faible  $\chi$ ). Pour de faibles valeurs de  $\tilde{a}$  (c'est-à-dire un petit objet devant la demi largeur de la réponse impulsionnelle), le profil de l'image a une forme en V et à mesure que  $\tilde{a}$  augmente, le profil s'adoucit vers une forme en U.

Pour un rayon  $\tilde{a}$  donné, la hauteur du profil est contrôlée par le paramètre de transmission de la lumière  $\tau$ . Une faible valeur de  $\tau$  induit un fort contraste et inversement. Le niveau de gris minimum  $i_{min} = i(0)$  décroît, en même temps que  $\tilde{a}$ , jusqu'à atteindre sa valeur limite  $i_{min} = \tau$  (ce qui correspond au contraste maximum) lorsque  $\tilde{a}$  est assez large.

La hauteur du profil de l'image est égale à la hauteur de la fonction objet si l'objet est assez grand devant la réponse impulsionnelle. Pour de faibles valeurs de  $\tilde{a}$ , c'est-à-dire quand l'objet est petit devant la réponse impulsionnelle, le niveau d'intensité minimal est plus grand que  $\tau$ , ce qui implique une hauteur de profil plus faible. Ces résultats sont issus des travaux de Malot et Blaisot [102] et de Yon et Blaisot [15].

A partir de l'équation 2.11, des relations entre l'image de l'objet et l'objet peuvent être établies pour élaborer une procédure pour mesurer la taille et le défaut de mise au point de l'objet. Mon travail a consisté à établir la procédure qui permet de d'étalonner la mesure du défaut de mise au point pour un objet calibré et de l'étendre à la mesure dans un spray. On définit donc sur le profil de l'image les paramètres suivants (voir 2.13) :

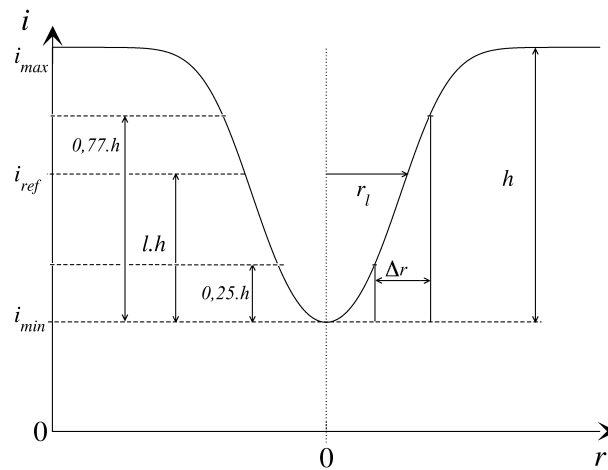


FIG. 2.13 – Profil de l'image d'une goutte de rayon 1 avec la définition du niveau relatif de l'image  $l$  et de la demi-largeur de l'image  $r_l$

- La demi-largeur de l'image  $\tilde{r}_l$  est déterminée au niveau de seuil relatif  $l$
- La hauteur du niveau relatif  $l$  est comprise entre 0 et 1. Le cas  $l = 1$  correspondant à la hauteur de l'image  $h = i_{max} - i_{min}$
- Le niveau de référence absolu  $i_{ref}$ , fonction du niveau relatif  $l$  est égal à :

$$i_{ref}(l) = i_{min} + l.h \quad (2.14)$$

La demi largeur de l'image  $i(r_l)$  est alors implicitement égale à :

$$i(r_l) = i_{ref}(l) \quad (2.15)$$

Cette demi-largeur de l'image  $i(r_l)$  ne dépend pas du contraste [15]. Pour mesurer la taille de l'objet à partir de son image, la largeur de l'objet doit être plus grande que celle de la réponse impulsionnelle (c'est-à-dire lorsque  $\tilde{a} \approx 1$  ou  $\tilde{a} > 1$ ). En effet, la taille de l'image est directement reliée à celle de l'objet et l'étalement sur les bords de l'objet est lié à la largeur de la réponse impulsionnelle, comme il sera montré dans la section 2.1.6. La largeur de l'image doit être mesurée à environ 50% de la hauteur du profil mais le meilleur compromis pour un objet circulaire semble être au niveau relatif  $l = 0.61$  [102]. En effet, pour cette hauteur de mesure, le rayon  $\tilde{r}_l$  reste toujours légèrement supérieur à  $\tilde{a}$ . La largeur du contour de l'image est définie par la différence entre deux rayons mesurés à deux hauteurs de mesure, comme nous le verrons dans la section 2.1.6.

### 2.1.5 La correction du rayon mesuré

A partir du profil de l'image de la goutte, on peut définir son contraste en calculant l'histogramme des niveaux de gris de l'image dans son environnement. L'histogramme des niveaux de gris comptabilise le nombre de pixels à un niveau de gris  $n$  dans l'image. Le contraste  $C$  mesure l'écart entre le niveaux le plus blanc (le plus lumineux) et le plus noir (le plus opaque) dans l'histogramme des niveaux de gris. Il est défini par rapport aux niveaux maximal  $i_{max}$  et minimal  $i_{min}$  :

$$C = \frac{i_{max} - i_{min}}{i_{max} + i_{min}} \quad (2.16)$$

Il vaut au maximum 1 lorsque  $i_{min} = 0$ . Il tend vers 0 à mesure que la différence de niveau entre la goutte et le fond lumineux diminue. Plus le coefficient de transmission de la lumière  $\tau$  est faible, plus la goutte paraît contrastée. Dans l'autre sens, plus le taux de transmission  $\tau$  est élevé, plus le niveau de gris minimal est élevé, donc le profil de niveau de gris de la goutte se trouve moins contrasté. On peut expliquer cette dépendance en remplaçant  $r$  par 0 dans l'équation 2.13. On obtient l'équation 2.17 :

$$i_{min} = i(r = 0) = 1 - (1 - \tau) [1 - \exp(-\gamma^2 \tilde{a}^2)] \quad (2.17)$$

Dans notre modèle  $i_{max} = 1$  et  $i_{min}$  est donné par l'équation 2.17. L'expression du contraste de la goutte devient donc :

$$C = \frac{(1 - \tau) [1 - \exp(-\gamma^2 \tilde{a}^2)]}{2 - (1 - \tau) [1 - \exp(-\gamma^2 \tilde{a}^2)]} \quad (2.18)$$

Le contraste dépend donc de  $\tau$  et de  $\tilde{a}$ . Lorsque les gouttes sont grandes devant la largeur de la réponse impulsionnelle,  $\tilde{a}$  tend vers l'infini. Dans ce cas,  $i_{min}$  tend vers  $\tau$ . Par conséquent, le contraste maximal  $C^+$  ne dépend que de  $\tau$ , le coefficient de transmission de la lumière :

$$C^+ = \frac{1 - \tau}{1 + \tau}, \quad \tau = \frac{1 - C^+}{1 + C^+} \quad (2.19)$$

On peut mesurer ce contraste maximum à partir du contraste maximal rencontré sur une goutte de grand diamètre ( $C = C^+$ ), en faisant l'hypothèse que le coefficient de transmission de la lumière  $\tau$  est le même pour toutes les gouttes. On peut aussi le mesurer avec d'autres objets et cela sera discuté dans le chapitre 3.

Le coefficient de transmission de la lumière  $\tau$  a lui aussi une influence sur la correction à apporter au rayon mesuré  $r_l$  [157]. Ce coefficient peut être différent pour chaque montage optique, en fonction des conditions d'éclairage ou du fluide utilisé. Il peut alors être défini via l'équation 2.19 pour chaque série de mesure. Or il existe une loi homothétique reliant la courbe de correction du contraste pour un  $\tau$  donné avec celle pour  $\tau=0$ . On peut donc définir le contraste normalisé  $C_0$ , à partir de l'équation 2.18, pour  $\tau$  nul, et l'exprimer en fonction du contraste  $C$  :

$$C_0 = \frac{C}{(1 - \tau)(C + 1) - C} \quad (2.20)$$

Une fois le contraste normalisé  $C_0$  calculé, il est possible de remonter à la correction du rayon mesuré  $r_l$  pour un taux de transmission nul. Donc seule la courbe de correction pour  $\tau = 0$  est nécessaire. Pour établir cette courbe, le grandissement est égal à 1 mais si celui-ci est différent, il suffit de multiplier la valeur corrigée du rayon pour obtenir le rayon corrigé de la goutte dans le plan objet.

Mais le contraste de la goutte n'est pas seulement lié à la transmission de la lumière à travers la goutte [157]. Il est aussi un paramètre révélateur du défaut de mise au point (voir figure 2.5) même si dans notre cas il est seulement utilisé pour corriger le diamètre mesuré de la goutte. L'image de la goutte est seillée à un niveau  $l$  (en %) de la gamme de contraste, qui conduit à la valeur du rayon mesuré  $r_l$ . Or ce rayon  $r_l$  n'est pas égal au rayon réel de la goutte  $a$ , sauf lorsque celle-ci est proche du plan de mise au point, ces deux paramètres sont reliés par une fonction  $f_1$  telle que  $\tilde{r}_l = f_1(\tilde{a})$ . Le contraste  $C$  et le rayon réel de la goutte  $a$  sont aussi reliés par une fonction  $f_2$  ( $C = f_2(\tilde{a})$ ), et sachant que  $a/r_l = \tilde{a}/\tilde{r}_l$ , il est possible de dresser un système d'équations pour exprimer le paramètre  $a/r_l$  uniquement en fonction du contraste  $C$ , conduisant à la courbe de la figure 2.14. Ce rapport  $a/r_l$  est caractéristique de l'erreur faite lors de la mesure du rayon  $r_l$  à un niveau de seuil  $l$  [102].

On constate sur la figure 2.14 que le choix du niveau de seuil a une influence sur la correction à apporter. Les niveaux de seuil à 50% et 25% ne présentent pas une variation monotone : une valeur de  $a/r_l$  donnée ne conduit pas à une unique valeur de contraste normalisée  $C_0$ . Le niveau à 77% présente une plus faible dynamique que le niveau à 61%. D'après les travaux de Malot et Blaisot [102], nous avons choisi de prendre le niveau de seuil à 61% car le rapport  $a/r_l$  présente une variation monotone en fonction du contraste normalisé  $C_0$ . Quelque soit le niveau de seuil relatif  $l$ , la valeur de  $a/r_l$  est nulle lorsque le contraste normalisé  $C_0$  est nul et égal à 1 lorsque  $C_0 = 1$ . En effet, les objets de très faible contraste correspondent à des objets en défaut de mise au point ou bien de très petits objets au plan focal, c'est-à-dire des objets dont la taille est bien inférieure à la réponse impulsionnelle du système. Dans ce cas, le profil de l'image est plat et s'étale sur une grande surface. La largeur de

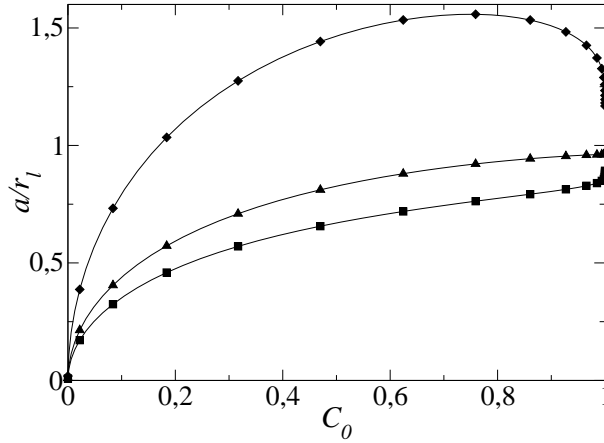


FIG. 2.14 – Rapport de la largeur de l'objet sur celle de l'image  $a/r_l$  en fonction du contraste normalisé  $C_0$  pour  $l = 0.25$ ( $\blacklozenge$ ) ;  $l = 0.61$ ( $\blacktriangle$ ) ;  $l = 0.77$ ( $\blacksquare$ ) ; avec  $\tilde{a}=1.41$  et  $\gamma=1$

l'image résultante est très grande et la valeur de  $a/r_l$  est faible. Expérimentalement, les courbes de la figure 2.14 sont utilisées pour trouver une régression polynomiale sur les points d'étalonnage, telle que  $a/r_l = p_l(C_0)$ . La dimension réelle de l'objet est alors estimée à partir de la mesure sur le profil de l'image des paramètres  $r_{l,mes}$  et  $C_{mes}$  via l'équation :

$$a_{est} = r_{l,mes} \cdot p_l(C_0(C_{mes}, \tau)) \quad (2.21)$$

Cette équation permet d'estimer avec une bonne précision le diamètre des gouttes qu'elles soient au point ou non. La détermination du polynôme  $p_l(C_0(C_{mes}, \tau))$  sera expliquée dans le chapitre 3.

### 2.1.6 Estimation de la position du plan objet

Nous avons vu dans la section 2.1.3 que la réponse impulsionnelle  $\chi$  du système optique varie avec la position du plan objet où se trouve la goutte. Il y a donc une correspondance entre la position de la goutte et la largeur de la réponse impulsionnelle. Dans la mesure où cette relation est étalonnée pour le système optique utilisé, la mesure de  $\chi$  permettra le positionnement de cette goutte. En plus de corriger le diamètre apparent d'une goutte, on peut donc lui associer une position le long de l'axe optique. Plusieurs méthodes de mesure de réponse impulsionnelle ont été testé par Yon [157]. La première, basée sur le contraste n'est applicable que pour les gouttes petites devant la largeur de la réponse impulsionnelle du système optique. La seconde, basée sur la mesure du gradient de niveau de gris conduit à des indéterminations. En effet, des gouttes de contraste différents, associées à des valeurs de  $\chi$  différentes peuvent conduire à un même gradient de niveau de gris. Ce critère sur le gradient a tendance à surestimer la population de grosses gouttes.

La méthode retenue est basée sur la détermination de la demi largeur de la réponse impulsionnelle  $\chi$ , qui est fonction de la position des objets suivant l'axe optique de la caméra. La largeur du contour l'image est directement reliée à la largeur de la réponse impulsionnelle lorsque l'objet est suffisamment grand devant celle-ci (i.e. lorsque  $\tilde{a} \geq 1$  ou  $\tilde{a} \approx 1$ ), voir section 2.1.4.  $\Delta\tilde{r}$  est calculé à partir de la

différence entre deux largeurs d'images pour deux niveaux de seuil donnés. Ces deux niveaux  $l_1$  et  $l_2$  doivent être choisis pour obtenir une bonne dynamique du signal (voir figure 2.13) :  $l_1$  et  $l_2$  doivent être situés dans la partie linéaire du profil et être le plus éloignés l'un de l'autre. On définit la largeur du contour de l'image  $\Delta\tilde{r}$  associée à la différence de taille entre deux niveaux de mesure :

$$\Delta\tilde{r} = \frac{\sqrt{2}(r_{l_2} - r_{l_1})}{\chi} \quad (2.22)$$

Les niveaux de seuil  $l_1$  et  $l_2$  optimum sont respectivement de 25% et 77% pour permettre une estimation de  $\Delta\tilde{r}$  sur un nombre de pixels significatifs, tout en restant loin des valeurs extrêmes des rayons définis aux niveaux  $i_{min}$  et  $i_{max}$  (voir figure 2.13). La figure 2.15 présente la courbe de  $\Delta\tilde{r}$  en fonction du contraste normalisé  $C_0$ . On constate que l'évolution est quasi linéaire.

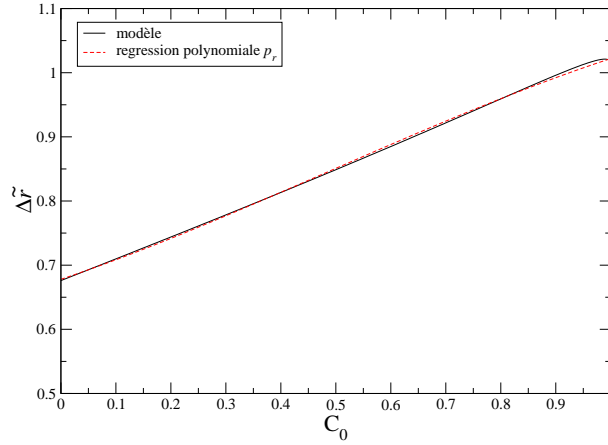


FIG. 2.15 – Évolution de  $\Delta\tilde{r}$  en fonction du contraste normalisé  $C_0$ ,  $\tau = 0$  et  $\gamma = 1$

Lorsque  $C_0$  est égal à 1, i.e. les gouttes sont grandes devant  $\chi$ , la mesure de  $r_{0.77} - r_{0.25}$  est égale à  $\sqrt{2}\chi$ . Cela n'est plus le cas pour les gouttes dont le diamètre est de l'ordre de  $\chi$ , i.e. le contraste normalisé  $C_0 < 1$ . Pour le cas où la goutte est considérée comme ponctuelle (i.e. un pic de Dirac), l'image de la goutte est alors directement la réponse impulsionnelle du système optique :

$$i(r) = (1 - \delta(r)) \otimes s(r) = 1 - s(r) = 1 - \frac{2}{\pi\chi^2} \exp\left(-\frac{2r^2}{\chi^2}\right) \quad (2.23)$$

On peut ensuite exprimer le rayon obtenu après un seuillage à  $l\%$  :

$$i_{max} = 1, \text{ et } i_{min} = 1 - \frac{2}{\pi\chi^2}, \quad i(r_l) = l + (1 - l) \left(1 - \frac{2}{\pi\chi^2}\right) \\ \tilde{r}_l = \sqrt{\ln\left(\frac{1}{1-l}\right)}, \quad \text{et } \Delta\tilde{r} = \tilde{r}_{0.77} - \tilde{r}_{0.25} = 0.676 \quad (2.24)$$

On vérifie bien que cette valeur correspond à celle de la courbe de  $\Delta\tilde{r}$ , sur la figure 2.15, pour un contraste normalisé nul. À partir d'un étalonnage spatial de la réponse impulsionnelle, il est possible d'associer chaque goutte à sa distance au plan de mise au point. On peut aussi associer à la valeur maximal du  $\chi$ , un défaut de mise au point maximal accepté, indépendamment de la taille des gouttes.

On établit alors la granulométrie dans un volume de mesure fini dans les trois dimensions de l'espace. Cet aspect sera détaillé dans le chapitre 3.

## 2.2 Les paramètres des images de gouttes

Lors de l'analyse de l'image d'un spray, chaque goutte est analysée dans son environnement local. C'est-à-dire qu'on étudie à la fois la goutte et le fond lumineux qui lui est associé. Cette goutte dans son environnement est décrite à l'aide de son histogramme de niveau de gris, on lui associe alors son contraste et trois contours issus de trois niveaux de seuils à 25%, 61% et 77%. A partir de ces éléments, on définit plusieurs paramètres pour la caractériser.

### 2.2.1 Les paramètres de taille

Chaque contour issu d'un niveau de seuil  $l$  définit la surface  $S_l$  de la goutte. Cette surface peut être calculée en  $mm^2$ , si l'on connaît la résolution en  $pixels/mm$  de l'image dans les deux directions de l'image. En général, on associe à la surface  $S_l$  le rayon équivalent sphérique de la goutte  $r_l$  défini par l'équation 2.25 :

$$r_l = \sqrt{\frac{S_l}{\pi}} \quad (2.25)$$

Le rayon issu du niveau de seuil à 61% et le contraste  $C$  sont utilisés pour calculer le rayon réel de la goutte. Cette valeur correspond au rayon de la goutte si celle ci est sphérique ou quasi sphérique. La correction est réalisée à l'aide de la fonction présentée sur la figure 2.14 ( $\blacktriangle$ ), au niveau de seuil  $l = 0.61$ . La différence  $r_{77} - r_{25}$  entre les rayons issus des seuils à 77% et 25% et le contraste  $C$  sont utilisés pour estimer la largeur du contour de la goutte  $\Delta\tilde{r}$ , à partir de l'équation 2.22. Par abus de langage, on qualifiera parfois le paramètre  $\Delta\tilde{r}$  comme la réponse impulsionnelle de la goutte, ce qui représente la différence de taille de la goutte entre deux niveaux de mesure.

Si la goutte est sphérique, on peut alors facilement calculer son volume à partir du rayon  $r_l$ . Dans le cas contraire, la méthode proposée par Daves et al. [34] sert à estimer son volume. On détermine tout d'abord l'axe principal de moment d'inertie maximum du contour de l'élément liquide. Puis on découpe ce contour perpendiculairement à l'axe d'inertie en réalisant des tranches considérées comme cylindriques. La somme des volumes des tranches permet alors d'estimer le volume de l'élément liquide, comme indiqué sur la figure 2.16. On peut aussi calculer la surface d'interface  $S_l$  d'un élément liquide en calculant l'enveloppe du cylindre de chaque tranche d'objet.

Le paramètre  $d_{v,l}$  est le diamètre équivalent sphérique associé à ce volume estimé  $V_l$  :

$$d_{v,l} = \sqrt[3]{\frac{6V_l}{\pi}} \quad (2.26)$$

Dans notre cas, ce diamètre est obtenu à partir du contour au niveau de seuil  $l = 61\%$ . Il est ensuite corrigé par le contraste de la même manière que pour le rayon équivalent sphérique  $r_{61}$ . Encore une fois,  $d_{v,l}$  correspond au rayon de la goutte si celle ci est une proche d'une sphère.

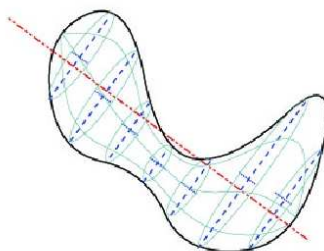


FIG. 2.16 – Estimation du volume d'un élément liquide non sphérique

### 2.2.2 Les paramètres de forme

L'atomisation est un processus physique relativement complexe. Les éléments liquides créés peuvent alors prendre des formes diverses et variées telles que des sphères, des ovoïdes ou des ligaments. L'imagerie est la technique la plus adaptée pour délivrer des informations quantitatives sur la forme des éléments liquides dans le spray. L'image d'une goutte dans un spray fournit donc la distribution surfacique de liquide dans le gaz. On peut donc extraire des critères de forme associés à chacune des gouttes. Le choix de tels critères n'est pas évident car les contours des éléments liquides sont constitués de morceaux d'arc-de-cercle le choix de ces paramètres sera discuté dans le chapitre 4. Ce chapitre permettra aussi de vérifier les valeurs des paramètres de forme et de taille fournis par les programmes de granulométrie. La granulométrie est fournie par des programmes de traitement d'images qui sont présentés dans la section suivante.

### 2.2.3 L'erreur sur la mesure du diamètre

Lorsque l'on mesure le diamètre d'une goutte dans une image (i.e. suivant deux dimensions), on mesure en réalité le diamètre  $d$  équivalent à la surface de l'objet  $S$ , considérée comme un disque :  $d = 2\sqrt{S/\pi}$ . Donc la précision relative sur le diamètre  $\Delta d$  est égale à la moitié de la précision relative sur la mesure de surface  $\Delta S$ . L'estimation de l'erreur sur la mesure des diamètres est faite à partir de l'étalonnage sur les disques calibrés, puisque leurs diamètres sont parfaitement connus. Plusieurs sources d'erreur sont alors mises en évidence et il convient de les isoler indépendamment les unes des autres pour déterminer les sources qui conduisent à ces erreurs.

L'erreur aléatoire de mesure est due aux fluctuations du diamètre mesuré sur une série d'images. Elle semble plus importante pour les petits disques calibrés. Elle est de 2% environ pour le disque de 40  $\mu m$  et seulement de 1% pour les disques de plus grands diamètres.

La seconde source d'erreur est l'erreur systématique, inhérente au système optique. Cette erreur peut être éliminée si son origine est identifiée. Par exemple, le cas de l'utilisation d'une source large, décrit dans la section 3.2.4 est typique d'une erreur systématique. Mais dans ce cas, elle ne peut être corrigée par l'utilisation d'une régression polynomiale des points expérimentaux de la figure 3.8. Comme la procédure d'étalonnage présentée dans ce chapitre est basée sur le modèle d'imagerie présenté dans le chapitre 2, l'erreur systématique peut être corrigée par comparaison avec le modèle. Dans le cas

présent, la plus grande erreur systématique est observée sur les disques calibrés de faible diamètre, mais elle reste toujours inférieure à 5%.

## 2.3 Les programmes de traitements d'images

Plusieurs programmes écrits en Langage C étaient disponibles dès le départ de ma thèse. Un de mes premiers objectifs de travail a été de transcrire ces programmes en langage objet C++. Les premiers programmes en C ont été développés par Jérôme Yon et Jean-Bernard Blaisot. Cette version était exécutable sous Unix, il était donc difficile pour un utilisateur non programmeur de les utiliser. De plus certains paramètres importants nécessitaient d'être facilement initialisés pour chaque série de traitements. Je tiens tout de même à saluer les heures de programmations qui ont été passées par Jean-Bernard Blaisot pour suivre le développement de cet outil performant depuis les premières versions qui étaient déjà efficaces, à ces dernières versions qui sont fiables et performantes pour un grand nombre de types d'images de spray. L'environnement de Développement gratuit *Bloodshed Dev-Cpp* [141] a été utilisé pour réaliser ce travail de programmation. Il permet de générer des programmes exécutables sous Windows. On peut alors explorer les fichiers pour choisir une série d'images particulière, rendre des variables paramétrables à l'aide du clavier numérique et ainsi permettre à ces programmes d'être disponible pour tout utilisateur du laboratoire. Certains traitements d'images réalisés par ces programmes ont également été améliorés pendant cette thèse lors des étapes d'étalonnage, qui seront présentées ensuite. Les programmes développés durant cette thèse permettent de traiter 100Go d'images en 48H environ. Une présentation plus détaillée des programmes est fournie en Annexe A, à la fin de ce manuscrit.

### 2.3.1 L'étape de normalisation

Une image numérique est un tableau de valeurs en deux dimensions. Chaque élément de ce tableau ou matrice, appelé *pixel*, quantifie la "couleur" de cet élément. Si l'image est en *niveaux de gris*, comme c'est le cas dans cette étude, la couleur est donnée par une seule valeur. Dans le cas d'une image en couleur, le pixel est en fait un triplet qui donne une information sur les couleurs Rouge, Vert et Bleu (c'est le système RVB ou RGB en anglais). Le niveau de gris est proportionnel à l'énergie lumineuse reçue et détectée par le photocapteur pendant le temps où il a été exposé à la lumière. La quantité de niveaux dépend de la numérisation du système d'enregistrement de l'image. Par exemple, la numérisation 8 bits correspond à une gamme de  $2^8$  valeurs soit 256 niveaux de gris. Étant donné que la caméra utilisée durant cette thèse disposait d'une numérisation 10 bits, soit 1024 niveaux de gris, le premier travail a été de rendre les programmes de traitement d'images compatibles avec des images au format TIFF numérisées de 8 à 16 bits. Étant donné un pixel de l'image  $m$ , positionné sur la ligne  $i$  et la colonne  $j$ , son niveau de gris  $I_m(i, j)$  est donc compris entre 0 et 1023.

Le système optique qui forme l'image de l'objet analysé est caractérisé par son grandissement  $\gamma$  qui est égal au rapport des dimensions du capteur CCD sur les dimensions du champ observé. La résolution



de l'image numérique, exprimée en  $pixel/mm$  dépend donc du grandissement  $\gamma$  et des dimensions des pixels. La source lumineuse éclaire le spray en transmission. Ceci implique au niveau du capteur une diminution de l'intensité perçue par le capteur à l'endroit où sont les gouttes. Les gouttes sont donc marquées par des niveaux faibles (vers le noir) et le fond lumineux correspond à un niveau fort (vers le blanc). Toutefois, il est courant que l'éclairage fourni par la source lumineuse ne soit pas homogène spatialement et temporellement dans l'image et aussi d'une image sur l'autre.

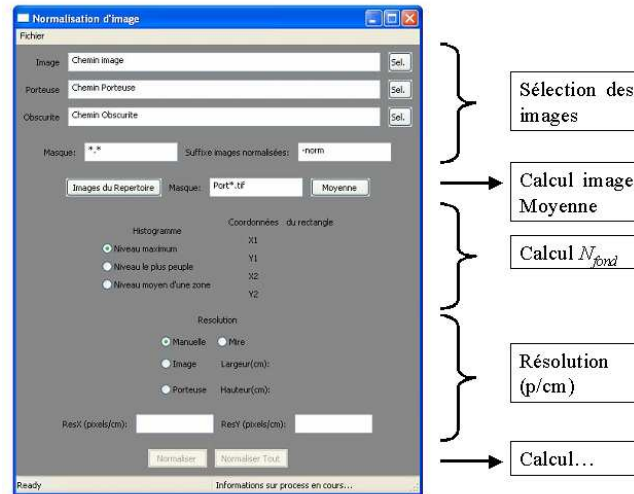


FIG. 2.17 – Programme de normalisation des images

Le premier programme, appelé *normalise*, permet de s'affranchir de ces inhomogénéités du fond lumineux. Ceci n'est possible que si la réponse du capteur est linéaire, donc proportionnelle à l'intensité lumineuse qu'il reçoit. Ce programme nécessite d'enregistrer, pour chaque expérimentation, deux images particulières :

- L'image porteuse  $I_P$ , qui est l'image du seul fond lumineux clair. Elle est généralement moyennée sur une série d'images porteuse. Cette moyenne est calculable par le programme *normalise*.
- L'image d'obscurité  $I_O$ , qui correspond à l'image enregistrée sans qu'aucune lumière ne pénètre dans l'objectif de la caméra. Les faibles niveaux de gris de cette image correspondent à la "réponse" ou bruit des cellules photo-sensibles dans l'obscurité. L'image  $I_O$  peut être le résultat d'une image moyenne mais avec les caméras actuelles, elle n'est pas indispensable au calcul de l'image normalisée. En l'absence de cette image, le niveau d'obscurité correspond au niveau de gris 0.

Le calcul de l'image normalisée est illustré par la figure 2.18 et est déterminé via l'équation suivante :

$$I_N(i, j) = \alpha \frac{I(i, j) - I_O(i, j)}{I_P(i, j) - I_O(i, j)} N_{fond} \quad (2.27)$$

Si l'image ne présente pas de fluctuations temporelles de l'intensité du fond lumineux, les inhomogénéités de niveaux de gris de la porteuse sont corrigées par l'équation 2.27 avec  $\alpha = 1$ . Le fond lumineux de l'image normalisée est alors uniforme à la valeur de niveau de gris  $N_{fond}$ . La valeur de

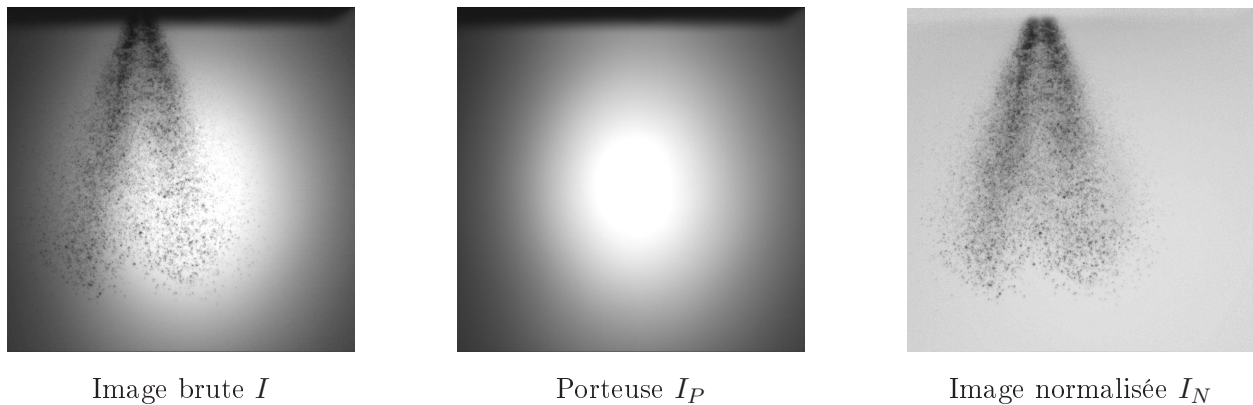


FIG. 2.18 – Principe de la normalisation

$N_{fond}$  est définie selon l'option sélectionnée :

- Si l'utilisateur sélectionne l'option "Niveau maximum",  $N_{fond}$  est égal au niveau de gris maximal rencontré dans l'image.
- Si l'utilisateur sélectionne l'option "Niveau le plus peuplé",  $N_{fond}$  est égal au niveau de gris le plus souvent rencontré dans l'image.
- Lorsque l'intensité du fond lumineux varie essentiellement de manière temporelle (i.e. fluctuation d'une image sur l'autre), cette fluctuation est prise en compte par la variable correctrice  $\alpha$ . Pour cela, on sélectionne dans le programme de normalisation l'option "histogramme calculé sur le niveau moyen d'une zone". L'utilisateur sélectionne alors une zone rectangulaire de l'image où seul le fond lumineux de la porteuse est présent. La valeur de  $\alpha$  est obtenue en divisant le niveau global du fond lumineux (i.e. le niveaux de gris moyen) de la porteuse par celui de l'image étudiée dans la zone rectangulaire.

### 2.3.2 La localisation des gouttes

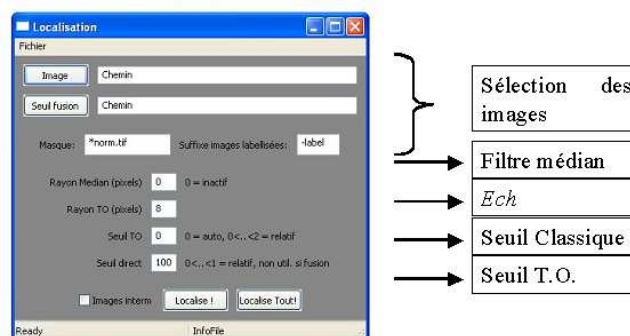


FIG. 2.19 – Programme de localisation des gouttes

Le but du second programme "localisation" est de localiser un maximum de gouttes dans l'image normalisée. La localisation des gouttes est réalisée à partir de deux opérations de seuillage complémentaires. Le seuillage est l'opération qui différencie les pixels du fond lumineux (i.e. la phase gazeuse), des

gouttes (i.e. la phase liquide). Les pixels correspondant aux gouttes sont affectés de la valeur 0 (noir), et les autres, considérés comme appartenant au gaz, sont affectés de la valeur 1 (blanc). La difficulté de cette opération de binarisation réside dans le choix du niveau de seuil  $N_{seuil}$ . Une étude assez complète de Sahoo et al. [131] répertorie les différentes techniques de seuillage en deux groupes. Les méthodes de seuillage global effectuent le seuillage de l'image entière à partir d'une unique valeur de seuil. Alors que les techniques de seuillage local attribuent un niveau de seuil pour chacune des zones de l'image.

### 2.3.2.1 Seuillage classique

La première opération de seuillage consiste à détecter une transition de niveau de gris à partir du niveau de seuil  $N_{seuil}$ . Pour cela, on dresse l'histogramme des niveaux de gris de l'image normalisée, dont la forme est représentée sur la figure 2.20. Deux niveaux de gris particuliers interviennent dans le

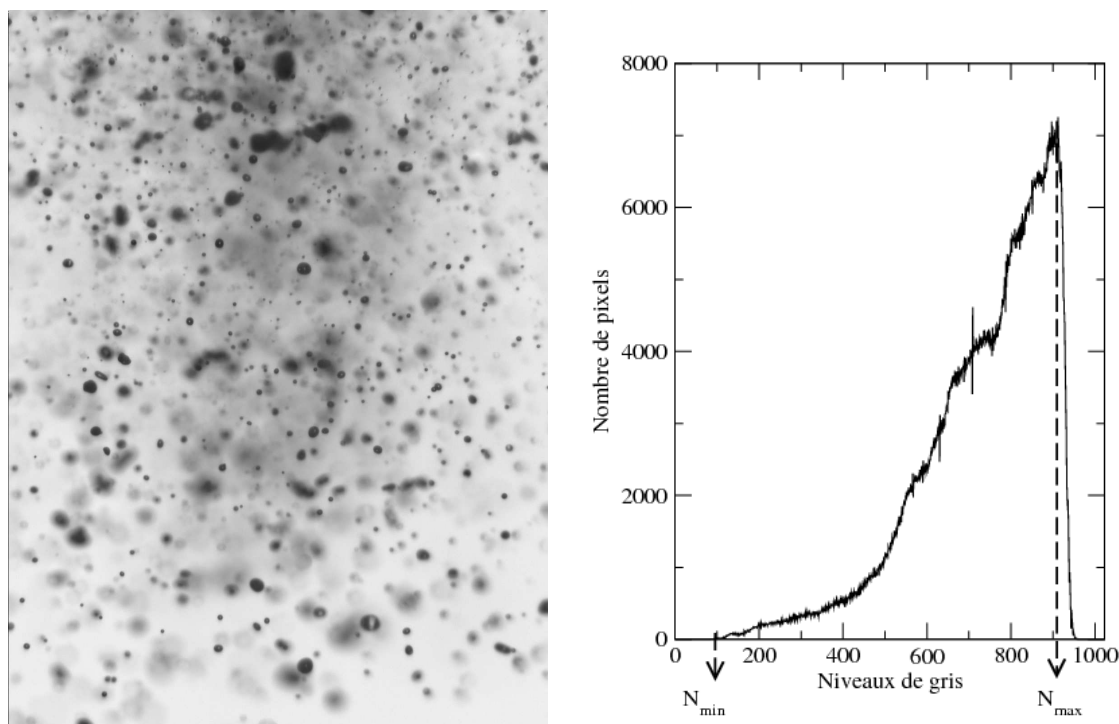


FIG. 2.20 – Image normalisée  $I_N$  et son Histogramme des niveaux de gris

calcul du niveau de seuil  $N_{seuil}$  :

- Le niveau minimal rencontré dans l'image  $N_{min}$ , associé aux niveaux de gris des gouttes.
- Le niveau de gris le plus peuplé  $N_{max}$  dans l'histogramme, représentatif du niveau du fond lumineux.

Le choix du niveau de seuil  $l$  est important car il influe sur la taille apparente des objets détectés. Plus il est proche du pic correspondant au niveau de gris du fond lumineux  $N_{max}$ , plus la surface des gouttes détectées sera importante. Toutefois, un niveau de seuil trop élevé risque de réunir des objets proches les uns des autres, surtout dans les zones où le fond lumineux est faible (par exemple dans la partie haute et centrale de l'image de la figure 2.20). Le niveau de seuil est choisi via l'équation :

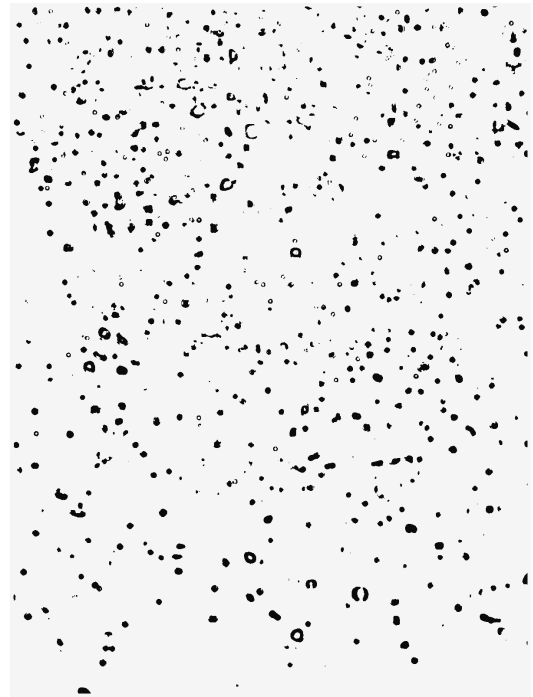
Image binaire par seuil classique ( $l=0.6$ )

Image binaire par seuil T.O.

FIG. 2.21 – Seuillage d'une image

$$l = \frac{N_{seuil} - N_{min}}{N_{max} - N_{min}} \quad (2.28)$$

Le but du programme *localise* est de détecter un maximum d'objets, sans trop en réunir. En général, on affecte le paramètre "Seuil direct" à la valeur  $l \approx 0.4$  pour détecter les objets. Pour générer l'image binaire présentée sur la figure 2.21.a, on a choisi volontairement le niveau de seuil  $Seuil_{direct} = 0.6$  pour monter les limitations du seuillage classique. On constate que le seuillage classique ne détecte que peu d'objets en défaut de mise au point. De plus, le seuillage classique a tendance à regrouper les objets proches dans l'image et dont les niveaux de contraste sont équivalents.

### 2.3.2.2 Seuillage par Transformée en Ondelettes (T.O.)

Comme on peut le constater sur la figure 2.21, le seuillage classique détecte bien les gros objets, bien contrastés. Mais lorsque les objets sont peu contrastés, notamment les objets en défaut de mise au point, ce type de seuillage ne suffit pas, comme on peut le voir sur la figure 2.22.

En effet, lorsque l'image est faiblement contrastée, le niveau de gris minimal rencontré dans son image est en général supérieur au niveau de seuil. Cette goutte n'est donc pas détectée par le seuillage classique. Un seuillage basé sur la Transformée en Ondelettes (T.O.) a été développé par Yon [157], il détecte la pente des variations du niveau de gris des gouttes.

La Transformée en Ondelettes (T.O.) est le résultat du produit de convolution de l'image à analyser  $I$  par une ondelette à deux dimensions  $\Psi$  qui représente une fonction oscillante de moyenne nulle :

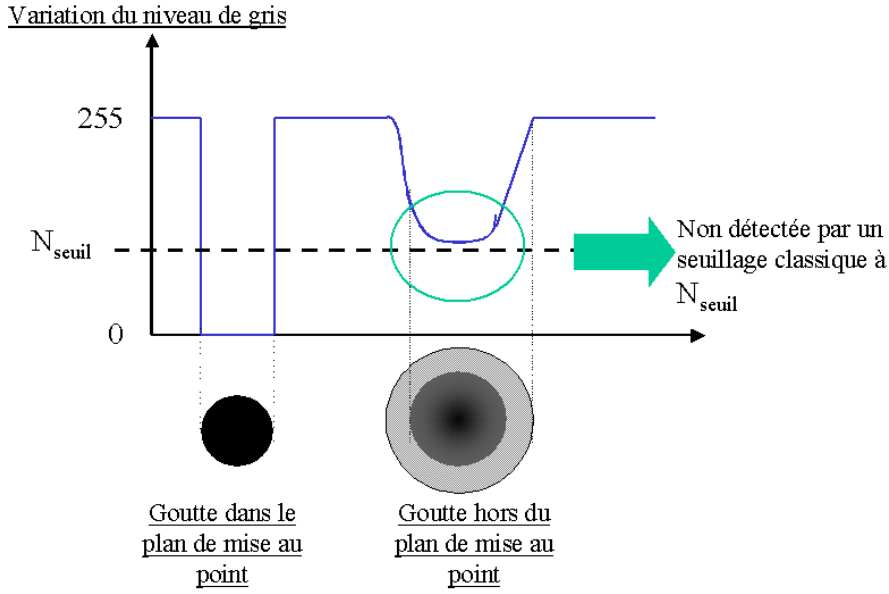


FIG. 2.22 – Limitations du seuillage classique

$$W_{\Psi,f}(\vec{b}, a) = I(\vec{X}) \otimes \Psi_{\vec{b},a}(\vec{X}) \quad (2.29)$$

Le vecteur  $X$  représente un pixel de l'image,  $W$  symbolise le coefficient de l'ondelette. C'est en réalité un tableau de valeurs réelles en 2 dimensions (i.e. une image) qui est illustré par les images a) et b) de la figure 2.24. La valeur des coefficients dépend du choix de l'ondelette  $\Psi$ , du paramètre de dilatation  $a$  et du paramètre de translation  $b$  :

$$\Psi_{\vec{b},a}(\vec{X}) = \frac{1}{\sqrt{a}} \Psi\left(\frac{\vec{X} - \vec{b}}{a}\right), \quad a > 0 \quad (2.30)$$

Le paramètre  $b$  localise l'analyse fréquentielle sur l'image,  $\vec{b}$  pointe donc sur un pixel de l'image à analyser. Le paramètre de dilatation  $a$  ajuste la taille de l'ondelette. Si l'ondelette recouvre un objet ayant la même échelle (et forme) qu'elle, la convolution confère une valeur importante au coefficient de l'ondelette. Le paramètre  $a$  permet d'ajuster l'analyse fréquentielle aux variations spatiales de niveaux de gris dans l'image.

Dans le cas de la détection du contour d'éléments liquides, il faut que l'ondelette soit capable de détecter la présence d'une concavité de niveau de gris, caractéristique de la présence d'une interface. Ceci est possible grâce à l'ondelette appelée *chapeau-mexicain*, illustrée par la figure 2.23 et définie par l'équation 2.31 :

$$\Psi_r = (1 - r^2) \exp^{-\frac{r^2}{2}} \quad (2.31)$$

Cette fonction est définie comme la dérivée seconde de la fonction gaussienne. Elle vérifie la propriété d'intégrale nulle. Cette transformée en ondelettes est le produit de convolution d'une image par une

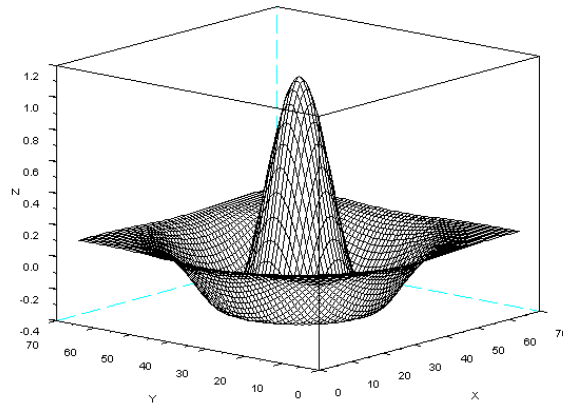


FIG. 2.23 – Forme de l'ondelette en chapeau mexicain

fonction gaussienne doublement dérivée. Ceci équivaut à dériver deux fois le résultat du produit de convolution de l'image par une fonction gaussienne. Ainsi, on observe les concavités et les convexités des variations de niveaux de gris d'une image lissée. Plus le paramètre de dilatation est grand, plus le filtrage élimine les hautes fréquences spatiales et plus on observe des concavités et convexités à grandes échelles. Dans le cas de la détection des gouttes, le paramètre de dilatation doit être choisi de façon à détecter les concavités de niveaux de gris à l'échelle de l'interface d'un élément liquide. Or la variation du niveau de gris à l'interface est la même pour tous les objets et ce, quelle que soit leur morphologie. Ce qui modifie le profil de niveau de gris d'une goutte à l'autre est leur défaut de mise au point. La variation du paramètre de dilatation n'est donc liée qu'au défaut de mise au point de l'élément liquide à détecter.

Le filtrage par ondelette s'effectue à l'aide d'un filtre dont les dimensions sont  $(2Ech+1) \times (2Ech+1)$ , où  $Ech$  est lié au paramètre de dilatation par l'équation 2.32 :

$$a = Ech/3.5 \quad (2.32)$$

L'ondelette est positionnée au centre du masque du filtre. Pour que la moyenne de l'ondelette soit exactement nulle, on redistribue la valeur du pixel central sur tous les autres points du masque. La transformée en ondelette est la convolution au sens discrétisé de l'ondelette sur l'image à analyser. Le tableau de réels obtenu contient, pour chaque pixel, les coefficients d'ondelette pour un paramètre de dilatation donné. Les bords de l'image convoluée ont été rognés d'une bande de largeur  $Ech$ .

La figure 2.24 présente deux exemples d'images issues du calcul par la transformée en ondelettes pour deux paramètres d'échelle différents. La transformée en ondelette peut aussi bien présenter des coefficients  $W(i, j)$  positifs que négatifs. Pour permettre sa représentation en image on associe le coefficient d'ondelette nul au niveau de gris médian  $n_{med}$  de la numérisation de l'image : 127 pour une image 8 bits, 511 pour 10 bits (voir figure 2.24),... Les coefficients d'ondelettes sont donc caractéristiques des variations de niveaux de gris. Les gouttes en plus fort défaut de mise au point sont mieux détectées

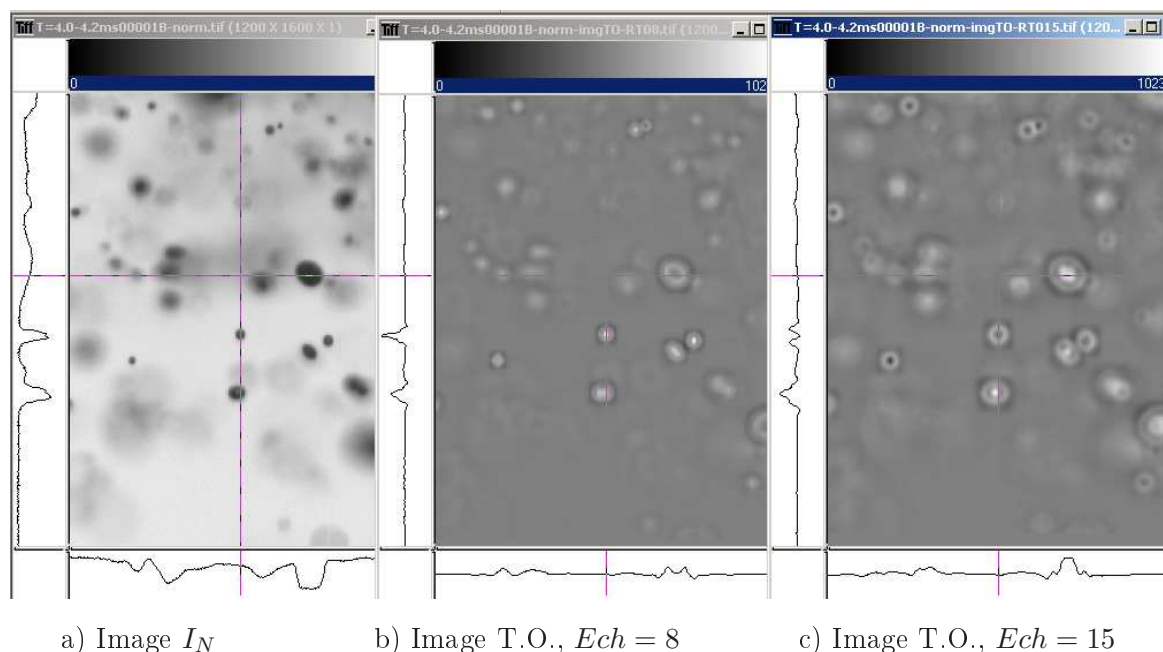


FIG. 2.24 – Extraits d'images de T.O. avec deux paramètres d'échelle. Les profils sont indiqués en bas et à gauche de chaque image pour la position  $I(i, j) = (471, 1279)$ .

avec l'ondelette fortement dilatée (figure 2.24.c) que pour le paramètre  $Ech = 8$  (figure 2.24.b). Un seuillage sur la T.O. localisera sur l'image la position des concavités de niveaux de gris suffisamment élevés pour caractériser le contour d'une goutte.

Le seuillage par ondelette est défini par deux paramètres dans le programme *localise* :

- Le "Rayon de la TO" égal au paramètre  $Ech$  en pixels.
- Le "Seuil TO" définit le niveau de seuil à appliquer sur l'image de la TO (voir figure 2.24 et 2.25).

Le choix du seuil de la TO est effectué à partir de l'histogramme de niveau de gris de la TO (voir figure 2.25).

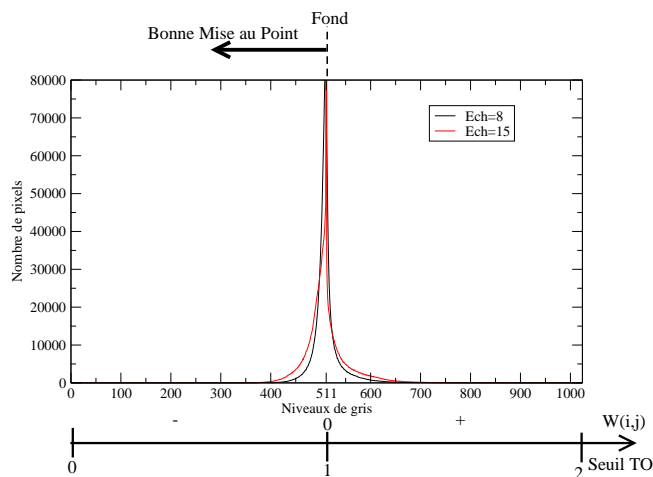


FIG. 2.25 – Histogramme de l'image T.O. de la figure 2.24.b

Le choix du niveau de seuillage de la T.O. repose sur deux hypothèses compte tenu de la particularité des images normalisées :

- Le fond de l'image est considéré comme uniforme, par conséquent un nombre important de pixels dans la T.O. est de niveau proche du niveau médian.
- La probabilité de présence de gouttes en défaut de mise au point est relativement constante d'une image à l'autre.

La première hypothèse signifie que le fond lumineux étant uniforme, la valeur médiane de niveau de gris  $n_{med}$  sur la T.O. correspond au fond lumineux sur l'image  $I_N$ . De plus, les valeurs de niveaux compris entre 0 et la valeur médiane  $n_{med}$  sont en rapport avec les différentes variations de niveaux rencontrées dans l'image  $I_N$ . A mesure que les coefficients d'ondelettes s'écartent de la valeur médiane  $n_{med}$  et tendent vers 0, ces niveaux correspondent à une meilleure mise au point des gouttes, c'est-à-dire une importante concavité des objets. Pour illustrer ce phénomène, on peut se référer à la figure 2.26. On constate sur cette figure que les coefficients d'ondelette négatifs correspondent à une concavité du profil de niveau de gris, caractéristique de l'interface d'une goutte.

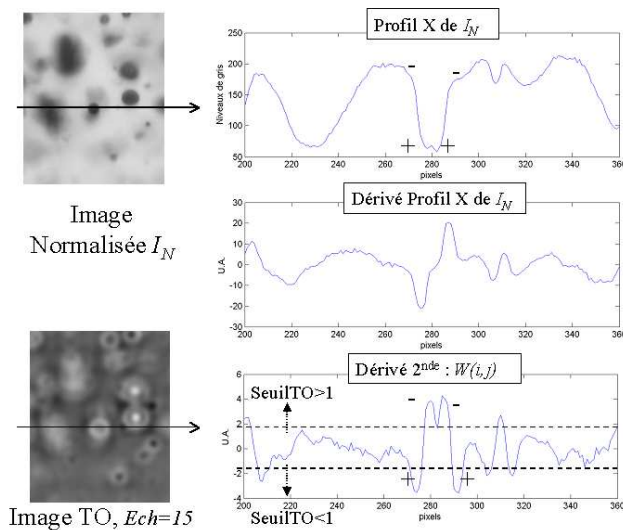


FIG. 2.26 – Principe du calcul des coefficients d'ondelette  $W(i, j)$ .

De la seconde hypothèse découle que les histogramme des niveaux de gris des images de T.O. sont relativement proches d'une image sur l'autre. On peut choisir le niveau seul de l'image de la T.O. selon l'équation 2.33 :

$$\frac{\sum_{niv=0}^{seuil} hist(niv)}{\sum_{niv=0}^{n_{med}} hist(niv)} = C^{ste} \quad , \quad \text{avec } seuil < n_{med} \quad (2.33)$$

Dans l'équation 2.33,  $hist(niv)$  correspond au nombre de pixels comptabilisés dans l'image T.O. au niveau de gris  $niv$ . Plus la constante  $C^{ste}$  est proche de 0, plus les objets conservés après seuillage correspondent à des objets présentant une forte concavité de signal (voir figure 2.26). Si le niveau de seuil de la T.O. est supérieur à 1, on extrait la partie supérieure du signal de la T.O.

Dans le cas où le niveau de seuil relatif de T.O. est compris entre 0 et 1, on extrait alors la partie



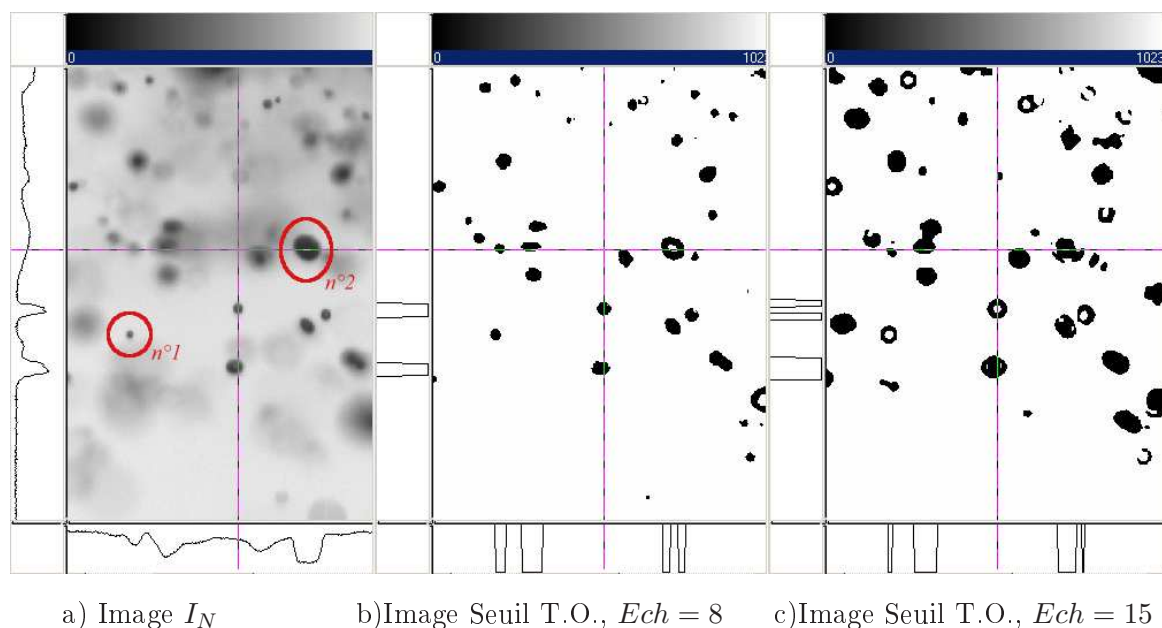


FIG. 2.27 – Exemple d’images seuillée par T.O.,  $SeuilTO = 1.1$ . Sur chaque image, les traits horizontaux et verticaux représentent respectivement la ligne et la colonne des profils de niveaux de gris qui apparaissent en bas et à gauche de chaque image.

négative du signal, c’est-à dire que l’on conserve les valeurs de niveaux de gris inférieurs à  $n_{med}$  dans l’image de la T.O. Dans ce cas, on ne détecte que les bords de la goutte et on obtient un objet binaire circulaire et annulaire. Dans le programme de localisation, il est conseillé de rentrer une valeur  $SeuilTO = 1.1$  pour les images de spray ressemblant à celles de la figure 2.20. Si le niveau de seuil relatif de T.O. est paramétré est entre 1 et 2, le seuillage est effectué sur la partie positive du signal (i.e  $W(i, j) > n_{med}$ ), et si le  $SeuilTO$  est choisi entre 0 et 1, le seuillage est effectué sur la partie négative du signal (i.e  $W(i, j) < n_{med}$ ).

Pour résumer, le seuillage T.O. avec  $Ech = 15$  semble mieux détecter les grosses gouttes (objet n° 2 sur la figure 2.27) qu’avec  $Ech = 8$ . Ce dernier semble plus adapté aux petits éléments (objet n° 1 sur la figure 2.27), surtout lorsqu’ils sont proches les uns des autres, comme on peut le constater sur la figure 2.27. Dans le programme *localise*, la valeur par défaut du paramètre d’échelle est fixée à  $Ech = 8$ .

### 2.3.2.3 L’image labellisée

L’image de la localisation est l’image labellisée, elle contient chaque goutte détectée par l’un ou l’autre des deux seuillages. Chacune de ces gouttes est affectée à une valeur de niveau de gris particulière. En effet, une fois l’image seuillée à l’aide des deux seuillages décrits précédemment, ces deux images sont unies au sens mathématique du terme. Ensuite un algorithme récursif de labellisation détecte les gouttes une à une en partant en haut à gauche de l’image, ligne par ligne dans l’image seuillée. Le premier ensemble de pixels noirs détecté est affecté du niveau de gris 1 et associé à la première goutte. L’opération est ensuite répétée en incrémentant la valeur de niveau de gris jusqu’à ce que tous

les ensembles de pixels soient affectés à une couleur. Chaque ensemble de pixels ainsi comptabilisé est appelé *masque*. Le fond lumineux étant affecté à la valeur  $2^{16}$ , il est donc possible de définir 65534 masques différents. L'image labellisée résultante est illustrée sur la figure 2.28. On constate sur cette image (voir figure 2.28) que plus les masques sont proches du bas de l'image, plus leur niveau de gris est proche du blanc, donc augmente. Le détail des options supplémentaires du programme *localise* sont

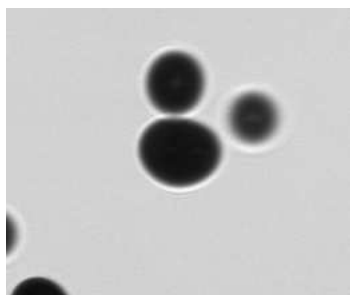


FIG. 2.28 – Image labellisée, 705 objets détectés,  $Ech = 8, SeuilDirect = 0.3, SeuilTO = 1.1$

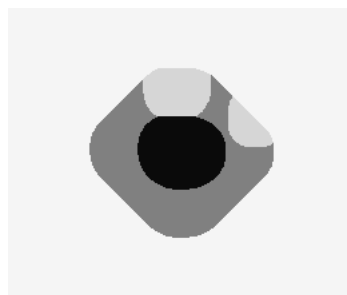
regroupées dans l'Annexe A.

### 2.3.3 Calcul des paramètres des gouttes

Une fois que chaque goutte est associée à un masque, il convient de les analyser une par une. Cette opération est réalisée par le programme appelé *subdiametre*, dont une capture d'écran est affichée sur



a) Image de la goutte



b) Masque de la goutte isolée



c) Image de la goutte isolée

FIG. 2.29 – Isolement de la goutte

la figure 2.30.

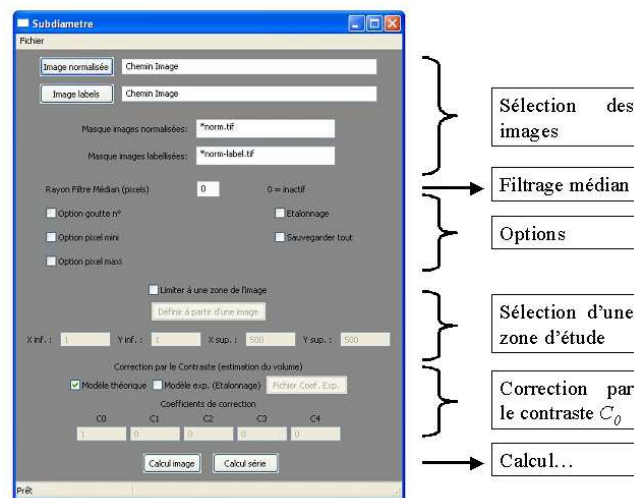


FIG. 2.30 – Programme subdiametre

Le masque de chaque goutte contient à la fois les pixels appartenant à la goutte mais aussi ceux qui l'entourent (voir figure 2.29.a et 2.29.b), puisque le masque est dilaté lors de l'étape de labellisation. Notons que les masques qui touchent le bord de l'image sont éliminés à ce stade du traitement.

On effectue un seuillage de l'image T.O. de la goutte, et le masque résultant est enregistré de couleur noire dans la figure 2.29.b. Puis on dilate ce masque jusqu'à ce que sa surface soit triplée (couleur gris foncé sur la figure 2.29.b). Cette opération permet d'analyser la goutte dans son environnement. Les masques non dilaté des gouttes voisines sont retranchés de l'environnement de la goutte étudiée (masque gris clair sur la figure 2.29.b). Ce dernier masque sert donc de base pour délimiter l'environnement de la goutte à analyser illustré par la figure 2.29.c.

L'histogramme des niveaux de gris de la goutte est alors calculé à partir l'image de la goutte isolée (voir figure 2.31.a), et de la même manière que sur l'histogramme de l'image  $I_N$ , les paramètres suivants sont définis :

- Le niveau représentatif du fond lumineux, égal au niveau de gris le plus rencontré dans l'histogramme  $n_{max}$ .
- Le niveau de gris minimal rencontré dans l'histogramme  $n_{min}$ .
- Le contraste de la goutte  $C$  défini par l'équation 2.34.

$$C = \frac{n_{max} - n_{min}}{n_{max} + n_{min}} \quad (2.34)$$

- Le niveau de seuil sub-pixel  $n_{seuil}$  à 1% de la goutte, par l'équation 2.35.

$$n_{seuil} = n_{min} + l(n_{max} - n_{min}) \quad (2.35)$$

Le choix du niveau de seuil est très important car il agit sur la taille apparente des gouttes : plus il se rapproche du pic de population du fond lumineux  $n_{max}$ , plus la surface des gouttes sera importante après binarisation.

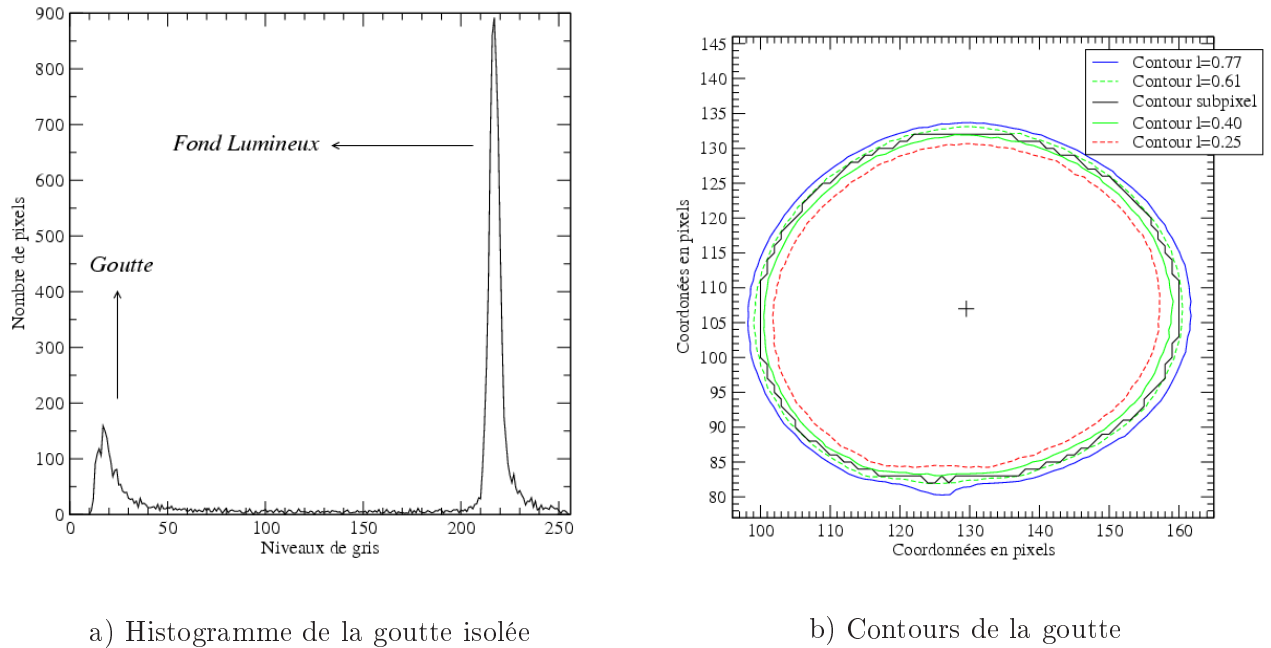


FIG. 2.31 – Analyse de la goutte

Pour la mesure de la taille de gouttes, on trouve dans la littérature différents modes de calcul du niveau de seuil  $n_{seuil}$ , à partir de l'histogramme de niveau de gris (voir la figure 2.31.a). Kim et al. [84] estiment que le niveau de seuil est calculé à partir du gradient de population des niveaux de gris du fond clair. Pour Kim et al.,  $n_{seuil}$  est égal à 80% du niveau de gris pointé par la tangente de pente la plus élevée. Otsu [121] calcule son niveau de seuil à partir des moments d'ordre 0 et 1 de l'histogramme afin de séparer les deux pics de population associés aux deux phases à différencier. Lee et al. [95] considèrent la moitié du niveau de gris le plus peuplé  $n_{max}$  dans l'histogramme. Une méthode assez courante est de considérer un certain pourcentage  $l$  de l'intervalle  $n_{max} - n_{min}$ , à l'aide de l'équation 2.35.

Koh et al. [86] considèrent que le niveau de seuil optimal est de  $l = 0.5$ , Lebrun et al. [91] l'estiment à 0.55. Malot et Blaisot [102] se basent sur le modèle d'imagerie présenté dans ce chapitre pour montrer que le seuillage avec  $l = 0.61$  de l'image d'objets calibrés conduit à une mesure de la taille réelle des objets. C'est donc ce niveau de seuil qui est appliqué pour remonter au diamètre réel des gouttes.

A partir de l'image de la goutte isolée (voir figure 2.29.c), quatre seuillages relatifs sont effectués aux niveaux  $l = 0.77, l = 0.4, l = 0.25$  puis  $l = 0.61$ . Ces quatre binarisations conduisent aux images de la figure 2.31.b. Si l'une de ces images ne contient après seuillage aucun pixel noir, c'est que l'image de cette goutte n'est pas assez contrastée, on ne peut donc pas calculer un rayon  $r_l$  fiable. Cette goutte est alors éliminée du traitement. A partir des surfaces obtenues pour chacun des trois niveaux de seuil  $l = 0.77, l = 0.4, l = 0.25$ , le rayon de la goutte  $r_l$  est calculé. Deux de ces trois rayons seront par la suite utilisés pour calculer la demi largeur de l'image  $\Delta\tilde{r}$ , via l'équation 2.22. Cette donnée sera utilisée par le programme *pdf* pour estimer la réponse impulsionnelle de la goutte  $\chi$ .

A partir de l'image seuillée au niveau  $l = 0.61$ , on détermine le rayon de chaque goutte  $r_{61}$  ainsi

que le contour de la goutte. L'algorithme de calcul du contour permet d'obtenir le contour sub-pixel de l'image goutte isolée (voir le contour en noir de la figure 2.31.b). La méthode de calcul du contour sub-pixel, détaillée en Annexe B, est basée sur le gradient de niveau de gris à l'interface du contour de la goutte.

Le résultat final de ce programme est donc un fichier de données qui liste l'ensemble des gouttes détectées par *subdiametre*. Dans cette liste figure les nombreux paramètres définis précédemment tels que le niveau de gris de l'image labellisée (label), les diamètres issus des 4 niveaux de seuils, 4 paramètres morphologiques pour quantifier la forme des gouttes, le contraste, la surface d'interface, le volume, la taille et les coordonnées du masque d'analyse, les coordonnées du barycentre de la goutte et le nom de l'image de laquelle la goutte est extraite.

### 2.3.4 Établissement de la granulométrie

Le programme *pdf*, dont une copie d'écran est illustrée sur la figure 2.32, est utilisé pour la dernière étape du traitement. Ce programme ne réalise pas de traitement d'images, il réalise seulement des opérations sur les données fournies par le programme *subdiametre*. Il permet de calculer la granulométrie

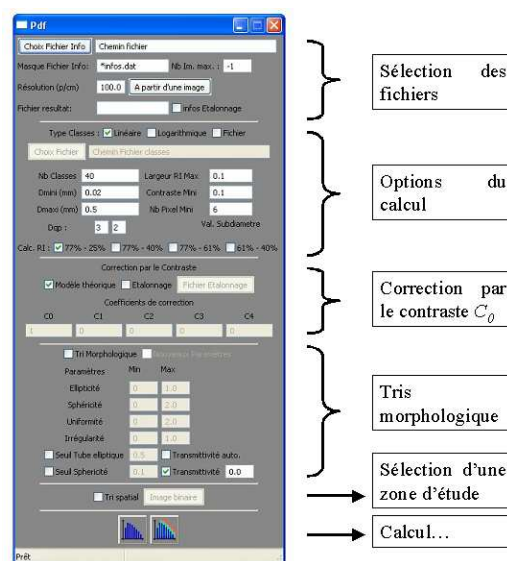


FIG. 2.32 – Programme de calcul de la granulométrie

à partir d'images de spray. Pour obtenir une mesure robuste, il convient d'avoir un nombre de gouttes suffisamment important dans le fichier de départ. De plus, il faut s'assurer au fur et à mesure des traitements que cet échantillon est représentatif de la granulométrie. En effet un spray est constitué d'une grande variété de tailles de gouttes, mais quelques grosses gouttes ont un impact relativement important sur la mesure des diamètres moyens d'un spray. Pour que l'échantillon soit représentatif, il faut donc veiller à bien prendre en compte ces grosses gouttes. Lewis et al. [97] soulignent que la présence ou l'absence d'une seule grosse goutte dans un échantillon de 1000 gouttes peut induire un écart de 100% sur le calcul du diamètre moyen. Bowen et Davies[17] estiment que pour réaliser une mesure fiable, il est nécessaire de mesurer environ 5500 gouttes pour avoir une précision de  $\pm 5\%$  sur

le diamètre moyen. Ce nombre n'est bien sûr qu'un ordre de grandeur dans le cas d'un spray constitué de tailles de gouttes variées. Dans le cas d'un spray monodisperse, ou d'un jet de Rayleigh, quelques centaines de gouttes peuvent suffire si le diamètre des gouttes varie peu.

Mais avant d'obtenir un diamètre moyen, le programme *pdf* réalise différents tris en éliminant des gouttes sur des critères de position par rapport au plan de mise au point, de contraste ou de forme. Donc le nombre de gouttes nécessaires en entrée du programme *pdf* doit être suffisant pour obtenir au minimum 5500 gouttes en sortie. D'après mon expérience, un minimum de 10000 gouttes est nécessaire pour calculer confortablement la granulométrie. Mais ce minimum dépend de la largeur du spray et du contraste des images. En effet, plus le spray est fin suivant la profondeur de champ de la caméra, meilleur est le contraste des images et moins il y aura de gouttes éliminées lors du traitement. Il faut aussi prendre en compte le nombre d'images pour le traitement.

Le résultat final de ce programme est donc un fichier de données qui liste l'ensemble des gouttes triées par *pdf*. Dans cette liste figurent les paramètres calculés auparavant par *subdiametre*, plus les informations supplémentaires sur la réponse impulsionnelle des gouttes, le diamètre corrigé par le contraste, . . . Les autres fichiers de sortie permettent de tracer les graphes des distributions volumique et numérique des gouttes, les cumulatives. . . Les effets des corrections et des tris réalisés par ce programmes seront traités dans la suite de cette étude, dans le chapitre 3.

## 2.4 Conclusion

Un modèle d'imagerie a été proposé dans lequel une goutte est caractérisée par son rayon  $r_l$  et par son contour, mesurés après seuillage à un niveau  $l\%$ . Le contraste normalisé de la goutte sert à appliquer une correction sur ce diamètre mesuré. Le modèle ainsi défini permet de mesurer la réponse impulsionnelle des gouttes  $\chi$  pour donner une information quantitative sur le défaut de mise au point. Pour cela on calcule la différence entre deux rayons de la goutte, pour deux niveaux de seuils.

Des programmes ont été développés pour permettre une large utilisation de ces programmes. Ils ont d'ailleurs déjà été utilisés pour différents projets au laboratoire pour réaliser des mesures de granulométrie des sprays issus d'injecteurs automobile, ou lors de collaboration avec d'autres laboratoire pour des injecteurs pour tête d'impression.

La précision de ces algorithmes sur la mesure du diamètre et sur la mesure du défaut de mise au point sera traitée dans le chapitre 3. Les valeurs des paramètres morphologiques seront validées lors du chapitre 4.

La validité de la granulométrie par cette technique d'imagerie sera discutée en comparant les résultats avec deux autres techniques de granulométrie (par diffraction et PDPA) dans le chapitre 6. Cette comparaison sera réalisée sur deux injecteurs automobiles.



## Chapitre 3

# Étalonnage du système d'imagerie

### 3.1 Introduction

Le système d'imagerie présenté dans le chapitre 2 a été développé dans le but de permettre la mesure du défaut de mise au point. Ce modèle fait appel au formalisme de Fourier pour introduire le concept de réponse impulsionnelle (*PSF*) [14]. La *PSF* caractérise le système optique dans le domaine spatial de la même manière que la Fonction de Transfert Optique le qualifie dans le domaine des fréquences. La *PSF*, qui peut être vue comme la réponse du système à un objet ponctuel de taille infiniment petite, dépend des caractéristiques du système d'imagerie : ouverture, grandissement, aberrations, rayonnement de la source, la position des objets dans l'espace... Sur la figure 3.1,  $d_i$  est la distance objet-lentille, la largeur de la *PSF* ainsi que la profondeur de champ sont représentées pour deux ouvertures données.

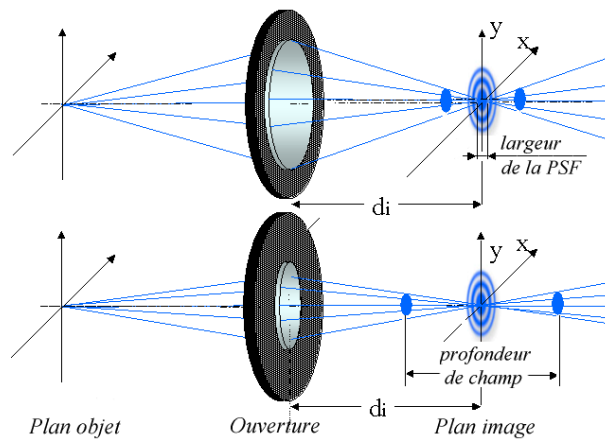


FIG. 3.1 – Relation entre la *PSF*, l'ouverture et la profondeur de champ [90].

En théorie, la largeur de la *PSF* est proportionnelle à la longueur d'onde de la source, la distance entre l'objet et le plan focal du système optique et le nombre d'ouverture  $f^\#$ . La *PSF* est donc plus large pour un objet en défaut de mise au point que lorsqu'il est dans le plan focal du système pour un montage d'imagerie donné. La demi largeur de la *PSF*  $\chi$  est estimée à partir de la mesure de



l'étalement de la zone de transition entre le centre de la goutte et le fond lumineux  $\Delta\tilde{r}$ . La manière dont la *PSF* varie le long de l'axe optique de la caméra dépend des propriétés du montage optique. Cette variation doit être caractérisée pour chaque montage, pour déterminer la relation qui associe l'objet à son défaut de mise au point et ensuite, choisir un critère de défaut de mise au point acceptable. On doit donc exprimer la demi largeur de la *PSF*  $\chi$  en fonction de la position de l'objet le long de l'axe optique. A partir de la relation entre le contraste normalisé  $C_0$  et la largeur de l'objet  $\tilde{a}$  ( $a/r_l = p_l(C_0)$ , équation 2.21), et de l'équation reliant la largeur du contour de l'image  $\Delta\tilde{r}$  à  $\tilde{a}$ , on élimine le paramètre  $\tilde{a}$  pour obtenir directement  $\Delta\tilde{r}$  en fonction du contraste normalisé  $C_0$  illustrée par la courbe de la figure 2.15.  $\Delta\tilde{r}$  est quasiment une fonction linéaire de  $C_0$ . De la même manière que pour le calcul du diamètre de la goutte (voir équation 2.21), la relation entre  $\Delta\tilde{r}$  et  $C_0$  est ajustée à l'aide d'un polynôme d'ordre 3, donc  $\Delta\tilde{r} = p_r(C_0)$ . L'estimation de la demi largeur de la réponse impulsionnelle  $\chi_{est}$  est ensuite obtenue par l'équation 3.1 :

$$\chi_{est} = \frac{\Delta r}{p_r(C_0(C_{meas}, \tau))} \quad (3.1)$$

Le polynôme  $p_r(C_0) = \Delta\tilde{r}/\sqrt{2}$  résultant de la régression polynomiale de la figure 2.15 est égal à :

$$p_r = -0.1176.C_0^3 + 0.1727.C_0^2 + 0.2889.C_0 + 0.6779 \quad (3.2)$$

Comme  $\chi$  est une fonction croissante avec le défaut de mise au point, il est possible de définir un critère de défaut de mise au point maximal  $\chi_{max}$  tel que :

$$\chi \leq \chi_{max} \quad (3.3)$$

Une fois les bases de ce modèle établies, il est nécessaire d'étalonner notre système, c'est-à-dire analyser sa réponse face à des objets simples. Cette phase est obligatoire pour n'importe quel système de granulométrie, mais elle n'est pas toujours laborieuse. Nous présenterons tout d'abord le montage expérimental adopté pour de bonnes conditions de mesures (éclairage, réglage de la caméra et de l'objectif). Ensuite plusieurs objets seront testés et comparés pendant la phase d'étalonnage pour améliorer la répétabilité et la facilité de la mise en oeuvre de la procédure d'étalonnage. Enfin, des résultats concernant la détermination du volume de mesure sur un spray seront montrés dans la dernière partie de ce chapitre.

## 3.2 Montage expérimental

Le montage expérimental est le montage type d'un système d'imagerie avec éclairage en transmission par une source blanche. Il est illustré sur la figure 3.2.

L'éclairage est fourni par deux sources de lumières qui diffèrent par leurs dimensions et le temps pendant lequel elles éclairent les objets. L'objectif étant de déterminer quelle est la source qui convient le mieux à la procédure d'étalonnage. La source continue FOSTEC possède une intensité réglable et plusieurs configuration (un panneau lumineux de grandes dimensions ou un éclairage ponctuel). Celle-ci

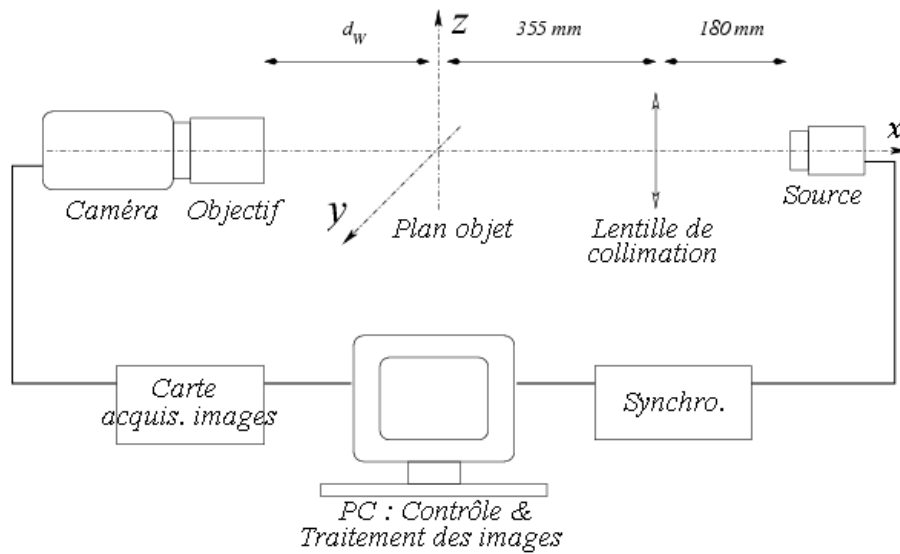


FIG. 3.2 – Schéma de principe de la technique d'imagerie

est utilisable seulement pendant l'étalonnage car elle ne permet pas de figer le mouvement des gouttes dans l'image. Dans ce cas, le temps d'exposition est réglé par le temps d'ouverture de la caméra. Le deuxième dispositif d'éclairage est composé d'une source pulsée NanoTwin de marque HSPS, elle permet de délivrer deux pulses lumineux de courte durée ( $\approx 15$  ns). Dans cette configuration le flash de la source pulsée doit être synchronisé avec l'ouverture de la caméra.

Notons que l'axe optique de la caméra est suivant l'axe  $x$ , de même que celui de la source. Son origine est le plan focal objet du système optique. La caméra utilisée est une caméra monochrome JAI CV-M2. Elle est équipée d'un capteur CCD de 10 bits Kodak KAI-2020M. Les dimensions du photodétecteur sont 1200x1600 pixels de  $7.4 \mu\text{m}$  de côté.

Deux objectifs sont caractérisés par leur réponse impulsionnelle : un objectif standard et un objectif télécentrique dont la particularité est de posséder un grandissement égal dans toute la profondeur de champ. En effet, l'utilisation d'un objectif standard peut entraîner un biais pour des mesures dans des sprays car toutes les gouttes ne sont pas dans le plan de mise au point. Dans ce cas, le grandissement décroît à mesure que l'objet s'écarte du plan de l'objectif.

L'objectif télécentrique (S5LPJ1005 Sill Optics Correctal, voir [21]) possède un grandissement constant  $\gamma_t = 0.84$  sur une large plage de défaut de mise au point. La résolution de l'image  $R_t$  est de 113.2 pix/mm. Le nombre d'ouverture  $f^\#$  est fixé à 5.6 ou 11 et la distance de travail est  $d_w = 123$  mm. Le schéma de principe de cet objectif est schématisé par la figure 3.3.

L'objectif standard (F1.3 Avenir TV Lens) possède une longueur de focale  $f_c = 75$  mm, on lui ajoute une bague allonge de 40 mm de long pour augmenter le grandissement. Dans cette configuration,  $\gamma_c = 0.52$ , la résolution est  $R_c = 71$  pix/mm et la distance de travail est fixée à  $d_w = 170$  mm. Le nombre d'ouverture varie de 1.3 à 22 pour cet objectif.

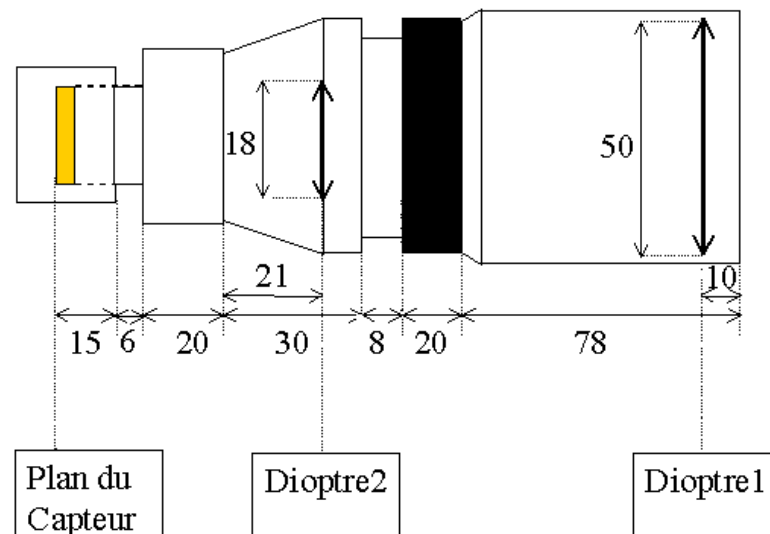


FIG. 3.3 – Schéma de l'objectif télécentrique.

### 3.2.1 Objets calibrés

La détermination de la réponse impulsionnelle d'un système (*PSF*) est un moyen de fournir une mesure quantitative de la réponse du système optique [25]. La *PSF* décrit la manière dont le système optique déforme le signal d'un objet ponctuel. Elle est obtenue expérimentalement par la réponse du système optique (une image) à une impulsion en entrée (source ponctuelle par exemple). Selon le type d'application, on utilise différents types d'objets en entrée :

- Les objets qui fournissent la *PSF* suivant une seule dimension, comme un fil métallique [41] dont le diamètre doit être de moins d'un pixel dans l'image.
- Les objets qui donnent une représentation de la *PSF* dans toutes les directions [77], [42].

Dans cette étude, trois sortes d'objets sont utilisés pour mesurer la *PSF* du système d'imagerie :

- Un point source, c'est-à-dire une plaque opaque percée d'un trou ( $15 \mu m$  ou  $30 \mu m$ ), qui fournit directement une mesure de la *PSF* du système optique.
- Un bord d'écran constitué par une lame de rasoir. Il permet de remonter à la *PSF* du système à partir de la mesure du signal de sortie, induit par une entrée connue (un échelon).
- Des disques calibrés déposés en couche mince sur une plaque de verre. La mesure de la *PSF* n'est possible que par l'utilisation du modèle d'imagerie développé dans le chapitre 2.

Pour chaque objet, une série de 15 images est enregistrée pour chaque position par rapport au plan de mise au point (suivant l'axe  $x$ ). Chaque objet étant positionné scrupuleusement au centre de l'image.

Le point source nécessite d'être de très faible diamètre (quelques microns pour certains montages) pour simuler la réponse du système face à un objet ponctuel. Le diamètre du trou doit être négligeable devant la largeur de la *PSF*. Le principal problème de ce type d'objet est la détermination du diamètre du trou qui correspond le mieux au système d'imagerie. Si le trou est trop petit, le flux de lumière qui le traverse est trop faible pour être mesuré. Si le diamètre est trop grand, il ne permet pas de quantifier

la largeur de la *PSF*. Pour cette étude, des points sources de diamètre  $15\ \mu\text{m}$  et  $30\ \mu\text{m}$  ont été utilisés.

Étant donné que ce système est dédié à la mesure de taille de gouttes dans les sprays, les disques opaques calibrés constituent des modèles des gouttes en deux dimensions. Leur taille connue permet non seulement de quantifier la réponse du système mais aussi à évaluer la précision de la mesure de taille. La mesure de la *PSF* est déduite de l'étalement du profil du contour de l'image du disque et conduit à la détermination du volume de mesure du système. Toutefois, les disques ne modélisent que partiellement les gouttes (pas d'épaisseur, pas de réfraction), ce qui peut entraîner des écarts par rapport aux images de gouttes.

Pour faciliter ce travail laborieux, une méthode plus simple est mise en place ici. Elle consiste à analyser l'image d'un bord d'écran matérialisé par une lame de rasoir. Cet objet est vu par le système comme une entrée échelon. Sa réponse est donc déterminée analytiquement, de la même façon que pour un disque. Toutefois, le bord d'écran ne donne la réponse du système que dans une seule dimension. De plus, comme il ne présente pas de longueur mesurable, il ne permet pas de simuler la variation de la largeur de l'image avec le contraste illustrée par la courbe de la figure 2.14.

### 3.2.2 Courbe d'étalonnage du rayon par le contraste

Seul l'utilisation des disques calibrés peut fournir cette première courbe d'étalonnage. Pour cela, la mesure du rayon du disque calibré  $r_{61}$  et de son contraste normalisé  $C_0$  sont comparées aux valeurs données par le modèle (voir figure 2.15) dans le but de corriger la valeur mesurée du diamètre de la goutte. Les points expérimentaux (symboles) sont comparés aux valeurs analytiques de  $a/r_{61} = f(C_0)$  (en traits pleins) sur la figure 3.4. Si l'écart est faible, cela signifie que les réglages du système optique sont adaptées au modèle d'imagerie.

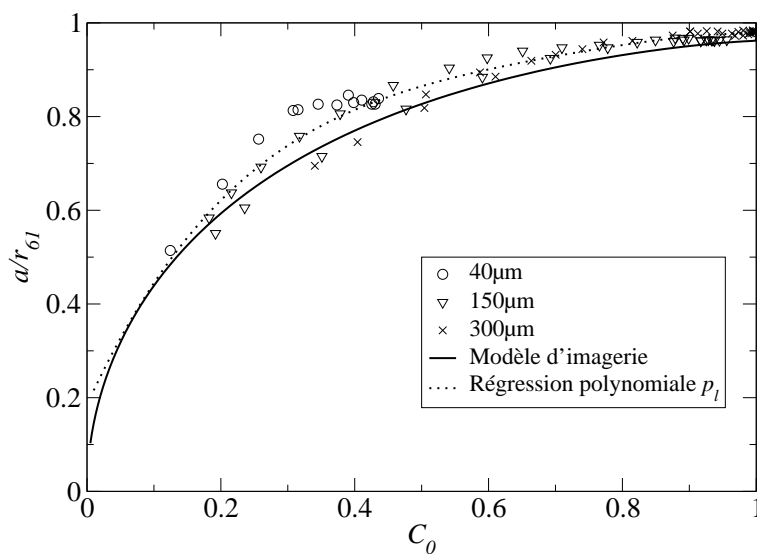


FIG. 3.4 – Courbe d'étalonnage de la correction du rayon  $r_{0.61}$  par le contraste  $C_0$  obtenue à partir de disques calibrés (avec l'objectif télécentrique). Le modèle d'imagerie est représenté en traits pleins et la régression polynomiale  $p_l(C_0)$  en pointillés.

Dans la plupart des montages, les points expérimentaux ne collent pas parfaitement à la courbe théorique, comme sur la figure 3.4. Cela est dû au fait que le modèle utilisé ne prend pas en compte certains effets comme la dimension de la source lumineuse qui peut provoquer des écarts dans certains cas, comme nous le verrons dans la section 3.2.4. Pour compenser cet écart avec le modèle, il convient alors de calculer  $p_l(C_0)$  via une régression polynomiale car la mesure du rayon de l'objet doit être corrigée par cette courbe, expérimentale ou théorique. Elle est donc essentielle.

En cas de mauvais réglage du système d'imagerie, la régression polynomiale ne permet pas de relier les points expérimentaux entre eux. Il n'existe alors pas de relation simple entre les paramètres de l'image et leur contraste. Il faut alors modifier les réglages du système optique (alignement, choix de la source) pour obtenir des valeurs expérimentales les plus proches possibles du modèle. Un exemple de réglage pour lequel le modèle n'est pas adapté à la source est présenté sur la figure 3.8, dans la section 3.2.4. Dans ce cas, la courbe  $a/r_{61} = f(C_0)$  est utile pour vérifier la qualité du montage optique et pour évaluer si la configuration optique est apte à réaliser une bonne mesure de granulométrie à partir du modèle d'imagerie.

Dans ce cas de figure, la régression polynomiale est d'ordre 4 et décrite par l'équation 3.4 :

$$p_l = 0.18521 + 3.0972.C_0 - 5.4894.C_0^2 + 4.8678.C_0^3 - 1.6833.C_0^4 \quad (3.4)$$

### 3.2.3 Évaluation de l'effet de smearing

Les sources de mauvais réglage sont nombreuses : alignement optique, réglage de l'ouverture de la source ou de l'objectif... Plusieurs ont été identifiées, la première n'apparaît que lors de la phase d'étalonnage : l'effet de *smearing*. Durant la phase d'étalonnage, il est possible d'utiliser une source continue pour illuminer des objets, car son utilisation est plus souple, et le coût lié à son fonctionnement est plus faible que pour une source pulsée par exemple (durée de vie, c'est-à-dire un nombre de pulse limité dans ce dernier cas). Mais des précautions doivent être prise quant à l'utilisation d'une telle source avec une caméra disposant d'un capteur CCD.

L'architecture du capteur CCD de la caméra utilisée dans cette étude est basé sur un dispositif de transfert interligne (voir figure 3.5). Ce système enregistre l'image en 2 phases successives : lorsque le capteur est illuminé, chaque pixel collecte la lumière pendant le temps d'exposition fixé par la caméra. Cette période dite *période d'intégration* permet de transférer la charge accumulée vers une zone de stockage, à l'abri de la lumière sur le capteur CCD. Dans un deuxième temps, la *phase de lecture* permet de lire les registres de stockage pour former l'image résultante. Le problème apparaît pendant la phase de lecture : lorsque la lumière continue d'éclairer le capteur, l'accumulation de charge supplémentaire conduit à des artefacts de lumière sur l'image, associés au phénomène de *smearing* (to smear en anglais signifie étaler ou faire une tâche). Il apparaît lorsque le temps d'intégration est faible devant le temps de lecture. Il se matérialise sur l'image par un niveau de noir (ou d'"obscurité") important, donc un contraste plus faible. L'effet de smearing dans les capteurs CCD à transfert interlignes a été étudié notamment par Turko et al. [149]. Il peut être diminué ou évité en augmentant le rapport entre le temps d'intégration et le temps de lecture. Par conséquent, ce phénomène n'apparaît pas lors de l'utilisation

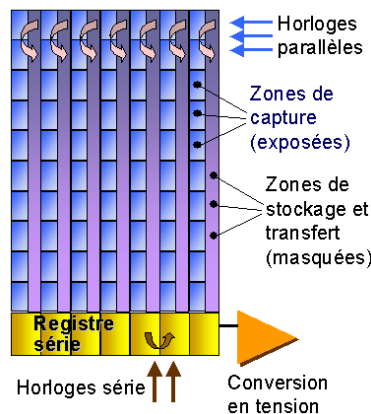


FIG. 3.5 – Principe d'un capteur CCD à transfert interligne.

d'une source pulsée car dans ce cas, l'exposition du capteur à la lumière est très court et la source n'éclaire pas le capteur pendant la phase de lecture. Il peut être traité, après l'enregistrement des images, en appliquant un filtre linéaire sur les images de smearing, comme le montre Powell et al [124].

Dans cette étude, le smearing est quantifié en faisant varier le temps d'exposition de la caméra (en utilisant l'obturateur électronique de la caméra). En effet, le temps de lecture de la caméra est fixé à 58.9 ms, ce qui correspond au temps pour lire entièrement les registres de lecture (c'est-à-dire pour une image complète). Le temps d'intégration est modifié pour gérer l'accumulation de lumière résiduelle sur les photo-sites du capteur CCD. Pour cela, le bord d'écran est positionné dans le plan focal et couvre une partie variable du champ de visualisation. Pour chaque temps d'exposition, le niveau de blanc est gardé le plus constant possible en ajustant l'intensité de la lumière délivrée par la source continue. Les résultats, visibles sur la figure 3.6, montrent que le niveau de noir moyen décroît de manière exponentielle avec le temps d'exposition, signifiant une diminution de l'effet de smearing. Le bord d'écran a aussi été déplacé dans l'image pour couvrir un pourcentage variable de la totalité de l'image. Il apparaît que moins le bord d'écran couvre l'image, plus grande est la portion du capteur illuminée et plus l'effet de smearing est important. On constate que pour un temps d'exposition supérieur à 4 ms ( $1/250$  s), le niveau de noir est proche de sa valeur minimale, obtenue en l'absence totale de lumière. C'est pourquoi nous avons choisi de fixer le temps d'exposition de la caméra à 4 ms, pour toute la phase d'étalonnage, dès que la source continue est utilisée.

L'impact de l'effet de smear sur la mesure des particules est illustré par la figure 3.7. La variation du contraste des objets calibrés de diamètres 40, 100 et 300  $\mu m$  est donnée en fonction de la position de l'objet par rapport au plan de mise au point. Deux temps d'intégration sont utilisés : pour  $t_{i,smear} = 0.25$  ms (symboles vides) et pour  $t_i = 4$  ms (symboles pleins sur la figure 3.7). Une perte très nette de contraste est observée pour  $t_{i,smear} = 0.25$  ms, c'est-à-dire quand l'effet de smearing est présent. Le contraste est réduit jusqu'à 40% pour les objets les plus gros près du plan de mise au point. Un biais dans le contraste induit forcément une erreur lors de la phase de correction des diamètres apparents par l'équation 2.21. Les mesures réalisées avec une source de lumière continue

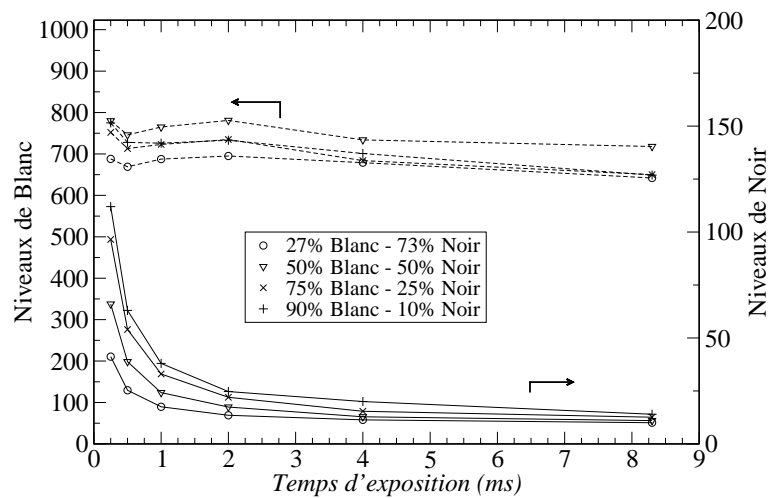


FIG. 3.6 – Influence du temps d'exposition sur la dynamique du niveau de blanc et de noir (source ponctuelle et objectif télécentrique). Le temps de lecture est de 58.9 ms.

doivent donc être impérativement réalisées avec un long temps d'exposition ( $t_i = 4$  ms dans notre cas) pour s'affranchir de l'effet de smearing.

### 3.2.4 Choix de la source

Pour fournir une procédure d'étalonnage générale et rigoureuse, nous avons testé plusieurs configurations pour chacune des deux sources utilisées. La source continue permet de connecter une fibre optique qui guide la lumière soit vers un panneau lumineux de grandes dimensions (10x13 cm), soit vers un arrangement circulaire de fibres produisant un pinceau de lumière circulaire de diamètre 6 mm. Dans ce cas, un diffuseur est positionné devant la sortie de la fibre optique et une lentille de Fourier de focale 140 mm est placée entre la source et l'objet de façon à collimater la lumière sur le champ observé.

Pour confirmer l'adéquation entre le modèle d'imagerie et la configuration expérimentale, la courbe théorique  $a/r_{0.61} = f(C_0)$  (voir la fonction en traits pleins sur la figure 3.8) est comparée aux mesures réalisées sur les disques calibrés. La demi largeur de l'image du disque  $r_{61}$  est calculée pour chaque position du disque le long de l'axe optique de la caméra  $x$ . On peut voir sur la figure 3.8 que, dans le cas de la source large (le panneau lumineux) les points expérimentaux ne suivent pas la courbe du modèle.

On remarque que chaque disque calibré possède une courbe à deux branches. La branche qui se rapproche le plus du modèle est celle correspondante aux positions  $x < 0$ . C'est-à-dire lorsque le disque est placé entre le plan de mise au point et la caméra. On observe une seconde branche, dont les points sont très éloignés du modèle, qui correspond aux positions  $x > 0$  des disques calibrés. Cela signifie que le rayon mesuré et le contraste sont sous-estimés par rapport aux valeurs du modèle pour ces disques placés entre la source et le plan de mise au point.

La variation du grandissement de l'objectif télécentrique  $\gamma_t$  le long de l'axe optique de la caméra

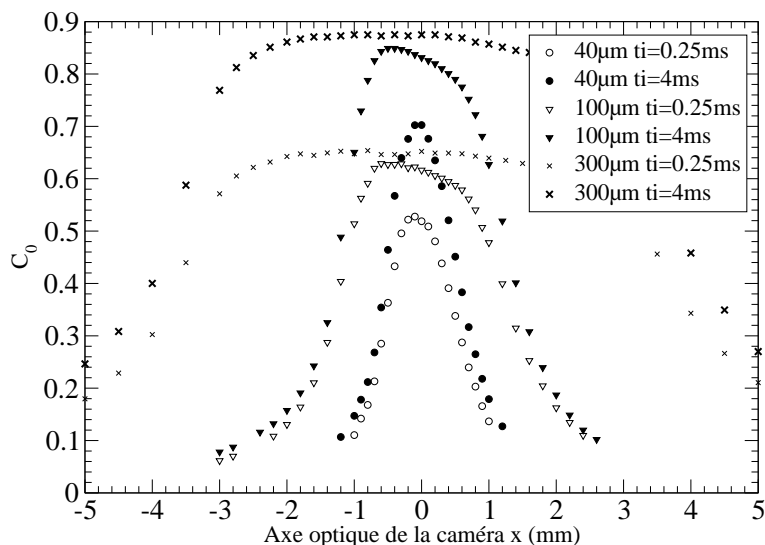


FIG. 3.7 – Influence de l’effet de smearing sur le contraste des images (source continue et objectif télécentrique).

$x$  a été mesuré pour chaque configuration de source (collimatée ou large). Les résultats sont présentés sur la figure 3.9. La régression linéaire des points expérimentaux donne :

- pour la source collimatée :  $\gamma_t^{col} = 0.0002.x + 0.839 \pm 0.0015$ .
- pour la source large :  $\gamma_t^{large} = -0.0035.x + 0.839 \pm 0.0015$ .

La valeur  $\pm 0.0015$  correspond à une erreur d’un pixel sur la mesure de  $\gamma_t$ . Cette valeur correspond à la résolution de l’axe des ordonnées de la figure 3.9. Le grandissement est donc quasi constant pour la source collimatée, en accord avec la particularité de l’objectif télécentrique. Dans le cas de la source large, le grandissement est différent de chaque côté du plan de mise au point. En effet,  $\gamma_t^{large}$  est plus faible pour  $x > 0$ , c’est-à-dire entre le plan focal et la source. Cela induit une sous-estimation de la mesure de la taille de l’image, confirmant la position de la branche la plus éloignée du modèle sur la courbe d’étalonnage de contraste (voir figure 3.8). Il a aussi été noté que dans le cas de la source large, les objets possèdent un contraste plus faible.

Ce phénomène pourrait s’expliquer par les angles d’inclinaison des rayons lumineux par rapport à l’axe optique. Ces angles sont d’autant plus grands que la source est large. Ceci n’a pas été pris en compte dans le modèle, ce qui peut représenter une limitation du modèle qui ne semble pas adapté dans ce genre de situations.

Le meilleur compromis trouvé est celui utilisant une source de petites dimensions (un ou deux cm de diamètre) dont la lumière peut être plus facilement collimatée. Dans la pratique, la lentille de collimation est rapprochée légèrement de la source pour obtenir des rayons faiblement divergents. Pour ce réglage optimal, on constate un bon accord entre le modèle et les points expérimentaux, on obtient la courbe de contraste présentée sur la figure 3.4.



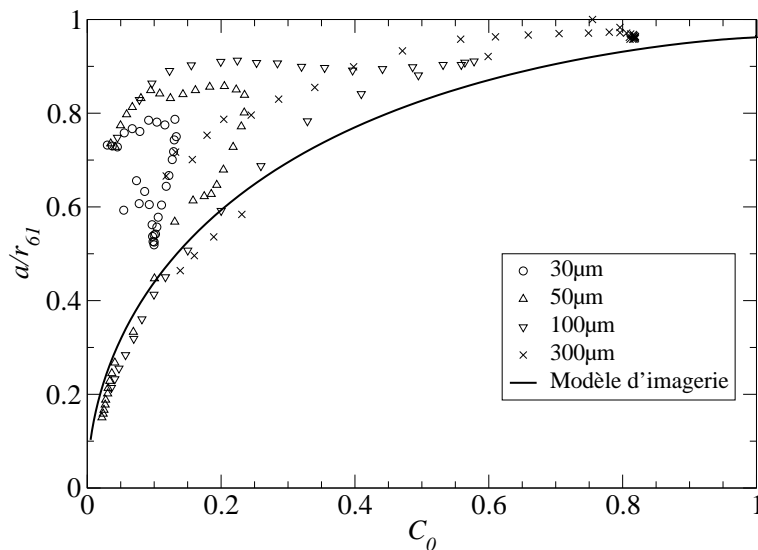


FIG. 3.8 – Courbe d'étalonnage de la correction du rayon  $r_{0.61}$  par le contraste  $C_0$  obtenue à partir de disques calibrés (avec objectif télécentrique et source large continue). Le modèle d'imagerie est en traits pleins.

### 3.3 Détermination de la "Point Spread Function" (PSF)

La demi-largeur de la réponse impulsionnelle (*PSF*) est mesurée en fonction du défaut de mise au point, c'est-à-dire, le long de l'axe optique  $x$ . Cette seconde courbe d'étalonnage est déterminée à partir des images de trois objets : un point source, des disques calibrés et le bord d'écran (voir images de la figure 3.10).

#### 3.3.1 Objets utilisés pour la détermination de la PSF

##### 3.3.1.1 Forme et largeur de la PSF avec un point source

Le point source est réalisé en perçant un trou dans une fine plaque opaque. Deux trous de diamètre  $15 \mu m$  et  $30 \mu m$  sont utilisés pour simuler un point source considéré comme infiniment petit. Il faut comparer ces valeurs devant la résolution des montages optiques utilisés :

- pour l'objectif télécentrique,  $\gamma_t = 0.84$  et la résolution est de 113.2 pix/mm. La dimension d'un pixel dans le plan objet est donc de  $8.83 \mu m$ .
- le grandissement de l'objectif standard est  $\gamma_c = 0.52$  et la résolution de 71.0 pix/mm. La côté d'un pixel mesure  $14.08 \mu m$  dans le plan objet.

Pour une mesure correcte, nous estimons que la *PSF* doit être au minimum de trois pixels de large. Cela représente respectivement  $26.5$  et  $42.2 \mu m$  pour les montages avec objectif télécentrique et standard. Dans ces deux cas de figure, le diamètre des trous n'est pas infiniment petit devant la *PSF* du montage optique. Mais tant que la *PSF* est au moins deux fois supérieure au diamètre du trou, l'erreur est tolérable. En effet, le produit de convolution de deux fonctions gaussiennes de largeur  $\sigma$  et  $2\sigma$ , représentant respectivement le diamètre de l'image du point source et la largeur de la *PSF* du

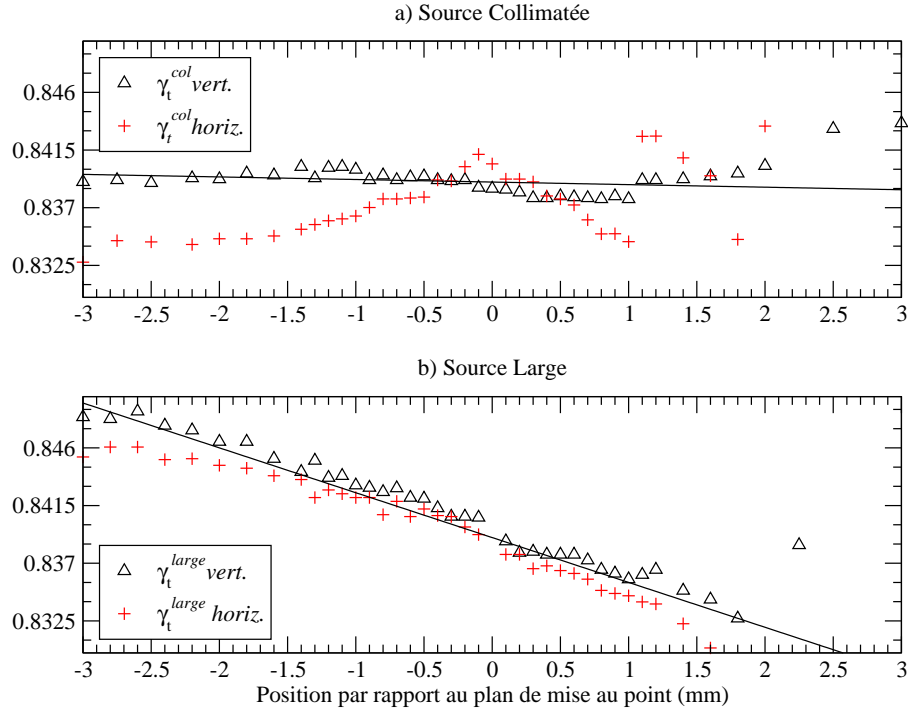


FIG. 3.9 – Mesure du grandissement de l'objectif télécentrique  $\gamma_t$  fonction du défaut de mise au point, pour deux configurations de source. En trait plein la régression linéaire.

montage optique, on obtient une gaussienne de largeur  $2.2\sigma$ , ce qui correspond à une erreur de 10% dans ce cas.

La fonction décrivant la *PSF* est donnée par l'équation 3.5 dans le cas d'une gaussienne :

$$psf_g(y, z) = s_{0,g} \exp\left(-2\frac{y^2 + z^2}{\chi_{ph}^2}\right) \quad (3.5)$$

On peut aussi modéliser le profil de la *PSF* à partir :

– d'une fonction sinus cardinal :

$$psf_s(y, z) = s_{0,s} \text{sinc}^2\left(2.199123\sqrt{y^2 + z^2}/\chi_{ph}\right) \quad (3.6)$$

– d'une fonction de Bessel :

$$psf_b(y, z) = s_{0,b} J_0^2\left(1.7519874\sqrt{y^2 + z^2}/\chi_{ph}\right) \quad (3.7)$$

Avec  $\chi_{ph}$  la demi largeur de la *PSF* mesurée avec le point source, et  $s_0$  une constante de normalisation différente suivant la forme du profil choisi.  $s_0$  correspond à l'amplitude du profil mesurée.

### 3.3.1.2 PSF déterminée avec des disques calibrés

Nous avons montré dans la section 2.1.6 que la demi largeur de la *PSF* pouvait être estimée à partir de la largeur du contour de l'image d'un disque  $\Delta r$ , via l'équation 3.1. Dans cette équation, la mesure de l'épaisseur du halo  $\Delta r$  est obtenue à partir de l'image d'un disque calibré pour deux niveaux

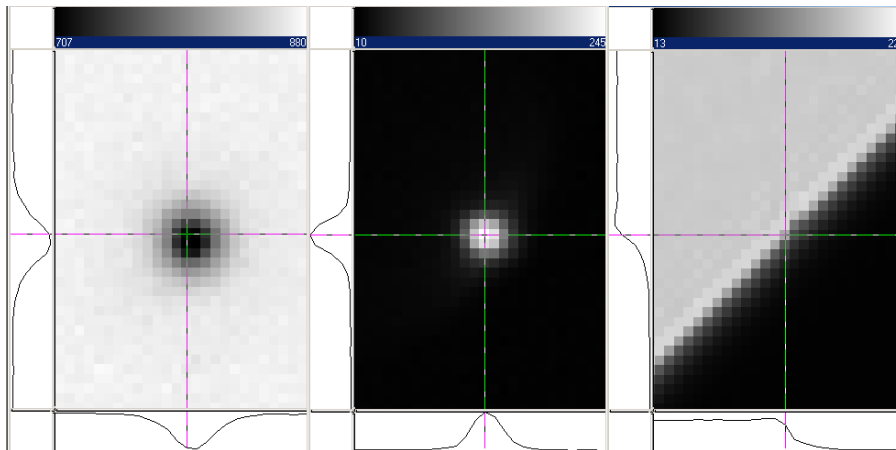


FIG. 3.10 – Exemples d’images zoomées d’objets calibrés. De gauche à droite le disque calibré de  $30 \mu m$ , le point source de  $30 \mu m$  et le bord d’écran dans le plan de mise au point. Les profils de niveaux de gris sont indiqués en bas et à gauche de chaque image.

de seuillage relatifs  $l = 0.25$  et  $l = 0.77$ . Le diamètre et la position de chaque disque étant connus. Le polynôme  $p_r(C_0)$  est déterminé à partir de la mesure du contraste normalisé  $C_0$ .

Les disques calibrés sont gravés sur une plaque de verre qui est maintenue à l’abri des poussières ambiantes. Ils sont disposés le long de deux arcs de cercles concentriques de manière à les trouver facilement à partir d’une seule position angulaire (voir figure 3.11). Les diamètres de disque disponibles

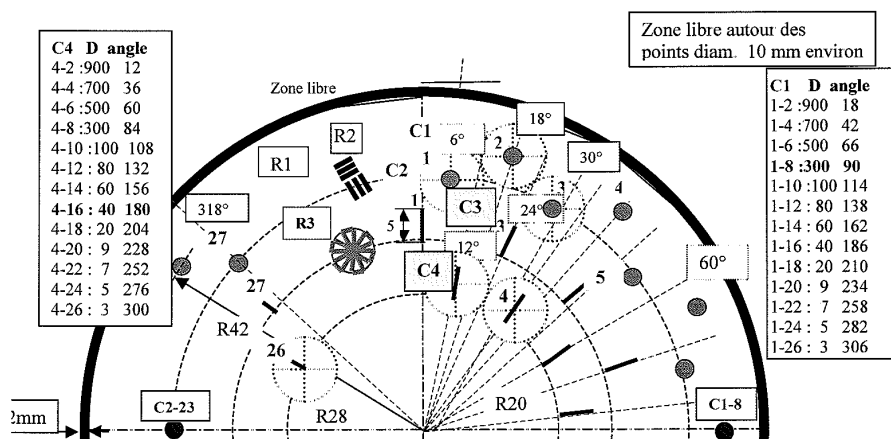


FIG. 3.11 – Représentation de la mire granulométrique CORIA-G20 (Pas à l’échelle).

varient de  $2 \mu m$  à  $1000 \mu m$ , les disques utilisés sont de diamètre  $40$  à  $300 \mu m$ .

Le contraste maximum  $C^+$ , et le taux de transmission de la lumière  $\tau$  reliés par l’équation 2.19, sont déterminés à partir de la mesure des niveaux maximum et minimum rencontrés dans l’image d’un disque calibré de très grand diamètre (ici =  $900 \mu m$ ). Ces deux paramètres interviennent dans la mesure du contraste normalisé  $C_0$  qui permet de calculer le polynôme du contraste  $p_l(C_0)$  de la figure 3.4. Dans ce cas de figure, on effectue une régression polynomiale sur les points expérimentaux de  $a/r_{0.61} = f(C_0)$  et on obtient le polynôme  $p_l(C_0)$  de l’équation 3.4.

### 3.3.1.3 PSF déterminée à partir d'un bord d'écran

Un bord d'écran est défini par une transition de pente infinie entre le niveau de noir et le niveau de blanc. Il est modélisé par l'échelon de Heavyside  $H(t)$ . En traitement du signal, l'échelon constitue un moyen instrumental très simple pour observer une ligne de contour définie par une différence entre les deux niveaux de référence. En réalité, la zone de transition est plus ou moins nette et non un échelon de pente infinie. A cause de l'effet de flou induit par le décalage de l'objet par rapport au plan de mise au point, et aussi du fait des aberrations dans l'image, l'image réelle du bord d'écran, est une transition graduelle de l'objet vers le fond lumineux.

L'image normalisée obtenue est le résultat de la convolution de la fonction  $H(t)$  par la *PSF* définie par une fonction gaussienne. Le résultat de ce produit de convolution est donné par l'équation 3.8 :

$$\tilde{i}(t) = \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \operatorname{erf} \left( \frac{\sqrt{2}t}{\chi_{edge}} \right) \quad (3.8)$$

Où  $t$  représente l'axe  $y$  ou  $z$  dans le plan image,  $\operatorname{erf}(X)$  est la fonction erreur, définie par :

$$\operatorname{erf}(X) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_X^{\infty} \exp(-t^2) dt \quad (3.9)$$

La demi largeur de la *PSF*  $\chi_{edge}$  est obtenue en mesurant la pente  $p_e$  du profil de l'image du bord d'écran placé verticalement ou horizontalement dans l'image. On obtient alors l'équation 3.10 :

$$\chi_{edge} = \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{\pi} p_e} \quad (3.10)$$

Dans le cas d'une mesure avec le bord d'écran positionné en diagonale dans l'image avec un angle  $\theta$ , on peut obtenir la résolution dans les deux directions de l'image, on obtient :  $\chi_{edge,horiz.} = \chi_{edge} \cdot \cos(\theta)$  et  $\chi_{edge,vert.} = \chi_{edge} \cdot \sin(\theta)$ . Il faut donc bien mesurer l'angle de positionnement du bord d'écran dans l'image.

## 3.3.2 Résultats expérimentaux

Les tests d'étalonnage ont été réalisés à partir d'une source quasi collimatée de faible dimension (environ un cm de diamètre) produisant des rayons lumineux légèrement divergents. La largeur de la *PSF* est mesurée pour chacun des objets présentés ci-dessus.

Les résultats pour l'objectif télécentrique et pour l'objectif standard sont présentés respectivement dans les figures 3.12 et 3.13.

Un bon accord est trouvé pour chacun des trois types d'objets. Pour le point source, c'est la modélisation de la *PSF* par une fonction gaussienne qui semble donner les meilleurs résultats. On peut donc dire que la fonction utilisée dans ce modèle d'imagerie est validée par ces mesures (voir équation 2.10).

Pour chaque objectif deux ouvertures sont considérées : la figure 3.12.a correspond à un nombre d'ouverture  $f^\# = 5.6$  et la figure 3.12.b à  $f^\# = 11$ . L'effet de l'ouverture n'est pas significatif au niveau du plan de mise au point de l'objectif télécentrique car la *PSF* mesurée (i.e.  $\chi \approx 0.015 \text{ mm}$ ) est

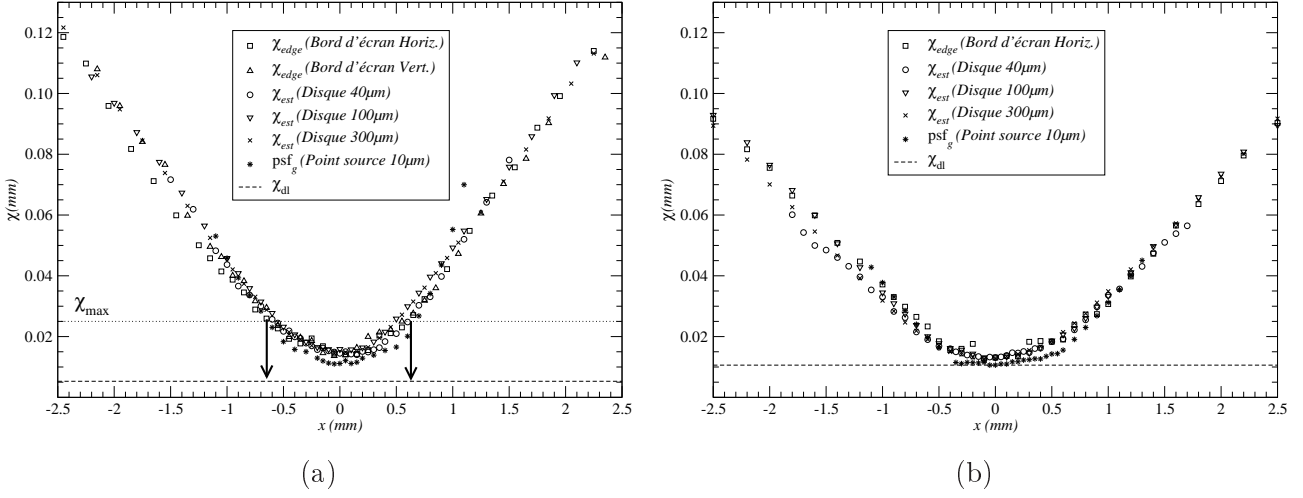


FIG. 3.12 – Courbe d'étalonnage du  $\chi$  en fonction du défaut de mise au point  $x$  avec l'objectif télécentrique. a)  $f^\# = 5.6$ . b)  $f^\# = 11$ .

pratiquement égale pour  $f^\# = 5.6$  et  $f^\# = 11$ . Pour l'objectif standard, les résultats sont regroupés sur la figure 3.13, avec une ouverture de  $f^\# = 2.8$  et  $f^\# = 11$ . On observe que la demi largeur de la *PSF* décroît à mesure que le nombre d'ouverture augmente.

Cette décroissance de la *PSF* est observée pour les deux objectifs si l'on considère les points de mesure en dehors du plan de mise au point. Or c'est la variation opposée qui est attendue dans le cas d'un système optique limité par la diffraction. En effet, le rayon de la fonction d'Airy  $\chi_{Airy}$ , donné par l'équation 3.11, augmente au fur et à mesure que l'ouverture diminue.

$$\chi_{Airy} = 1.22(1 + \gamma_t)\lambda f^\# \quad (3.11)$$

La fonction d'Airy peut être modélisée par une fonction de Bessel au carré :

$$psf_{airy}(y, z) = s_{0,Airy} J_0^2 \left( 1.7519874 \frac{\sqrt{y^2 + z^2}}{\chi_{dl}} \right) \quad (3.12)$$

La demi largeur de la *PSF*  $\chi_{dl}$  est déterminée au niveau de seuil relatif  $e^{-2}$ , soit pour  $l = 0.13$ . Elle est reliée au rayon d'Airy par 3.13 :

$$\chi_{dl} = \chi_{Airy}/1.373 \quad (3.13)$$

Les valeurs obtenues de  $\chi_{dl}$  sont reportées dans les figures 3.13 et 3.12. La valeur minimum de la *PSF* mesurée dans le plan focal de l'objectif télécentrique est très proche de  $\chi_{dl}$  dans le cas de la plus petite ouverture (voir figure 3.12.a,  $f^\# = 11$ ). On peut donc dire que cet objectif peut être considéré comme sans aberration dans ces conditions. Pour une plus grande ouverture (voir figure 3.12.b,  $f^\# = 5.6$ ), les aberrations géométriques compensent la diminution de  $\chi_{dl}$  dans le plan focal. En effet, l'aberration sphérique étant proportionnelle au diamètre de l'ouverture au cube, elle augmente considérablement avec le nombre d'ouverture  $f^\#$ . Par conséquent, l'augmentation de l'ouverture, c'est-à-dire une diminution du nombre d'ouverture  $f^\#$ , provoque une augmentation de la largeur de la *PSF*. Ce phénomène est plus prononcé avec l'objectif standard, à la lecture de la figure 3.13.

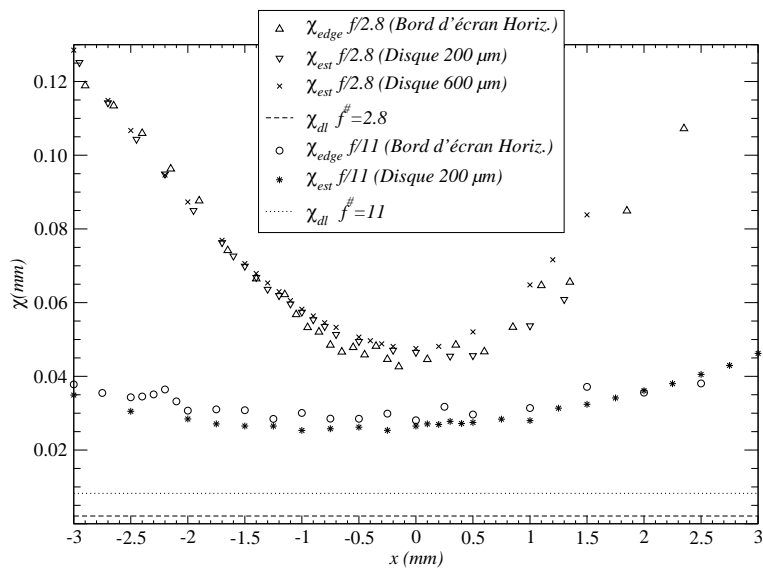


FIG. 3.13 – Courbe d'étalonnage du  $\chi$  en fonction du défaut de mise au point  $x$  avec l'objectif standard.

Les aberrations causées par le défaut de mise au point jouent un rôle important dans la détermination de la largeur de la *PSF*. Ces aberrations sont considérées comme proportionnelles à la distance du plan de mise au point selon les considérations de l'optique géométrique. La relation linéaire entre  $\chi$  et  $x$  est évidente surtout dans la gamme  $|x| > 0.5 \text{ mm}$  pour la figure 3.12 et  $|x| > 1 \text{ mm}$  pour la figure 3.13. Notons qu'une plus grande ouverture conduit à une plus grande augmentation de la largeur de la *PSF* avec le défaut de mise au point, quelque soit l'objectif. La variation de  $\chi$  autour du plan de mise au point induit un type de réponse caractéristique, qui est propre à chaque objectif. Par exemple nous utiliserons dans le chapitre 6 un objectif de fort grandissement, une lunette à visée lointaine, dont la variation de la réponse impulsionnelle en forme de V, en fonction de la distance au plan focal  $x$ , est caractéristique d'un objectif de microscope. Dans ce type de système optique, les aberrations sont essentiellement les aberrations de défaut de mise au point, et l'objectif peut être décrit comme un système limité seulement par la diffraction autour du plan focal.

Les trois types d'objets se comportent de la même manière, si l'on s'intéresse à la variation du  $\chi$  en fonction de  $x$ . Le choix de la méthode pour établir cette courbe d'étalonnage dépend de la facilité de mise en oeuvre du montage. Dans ce but, l'utilisation du bord d'écran semble la plus adaptée. Cet objet est le plus rapide à mettre en place sur le banc d'étalonnage d'un système d'imagerie. De plus, à cause de la rapide décroissance du contraste des petits disques calibrés ou du point source avec le défaut de mise au point, l'étalonnage est réalisable sur une très faible gamme de position sur  $x$  (typiquement  $x \pm 1.5 \text{ mm}$  pour le point source et le disque de  $40 \mu\text{m}$ ). Le bord d'écran offre une plus grande gamme de défaut de mise au point ( $x \pm 5 \text{ mm}$ ).

## 3.4 Application à la granulométrie d'un spray

### 3.4.1 Le spray

Le spray (ou nuage de gouttes), sera présenté plus en détails dans le chapitre 6. Il est produit par un injecteur conçu pour l'injection indirecte essence dans les moteurs automobile. La buse de sortie de l'injecteur possède 8 trous de diamètre  $300\mu m$  et est alimenté en iso-octane sous basse pression ( $\approx 5 bars$ ). L'injecteur fonctionne de manière pulsée en étant ouvert pendant 5 ms. Le carburant est injecté dans l'atmosphère ambiante.

Le spray est caractérisé à la position axiale  $z = 30mm$  et au centre du jet ( $x = y = 0$ ) à partir de la sortie de l'injecteur. A cette position, le spray est relativement large,  $\approx 30 mm$  suivant  $y$  et  $\approx 15 mm$  suivant  $x$ , par conséquent de nombreuses gouttes sont en défaut de mise au point dans les images.

Même si l'injecteur produit un flot non stationnaire de gouttes pendant toute la durée où il est ouvert (5 ms), il est étudié pour une même position temporelle correspondant au milieu de l'injection, c'est-à-dire durant la phase "quasi-stationnaire" de l'écoulement produit par l'injecteur.

### 3.4.2 Configuration du système d'imagerie

L'axe du spray est dans le plan focal (voir figure 3.2). Les gouttes sont éclairées par transmission par la source pulsée, afin de figer le mouvement de celles-ci sur l'image. Pour ce faire, les rayons de la source ponctuelle sont collimatés par une lentille de Fourier de focale 14 cm, placée à 13 cm de l'arc électrique lumineux, conformément à la configuration recommandée dans la section 3.2.4 de ce chapitre. L'objectif télécentrique est utilisé avec une ouverture fixée à  $f^\# = 5.6$ , ce qui assure un grandissement constant ( $\gamma_t = 0.84$ ) le long de l'axe optique. Les dimensions du champ visualisé sont de  $10.4 \times 14$  mm et la résolution est de  $113.2 \text{ pix/mm}$ . Les programmes présentés dans le chapitre 2 sont utilisés pour localiser et calculer les paramètres des gouttes, *PSF*, rayon, contraste...

### 3.4.3 Le diamètre minimum mesurable

La plus petite surface mesurable sur l'image d'une goutte est limitée par le niveau de seuillage fixé à  $l = 0.25$  (voir figure 2.13). Le rayon qui en découle n'est valable que si la surface contient un nombre suffisant de pixels  $N_{pix_{mini}}$ . On définit alors le diamètre équivalent de la surface dont le nombre de pixel est  $N_{pix_{mini}}$  par l'équation 3.14 :

$$d_{0.25,min} = \sqrt{\frac{4 \cdot N_{pix_{mini}}}{Res_x \cdot Res_y \cdot \pi}} \quad (3.14)$$

Où  $Res_x$  et  $Res_y$  sont respectivement la résolution horizontale et verticale dans l'image en pixels/mm. Pour réaliser une mesure correcte, il faut aussi s'assurer un signal assez intense par rapport au bruit dans l'image. En d'autres termes, le contraste des gouttes doit être assez important pour les traiter. On définit donc un critère de contraste minimal  $C_{min}$  fixé pour nos expériences à 0.1. On peut voir sur la figure 3.4 de la section 3.2.2 que même durant la phase de calibration, il est difficile de réaliser

des mesures pour de si faibles contrastes. La relation entre le diamètre des gouttes et le contraste  $a/r_{61} = f(C_{0,min})$  permet donc de définir un diamètre minimum mesurable pour ce contraste  $C_{min}$  :

$$d_{min} = f(C_{0,min}) \sqrt{\frac{4.Npix_{mini}}{Res_x.Res_y.\pi}} \quad (3.15)$$

La valeur de  $C_{0,min}$  est calculée via l'équation 2.20 du contraste normalisé  $C_0$ , pour  $C = C_{min}$ . Le coefficient de transmission de la lumière  $\tau$  est déduit de l'équation 2.19 en mesurant les niveaux  $i_{max}$  et  $i_{min}$  (voir equation 2.16) pour l'image de la plus grosse goutte du spray. Si on choisit un nombre de pixel minimum  $Npix_{mini} = 6$ , on obtient  $d_{min} = 20 \mu m$  pour ce montage d'imagerie.

### 3.4.4 Tri spatial des gouttes du spray

Notre méthode définit un volume de mesure, quelque soit la taille de la particule mesurée dans le spray, à partir d'un critère  $\chi_{max}$  sur la valeur maximale de la demi largeur de la réponse impulsionnelle  $\chi$ . La valeur de  $\chi_{max}$  peut être définie à partir du diamètre minimum mesurable  $d_{min}$ . On peut alors définir le critère de défaut de mise au point acceptable  $\chi_{max}$  comme le défaut de mise au point maximum d'une particule de diamètre  $d_{min}$ . Pour une particule de diamètre  $d$ , la valeur maximum de  $\chi$  correspond à la valeur minimum du rayon de la particule adimensionné  $\tilde{a}_{min}$ . Une relation entre  $\tilde{a}_{min}$  et le contraste minimum acceptable  $C_{0,min}$  est déduite des équations 2.20 et 2.18 :

$$\chi_{max} = \frac{\sqrt{2}a_{min}}{\sqrt{\ln\left(\frac{1+C_{0,min}}{1-C_{0,min}}\right)}} \quad (3.16)$$

Avec  $C_{0,min} = 0.1$ ,  $\tau = 0.07$  et  $a_{min} = 10 \mu m$ , on obtient  $\chi_{max} \approx 30 \mu m$ .

La figure 3.14 représente la valeur de la demi largeur de la  $PSF_{\chi_{est}}$  en fonction du diamètre corrigé  $d_{est} = 2a_{est}$  pour toutes les gouttes analysées dans le spray par les programmes de granulométrie. Cette figure représente la probabilité de présence des gouttes du spray en termes de diamètres et de défaut de mise au point.

La limite  $A$ , en pointillés sur la figure 3.14 confirme la dépendance entre le défaut de mise au point et le diamètre des gouttes observé sur la figure 1.28 et énoncé dans la section 2.1.1. En effet, plus les gouttes sont petites, moins elles sont mesurables loin du plan de mise au point, plus leur  $PSF$  est faible. La valeur maximale moyenne de  $\chi$  est estimée à  $\approx 0.25 mm$  pour l'ensemble des gouttes du spray. Cette valeur est en accord avec la largeur du spray ( $\approx 15 mm$ ), étant donnée la correspondance entre  $\chi$  et la profondeur de champ (voir les flèches pour  $\chi = 0.25 mm$  sur la figure 3.12.a).

La valeur minimum de  $\chi$  est aussi cohérente avec la courbe de calibration de la figure 3.12.a. En effet la valeur minimale est  $\chi \approx 15 \mu m$ , valeur qui a été trouvée dans la section 3.3.2 avec les trois objets calibrés. Il est surprenant de noter que cette valeur attendue n'est observée que pour les plus petites gouttes ( $D < 40 \mu m$ ). En effet la limite inférieure  $B$  de la figure 3.14 symbolise le fait que la  $PSF$  minimum mesurable augmente avec le diamètre des gouttes. Or d'après la courbe d'étalonnage de la figure 3.12.a, cela ne devrait pas être le cas puisque la  $PSF$  minimum semble indépendante du diamètre du disque calibré. Nous pensons donc que cette dépendance est induite par l'aspect tridimensionnel des



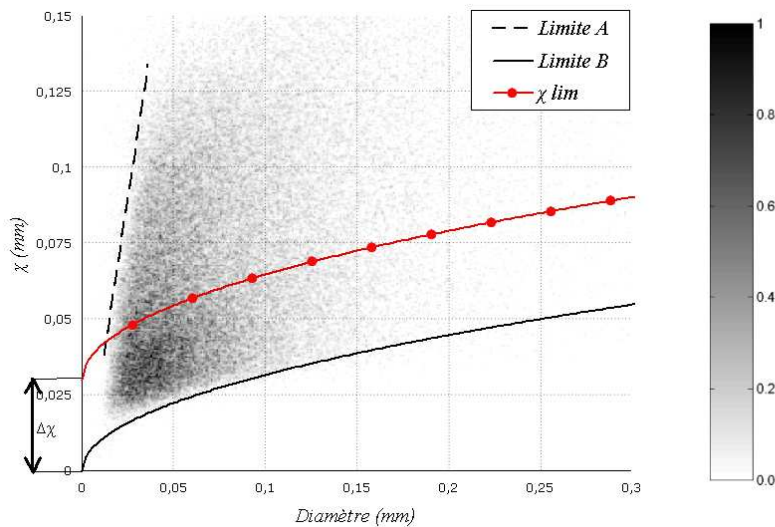


FIG. 3.14 – Demi largeur de la  $PSF$   $\chi$ , en fonction du diamètre corrigé des gouttes dans le spray (courbe rouge avec symbole). La limite  $A$  montre l'augmentation de la profondeur de champ avec l'augmentation du diamètre. La limite  $B$  symbolise la dépendance de la valeur minimum de  $\chi$  avec le diamètre des gouttes.

gouttes par rapport aux disques calibrés. En effet, la réfraction de la lumière à l'intérieur des gouttes peut induire une modification de la distribution de la lumière dans la périphérie de la goutte. Cette modification conduit à une redistribution angulaire des rayons lumineux qui contribue d'autant plus à l'image que les angles des rayons sont grands, c'est-à-dire pour des interfaces de liquide de très faible courbure. La réfraction de la lumière pourrait alors produire un effet qui augmente au fur et à mesure que le diamètre de la goutte augmente, ce qui expliquerait la limite  $B$  de la figure 3.14.

A cause de l'augmentation de la  $PSF$  minimum mesurable avec le diamètre, l'application d'un critère de défaut de mise au point acceptable basé sur le diamètre minimum mesurable (c'est-à-dire pour  $\chi_{max} = 30 \mu m$ ) est inadéquate puisqu'elle élimine toutes les gouttes de diamètre supérieur à  $130 \mu m$ . Ce tri est trop restrictif et une valeur plus grande de  $\chi_{max}$  doit être définie pour obtenir une granulométrie fiable. Une telle valeur est définie par la valeur limite de  $\chi$  qui est fonction du diamètre de la goutte  $\chi_{lim} = f(d)$ .

Dans la suite de ce travail, le critère de défaut de mise au point est donc modifié pour prendre en compte la variation de  $\chi$  avec le diamètre. La valeur de tri  $\chi_{max} = 30 \mu m$  correspond aux gouttes de diamètre  $d = d_{min}$ , soit  $\chi_{max} = \chi_{lim}(d_{min})$ . Pour toute autre valeur de diamètre,  $\chi_{lim}$  suit une loi en racine carré du diamètre de la goutte, donnée par l'équation 3.17 :

$$\chi_{lim} = \Delta\chi + \alpha\sqrt{d} \quad (3.17)$$

Dans cette équation,  $\chi_{lim}$  est en mm,  $\Delta\chi$  correspond à la limite  $\chi_{lim}$  pour une goutte de diamètre nul, soit  $\Delta\chi = \chi_{lim}(d = 0)$ , que l'on peut voir sur la courbe rouge marqué de symboles ronds sur la figure 3.14. Dans ce cas, on a  $\Delta\chi = 0.03$ . Le coefficient  $\alpha$  est une constante qui permet de régler

l'amplitude de la fonction racine, dans ce cas  $\alpha = 2.5$ .

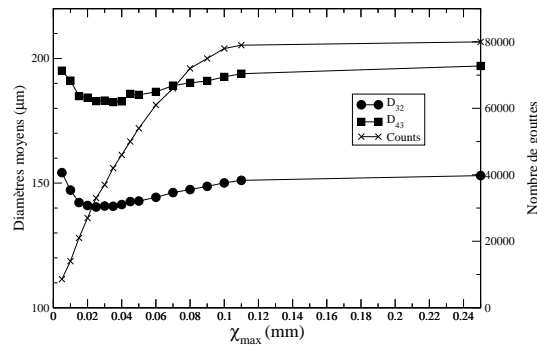


FIG. 3.15 – Diamètres moyens  $D_{32}$  et  $D_{43}$  ainsi que le nombre de gouttes (*Counts*) en fonction de la valeur du critère de défaut de mise au point acceptable  $\chi_{max}$ .

L'effet de ce critère de défaut de mise au point  $\chi_{max}$  est montré par la figure 3.15. On constate que les diamètres moyens  $D_{32}$  et  $D_{43}$  diminuent tout d'abord puis augmentent linéairement avec  $\chi_{max}$  jusqu'à atteindre la valeur  $\chi_{max} \approx 0.12 \text{ mm}$ . Pour cette valeur de  $\chi_{max}$ , le nombre de gouttes mesurées représente 90% de la granulométrie mesurée par les programmes de traitement d'images. Pour  $\chi_{max} \approx 0.03 \text{ mm}$  (i.e. là où les diamètres atteignent leur valeur minimale), seulement 20% de la population des gouttes est conservée. Cependant cette valeur de  $\chi_{max}$  semble correspondre à un comptage uniforme des gouttes, quelque soient leurs tailles. Le faible pourcentage de gouttes conservées dans la granulométrie nous conduit à considérer une valeur plus importante de  $\chi_{max}$ .

L'analyse de la distribution des tailles de gouttes peut alors être utile pour définitivement choisir un critère  $\chi_{max}$  fiable. Les distributions volumiques de taille de gouttes pour différentes valeurs de  $\chi_{max}$  sont présentées sur la figure 3.16. Pour  $\chi_{max} > 0.12 \text{ mm}$ , trop de gouttes de diamètre important sont comptabilisées donc l'utilité du tri est avérée. Pour  $\chi_{max} \leq 0.03 \text{ mm}$ , trop de gouttes sont éliminées. Il convient de choisir un critère de défaut de mise au point maximum  $\chi_{max} \approx 0.06 \text{ mm}$ . Dans ce cas on obtient une distribution de taille de gouttes lisse, c'est-à-dire qu'un nombre suffisant de gouttes est comptabilisé pour la granulométrie.

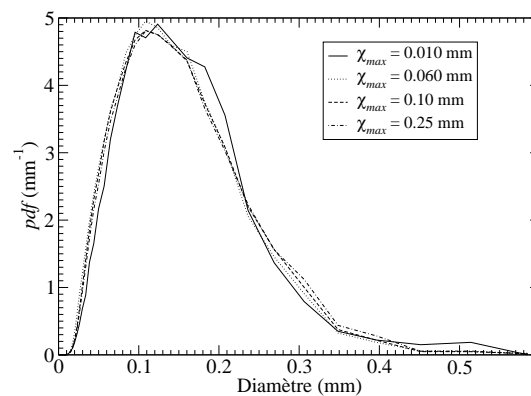


FIG. 3.16 – Distributions volumiques de taille de gouttes pour différentes valeurs de  $\chi_{max}$ .

La valeur  $\chi_{max} = 0.06 \text{ mm}$  correspond à une profondeur de champ de  $\approx 2.5 \text{ mm}$  d'après les flèches sur la courbe d'étalonnage du  $\chi$  de la figure 3.12.a. Le volume de mesure du système d'imagerie est donc représenté par un parallélépipède dont les dimensions dans le plan objet ( $y, z$ ) sont les dimensions du champ de visualisation (10 mm x 14 mm). La troisième dimension du volume de mesure, celle suivant la profondeur de champ de la caméra, est donc de 2.5 mm. Le volume de mesure de ce système d'imagerie est donc  $V_m \approx 360 \text{ mm}^3$ .

### 3.4.5 Correction du diamètre des gouttes par le contraste

Comme mentionné précédemment, le contraste de la goutte est lié à sa largeur, mesurée à un niveau relatif  $l$  (voir section 2.1.5). Lorsque les gouttes s'éloignent du plan de mise au point, leur diamètre mesuré augmente alors que le contraste diminue. Si cet effet n'est pas pris en compte, alors la mesure du diamètre est surestimée. Nous appliquons donc l'équation 2.21 pour corriger le diamètre de la goutte mesuré au niveau relatif  $l = 0.61$ . L'influence de la correction du diamètre par le contraste sur la granulométrie du spray est illustrée par la figure 3.17. Les distributions numériques présentées sont

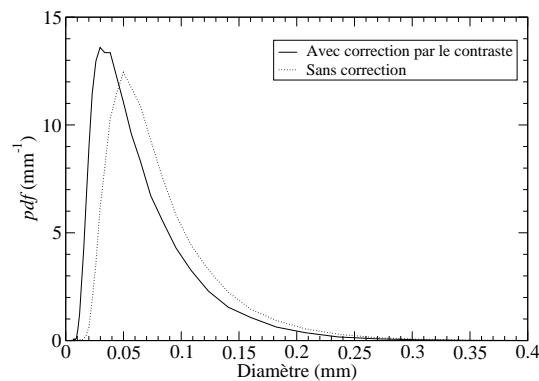


FIG. 3.17 – Distributions numériques de taille de goutte avec et sans la correction du diamètre des gouttes par leur contraste.

obtenues pour le critère de défaut de mise au point optimal  $\chi_{max} = 0.06 \text{ mm}$ . Le pic principal de la distribution non corrigée est positionné à  $D \approx 50 \mu\text{m}$  alors que le pic correspondant à la distribution corrigée est à  $D \approx 30 \mu\text{m}$ . Cette correction est particulièrement remarquable lorsque le spray est comme dans ce cas d'étude large et hétérogène, c'est-à-dire lorsque les gouttes sont de diamètres très variés et qu'une proportion importante est en défaut de mise au point. Pour une goutte dans le plan focal, le diamètre équivalent  $d_{61}$  donne à lui seul une valeur fiable du diamètre réel de la goutte (c'est-à-dire lorsque  $a/r_{61} \approx 1$ ), tant que celle-ci n'est pas trop petite. Pour les gouttes en défaut de mise au point, le diamètre non corrigé surestime le diamètre réel de la goutte. Ce qui induit une sous-estimation de la population des petites gouttes dans la distribution de taille de goutte (en traits pointillés sur la figure 3.17).

### 3.4.6 Concentration des gouttes

Le système d'imagerie mesure le diamètre projeté de l'image des gouttes dans le plan image. Cette projection convertit la distribution 3D des gouttes dans l'espace objet en une distribution 2D des images des gouttes dans le plan image. La surface totale projetée  $A_p$  des gouttes peut être exprimée en fonction du diamètre  $D_{20}$  moyen de la distribution surfacique des tailles de gouttes.

$$A_p = \int_0^{\infty} N \frac{\pi D^2}{4} f_n(D) dD = N \frac{\pi D_{20}^2}{4} \quad (3.18)$$

Le nombre de gouttes  $N$  dans le volume de mesure (de dimension  $L_x, L_y, L_z$ ) est alors relié à la concentration volumique  $C_V$  par l'équation :

$$C_V = \frac{N}{L_x L_y L_z} = \frac{4}{\pi L_z D_{20}^2} \frac{A_p}{L_x L_y} \quad (3.19)$$

Le terme  $A_p/L_x L_y$  représente le taux de recouvrement  $\tau$  des images des gouttes sur le capteur. En d'autres termes, c'est le rapport de la surface projetée totale des images de gouttes sur la surface du plan image. Pour avoir une idée de ce taux de recouvrement, nous faisons l'hypothèse que les gouttes sont réparties de manière homogène et régulière au centre et aux sommets d'un hexagone de côté  $b$ . Le taux de recouvrement  $\tau$  des images des gouttes sur le capteur peut s'exprimer alors par :

$$\tau = \frac{\pi D_{20}^2 / 8}{\sqrt{3} b^2 / 4} \quad (3.20)$$

$b$  désignant la distance moyenne entre les gouttes.

Pour le spray étudié dans cette section, la concentration volumique peut être calculée à partir de l'équation 3.19 :

- $L_z$  est la profondeur de champ estimée du système de mesure  $L_z \approx 2.5 \text{ mm}$ .
- $L_x$  et  $L_y$  sont les dimensions de l'image en millimètres : 10 x 14 mm.
- Le nombre moyen de gouttes par image est de  $N_{g/img} = 268$ . Ce nombre correspond aux gouttes validées par le critère  $\chi_{max}$ .
- Le diamètre moyen surfacique  $D_{20} = 87 \mu\text{m}$  et le diamètre moyen volumique  $D_{30} = 103 \mu\text{m}$ .

On obtient alors la concentration volumique des gouttes  $C_V = 0.77 \text{ gouttes/mm}^3$ . On peut aussi calculer la fraction volumique des gouttes  $C_{f,V} = C_V \cdot \pi D_{30}^3 / 6 = 0.00044$ . Comme  $\tau = A_p / L_x L_y$ , le taux de recouvrement est dans ce cas  $\tau = 0.011$ .

On cherche maintenant à calculer la valeur maximale de la concentration mesurable par imagerie. On pose l'hypothèse qu'il y a recouvrement total des gouttes lorsque  $b = 2D_{20}$ . D'après l'équation 3.20, on obtient  $\tau_{max} = \pi / 8\sqrt{3} \approx 0.23$ .

D'après l'équation 3.19, on peut avoir un ordre de grandeur de la concentration volumique maximale  $C_{V,max}$  associée à  $\tau_{max}$  :

$$C_{V,max} = \frac{4\tau_{max}}{\pi L_z D_{20}^2} \quad (3.21)$$

$L_z$  représente la profondeur de champ maximale du volume de mesure. Pour l'obtenir, on se sert de la courbe d'étalonnage du  $\chi$  en fonction du défaut de mise au point, dont un exemple est donné sur la figure 3.12. Étant donné que les grosses gouttes sont visibles plus loin du plan de mise au point que les petites, on détermine la profondeur de champ maximum mesurable pour un gros objet devant la largeur de la réponse impulsionnelle.

Par exemple, pour ce montage avec l'objectif télécentrique, on peut voir des objets de  $400 \mu\text{m}$  jusqu'à  $4 \text{ mm}$  du plan de mise au point. Donc  $L_z = 8 \text{ mm}$  pour ce montage optique d'où la concentration volumique maximale  $C_{V,max} = 4.8 \text{ gouttes}/\text{mm}^3$  et la fraction volumique maximale  $C_{f,V,max} = 0.0027$ .

### 3.5 Conclusion

Tout système de granulométrie nécessite une étape d'étalonnage pour obtenir une mesure fiable des diamètres mesurés, quelque soit le principe de la technique de mesure. Dès que le système de mesure est fixé et connu parfaitement, il n'est pas nécessaire de refaire cet étalonnage. La plupart du temps, un contrôle rapide de la calibration est suffisant et peut être réalisé à partir d'un objet test qui peut prendre la forme d'un spray ou d'un cas test connu.

Dans un certain sens, les techniques d'imagerie présentent l'avantage d'être composées d'instruments facilement interchangeables et dont l'ajustement optique peut prendre différentes configurations. C'est pourquoi il est nécessaire de réaliser un étalonnage chaque fois qu'un composant est dérégulé ou remplacé. Ce travail peut se révéler fastidieux car la maîtrise du système optique implique de disposer d'objets calibrés de tailles variées pour simuler les objets à mesurer. Des objets comme des disques calibrés ou des billes de verre ou de latex sont souvent utilisés pour valider les mesures réalisées avec un système de granulométrie par diffraction ou un PDPA.

Trois objets ont été présentés dans ce chapitre pour étalonner le système d'imagerie : des disques opaques calibrés, des points sources lumineux et un bord d'écran. Le système d'imagerie ainsi développé montre que pour fournir des mesures fiables, deux courbes d'étalonnage sont nécessaires : la courbe d'étalonnage du rapport du diamètre mesuré sur le diamètre réel en fonction du contraste (figure 3.4), et celle de la demi largeur de la  $PSF$  en fonction du défaut de mise au point (figure 3.12). La première relation est en général suffisamment bien reproduite par le modèle lorsque certaines contraintes de montage sont respectées : une source de faible dimension dont les rayons lumineux sont quasiment collimatés, un objectif de faible ouverture, ... Cette courbe ne peut être obtenue qu'avec des disques calibrés opaques. La relation entre la largeur de la  $PSF$  et le défaut de mise au point a été réalisée à l'aide de trois objets différents de manière cohérente. Mais à cause de la décroissance du contraste pour les objets en défaut de mise au point, la gamme de défaut de mise au point suivant l'axe  $x$  est relativement limitée pour les disques calibrés et les points sources comparativement à celle couverte par le bord d'écran. Comme les données fournies par les trois objets sont équivalentes, la détermination de la variation de la  $PSF$  en fonction du défaut de mise au point doit être réalisée avec l'objet le plus facilement mis en place et utilisable. Dans cet objectif le bord d'écran reste de loin la solution la plus efficace.

---

Les mesures effectuées sur un spray large et hétérogène produit par un injecteur essence commercial ont été conduites pour tester les performances de ce granulomètre par imagerie. La correction du diamètre par le contraste ainsi que le tri spatial des gouttes selon leur défaut de mise au point, par l'application du critère  $\chi_{max}$  permettent de définir les dimensions d'un volume de mesure pour cette technique. Dans le cas étudié, le volume de mesure ainsi formé est un parallélépipède rectangle dont la section est définie par le champ visualisé (10 mm x 14 mm) et la profondeur est de  $\approx 3$  mm. Ces dimensions seront comparées aux dimensions des volumes de mesure de deux autres granulomètre dans le chapitre 6 : le PDPA et le granulomètre par diffraction.



# Chapitre 4

## Morphologie des gouttes d'un spray

### 4.1 Introduction

Nous avons vu que les gouttes des sprays sont le résultat du processus de rupture des éléments liquides de forme irrégulière, comme les ligaments ou les nappes de liquides, qui se forment à proximité de la buse de l'injecteur. Ces éléments liquides ont donc un rôle important dans la détermination des caractéristiques d'un spray, or ils ont été jusqu'à présent rarement étudiés. Une des raisons principales est qu'ils sont très difficiles à caractériser, et seules les techniques d'imagerie sont capables de fournir des informations quantitatives sur leur forme. Les premières études concernant l'analyse de la forme de particules liquides ont été réalisées par Yoshihara et al. [158] et par Zhang et Talley [161]. Ils sont les premiers à définir des paramètres de forme sur des gouttes non sphériques. Ces paramètres sont mesurés à partir du contour, du périmètre ou de la surface de l'objet. Ces différents paramètres ont été par la suite recensés par Chigier [24], comme nous le verrons par la suite. Zhang et Talley [161] suggèrent que la finalité de l'utilisation de ces paramètres est de les corrélérer avec des données physiques observables. Dans le cas des sprays, il serait intéressant de corrélérer ces paramètres de forme avec des propriétés fondamentales telles que les distributions de taille, les longueurs de pénétration, ... Ils suggèrent que certaines classes de ligaments peuvent être identifiées à partir de paramètres de la distribution de taille globale. Ils proposent notamment d'identifier les ligaments qui ont la probabilité de se casser la plus importante, c'est à dire ceux qui possèdent un goulot d'étranglement. Enfin, ils proposent d'utiliser la technique de suivi de particules par PTV pour suivre l'évolution des paramètres morphologiques des ligaments dans le but de caractériser l'évolution de la forme des ligaments pour un écoulement donné. On trouve par la suite peu d'études qui s'intéressent à la morphologie des gouttes, on peut citer Malot et Blaisot [102] qui ont introduit un paramètre de sphéricité pour discriminer leur étude les gouttes non sphériques sur des jets cylindriques basse vitesse. Par la suite Yon [157] a porté la liste des paramètres de forme à quatre pour étudier la morphologie des gouttes produites par des jets diesel.

Dans le cadre de l'analyse morphologique des gouttes, mon travail a consisté à reprendre les paramètres introduits par Yon [157] et de déterminer les corrélations qui peuvent exister entre eux. Ces paramètres morphologiques ont servi aussi à classer les gouttes dans différentes familles de forme telles



que la famille des sphères, des ellipses [157] ou des ovales de Cassini.

La technique d'imagerie développée dans cette thèse est utilisée pour visualiser les gouttes dans les sprays. Les programmes de traitement d'image développés dans le chapitre 2 sont employés pour obtenir le contour de l'image des gouttes ainsi que pour calculer leurs paramètres morphologiques. Les modèles utilisés pour décrire la morphologie des éléments liquides seront présentés dans un premier temps. Les paramètres morphologiques seront utilisés pour étalonner les valeurs fournies par les programmes de traitement d'images. Plusieurs applications sur l'atomisation des sprays à partir de la mesure des paramètres morphologiques seront présentées à la fin de ce chapitre.

## 4.2 Modèles pour décrire la forme des gouttes

Les gouttes rencontrées dans les sprays en cours d'atomisation, tels que celui de la figure 3, doivent être modélisées par des objets dont la forme est connue. La forme la plus simple est évidemment le disque mais celle-ci n'est pas modifiable et ne peut pas prendre la forme d'éléments liquides tels que des ligaments. Dans un premier temps, Yon [157] a défini la famille des éléments elliptiques dont le contour est celui d'une ellipse. Ensuite j'ai choisi d'utiliser la famille des ovales de Cassini pour décrire les gouttelettes durant la phase d'atomisation secondaire, dont la forme est plus complexe. L'intérêt de ces objets est qu'ils sont facilement paramétrables et qu'ils peuvent être décrits de manière analytique. Il convient donc de trouver les paramètres qui décrivent le mieux, c'est-à-dire qui ont le plus de sens pour caractériser la forme des éléments liquides.

### 4.2.1 Les paramètres de forme

Les éléments liquides rencontrés dans les sprays peuvent prendre des formes diverses telles que des sphères, des ovoïdes ou des ligaments, comme on peut le voir sur la partie droite de la figure 3. L'imagerie est la technique la plus adaptée pour délivrer des informations quantitatives sur la forme des éléments liquides dans le spray. Les techniques d'imagerie sont basées sur la mesure d'une projection en deux dimensions d'un objet tridimensionnel. L'image d'une goutte dans un spray fournit donc la distribution surfacique de liquide dans le gaz. On peut donc extraire des critères de forme associés à chacune des gouttes. Le choix de tels critères n'est pas évident car les contours des éléments liquides sont constitués de morceaux d'arc-de-cercle. C'est pourquoi il est nécessaire de définir des paramètres adaptés à la forme des gouttes dans un spray. Chigier [24], en 1991 fait par exemple l'inventaire de 16 paramètres de forme existants dans la littérature (voir tableau 4.1). Ces paramètres sont basés sur les quantités présentées sur la figure 4.1.

Cinq de ces paramètres sont basés sur la mesure du diamètre de la particule, et cinq sur la surface de celle-ci. Les six paramètres restants sont considérés comme des paramètres morphologiques car ils sont sans dimension. Par exemple le paramètre d'irrégularité  $Z$  est défini comme étant le rapport du diamètre équivalent sphérique en périmètre, sur le diamètre équivalent sphérique en surface. Il peut être vu comme le rapport du périmètre de la particule sur celui d'un cercle ayant même surface que

	<i>Symbole</i>	Nom	<i>Expression</i>
Diamètres	$D_A$	Diamètre équivalent sphérique en surface	$\sqrt{4A/\pi}$
	$D_P$	Diamètre équivalent sphérique en périmètre	$P/\pi$
	$D_{AP}$	Diamètre équivalent surface/périmètre	$4A/P$
	$D_{LW}$	Diamètre moyen arithmétique	$(L + W)/2$
	$D_{max}$	Diamètre maximum	$2R_{max}$
Surfaces	$A_P$	Surface d'une goutte sphérique déduite du périmètre	$P^2/A\pi$
	$A_{AP}$	Rapport des surfaces $A$ et $A_P$	$4\pi A^2/P^2$
	$A_{max}$	Surface maximum	$\pi R_{max}^2$
	$A_R$	Surface rectangulaire	$LW$
	$A_E$	Surface elliptique	$\pi LW/4$
Formes	$Z$	Irrégularité	$D_P/D_A$
	$EF$	Ellipticité	$A_E/A$
	$DF$	Densité	$A/A_{max}$
	$R$	Ansionométrie	$L/W$
	$AFW$	Symétrie(1)	$L_1/L_2$
	$AFL$	Symétrie(2)	$W_1/W_2$

TAB. 4.1 – Paramètres de forme recensés par Chigier [24]

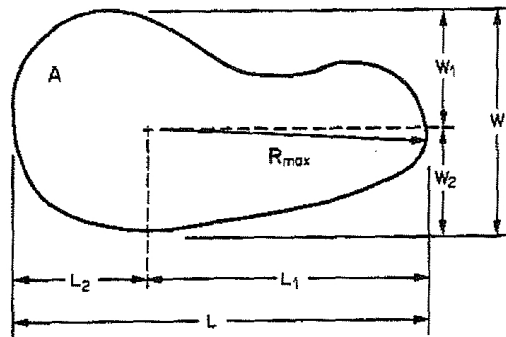


FIG. 4.1 – Caractérisation de la forme d'une goutte [24]

la particule. Parmi ces paramètres de forme, seuls  $EF$  et  $DF$  sont basés sur un rapport de surfaces, ce qui leur confère une forte robustesse. En effet, l'erreur de discrétisation est plus forte sur la mesure du périmètre que sur la mesure de surface. En réalité, les paramètres  $EF$  et  $DF$  sont basés sur la mesure de longueurs et dépendent de l'orientation de la particule dans l'image. Pour s'affranchir de ce problème, Malot et Blaisot [102] ont proposé un nouveau paramètre : la sphéricité  $S_P$ . L'avantage de ce paramètre est qu'il est indépendant de l'orientation de la particule dans l'image et il est basé sur la mesure de surfaces. La plupart des études concernant la morphologie des gouttes ne définissent que des paramètres de forme uniquement pour différencier les gouttes sphériques de celles qui ne le sont pas, comme celle de Malot et Dumouchel [103]. Ceci vient principalement du fait que la majorité des diagnostics optiques utilisés pour la granulométrie, comme le PDPA et le granulomètre par diffraction, font l'hypothèse que les gouttes sont sphériques et leur forme ne peut pas être caractérisée.

Le récent essor des techniques d'imagerie, qui sont capables de quantifier la forme des gouttes, nécessitait de comparer leurs résultats avec les techniques déjà établies. C'est pourquoi des critères de sphéricité devaient être définis pour ne prendre en compte que les gouttes sphériques dans la granulométrie et se rapprocher ainsi de l'hypothèse de sphéricité des autres techniques. Dans cette étude, nous mettrons plus l'accent sur la forme des éléments liquides qui peuvent être rencontrés dans différents types de sprays, et à différents stades de l'atomisation. C'est pourquoi j'ai choisi d'utiliser les quatre paramètres morphologiques définis par Yon [157] pour caractériser la forme des éléments liquides : la Sphéricité  $S_P$ , l'Irrégularité  $\varphi$ , l'Ellipticité  $\epsilon$  et l'Uniformité  $\eta$ .

La Sphéricité  $S_P$  et l'Irrégularité  $\varphi$  sont des paramètres basés sur le disque équivalent en surface, c'est-à-dire, le disque ayant même surface que la particule et centré sur le centre de gravité  $G$  de celle-ci. La sphéricité est définie par l'équation 4.1 (voir la figure 4.2) :

$$S_P = \frac{A(S \cup S_C) - A(S \cap S_C)}{A(S)} \quad (4.1)$$

Dans cette équation,  $A(X)$  signifie l'aire de la surface  $X$ . La Sphéricité correspond au rapport de la différence entre l'union et l'intersection de la surface de la particule  $S$  et celle du disque équivalent  $S_C$ , divisée par l'aire de la particule  $S$ . Elle peut être vue comme le rapport de la surface grisée sur la figure 4.2 divisée par la surface de la particule. Ce rapport est nul dans le cas d'un disque et égal à 2 dans le cas d'une droite. En général, les fortes valeurs de sphéricité correspondent à des ligaments ou des chapelets de gouttelettes.

L'Irrégularité  $\varphi$  est définie par l'équation 4.2, comme le rapport entre le périmètre du disque équivalent  $p(S_C)$  sur le périmètre de la particule  $p(S)$  (voir figure 4.3). Ce paramètre est lié à l'excès d'interface par rapport à la forme sphérique.  $\varphi$  est égal à 1 dans le cas d'un disque et à 0 dans le cas d'une droite.

$$\varphi = \frac{p(S_C)}{p(S)} \quad (4.2)$$

L'Ellipticité  $\epsilon$  caractérise l'allongement des particules, elle est définie par l'équation 4.3 :

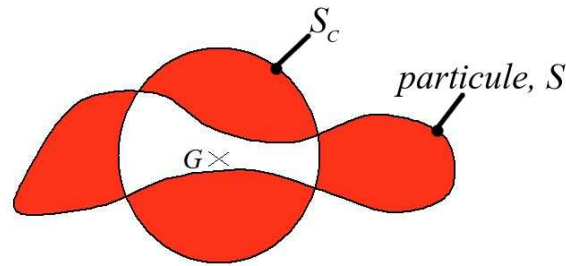
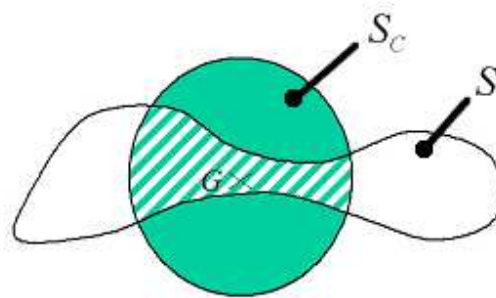
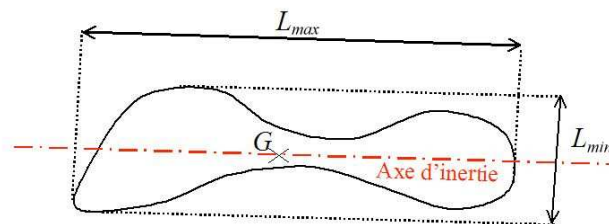


FIG. 4.2 – Définition de la Sphéricité


 FIG. 4.3 – Définition de l'Irrégularité  $\varphi$ 

$$\epsilon = \frac{L_{min}}{L_{max}} \quad (4.3)$$

Dans cette équation,  $L_{min}$  et  $L_{max}$  sont définis par rapport à l'axe principal d'inertie. Ils sont respectivement la largeur et la longueur du rectangle dans lequel la particule est inscrite. L'Ellipticité  $\epsilon$  varie entre 0 et 1, ces deux valeurs correspondent respectivement au cas d'une droite et d'un disque.


 FIG. 4.4 – Définition de l'Ellipticité  $\epsilon$ 

L'Uniformité  $\eta$  mesure la différence entre la distance maximum et minimum du centre de gravité de la particule au contour de celle-ci (respectivement  $r_{max}$  et  $r_{min}$  dans l'équation 4.4). Pour rendre ce paramètre adimensionnel, on divise cette différence de distance par le rayon  $r_0$  du disque équivalent en surface (voir la figure 4.5).

$$\eta = \frac{r_{max} - r_{min}}{r_0} \quad (4.4)$$

Ce paramètre caractérise l'uniformité de la distribution de la masse autour du centre de gravité. Plus  $\eta$  est élevé, moins la répartition de la masse autour du centre de gravité est homogène. La borne inférieure de ce paramètre est 0, correspondant au cas du disque. Dans le cas d'une droite, ce paramètre tend vers l'infini.

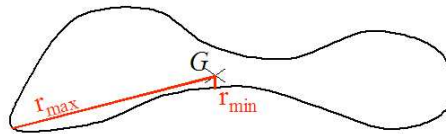


FIG. 4.5 – Définition de l'Uniformité  $\eta$

Une sélection de paramètres de formes permet la représentation du spray dans un espace des formes. Dans cet espace, les objets se regroupent par type de forme. C'est le principe de la classification des objets en reconnaissance de formes. Il est alors possible de découper l'espace par type morphologique. Nous utiliserons cet espace dans le but de détecter des agglomérats ou des chapelets de gouttes (voir chapitre 4). Des objets de formes particulières seront définis dans le but de calibrer nos programmes de granulométrie face à des éléments liquides de forme non-sphérique, ainsi que pour délimiter des frontières dans l'espace des formes.

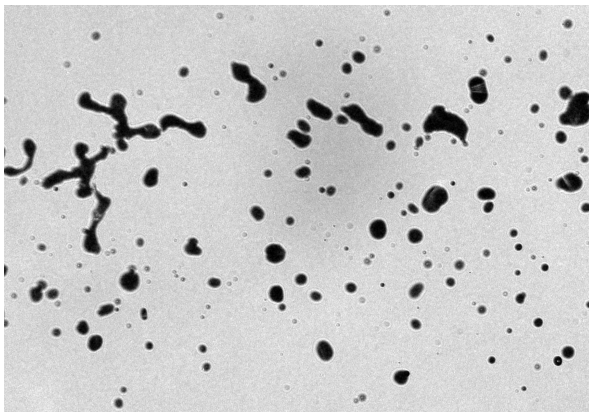
#### 4.2.2 Choix des paramètres morphologiques

A partir des quatre paramètres morphologiques définis dans la section précédente, on peut caractériser la forme des goutte. On se propose donc d'étudier la valeur de ces paramètres pour deux sprays dans deux régimes d'atomisation différents : un spray en cours d'atomisation secondaire et un spray complètement atomisé (voir figure 4.6).

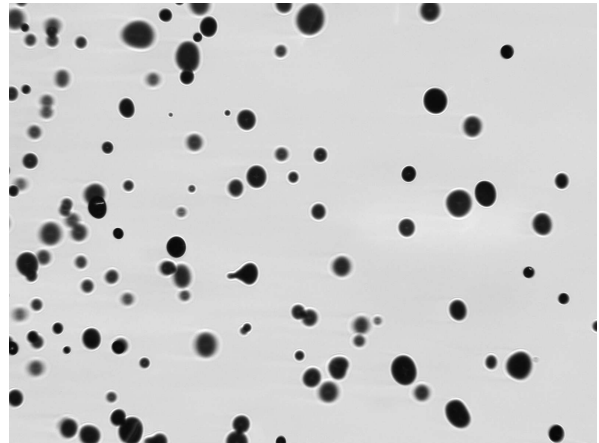
Une approche statistique est nécessaire pour voir les éventuelles relations entre les paramètres ainsi que pour déterminer ceux qui ont le plus de sens pour chaque type de spray.

Les données concernant la granulométrie des deux sprays, fournies par nos programmes de granulométrie, sont les suivantes :

- Spray en cours d'atomisation : 170 *gouttes/image* pour 150 images.  $D_{32} = 173 \mu m$ ,  $D_{43} = 223 \mu m$ ,  $\Delta(Span) = 1.29$ . La sphéricité moyenne est  $\overline{S_p} = 0.217$  ce qui indique qu'en moyenne, les gouttes ne sont pas sphériques.
- Spray complètement atomisé : 81 *gouttes/image* pour 200 images.  $D_{32} = 272 \mu m$ ,  $D_{43} = 312 \mu m$ ,  $\Delta(Span) = 1.03$ . La sphéricité moyenne est  $\overline{S_p} = 0.083$  ce qui indique qu'en moyenne les gouttes sont proches de la sphéricité.



Spray en cours d'atomisation. Image de  
5.2x3.6 cm



Spray complètement atomisé. Image de  
14x10.6 cm

FIG. 4.6 – Illustration de deux images types pour les sprays étudiés.

La première étape est de regarder la corrélation qui peut exister entre les paramètres pour les deux types de sprays. Pour cela, on dresse la matrice de corrélation des quatre paramètres morphologiques, à laquelle on a ajouté d'autres paramètres mesurés (voir les tableaux 4.2 et 4.3). Dans ces deux tableaux, chaque case donne le coefficient de corrélation des deux variables correspondantes à la ligne et à la colonne de cette case. Ces coefficients de corrélation sont issus du calcul de régression linéaire sur le nuage des points.

	$S_p$	$\epsilon$	$\varphi$	$\eta$	$\sqrt{S_p}$	$C_0$	<i>Volume</i>	$S_I$
$S_p$	1	-0.70	-0.77	0.88	0.98	-0.15	0.33	0.36
$\epsilon$	-0.70	1	0.32	-0.53	-0.72	-0.23	-0.33	-0.43
$\varphi$	-0.77	0.32	1	-0.90	-0.79	0.52	-0.11	-0.07
$\eta$	0.88	-0.53	-0.90	1	0.88	-0.36	0.19	0.18
$\sqrt{S_p}$	0.98	-0.72	-0.79	0.88	1	-0.18	0.30	0.34
$C_0$	-0.15	-0.23	0.52	-0.36	-0.18	1	0.37	0.49
<i>Volume</i>	0.33	-0.33	-0.11	0.19	0.3	0.37	1	0.96
<i>Surf. Interface</i> $S_I$	0.36	-0.43	-0.07	0.18	0.34	0.49	0.96	1

TAB. 4.2 – Matrice de corrélation des paramètres pour le spray en cours d'atomisation

On constate que pour le spray en cours d'atomisation, il existe une bonne corrélation positive entre les paramètres  $S_p$  et  $\eta$  car  $r(S_p, \eta) = 0.88$  et entre  $\varphi$  et  $\eta$  on constate une bonne corrélation négative car  $r(\varphi, \eta) = -0.90$ .

Pour le spray complètement atomisé, ces mêmes corrélations sont observées mais elles sont plus fortes. Le coefficient  $r(S_p, \eta) = 0.97$  montre qu'une forte corrélation existe entre la sphéricité et l'uniformité des gouttes, plus forte que pour le spray en cours d'atomisation.  $r(\varphi, \eta) = -0.92$  indique une

	$S_p$	$\epsilon$	$\varphi$	$\eta$	$\sqrt{S_p}$	$C_0$	<i>Volume</i>	$S_I$
$S_p$	1	-0.95	-0.86	0.97	0.97	0.28	0.44	0.53
$\epsilon$	-0.95	1	0.74	-0.91	-0.97	-0.33	-0.46	-0.56
$\varphi$	-0.86	0.74	1	-0.92	-0.80	-0.05	-0.34	-0.40
$\eta$	0.97	-0.91	-0.92	1	0.95	0.23	0.44	0.52
$\sqrt{S_p}$	0.97	-0.97	-0.80	0.95	1	0.34	0.49	0.59
$C_0$	0.28	-0.33	-0.05	0.23	0.34	1	0.42	0.49
<i>Volume</i>	0.44	-0.46	-0.34	0.44	0.49	0.42	1	0.98
<i>Surf. Interface</i> $S_I$	0.53	-0.56	-0.40	0.52	0.59	0.49	0.98	1

TAB. 4.3 – Matrice de corrélation des paramètres pour le spray complètement atomisé

bonne corrélation linéaire entre les deux paramètres  $\varphi$  et  $\eta$ , du même ordre que pour le spray en cours d'atomisation. De plus, on observe les deux fortes corrélations suivantes :

- La Sphéricité et l'Ellipticité sont fortement corrélées négativement :  $r(S_p, \epsilon) = -0.95$ .
- L'Ellipticité et l'Uniformité sont corrélées négativement :  $r(\epsilon, \eta) = -0.91$ .

Il n'existe pas d'autre corrélation linéaire entre les autres paramètres, si ce n'est entre le volume et la surface d'interface qui sont proportionnels entre eux avec le diamètre équivalent sphérique de la goutte.

Pour les deux types de sprays, si on s'intéresse maintenant aux valeurs moyennes et aux écarts type des paramètres morphologiques on obtient les tableaux suivants :

	Moyenne	Écart type
Sphéricité $S_p$	0.22	0.21
Ellipticité $\epsilon$	0.84	0.14
Irrégularité $\varphi$	0.85	0.15
Uniformité $\eta$	0.6	0.54

TAB. 4.4 – Spray en cours d'atomisation

	Moyenne	Écart type
Sphéricité $S_p$	0.083	0.12
Ellipticité $\epsilon$	0.90	0.11
Irrégularité $\varphi$	0.98	0.05
Uniformité $\eta$	0.18	0.26

TAB. 4.5 – Spray complètement atomisé

On constate que pour les deux types de spray, le paramètre qui varie le plus est l'uniformité  $\eta$ . Dans le cas du spray en cours d'atomisation, en phase d'atomisation secondaire, la sphéricité  $S_p$  varie plus que les deux autres paramètres  $\varphi$  et  $\eta$ , alors que dans le cas du spray complètement atomisé, elle ne varie pas plus l'ellipticité  $\epsilon$ . On peut donc en déduire que  $S_p$  et  $\eta$  permettent de mieux caractériser la complexité de la forme des gouttes en cours d'atomisation. Pour un spray constitué de gouttes quasi sphériques, le paramètre d'uniformité  $\eta$  ainsi que  $S_p$  et  $\epsilon$  permettent de décrire le mieux la forme des gouttes. Le paramètre d'irrégularité  $\varphi$  est celui qui varie le moins dans les deux cas. De plus, nous avons vu avec les tableaux 4.2 et 4.3 que  $\varphi$  est fortement corrélé avec  $\eta$ , il semble donc peu utile.

### 4.2.3 La famille sphérique et la famille elliptique

Les quatre paramètres morphologiques décrivent un espace des formes à 4 dimensions, et dont les axes sont formés par  $(S_p, \epsilon, \varphi, \eta)$ . Pour identifier dans cet espace des régions particulières, associées à des objets de formes particulières, nous définissons des sous-espaces de l'espace des formes associés à des familles de formes. Il convient donc de définir des objets dont la forme se rapproche de celle des éléments liquides observés dans les sprays, pour mieux les localiser dans l'espace des formes.

La famille la plus simple est la famille des sphères, dans l'espace des formes en 4-D, elle est représentée par un unique point de coordonnées  $(S_p, \epsilon, \varphi, \eta) = (0, 1, 1, 0)$ .

On définit ensuite la famille elliptique qui représente les gouttes dont le contour est celui d'une ellipse. Dans le cas d'une goutte elliptique, les quatre paramètres morphologiques sont reliés entre eux et définissent un sous-espace en une courbe dans l'espace des formes en 4-D. En effet, une ellipse peut être décrite par le seul paramètre d'ellipticité  $\epsilon$ , les trois autres paramètres sont alors reliés analytiquement entre eux par les relations suivantes [157] :

$$S_{p, Ell} = \frac{4}{\pi} \left[ \arcsin \left( \sqrt{\frac{1}{1+\epsilon}} \right) - \arcsin \left( \sqrt{\frac{\epsilon}{1+\epsilon}} \right) \right] \quad (4.5)$$

$$\varphi_{Ell} = \left( \frac{3(1+\epsilon)}{4\sqrt{\epsilon}} - \frac{1}{2} \right)^{-1} \quad (4.6)$$

$$\eta_{Ell} = \frac{1-\epsilon}{\sqrt{\epsilon}} \quad (4.7)$$

Les représentations de ces fonctions de l'ellipticité sont regroupées sur la figure 4.7. On peut constater que pour une sphère ( $\epsilon = 1$ ), on obtient  $S_p = 0$  et  $\eta = 0$  alors que  $\varphi = 1$ . Pour le cas particulier où  $\epsilon = 0$ , qui correspond à une ligne droite,  $S_p = 2$ ,  $\eta$  tend vers l'infini et  $\varphi$  tend vers 1.

### 4.2.4 La famille des ovales de Cassini

Dans le but de simuler des éléments liquides qui peuvent être rencontrés lors du processus d'atomisation secondaire, nous devons également définir des objets de forme plus complexe dont les paramètres morphologiques sont connus. Les ovales de Cassini sont particulièrement bien adaptés à la simulation des gouttes durant l'étape de fragmentation de la nappe de liquide (c'est-à-dire l'atomisation secondaire). Ces objets peuvent non seulement prendre la forme de ligaments allongés mais aussi de gouttes quasi sphériques. De la même manière que pour la famille elliptique, les paramètres morphologiques  $(S_p, \epsilon, \varphi, \eta)$  des ovales de Cassini sont calculables analytiquement. Cette propriété va donc nous servir pour étalonner nos programmes de traitement d'images en comparant les valeurs analytiques des paramètres morphologiques aux valeurs calculées par les programmes présentés dans le chapitre 2.

Jean-Dominique Cassini a été le premier à étudier les propriétés de ces ovales vers la fin du XVII<sup>ème</sup> siècle pour décrire la trajectoire de la Terre autour du soleil. Cette courbe que J.D.Cassini avait voulu introduire dans l'astronomie, n'est plus utilisée dans ce domaine car on sait désormais que les planètes décrivent des ellipses (lois de Kepler). Aujourd'hui cette courbe sert à décrire les lignes



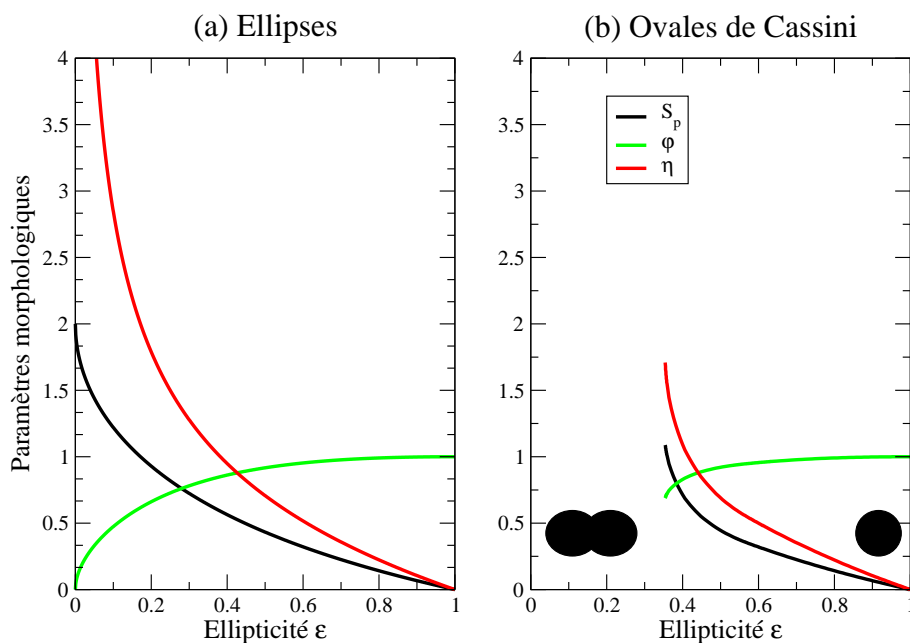


FIG. 4.7 – Valeurs analytiques des paramètres morphologiques ( $S_p, \varphi, \eta$ ) en fonction de l'ellipticité  $\epsilon$ . a) Pour les ellipses, b) pour les Ovale de Cassini.

du champ magnétique induit par deux fils parallèles traversés par un courant de même intensité et de même sens. Les ovales de Cassini décrivent les lignes de champ dans le plan orthogonal aux fils, qui constituent les foyer des ovales Cassini (voir figure 4.8). Cette courbe particulière est aussi utilisée en physique nucléaire. Pashkevich [122] utilise les ovales de Cassini pour calculer les énergies mises en jeu lors du processus de fission nucléaire. Pashkevich et al. [74] montrent par la suite que les ovales de Cassini décrivent bien la forme du noyau qui se fissionne.

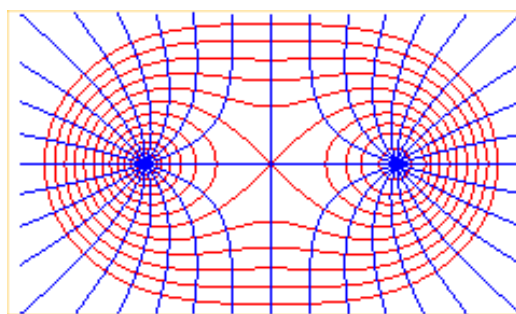


FIG. 4.8 – Lignes de champ décrites par les ovales de Cassini (en rouge) [106].

Les ovales de Cassini sont aussi les sections du tore dans les plans parallèles à l'axe situés à une distance de l'axe égale au rayon mineur du tore (voir figure 4.9).

Cet ensemble de courbes possède trois points particuliers : un centre de symétrie  $O$  ainsi que deux foyers  $F$  et  $F'$ ,  $O$  étant le milieu du segment  $\overline{FF'}$ , comme on peut le voir sur la figure 4.10. L'équation caractéristique de l'ovale de Cassini dans un repère cartésien  $(O, x, y)$  est donnée par l'équation 4.8, où  $a = OF = OF'$  et  $b^2 = MF.MF'$  sont deux paramètres liés à la taille de l'objet (voir figure 4.10). M

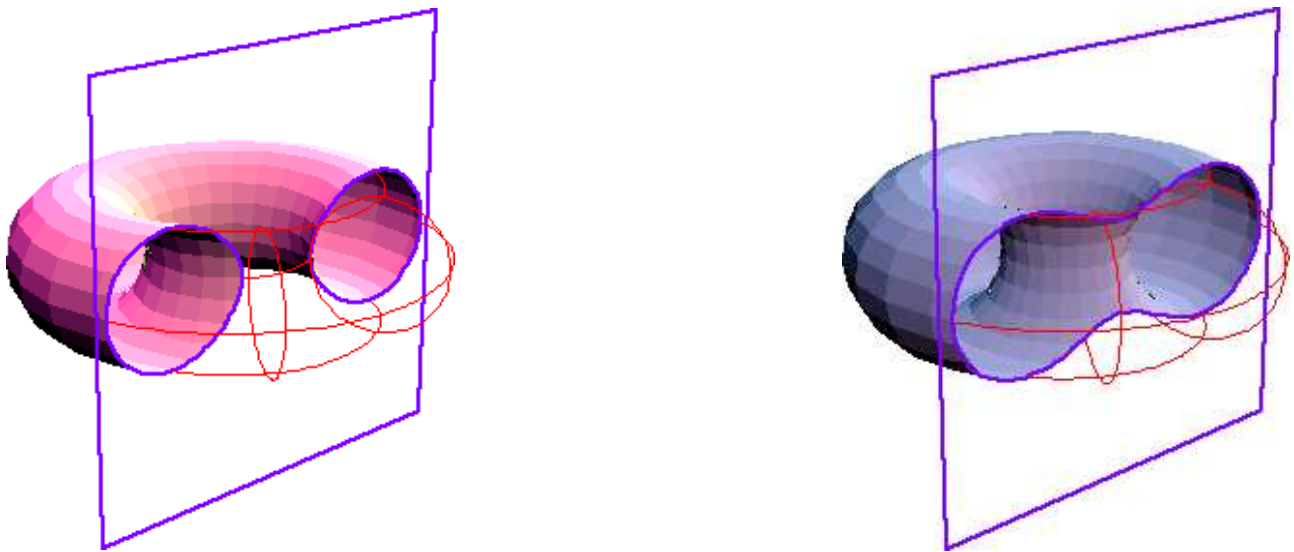


FIG. 4.9 – Sections d'un tore [106].

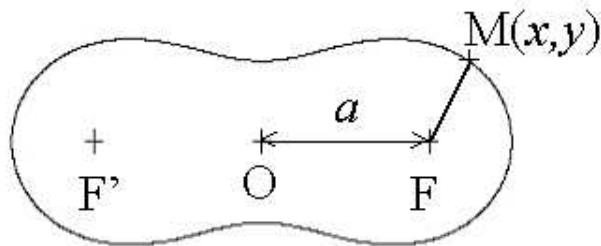


FIG. 4.10 – Définition des paramètres décrivant un ovale de Cassini ( $w = 0.9$ ).

étant un point de la courbe de l'ovale de Cassini et  $b^2$  étant une constante,  $MF.MF' = C^{ste}$  est une propriété de l'ovale de Cassini.

$$y = \pm \sqrt{\sqrt{4a^2x^2 + b^4} - x^2 - a^2} \tag{4.8}$$

Dans la suite de cette étude, la taille et la forme de l'objet "de Cassini" seront définies par les paramètres  $b$  et  $w = a/b$ . Comme notre but est de décrire des éléments liquides réels, nous avons choisi de limiter la variation du paramètre  $w$  entre :  $0 < w < 1$ . Trois exemples d'objets de Cassini sont donnés sur la figure 4.11, pour différentes valeurs de  $w$ , et pour  $b = 1000pixels$ .

En réalité, pour  $w > 1$ , l'ovale de Cassini est une surface disjointe composée de deux surfaces égales ayant la forme d'une goutte pendante. La valeur particulière  $w = 1$  correspond à la lemniscate de Bernoulli (voir figure 4.12).



FIG. 4.11 – Exemples d'images d'ovales de Cassini de différents types. De gauche à droite :  $w = 0.1$ ,  $w = 0.8$ ,  $w = 0.9$ .

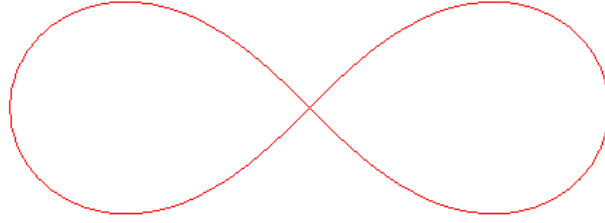


FIG. 4.12 – La lemniscate de Bernoulli

### 4.3 Étalonage de la mesure des paramètres morphologiques

#### 4.3.1 Forme analytique des ovales de Cassini

Pour obtenir l'expression analytique de chacun des quatre paramètres morphologiques ( $S_p, \epsilon, \varphi, \eta$ ) pour un ovale de Cassini, j'ai effectué le raisonnement suivant :

##### Calcul de $\eta$

L'uniformité  $\eta$  est définie par l'équation 4.4 où le rayon maximum  $r_{max}$  et le rayon minimum  $r_{min}$  sont respectivement, dans le cas d'un ovale de Cassini :  $r_{max} = \sqrt{b^2 + a^2}$  et  $r_{min} = \sqrt{b^2 - a^2}$ .  $r_0$  étant le rayon équivalent sphérique, pour l'obtenir il faut connaître l'aire  $A_C$  de l'ovale de Cassini, qui est donnée par l'intégrale de l'équation 4.9 :

$$A_C = 2b^2 \int_0^{\pi/2} \sqrt{1 - w^4 \cdot \sin^2(t)} dt = 2b^2 \cdot E(w^2), \text{ avec } w \leq 1. \quad (4.9)$$

Avec  $E(w^2)$ , l'intégrale elliptique de seconde espèce dont les valeurs ont été tabulées par Legendre, et que l'on peut trouver dans le livre de Spiegel [143]. Le rayon sphérique équivalent  $r_0$  étant égal à  $\sqrt{A_C/\pi}$ , on obtient l'expression de l'uniformité  $\eta_C$  pour un ovale de Cassini :

$$\eta_C = \frac{\sqrt{a^2 + b^2} - \sqrt{b^2 - a^2}}{\sqrt{A_C/\pi}} \quad (4.10)$$

##### Calcul de $\varphi$

L'irrégularité  $\varphi$  est donnée par l'équation 4.2, avec  $p(S_C)$  le périmètre du disque équivalent égal à  $p(S_C) = 2\pi\sqrt{A_C/\pi}$ . Le périmètre de l'objet de Cassini  $p_C$  est défini par l'équation 4.11 :

$$p_C = \int \sqrt{dx^2 + dy^2} = 4 \cdot \int_0^{\pi/2} \sqrt{\rho'(\theta)^2 + \rho(\theta)^2} d\theta \quad (4.11)$$

Avec  $\rho(\theta)$  le rayon polaire de l'ovale de Cassini en coordonnées polaires, et  $\rho'(\theta)$  sa dérivée par rapport à  $\theta$ .

L'équation polaire de l'ovale de Cassini est donnée par l'équation 4.12 :

$$\rho(\theta) = a\sqrt{\cos(2\theta) \pm \sqrt{w^{-4} - \sin^2(2\theta)}}, \text{ avec } 0 < \theta < 2\pi. \quad (4.12)$$

Et l'expression de sa dérivée par rapport à  $\theta$  :

$$\rho'(\theta) = a \frac{-2\sin(2\theta) - \frac{\sin(4\theta)}{\sqrt{w^{-4} - \sin^2(2\theta)}}}{2\sqrt{\cos(2\theta) + \sqrt{w^{-4} - \sin^2(2\theta)}}} \quad (4.13)$$

D'où l'équation donnant l'irrégularité  $\varphi_C$  pour un ovale de Cassini :

$$\varphi_C = \frac{PC}{2\pi \cdot \sqrt{A_C/\pi}} \quad (4.14)$$

### Calcul de $\epsilon$

Le paramètre d'ellipticité  $\epsilon$  mesure l'allongement de l'élément le long de son axe principal d'inertie, sa définition mathématique est donnée par l'équation 4.3. Il faut donc déterminer la longueur maximale dans la direction de son axe principal d'inertie  $L_{max}$  ainsi que la longueur maximale suivant la direction perpendiculaire à l'axe d'inertie  $L_{min}$ . Pour un objet de Cassini,  $L_{max} = 2\sqrt{a^2 + b^2}$ , mais pour le calcul de  $L_{min}$  on doit considérer deux cas :  $L_{min,1}$  et  $L_{min,2}$  (voir figure 4.13).

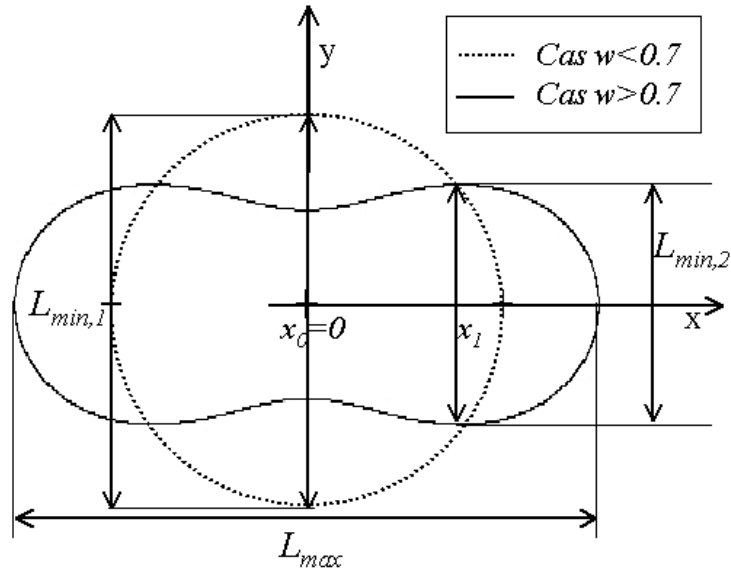


FIG. 4.13 – Les deux cas du calcul de l'ellipticité.

Pour calculer  $L_{min}$ , on cherche la valeur maximale de la fonction  $y = f(x)$  décrivant l'ovale de Cassini dans un repère cartésien (voir équation 4.8). Cela revient à trouver les solutions de l'équation  $f'(x_0) = 0$  pour  $x > 0$ . On trouve alors deux solutions à cette équation, pour  $x \geq 0$  :

$$f'(x_0) = 0 \Leftrightarrow \begin{cases} x_0 = 0 \\ x_1 = \sqrt{\frac{4a^4 - b^4}{4a^2}} \end{cases} \text{ pour } x \geq 0 \quad (4.15)$$

La solution  $x_0$  correspond au cas où  $w < 0.7$ , le contour de l'ovale de Cassini se rapproche alors de celui d'une ellipse (ovale en traits pointillés sur la figure 4.13).  $L_{min,1}$  est alors égal à  $2.r_{min} = 2.\sqrt{b^2 - a^2}$ . On obtient alors l'expression analytique de l'ellipticité  $\epsilon_{C,0}$  suivante :

$$\epsilon_{C,0} = \frac{\sqrt{b^2 - a^2}}{\sqrt{a^2 + b^2}} = \frac{\sqrt{1 - w^2}}{\sqrt{1 + w^2}} \quad (4.16)$$

La solution  $x_1$  correspond au cas où  $w > 0.7$  (ovale en traits pleins sur la figure 4.13). Le bord déprimé de l'ovale de Cassini ne correspond plus à la longueur maximale dans la direction orthogonale à l'axe d'inertie  $x$ . L'ovale de Cassini est de plus en plus déformé,  $L_{min}$  est alors égal à  $L_{min,2} = 2.f(x_1) = 2.b^2/a$ . On obtient alors l'expression de l'ellipticité  $\epsilon_{C,1}$  dans le cas où  $w > 0.7$  :

$$\epsilon_{C,1} = \frac{b^2}{a\sqrt{a^2 + b^2}} = \frac{1}{w\sqrt{w^2 + 1}} \quad (4.17)$$

Si l'on trace les deux expressions de l'ellipticité en fonction du paramètre de forme  $w$ , on obtient la figure 4.14 :

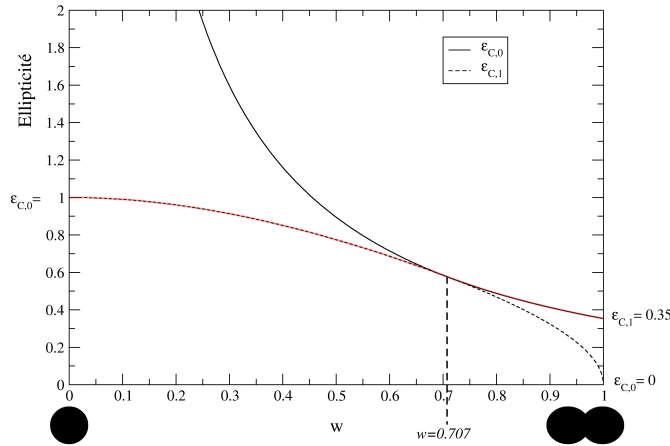


FIG. 4.14 – Les deux expressions de  $\epsilon_C$  pour un objet de Cassini. La courbe retenue est surlignée en rouge.

On constate que le passage d'un cas à l'autre intervient lorsque  $w = \sqrt{2}/2$ , c'est-à-dire lorsque  $w \approx 0.707$ . La valeur analytique de l'ellipticité pour un ovale de Cassini est explicitée par l'équation 4.14,  $\epsilon_C$  doit être calculée selon la valeur du paramètre  $w$ .

$$\epsilon_C = \begin{cases} \frac{\sqrt{1-w^2}}{\sqrt{1+w^2}}, & \text{pour } w < \sqrt{2}/2 \\ \frac{1}{w\sqrt{w^2+1}}, & \text{pour } w \geq \sqrt{2}/2 \end{cases} \quad (4.18)$$

Si l'objet de Cassini a pour paramètre de forme  $0 < w < 0.7$ , on obtient  $\epsilon$  par l'équation 4.16. Si  $0.7 < w < 1$ , on calcule l'ellipticité via l'équation 4.17. On vérifie bien sur la figure 4.14 que  $\epsilon_C = 1$  lorsque l'ovale de Cassini est quasi sphérique. La valeur minimum de l'ellipticité d'un ovale de Cassini est  $\epsilon_C = 0.35$ , qui correspond à la forme dite du "lemniscate de Bernoulli".

### calcul de la sphéricité $S_p$

La sphéricité est définie par l'équation 4.1, avec  $A(S) = A_C$  l'aire de l'ovale de Cassini.  $A(S \cup S_C)$  est l'union de la surface de l'ovale de Cassini et de celle du disque équivalent de même surface.  $A(S \cap S_C)$  est l'intersection de la surface du disque équivalent  $S_C$  avec celle de l'ovale de Cassini. Pour calculer l'union et l'intersection des deux surfaces, on calcule l'aire de ces deux surfaces par intégration polaire. Ce calcul est illustré par la figure 4.15.

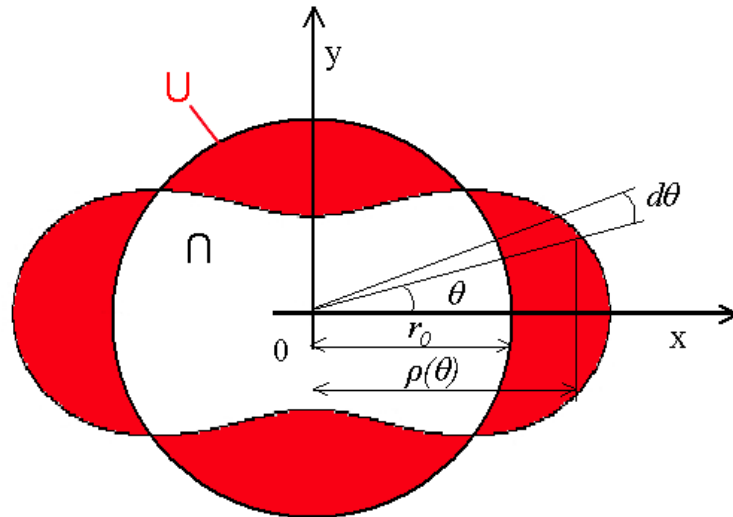


FIG. 4.15 – Illustration du calcul de  $S_p$  pour un objet de Cassini

Pour chaque domaine d'intégration, l'intersection des deux surfaces (en blanc sur la figure 4.15) est la plus petite aire entre le quartier d'intégration de l'ovale de Cassini ( $\rho^2(\theta)d\theta$ ) et celui du disque équivalent ( $r_0^2d\theta$ ). L'union des deux surfaces (en rouge sur la figure 4.15) est la plus grande aire des deux quartiers d'intégration. On obtient l'expression de la sphéricité  $S_{p,C}$  pour un ovale de Cassini :

$$S_{p,C} = 4 \frac{\int_0^{\pi/2} \max(r_0^2, \rho^2(\theta)) d\theta - \int_0^{\pi/2} \min(r_0^2, \rho^2(\theta)) d\theta}{A_C} \quad (4.19)$$

Une fois les formules analytiques des paramètres morphologiques établies, il est donc possible de tracer les valeurs des trois paramètres ( $S_p, \varphi, \eta$ ) en fonction du paramètre d'ellipticité  $\epsilon$ , de la même manière que pour la famille elliptique. Ces courbes sont regroupées sur la figure 4.7.b. On constate que le paramètre d'ellipticité  $\epsilon$  est limité à 0.35. Cette valeur correspond au cas de la lemniscate de Bernoulli c'est-à-dire pour  $w = 1$ . Si on compare la famille elliptique à la famille des ovales de Cassini, on constate qu'à mesure que l'on s'écarte de la forme sphérique, lorsque  $\epsilon$  tend vers 0, les courbes des deux familles s'éloignent l'une de l'autre, du fait de la limitation en ellipticité de l'ovale de Cassini.

### 4.3.2 Synthèse des images d'ovales de Cassini

Dans le but de vérifier les valeurs des paramètres morphologiques ( $S_p, \epsilon, \varphi, \eta$ ) fournies par les programmes de granulométrie sur les images de gouttes de spray, des images d'ovales de Cassini ont été synthétisées. Connaissant les valeurs analytiques de ces objets, il est facile de les comparer aux

valeurs déduites par traitement d'images. Les images des ovales de Cassini ont été synthétisées par le logiciel *Scilab* [137] auquel a été rajouté la boîte à outil de traitement d'images *SIP* [146]. De grandes images (2048x2048) ont été synthétisées en utilisant l'équation 4.12. Pour cela, la distance de chaque pixel  $I(i, j)$  de l'image au centre de l'image est comparée au rayon polaire  $\rho(\theta)$  de l'ovale de Cassini. Les pixels à l'intérieur de ce périmètre sont associés au niveau noir et les autres au niveau blanc.

Les images binaires obtenues ne suffisent pas pour éviter les problèmes de discrétisation, même dans le cas de grandes images. Dans ce cas, le calcul du périmètre de l'ovale de Cassini présente une erreur de 5% minimum. Pour s'affranchir de ce problème de discrétisation, le calcul du contour sub-pixel est utilisé (voir Annexe A). En effet, après le seuillage classique à un niveau de seuil donné, le gradient de niveau de gris le long du contour de l'objet est calculé. Cette opération est réalisée par un filtre de type Sobel. Ensuite, ce gradient est utilisé pour marquer les limites du contour sub-pixel. Mais la précision sub-pixel est inutile sur des images binaires car dans ce cas, le gradient de niveau de gris est infini. Même sur l'image d'un grand objet (c'est-à-dire avec une forte résolution), l'effet de pixelisation est toujours présent, comme on peut le voir en haut à gauche de la figure 4.16.

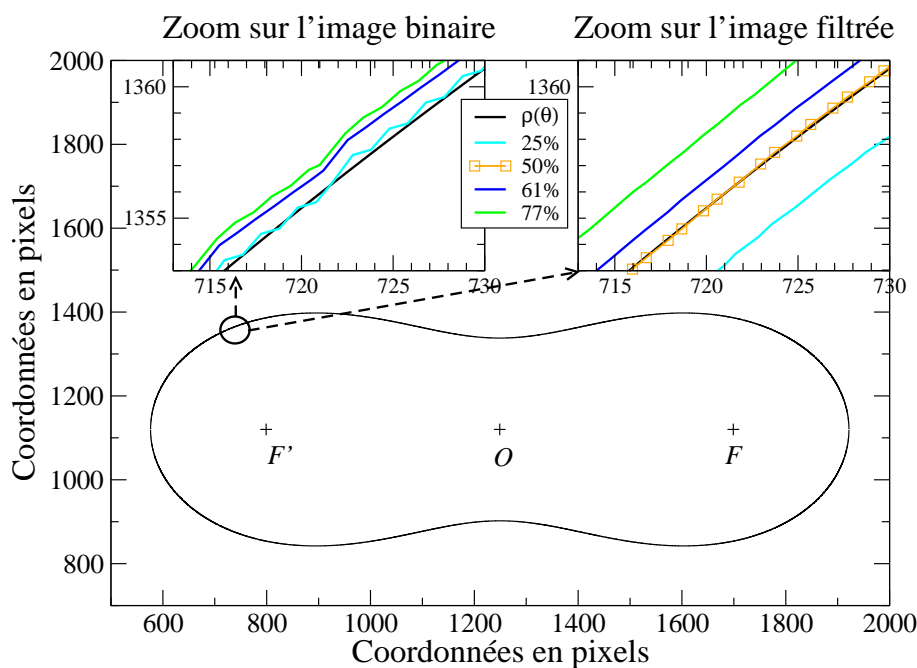


FIG. 4.16 – Effet de discrétisation sur les images d'ovales de Cassini ( $b = 1000, w = 0.9$ ).

Pour s'affranchir de cette limitation, les contours des images binaires ont été adoucis par un filtre gaussien d'écart type 5 pixels (i.e. masque de taille 5x5). Le contour sub-pixel de l'image de l'objet de Cassini est alors mieux décrit, comme on peut le voir en haut à droite de la figure 4.16. Un seuillage à 50% de la dynamique de niveaux de gris a ensuite été appliqué pour obtenir le périmètre de l'ovale de Cassini avec une précision sub-pixel. Par la suite, cette image seuillée sera utilisée pour le calcul des paramètres morphologiques des ovales de Cassini avec les programmes de granulométrie.

### 4.3.3 Comparaison entre les paramètres morphologiques analytiques et mesurés

Pour comparer les valeurs analytiques aux valeurs fournies par les programmes de granulométrie, on trace les courbes analytiques des paramètres morphologiques des ovals de Cassini dans différents plans de l'espace morphologique  $(S_p, \epsilon, \varphi, \eta)$ . On obtient alors 6 projections de l'espace morphologique :  $(S_p, \epsilon)$ ,  $(\varphi, \epsilon)$ ,  $(S_p, \varphi)$ ,  $(S_p, \eta)$ ,  $(\varphi, \eta)$ , et  $(\epsilon, \eta)$ .

Comme on peut le constater sur la figure 4.17, les résultats des calculs des paramètres morphologiques fournis par traitement d'image (croix rouges) et ceux issus des données analytiques (ligne noire) sont très proches. On peut considérer que l'erreur de discrétisation est négligeable car l'erreur sur le paramètre d'irrégularité  $\varphi$  est inférieure à 1%. Or c'est ce paramètre qui est le plus sensible à l'erreur de discrétisation car la valeur de  $\varphi$  est basée sur la mesure du périmètre de l'objet de Cassini. Une erreur de comptage d'un pixel peut avoir une forte répercussion sur le calcul du périmètre entier. En effet, si le contour de l'objet est courbe, des pixels supplémentaires peuvent être pris en compte dans le calcul du périmètre. Alors que sur un objet possédant des contours rectilignes, seuls des pixels aux extrémités de la ligne peuvent être ajoutés. C'est pourquoi les paramètres qui sont basés soit sur la mesure d'une surface ou sur la mesure d'une ligne sont moins sujets aux sources de mauvais comptage que les paramètres basés sur le contour d'un objet.

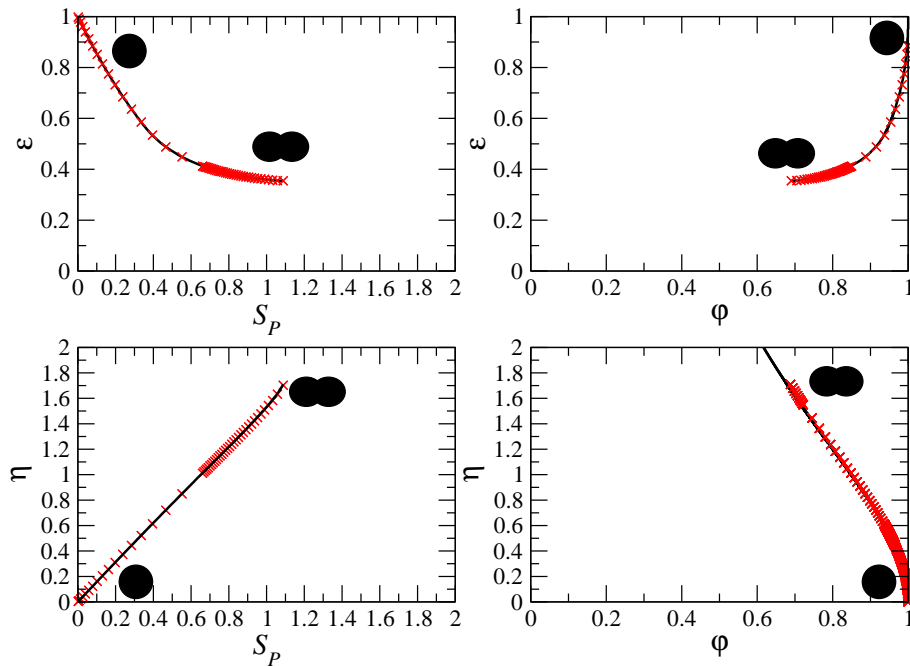


FIG. 4.17 – Ovals de Cassini : comparaison des principales projections des paramètres morphologiques calculés par traitement d'image (croix rouges) et avec leurs valeurs analytiques (ligne noire).



## 4.4 Morphologie des gouttes d'un spray basse pression

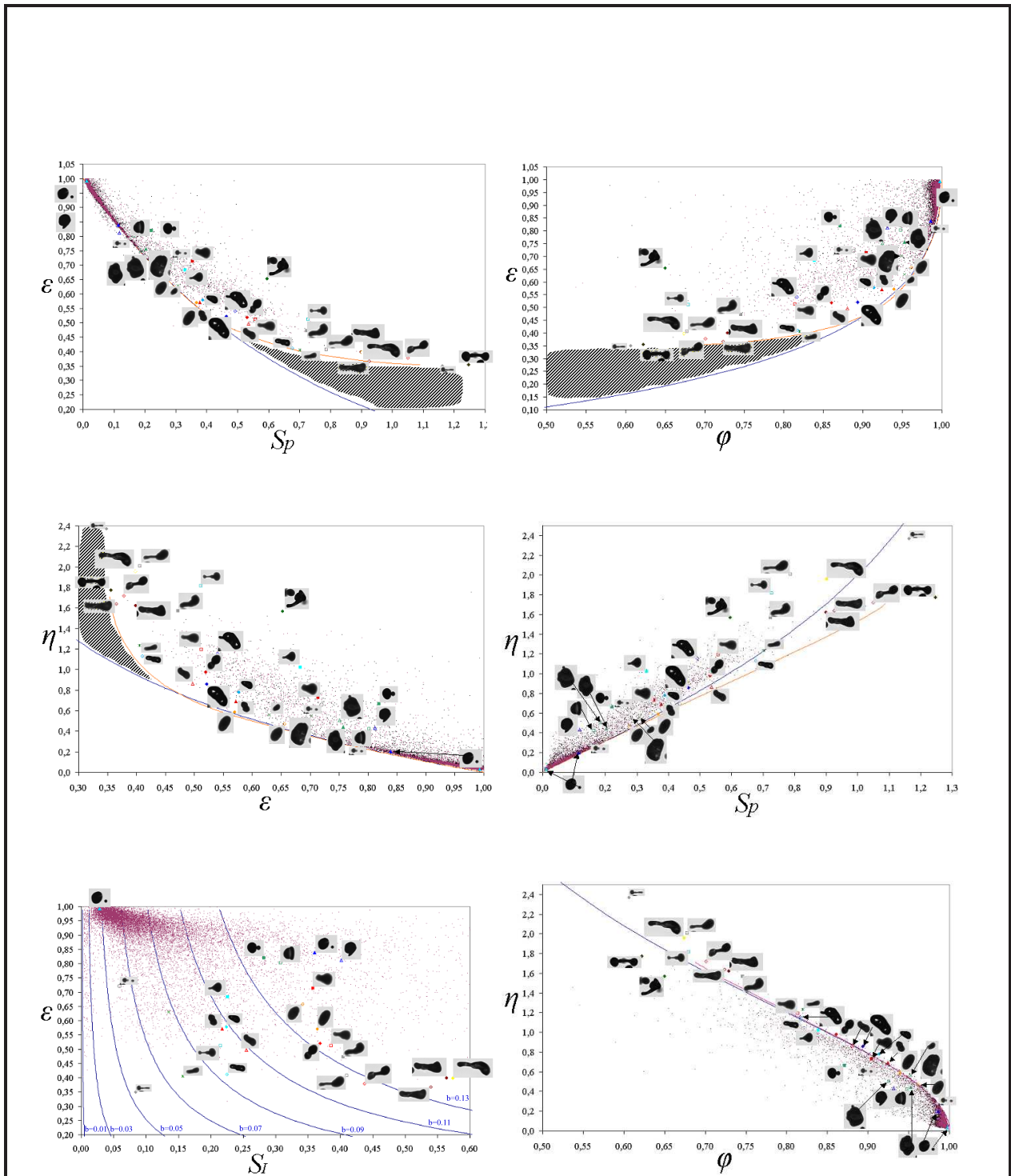
### 4.4.1 Analyse dans l'espace des paramètres

Nous avons vu dans la section 4.2.2 que les paramètres morphologiques permettent de décrire la forme des éléments liquides rencontrés dans des sprays. L'étude des corrélations entre les variables étudiées a fait ressortir 2 corrélations fortes qui nous permettent d'éliminer deux paramètres de l'analyse : le volume (corrélé linéairement avec la surface d'interface  $S_I$ ) et l'irrégularité  $\varphi$  fortement corrélée avec  $\eta$ . L'analyse statistique a permis de déterminer les paramètres qui ont le plus de sens pour la morphologie des gouttes, elle doit maintenant nous guider pour choisir l'espace dans lequel représenter la forme des gouttes. Pour ce faire, Parra-Denis et al. [37] se basent sur la technique d'analyse par composantes principales. Elle permet de caractériser les formes complexes de particules métalliques rencontrées dans des processus de déformation. Ce type d'analyse n'est pour l'instant pas réalisable car un grand nombre de paramètres (une dizaine) est nécessaire pour donner du sens à ce type d'analyse. L'intérêt de cette méthode est de déterminer l'espace (formé par les axes factoriels) le plus représentatif pour une population donnée. Étant donné le faible nombre de paramètres utilisés dans notre étude, jusqu'à présent, une analyse classique du nuage de points dans l'espace des paramètres apparaît suffisant. Nous allons donc nous intéresser à la répartition des nuages de points dans les différents espaces des paramètres ( $S_p, \epsilon, \varphi, \eta, S_I, \dots$ ).

L'injecteur commercial Siemens Deka VII utilisé pour l'injection indirecte essence dans les moteurs automobiles. Le fluide injecté est de l'isooctane (2,2,4 triméthylpentane) sous 5 bars de pression en condition atmosphérique. Les mesures sont réalisées au centre du spray, à 60 mm de la buse de sortie de l'injecteur et durant la phase stationnaire de l'écoulement. Dans cette région, le spray est censé être complètement atomisé puisque le diamètre de Sauter  $D_{32}$  atteint une valeur quasi constante ( $D_{32} \approx 170 \mu m$ ), comme nous le verrons dans le chapitre 6, concernant les mesures sur cet injecteur. L'injecteur utilisé est présenté plus en détail dans le chapitre 6.

Les images sont réalisées avec la caméra monochrome 10 bits JAI CV-M2 dans la configuration d'imagerie par transmission définie dans le chapitre 3. L'objectif utilisé est l'objectif télécentrique de grandissement  $\gamma \approx 1$  et le spray est éclairé par la source flash de courte durée ( $\approx 12 ns$ ). Le type d'images obtenues est illustrée sur la figure 4.6.b.

La distribution des gouttes dans les six projections de l'espace morphologique sont représentées sur la planche P.4.4.1.. Les gouttes sont majoritairement localisées à proximité de la famille elliptique, particulièrement les gouttes dont la forme est proche d'une sphère.



P.4.4.1. - Distribution des gouttes dans l'espace morphologique. La famille elliptique est représentée par une ligne bleu foncé et la famille des ovales de Cassini est représentée par une ligne orange clair.

Les valeurs moyennes des paramètres morphologiques pour ce spray sont :  $(\overline{S_p}, \overline{\epsilon}, \overline{\varphi}, \overline{\eta}) = (0.083, 0.90, 0.98, 0.18)$ . Ces valeurs moyennes signifient que la plupart des gouttes sont sphériques. Si on analyse l'écart type des paramètres morphologiques, on obtient  $(\sigma_{S_p}, \sigma_\epsilon, \sigma_\varphi, \sigma_\eta) = (0.12, 0.1, 0.05, 0.24)$ . On constate que  $S_p$  et  $\eta$  varient de manière plus importante que les paramètres  $\epsilon$  et  $\varphi$  car  $\sigma_{S_p}/\overline{S_p} > 1$  ainsi que  $\sigma_\eta/\overline{\eta} > 1$ . Si on analyse les données des couples de points  $(S_p, \epsilon)$ ,  $(\varphi, \epsilon)$ ,  $(\eta, \epsilon)$  et  $(\varphi, \eta)$ , on a vu que la plupart des gouttes sont proches de la forme elliptique. Les gouttes dont la forme est plus complexe, que l'on pourrait définir par  $S_p > 0.5, \epsilon < 0.5, \varphi < 0.9, \eta > 0.5$ , sont en faible proportion, respectivement 1.3% pour  $S_p > 0.5$ , 0.3% pour  $\epsilon < 0.5$ , 6% pour  $\varphi < 0.9$ , 9% pour  $\eta > 0.5$ . La répartition de ces éléments de forme complexe semble plus étalée dans les plans  $(S_p, \epsilon)$ ,  $(\varphi, \epsilon)$  et  $(\epsilon, \eta)$ , c'est-à-dire pour les trois projections de  $\epsilon$ . L'ellipticité semble donc être un paramètre déterminant pour décrire la forme des éléments liquides en forme de ligaments. Cela semble logique puisque l'ellipticité caractérise l'allongement d'un objet,  $\epsilon$  est donc adapté à la description d'un ligament. Dans les trois plans  $(S_p, \epsilon)$ ,  $(\varphi, \epsilon)$  et  $(\epsilon, \eta)$ , à mesure que les éléments liquides s'allongent, la forme des gouttes s'écarte de la forme elliptique (symbolisée par une courbe bleue) et se rapproche de la famille des objets de Cassini (courbe orange sur la planche P.4.4.1.). On remarque aussi dans ces trois plans la présence d'une zone non peuplée par les gouttes, symbolisée par une zone hachurée sur la planche P.4.4.1.. Il semble très peu probable de rencontrer des gouttes dont la forme des gouttes se situe dans cette zone. Dans les plans  $(\epsilon, \varphi)$  et  $(\epsilon, \eta)$  le nuage de points est très étalé alors que dans le plan  $(\varphi, \eta)$ , les gouttes sont très resserrées autour de la famille elliptique. Une discrimination des formes serait donc possible dans les plans  $(\epsilon, \varphi)$  et  $(\epsilon, \eta)$ .

On montre aussi en bas à gauche sur la planche P.4.4.1. la répartition des gouttes dans le plan  $(S_I, \epsilon)$ , où  $S_I$  désigne la surface d'interface (voir section 2.2.1). La surface d'interface étant fonction de la taille des gouttes, on constate que le paramètre d'ellipticité semble lui aussi lié à la taille des gouttes. En effet, il existe très peu de gouttes de faible surface d'interface et de faible ellipticité. Les courbes bleues indiquent la surface d'interface d'une ellipsoïde de révolution allongée dont on fait varier le paramètre d'ellipticité  $\epsilon$ . On forme l'ellipsoïde à partir d'une ellipse de demi grand axe  $a$  et de demi petit axe  $b$ , que l'on fait tourner autour de son grand axe. Son ellipticité  $\epsilon$  est dans ce cas le rapport de longueur du petit axe sur le grand axe de l'ellipse. La surface de cette ellipsoïde de révolution est alors donnée par l'équation 4.20 :

$$S_{I,ell} = 2\pi b^2 \left( 1 + \frac{\arcsin(\sqrt{1 - \epsilon^2})}{\epsilon \sqrt{1 - \epsilon^2}} \right) \quad (4.20)$$

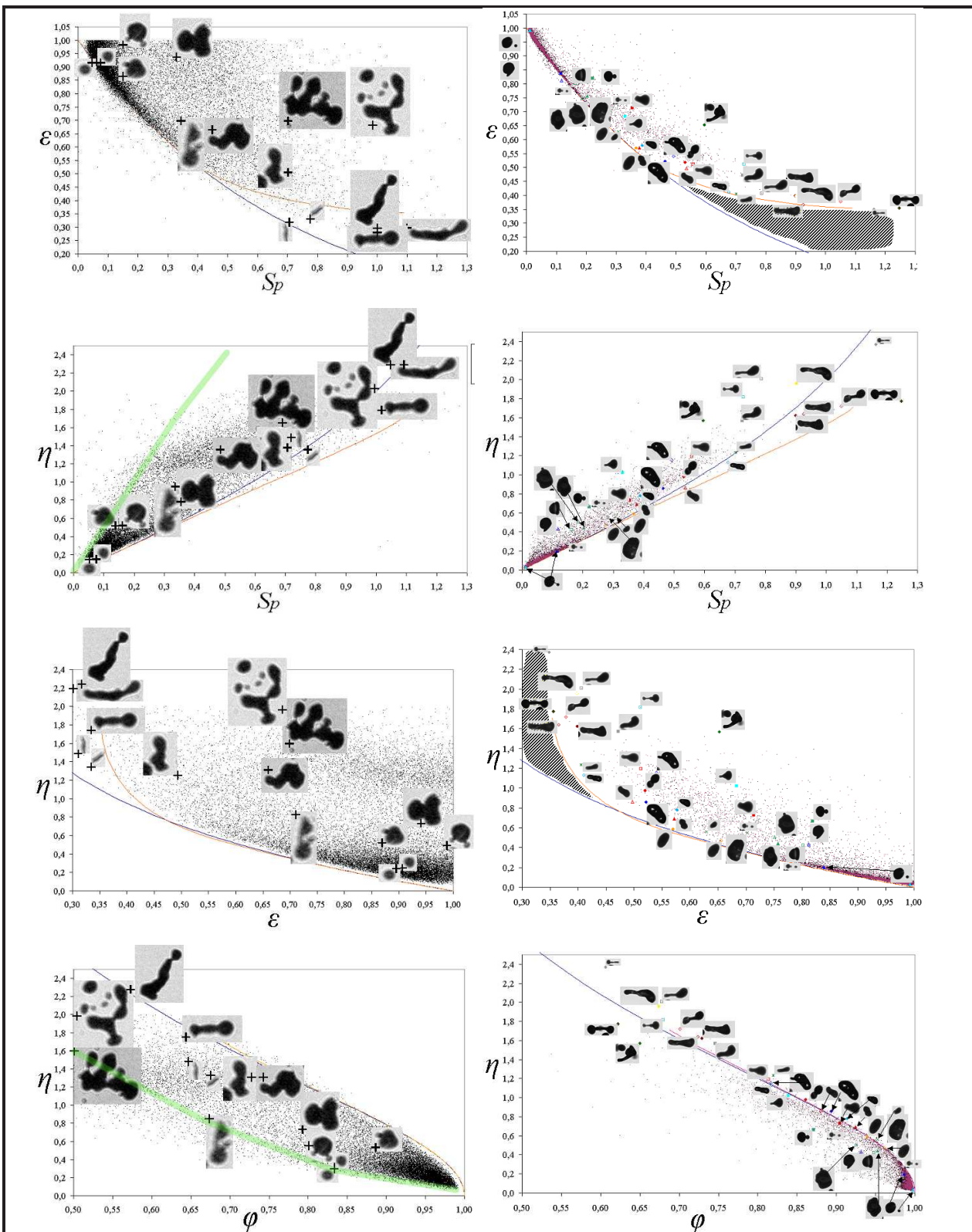
Chaque courbe bleue de l'espace  $(S_I, \epsilon)$  de la planche P.4.4.1. correspond à une valeur du demi petit axe  $b$  en mm. Cette forme est proche de celle que l'on pourrait rencontrer pour des éléments liquides en forme de ligaments. On peut constater qu'à mesure que la surface d'interface augmente, l'ellipticité minimale possible (c'est-à-dire l'allongement maximal possible) diminue. En effet, cela paraît logique que les ligaments les plus allongés ne peuvent être aussi fins que possible. Du côté des  $S_I$  faible, on constate que beaucoup d'objets possèdent une surface d'interface  $S_I < 0.02 \text{ mm}^2$ , qui correspond à des objets dont la forme ne peut pas être capturée par la résolution du montage.

Dans le plan  $(\varphi, \eta)$  le nuage de points est très resserré autour des familles elliptique et ovales de Cassini. Cela confirme ce qui a été constaté après analyse des corrélations sur les tableaux 4.2 et 4.3. Ces deux paramètres sont fortement corrélés entre eux et il semble inutile de les garder tous les deux dans l'analyse.

#### 4.4.2 Différence entre un spray en cours d'atomisation et un spray atomisé

On se propose dans cette section de comparer la répartition des gouttes dans l'espace des paramètres pour un spray atomisé (voir figure 4.6.b) et un spray en cours d'atomisation (voir figure 4.6.a). Ce type d'analyse discriminatoire permet d'identifier des éléments liquides présents lors de l'atomisation secondaire, et absents une fois le spray atomisé.

La visualisation du spray a été effectuée avec une caméra numérique Fujifilm FinePix S1Pro offrant une grande résolution (3040 X 2016 pixels). La dynamique est de 8 bits (256 niveaux sur chacun des plans couleurs : Rouge, Vert, Bleu). La source de lumière blanche (Nanotwin Flash System, HSPS) éclaire le spray par transmission. De l'eau sous pression est injectée en condition atmosphérique. Le type d'image obtenues pour une pression de 2.5 bars est illustrée sur la figure 4.6.a.



P.4.4.2. - Comparaison dans l'espace morphologique du spray en cours d'atomisation (à gauche) et du spray atomisé (à droite). La famille elliptique est représentée par une ligne bleu foncé et la famille des ovales de Cassini est représentée par une ligne orange clair. En trait vert large, on indique la présence de frontières à définir.

Sur la planche P.4.4.2., on compare la répartition des gouttes issues des deux sprays dans l'espace morphologique. A gauche, le nuage des gouttes issues du spray en cours d'atomisation dans les plans  $(S_p, \epsilon)$ ,  $(S_p, \eta)$ ,  $(\epsilon, \eta)$  et  $(\varphi, \eta)$ . A droite, le nuage des gouttes issues du spray atomisé dans les mêmes plans  $(S_p, \epsilon)$ ,  $(S_p, \eta)$ ,  $(\epsilon, \eta)$  et  $(\varphi, \eta)$ . Globalement, on constate que le nuage de gouttes est plus étalé dans l'espace morphologique pour le spray en cours d'atomisation, contenant des objets de forme très complexe, que pour le spray atomisé. Cependant, l'espace morphologique semble limité par la famille des objets de Cassini. En effet, à mesure que l'on s'éloigne de la forme sphérique  $(S_p, \epsilon)=(0,1)$ , les éléments liquides semblent suivre la courbe de la famille des objets de Cassini (en orange sur la figure P.4.4.2.). On observe la même tendance dans le plan  $(\epsilon, \eta)$  ce qui indique que l'ellipticité de l'ovale de Cassini semble définir une frontière au delà de laquelle on trouve très peu d'éléments liquides, ce qui a déjà été mis en évidence pour le spray atomisé (voir la zone hachurée sur la figure P.4.4.2.). Les éléments liquides ne se répartissent pas autour de cette famille, les objets de Cassini ne constituent donc pas un modèle, mais seulement une limite pour la forme des gouttes. Toutefois, il semble que quelques éléments liquides se trouvent entre les deux frontières définies par les familles elliptique et des ovales de Cassini, il semble que ces éléments liquides sont soit des objets de trop petite taille devant la résolution de l'image, ou des ligaments à la limite de la rupture.

Pour le plan  $(S_p, \eta)$ , et  $(\varphi, \eta)$  la proximité des familles elliptique et des ovales de Cassini ne permet pas de définir de telles frontières dans l'espace morphologique. De nouvelles familles de formes (symbolisées par la courbe transparente en vert) ou de nouveaux modèles seraient nécessaires pour définir d'autres frontières de l'espace morphologique. Si on s'intéresse aux objets à proximité de ces frontières, on constate que ce sont des objets qui semblent être en cours de coalescence ou de rupture, donc formés de gouttes collées entre elles.

On peut voir sur la figure 4.18 les distributions de densité de probabilité (pdf) des deux paramètres morphologiques  $S_p$  et  $\eta$ , pour le spray en cours d'atomisation à gauche et le spray atomisé à droite. On observe un resserrement des distributions pour le spray atomisé. Les pdf des paramètres  $S_p$  et  $\eta$  correspondent à des gouttes proches de la sphère. Pour le spray en cours d'atomisation, les pdf sont étalées, on observe même un second mode pour la pdf de l'uniformité  $\eta$ , en rouge sur la figure 4.18.a. Ce mode est centré sur  $\eta \approx 1.25$ , et s'étale entre  $1 < \eta < 1.5$ . Ce mode est caractéristique des éléments liquides fortement déformés. En effet, cette population est inexistante pour le spray atomisé. Cette population est responsable du fort écart type de  $\eta$  constaté sur le tableau 4.2.2 pour le spray en cours d'atomisation.

### 4.4.3 Segmentation de l'espace morphologique

Nous avons vu à partir de l'étude de la répartition des formes dans l'espace des paramètres  $(S_p, \epsilon)$  que deux populations de gouttes se distinguent : les gouttes sphériques (ou quasi sphériques) et les éléments liquides déformés. Nous avons aussi vu que plus ces derniers se déforment, plus ils se rapprochent de la forme des ovales de Cassini et s'éloignent de celle des ellipses. De plus, à partir de l'étude des pdf des paramètres  $S_p$  et  $\eta$  pour les deux types de spray, on constate que des éléments

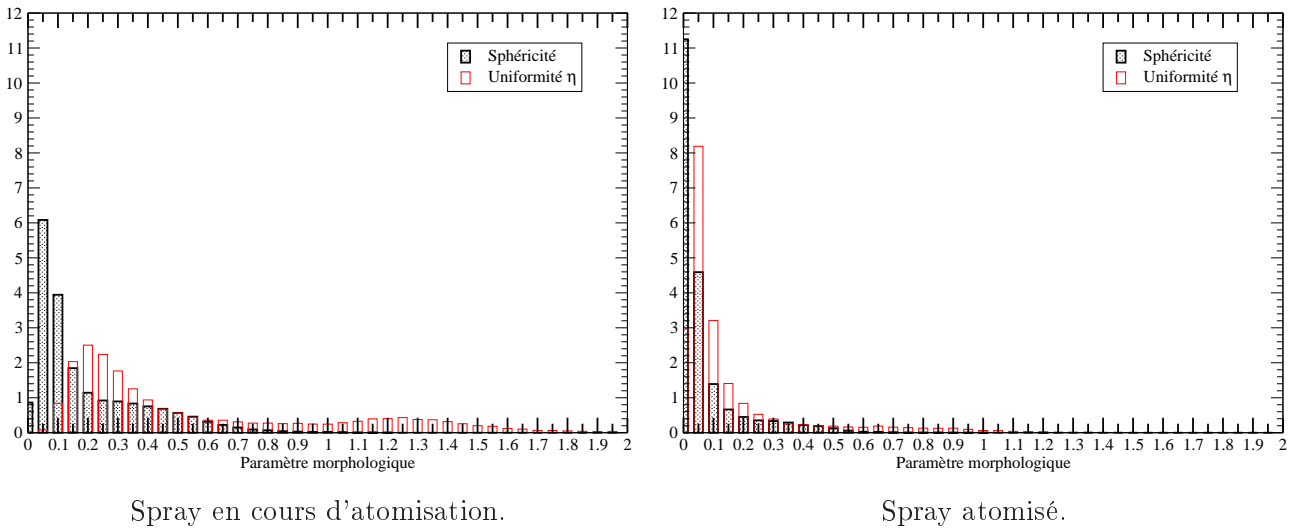


FIG. 4.18 – Pdf des paramètres  $S_p$  et  $\eta$  pour les deux sprays étudiés.

liquides de formes particulières sont présents durant la phase d'atomisation secondaire mais quasiment absents dans le spray atomisé (voir figure 4.18). A partir de ces informations, on peut donc "découper" l'espace des paramètres en différents sous-espaces. Les représentations dans les plans  $(S_p, \epsilon)$ ,  $(\varphi, \epsilon)$  et

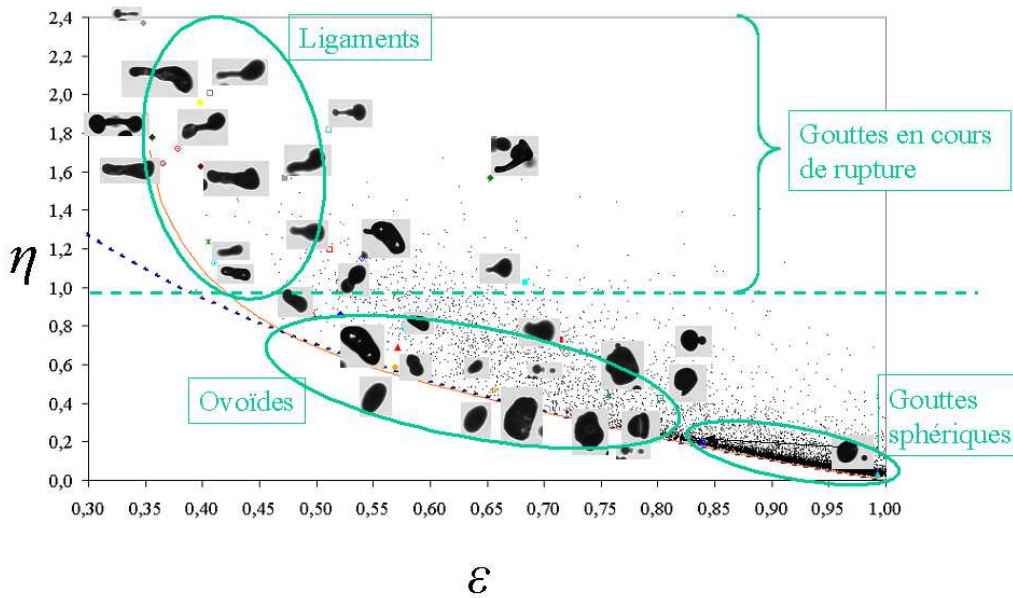


FIG. 4.19 – Segmentation de l'espace des formes. Illustration avec la projection dans le plan  $(\epsilon, \eta)$ .

$(\epsilon, \eta)$  montrent ainsi une segmentation des formes entre les ligaments, les gouttes sphériques et d'autres types de gouttes de formes intermédiaires que nous qualifierons d'*ovoïdes*. Cette segmentation est illustrée par le plan  $(\epsilon, \eta)$  sur la figure 4.19. Les gouttes sphériques sont définies par les gouttes ayant un paramètre d'ellipticité supérieur à 0.75. Un seul paramètre est nécessaire pour les distinguer car les gouttes sphériques sont proches de la forme elliptique. Les éléments liquides les plus allongés, appelés

ligaments ont une ellipticité inférieure à 0.5 et une uniformité supérieure à 1. Tous les éléments liquides de forme intermédiaire peuvent être qualifiés d'ovoïdes mais on observe tout de même des objets dont le contour est très déformé et qui ne peuvent pas être raisonnablement associés à ces trois types d'objets. Ces objets mal catalogués semblent être le résultat d'une rupture ou d'une coalescence en cours. On peut qualifier les gouttes dont l'uniformité  $\eta$  est supérieure à 1 d'éléments liquides en cours de rupture. D'après la figure 4.19, la courbe délimitant la famille des ovales de Cassini semble définir une frontière au dessous de laquelle quasiment aucune goutte n'est présente.

Dans les autres plans  $(S_p, \eta)$ ,  $(\varphi, \eta)$  et  $(S_p, \varphi)$  (non présentés), la discrimination entre les différentes formes de gouttes n'est pas aussi évidente. Dans ces plans, la famille elliptique et celle des ovales de Cassini sont très proches l'une de l'autre. Les formes les plus complexes ne peuvent être associées ni à la famille des ellipses, ni à celle des ovales de Cassini.

#### 4.4.4 Applications de l'étude de l'espace morphologique

Plusieurs applications de l'étude de l'espace morphologique sont envisageables d'après les observations faites sur la répartition des éléments liquides dans les différents sous-espaces de forme (voir planche P.4.4.1. et figure 4.19) :

##### Segmentation de l'espace des paramètres

A partir des limites des différentes zones définies précédemment, il est envisageable d'isoler les formes particulières de gouttes comme les ligaments qui sont définis dans l'espace morphologique par :  $(S_p > 0.6, \epsilon < 0.5, \varphi < 0.8, \eta > 1)$ . On peut isoler cette population d'éléments liquides et extraire leurs valeurs caractéristiques telles que leurs volumes, surfaces d'interfaces, ou réaliser une étude statistique spécifique à cette population.

Si on sélectionne les ligaments du spray en cours d'atomisation (20% des gouttes vérifient  $S_p > 0.6, \epsilon < 0.5, \varphi < 0.8, \eta > 1$ ), on peut les décrire à partir de leur longueur et de leur épaisseur. Pour calculer leur épaisseur, on prend l'hypothèse que la surface des ligaments est celle d'une ellipse de demi grand axe  $a$  et de demi petit axe  $b$ . Le demi petit axe  $b$  correspond à la moitié de l'épaisseur du ligament, que l'on peut calculer à partir de l'ellipticité  $\epsilon$  et du diamètre de la goutte  $D$  par l'équation 4.21 :

$$b = \frac{D\sqrt{\epsilon}}{2} \quad (4.21)$$

Sur la figure 4.20, on montre en rouge l'histogramme des épaisseurs de ligaments. A partir du pic de cet histogramme, on peut extraire l'épaisseur caractéristique des ligaments qui est de 20  $\mu\text{m}$  environ. Or dans ce type de sprays, les processus d'atomisation sont déterminés par une déformation et une rupture organisée de l'écoulement. La déformation de l'écoulement est dominée par une échelle caractéristique qui contrôle la taille des gouttes produites. En bleu, on présente l'histogramme des gouttes sphériques de ce même spray ( $S_p < 0.3, \epsilon > 0.7, \varphi > 0.8, \eta < 0.6$ , ce qui représente 60% des gouttes). Le pic principal de cet histogramme est de 40  $\mu\text{m}$  environ. Or dans le cas d'un jet cylindrique à basse vitesse, référencé dans la littérature comme le jet de Rayleigh [127], le diamètre  $d_g$  des gouttes produites par un jet



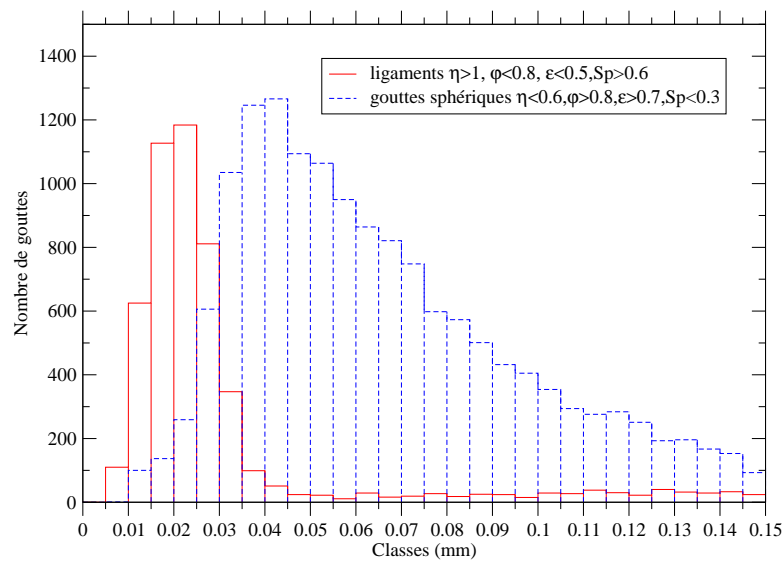


FIG. 4.20 – Histogramme de tailles de gouttes (en bleu) et des ligaments (en rouge).

cylindrique de diamètre  $d_j$  est égal à  $d_g = 1.89.d_j$ . Étant donné que le diamètre des gouttes produites dans le cas de ce spray est égal à environ 2 fois l'épaisseur des ligaments, on semble se trouver dans un régime d'instabilité de type jet de Rayleigh. On peut donc énoncer d'une part que la rupture de ces ligaments résulte d'une instabilité capillaire contrôlée par les forces de tension de surface. De plus, on peut dire que l'épaisseur des ligaments constitue l'échelle caractéristique qui contrôle la taille d'une grande proportion des gouttes formées.

### Suivi temporel des paramètres

Si on configure le système d'imagerie pour prendre deux images consécutives d'une même injection, couplé à un algorithme de tracking (voir chapitre 5), on peut suivre l'évolution de la forme d'une goutte d'une image sur l'autre. On peut alors observer le déplacement des gouttes dans l'espace morphologique. Dans le cas du spray atomisé, les résultats pour le plan  $(S_p, \epsilon)$  sont représentés sur la figure 4.21.

Des mouvements privilégiés dans l'espace morphologique sont observés, en effet, les gouttes qui subissent une déformation, symbolisée par une flèche noire sur la figure 4.21, ont leur ellipticité qui diminue et  $S_p$  qui augmente. Les gouttes vont d'une forme ovoïde vers une forme ligamentaire. Des déplacements dans le sens contraire sont aussi observés, on identifie alors une fragmentation de l'élément liquide, symbolisée par une flèche verte sur la figure 4.21. Dans ce cas, l'ellipticité augmente alors que la sphéricité diminue. Il pourrait donc être envisageable d'identifier plusieurs modes d'atomisation secondaire, en réalisant par exemple une étude statistique des déplacements dans l'espace morphologique, en introduisant des "taux" de déformation ou des "taux" de rupture secondaire qui donneraient une idée du pourcentage de gouttes qui n'ont pas encore atteint un régime stabilisé.

### Comportement des paramètres morphologiques avec la pression

Il est possible d'étudier les variations des paramètres morphologiques en fonction de grandeurs phy-

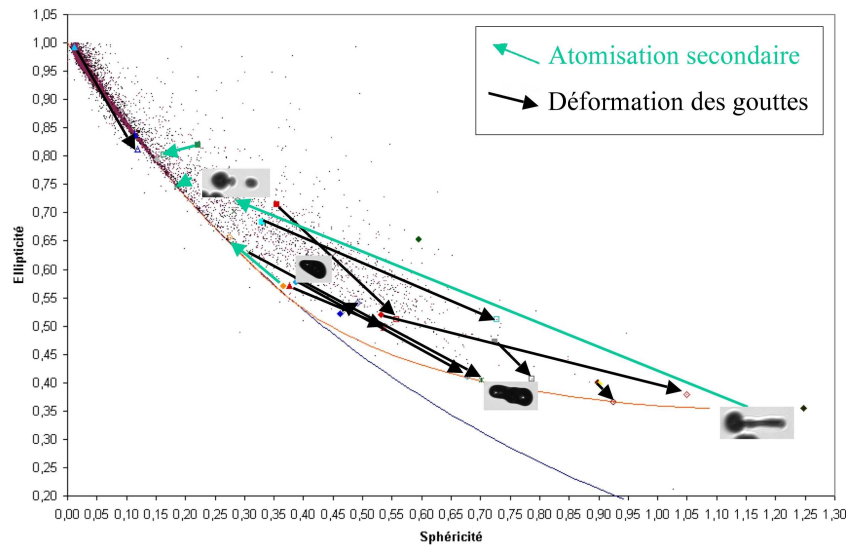


FIG. 4.21 – Exemples de déplacement des gouttes dans l'espace des formes pendant l'atomisation. Illustration avec la projection dans le plan  $(S_p, \epsilon)$ .

siques de l'injection ou du fluide utilisé. Yon [157] a étudié la variation des paramètres morphologiques introduits précédemment dans le cas de l'injection Diesel. Ce type d'étude a aussi été réalisé par Grout et al. [64] sur l'injecteur produisant le spray complètement atomisé. Les outils morphologiques utilisés sont issus de l'analyse fractale de l'interface sur des images de gouttes. A partir de la distribution d'échelle introduite par Dumouchel et al. [44], ils définissent un coefficient adimensionné qui peut être vu comme un paramètre morphologique. Ce paramètre est égal à 1 dans le cas d'un objet circulaire et inférieur à 1 dans le cas contraire. Ils observent la variation de ce paramètre pour le spray complètement atomisé et différents liquides (pour faire varier la viscosité et la tension de surface) et pressions d'injection. On présente sur la figure 4.22.a l'évolution du paramètre morphologique de Dumouchel et al. pour différentes pressions d'injection et fluides. Quelques soient les conditions d'opérations, le paramètre morphologique varie peu. Les valeurs les plus faibles sont obtenues lorsque la pression d'injection est faible (heptane à 0.05 MPa) et pour le liquide ayant la viscosité la plus élevée (mélange eau/glycérol 10% à 0.35 MPa). Selon Dumouchel et al., le niveau de turbulence du fluide injecté est trop faible pour produire des petites échelles de structures liquides, dans ces deux conditions. D'un autre côté, les auteurs estiment que les éléments liquides produits dans ces deux cas peuvent difficilement être sphériques. Il est intéressant de noter qu'à mesure que la pression d'injection augmente, le paramètre morphologique tend vers une valeur asymptotique de 0.8. La morphologie globale du spray leur semble donc dépendre faiblement des propriétés physiques du liquide, ce que les auteurs interprètent comme la signature du mécanisme d'atomisation

A l'aide des paramètres morphologiques définis dans ce chapitre, nous avons calculé leur évolution pour différentes pressions d'injections avec de l'eau comme fluide. Les résultats sont présentés sur la figure 4.22.b, on peut constater que les paramètres morphologiques varient peu, comme dans le cas

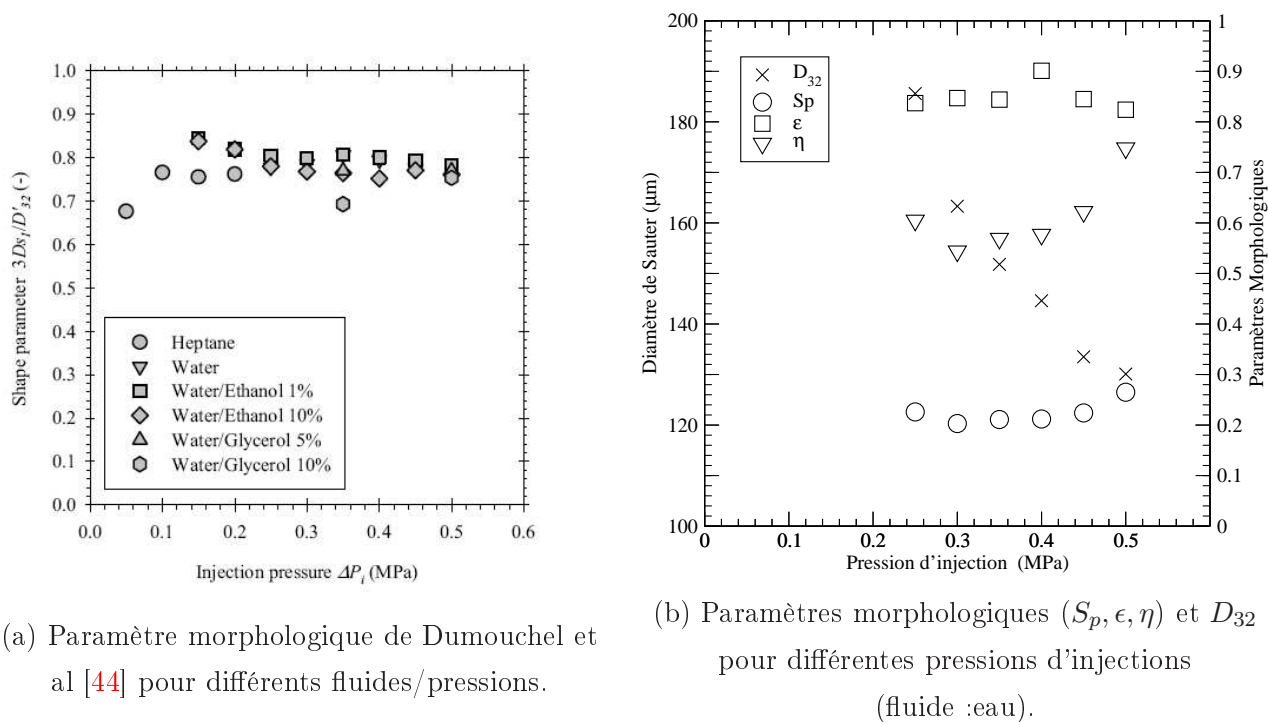


FIG. 4.22 – Évolution des paramètres morphologiques pour différentes pressions d'injections pour le spray en cours d'atomisation, produit par le même injecteur, dans les mêmes conditions.

de l'étude de Dumouchel et al. Seul le paramètre d'uniformité  $\eta$  semble indiquer une variation de la forme des éléments liquides en fonction des conditions de pression. Il est surprenant de constater que les paramètres morphologiques restent constants au fur et à mesure que la pression d'injection augmente. La diminution du diamètre de Sauter avec l'augmentation de la pression (symbolisé par des croix sur la figure 4.22.b) indique que la taille des éléments liquides est plus faible pour des pressions plus élevées. Si on regarde les images, on constate de visu que les éléments liquides sont plus déformés à 5 bars (0.5 MPa) que sur les images à 2 bars (0.2 MPa). Cela devrait donc se traduire par une variation des paramètres morphologiques. Ce phénomène est en fait compensé par le positionnement de la fenêtre d'analyse dans le spray. En effet, la fenêtre d'analyse est positionnée à une même distance de l'injecteur. Dans le cas où la pression est plus faible, la longueur de rupture du spray est plus grande que dans le cas où la pression est élevée. Cela implique que la forme des objets analysés n'est pas au même stade d'évolution pour les différentes pressions d'injection. Autrement dit, à 5 bars, la fenêtre d'analyse quantifie la forme d'objets qui sont à un stade de l'atomisation plus avancé (donc plus sphériques) que les objets caractérisés à 2 bars, pour une même position donnée. Dans l'idéal, il faudrait positionner la fenêtre d'analyse par rapport à la longueur de rupture du spray pour chaque pression d'injection. Ces observations montrent les difficultés de l'analyse de la morphologie des gouttes. En effet, la déformation des systèmes liquides est un processus continu qui peut varier plus ou moins rapidement selon les conditions. Les études de Dumouchel et al. [64] montrent que la caractérisation de l'interface de liquide à partir de la mesure de la dimension fractale permet de mettre en évidence des grandeurs caractéristiques de l'atomisation en fonction de différents fluides injectés. Pour relier la

morphologie des gouttes à l'atomisation, on ne se limite pas seulement à l'étude d'un fluide ou d'un spray, la variation temporelle et spatiale sont aussi à prendre en compte. Cependant cette comparaison entre les deux approches est encourageante et montre que les outils d'analyse morphologique peuvent être facilement comparés entre eux si l'on dispose des images.

## 4.5 Conclusion

Nous avons tout d'abord mis en oeuvre dans cette partie une démarche d'étalonnage de la mesure des paramètres morphologiques des gouttes présentes dans un spray. Nous avons vu que le seul critère de sphéricité ne suffisait pas pour décrire la forme d'éléments liquides dont la forme s'éloigne de la sphère. Quatre paramètres morphologiques ont donc été utilisés pour caractériser des formes variées. Deux modèles de description des gouttes ont été introduits pour décrire les éléments liquides rencontrés lors de la phase d'atomisation secondaire. Ces modèles se sont révélés doublement utiles : ils nous ont tout d'abord permis de vérifier les valeurs fournies par les programmes de granulométrie et de donner une idée de la précision de la mesure.

Dans un deuxième temps, la projection de ces modèles dans l'espace morphologique a donné la possibilité de définir des sous-espaces pertinents pour l'analyse morphologique des gouttes. Pour certaines projections particulières  $(S_p, \epsilon)$  et  $(\varphi, \epsilon)$ , le modèle de la famille des ovales de Cassini nous permet de segmenter l'espace morphologique. Les régions où se répartissent les ligaments, les ovoïdes et les gouttes sphériques sont alors différenciables et une analyse de chacune de ces formes particulières peut alors être réalisée.

La morphologie des éléments liquides ne peut être appréhendée que par les techniques d'imagerie, car elles sont les seules à pouvoir fournir des données quantitatives sur la morphologie des gouttes. Cette information peut se révéler indispensable si on veut comprendre le processus d'atomisation des gouttes. Dans cette optique, l'approche statistique des paramètres morphologiques menée dans ce chapitre constitue un premier pas. Nous avons vu à partir de l'étude d'un spray en cours d'atomisation et d'un spray atomisé qu'il est possible de faire ressortir une population de gouttes caractéristique d'un spray en phase de rupture secondaire. Une étude plus ciblée de cette population serait nécessaire pour comprendre leur rôle dans la phase d'atomisation secondaire. De nouveaux outils statistiques, telle que l'analyse par composante principale (voir le livre de Georgin [53]), ouvriraient de nouvelles perspectives d'études pour caractériser la forme des éléments liquides dans des espaces de paramètres qui ont plus de sens. Mais ce type d'analyse ne peut être réalisée que si le nombre de paramètres est important.



## Chapitre 5

# Application d'un algorithme de correspondance ponctuelle aux sprays

### 5.1 Introduction

Nous avons vu dans le chapitre 1 que certaines techniques de granulométrie permettent d'obtenir une information sur la vitesse des particules dans le volume de mesure, comme la technique PDPA par exemple. Ici, nous nous intéressons à un système d'imagerie permettant de réaliser une mesure de la vitesse de chaque particule dans l'image. Pour cela, on utilise un montage comprenant une caméra PIV, capable d'enregistrer deux images consécutives séparées par un délai très court (Pour la caméra JAI-CV-M2 utilisée dans cette étude, le délai minimum est de  $1.524 \mu s$ ). A chacune des deux expositions correspond un flash d'une durée très courte ( $\approx 12 ns$  par le stroboscope Nanotwin de HSPS). On obtient alors deux images de l'écoulement, l'une au temps  $t$  et l'autre au temps  $t + \Delta t$ . Les particules s'étant déplacées entre les deux images, on peut calculer la vitesse de chaque particule connaissant le délai entre les deux images. Mais pour cela, il faut être capable de déterminer le déplacement individuel des particules entre les deux images.

Dans ce chapitre, nous présenterons une méthode d'appariement des coordonnées pour calculer les déplacements de particules depuis une image vers une autre. Cet algorithme nous permet de calculer les vitesses des particules dans des images de spray. Il permet aussi de relier les particules entre elles par des critères morphologiques (ellipticité, uniformité, irrégularité, sphéricité), ainsi que par des paramètres physiques (Volume des gouttes, surface d'interface, corrélations diamètre/vitesse) et donc de suivre leur évolution temporelle d'une image sur l'autre (utilisation de la double exposition ou d'une caméra rapide).

## 5.2 État de l'art

### 5.2.1 La vélocimétrie par images de particules

Les techniques les plus répandues de vélocimétrie par images de particules se divisent en deux catégories : celles basées sur l'analyse des images en niveaux de gris (par exemple la corrélation croisée standard de Keane and Adrian [82], ou la vélocimétrie par inter-corrélation d'images de particules [92]), ou bien celles basées sur l'étude des coordonnées de particules, généralement rassemblées sous le sigle "PTV" (Particle Tracking Velocimetry). Pour cette seconde catégorie, on peut citer la méthode de recherche des plus proches voisins de Baek et Lee [6], et celle de la relaxation d'image de Ohmi et Lam [114].

Les méthodes de cross-corrélation sont efficaces pour de fortes densités de particules (Cowen and Monismith [28]), mais la résolution spatiale du champ de vitesses extrait est limitée par la taille de la fenêtre d'interrogation, qui dépend en partie du rapport signal sur bruit du calcul de corrélation. Les méthodes basées sur la corrélation sont assez efficaces si la taille de la fenêtre est assez petite relativement au changement local de la vitesse dans la fenêtre. Mais les performances de tels algorithmes sont diminuées dès lors que la variation des déplacements des particules dans la cellule d'interrogation sont plus grands que le diamètre des particules (voir Keane et Adrian [82]). Ce problème peut intervenir, par exemple, à l'intérieur de vortex mué d'une forte rotation, ou bien à proximité des contours où le cisaillement est prépondérant.

La technique de Tracking est basée sur la détermination du déplacement de chaque particule sur les images en détectant individuellement leur position (voir figure 5.1). Les densités d'ensemencement doivent alors rester suffisamment faibles de façon à toujours pouvoir dissocier les particules entre elles [3], [4]. Cette méthode a été principalement utilisée au début des années 90 lors du développement des caméras digitales. En effet, les traitements informatiques servant à la détermination de la position de chaque particule sur les images sont rapides et demandent peu de temps de calcul. Les principaux inconvénients de cette méthode sont la nécessité d'utiliser des particules d'ensemencement de taille suffisante pour permettre leur identification sur les images. De plus, une mesure de vitesse ne peut être obtenue qu'à l'emplacement d'une particule. Le champ de vitesse mesuré est donc composé d'un ensemble de vecteurs répartis spatialement de façon aléatoire. Le traitement statistique des champs (moyenne, écart-type...) est alors relativement complexe même sans faire appel à des méthodes de reconstruction 2D [9]. Les approches par suivi de particules restent toutefois intéressantes dans les écoulements diphasiques, les grosses particules [10].

Les méthodes de PTV conventionnelles s'appliquent bien aux ensemencements de faible densité en particules, pour lesquels la distance parcourue par les particules entre deux expositions est faible comparée à la distance moyenne de leurs voisins proches. La PTV est plus limitée par le bruit "hors plan" (c'est-à-dire les particules qui se déplacent perpendiculairement au plan de l'image et qui peuvent, de ce fait, disparaître d'une image à l'autre) que les méthodes par corrélations, et généralement, la PTV s'accompagne de l'utilisation de moyenne sur un certain nombre de doublets de particules très proches,

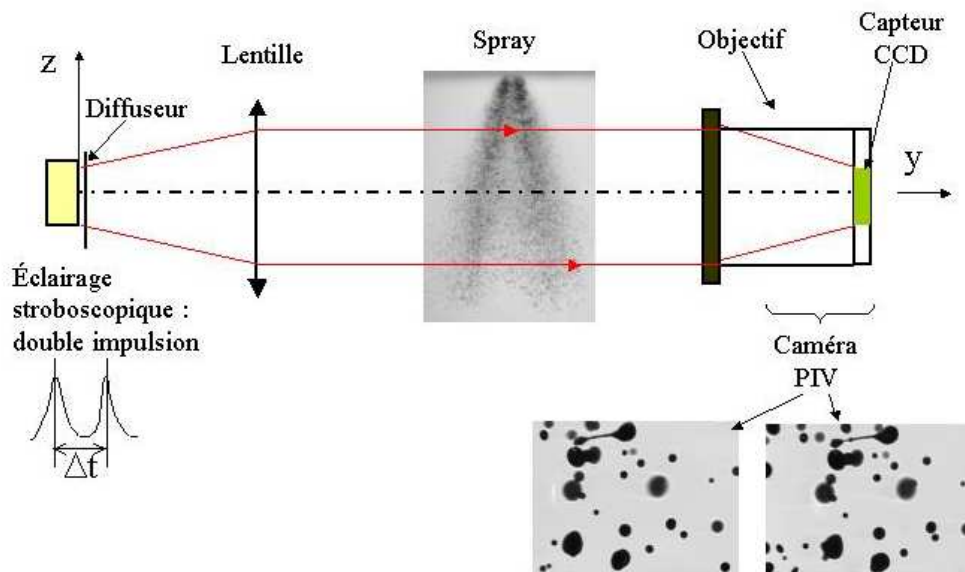


FIG. 5.1 – Schéma de principe de l'acquisition d'une paire d'images par double exposition

ce qui limite la résolution spatiale de la méthode. Plus récemment, les recherches sur les techniques de voisins proches ont été combinées avec les méthodes de corrélation. Cette technique utilisée par Keane et al. [81], appelée "Super-resolution PIV" devrait bientôt arriver aux limites théoriques de résolution spatiale pour la PTV, et permettre d'analyser des ensemencements relativement élevés en densité. Cependant, comme toutes les méthodes de corrélation, la "Super-resolution PIV" s'applique mal aux régions avec de forts gradients de vitesse.

### 5.2.2 Les méthodes de correspondance ponctuelles

Différentes approches ont été entreprises pour déterminer la correspondance entre deux échantillons de coordonnées de particules. Les méthodes d'élagages ("Tree-pruning") recherchent dans un arbre de décision les correspondances possibles tout en éliminant des branches de l'espace de recherche [7], [151]. Le principe de la transformée de Hough généralisée est de discrétiser l'espace des paramètres des transformations possibles pour passer d'un échantillon à l'autre. Chaque bonne correspondance est alors ordonnée par vote dans l'intervalle approprié. Le découpage géométrique "Geometric-hashing" est un autre algorithme basé sur vote, pour lequel les intervalles discrets sont créés sur des bases possibles qui peuvent être utilisées pour représenter les deux échantillons [88], [71]. Dans la méthode d'alignement [150], chaque caractéristique d'alignement (définie comme un système de 3 points distincts) dans l'image est mise en correspondance avec chaque caractéristique d'alignement du modèle, à partir desquels une transformation est alors obtenue. Par la suite, la meilleure des transformations est choisie. Des techniques probabilistes ont également été développées pour améliorer la rapidité de cette méthode d'alignement [115]. Une attention toute particulière a été portée sur les calculs d'invariants qui caractérisent un petit nombre d'attributs de points en dépit de transformations géométriques incon-



nues (c'est-à-dire Euclidienne Rigide, affine, perspective,...) [155], [76]. Le calcul de ces invariants peut être utilisé dans les algorithmes de correspondance et d'indexation, comme pour le "découpage géométrique" [88], [19]. Des algorithmes de correspondance efficaces cherchent à minimiser la distance de Hausdorff [72], pour améliorer la robustesse du code face aux particules perdues. Mais ce type d'algorithme ne prend pas en compte le bruit statistique sous-jacent (un point d'un échantillon peut être le point le plus proche de nombreux autres points dans l'autre échantillon). Cette méthode est utilisée sur les images de contours avec de nombreux points mais un certain nombre de points indépendants sont perdus de manière irrégulière. Une telle méthode de mesure de distance et de correspondance utilise aussi les plus proches voisins.

Les algorithmes basés sur le fonctionnement des réseaux de neurones, le calcul des vecteurs-propres, la relaxation et la labellisation ou la modélisation d'objets déformables possèdent de nombreuses similitudes entre eux, tant au niveau des méthodes que des idées. Une formulation plus récente pour la correspondance ponctuelle, proposée par Scott et al. [139] fait appel à une matrice de paires qui indique les appariements, et une matrice de proximité dont les éléments sont la distance entre deux points appariés. La matrice de proximité est une fonction gaussienne pondérée par la distance, avec un paramètre  $\sigma$  contrôlant le degré d'interaction entre deux groupes de caractéristiques. Cette approche par vecteurs-propres calcule les modes de la matrice de proximité. Scott et al. [139] montrent qu'une valeur de  $\sigma$  assez grande permet de retrouver globalement la bonne correspondance. Dans la suite du travail de Scott et al., Shapiro et al. [140] ont apporté une information sur des modes de forme pour améliorer les faiblesses de l'algorithme proposé par Scott et al. [139]. Principalement pour calculer de fortes rotations dans les transformations, ou pour stabiliser l'algorithme sous l'hypothèse d'un  $\sigma$  grand.

Les modèles basés sur les objets déformables peuvent être utilisés pour définir des mesures de distance entre les caractéristiques de deux groupes de points. Ces modèles reposent sur l'utilisation des vecteurs propres d'un modèle sous-jacent d'objets [138]. Les vecteurs propres sont ensuite utilisés pour déterminer la bonne correspondance. Les modèles de gabarit déformable ("deformable template models" [159], [160]) proposent une approche physique pour optimiser de manière non-linéaire la correspondance. Les modèles de "serpent élastique" ("elastic snake models" [80]) sont couramment utilisés pour représenter des courbes inconnues et les identifier dans des images de gradient ou d'intensité. Les techniques basées sur l'analyse des intensités donnent de meilleurs résultats que celles qui sont basées sur les caractéristiques des points selon les travaux de Brunelli et al. [18] sur la reconnaissance faciale et ceux d'Hinton et al. [70] sur la reconnaissance d'écriture manuscrite.

Les algorithmes de relaxation et labellisation [126] ont eux aussi été largement utilisés dans le cadre des problèmes de correspondance ponctuelle. Ces méthodes ont été initialement développées comme outils de classification et ne sont pas adaptés au problème de correspondance. En effet, le problème de correspondance ponctuelle impose que chaque point du premier groupe de données doit correspondre à un unique point du second groupe de données, et inversement. Ces contraintes d'emboîtement dans les deux sens sont appelés dans ce cas *contrainte à double sens de type Winner-Take-All*. Or les méthodes de relaxation et labellisation [126] n'imposent en général qu'une contrainte dans un sens et pas deux. C'est-à dire qu'il y a une contrainte qui ne peut relier un point du premier groupe, qu'à un seul point

du second échantillon de données. Mais il n'existe pas de contrainte similaire pour les points du second groupe. Des tentatives pour arriver à imposer de telles contraintes ont été réalisées par Ton et al. [145] dans la structure de l'algorithme de relaxation et labellisation.

Par la suite, certains chercheurs travaillant sur les réseaux de neurones ont tenté de formuler et de résoudre le problème de correspondance ponctuelle en minimisant une fonction objective qui tient compte à la fois de la transformation et de l'appariement entre les deux groupes de points. Une série d'articles de Mjolsness et al. [109], [98] parle de la minimalisation d'une fonction objective contenant à la fois les paramètres de la transformation et de correspondance. Mais encore une fois, aucune de ces méthodes n'utilise explicitement de technique gérant les problèmes de contraintes à double sens. D'autres méthodes [70], [153], [52] utilisent des fonctions objectives incluant les paramètres de la transformation affine et ceux de la correspondance entre les deux échantillons mais ils sont généralement affectés de problèmes liés au respect des contraintes.

### 5.3 Présentation de l'algorithme de "Particle Tracking Velocimetry" (PTV)

L'algorithme utilisé dans ce chapitre a été mis en place au laboratoire par M. Malek [100] sur des champs de particules en trois dimensions, issus de mesures holographiques. On en rappelle dans cette section que les grandes lignes. Le lecteur trouvera plus de détails dans la thèse de M. Malek [100]. Mon travail a consisté à reprendre son algorithme, et à l'appliquer à la technique d'imagerie présentée dans cette étude.

#### 5.3.1 L'algorithme Softassign

La méthode utilisée pour déterminer la correspondance entre deux échantillons de points est basée sur les travaux de S. Gold et al. [57]. Ces auteurs ont développé un algorithme de correspondance ponctuelle rapide, robuste et facilement implémentable sur des champs de particule 2D ou 3D. Cette procédure recherche la meilleure correspondance entre les deux ensembles (de taille différente) de points.

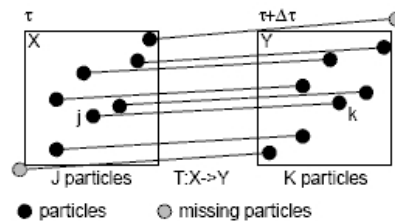


FIG. 5.2 – Représentation de deux images X et Y prises successivement avec un décalage temporel  $\Delta\tau$

Supposons que nous ayons deux ensembles de points : le premier ensemble X représente les coordonnées des J particules dans une image prise au temps  $\tau$  et le second ensemble Y les K coordonnées de ces mêmes particules qui se sont déplacées dans une seconde image après  $\Delta\tau$  (voir figure 5.2). Les

particules peuvent être des gouttelettes entraînées par un écoulement quelconque, on décrit alors la transformation géométrique  $T_\Theta$  qu'a subi l'ensemble des particules  $X_j$  par :

$$T_\Theta : X \rightarrow Y \quad (5.1)$$

Avec  $\Theta$  un vecteur paramètre décrivant le mouvement (rotation, translation, cisaillement...) subit par les particules de l'ensemble  $X$ . Le contenu de ce vecteur dépend de la nature du mouvement, en l'occurrence ici un écoulement. Une matrice de correspondance (appelée "Match-Matrix"), notée  $m$ , établit la correspondance entre les points des deux ensembles, c'est une matrice composée de 0 et de 1, telle que :

$$m_{k,j} = \begin{cases} 1, & \text{si le point } Y_k \text{ correspond au point } X_j \\ 0, & \text{sinon.} \end{cases} \quad (5.2)$$

Ces éléments forment une matrice de permutation avec  $k$  lignes et  $j$  colonnes. Etant donné que chaque particule de l'ensemble  $X_j$  correspond au maximum à une particule dans l'ensemble  $Y_j$ , on peut écrire les inégalités suivantes :

– pour les lignes (ensemble  $Y$ ) :

$$\sum_{j=1}^J m_{k,j} \leq 1, \quad (5.3)$$

– pour les colonnes (ensemble  $X$ ) :

$$\sum_{k=1}^K m_{k,j} \leq 1. \quad (5.4)$$

L'écriture de ces trois équations (équations 5.2, 5.3 et 5.4 constituent la contrainte à double sens dite "Winner-Take-All". En effet, elles imposent que chaque point du premier groupe de données correspond à un unique point du second groupe, et inversement.

Dans le cas où des particules ne sont pas appariées (par exemple si une particule sort de l'image), on a besoin d'interpréter les fausses paires en ajoutant une colonne et une ligne supplémentaire à la matrice de correspondance respectant les égalités suivantes [57] :

– pour les lignes :

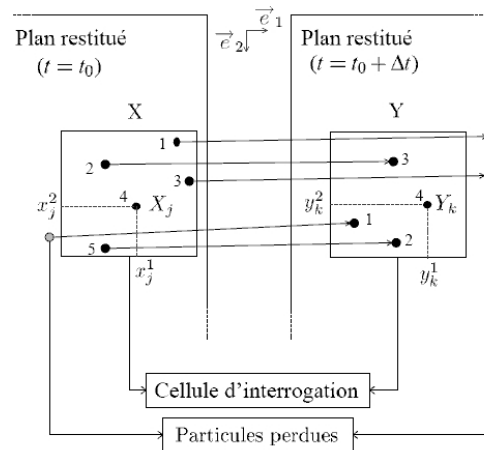
$$S_k = \sum_{k=1}^K m_{k,j} + m_{k,(J+1)} = 1, \quad (5.5)$$

– pour les colonnes :

$$S_j = \sum_{j=1}^J m_{k,j} + m_{(K+1),j} = 1 \quad (5.6)$$

Ces "slack" variables permettent de combler le vide laissé par les particules non appariées, c'est-à-dire les particules sortant ou entrant dans une image mais non présentes dans l'autre image. Ces variables ajoutent à  $m_{k,j}$  un rang et une colonne supplémentaires dont la valeur d'un élément est 1 si une particule ne trouve pas son correspondant dans l'autre ensemble de particules. Un exemple de matrice de correspondance correspondant aux ensembles  $X$  et  $Y$  de la figure 5.3 est donné sur la figure 5.4.

Cette matrice exprime la correspondance entre les points des couples  $(X_2, Y_3)$ ,  $(X_4, Y_4)$ ,  $(X_5, Y_2)$ . Les particules matérialisées par les points  $X_1$  et  $X_3$  n'ont pas de partenaire dans  $Y$ . De la même manière,

FIG. 5.3 – Exemple de deux images X et Y avec un décalage temporel  $\Delta\tau$ 

$X(J = 5)$

		1	2	3	4	5	6
$Y(K = 4)$	1	0	0	0	0	0	1
	2	0	0	0	0	1	0
	3	0	1	0	0	0	0
	4	0	0	0	1	0	0
	5	1	0	1	0	0	

FIG. 5.4 – Matrice de correspondance correspondant à la figure 5.3

la particule  $Y_1$  n'a pas de partenaire dans X. Cette situation se traduit par la mise à 1 des variables  $m_{(K+1),j}$  et  $m_{k,(J+1)}$  (respectivement la dernière ligne et la dernière colonne, en gris, du tableau de la figure 5.4).

Le problème d'optimisation consiste donc à trouver une solution globale (c'est-à-dire trouver  $T_\Theta$  et  $m$ ) qui donnerait la meilleure correspondance entre les deux ensembles X et Y. Avec cet algorithme de correspondance ponctuelle, l'estimation de  $m$  et  $\Theta$  se fait simultanément et de manière itérative. Premièrement, on procède au calcul de la matrice de correspondance et ensuite on estime le vecteur de paramètres  $\Theta$ . Ces deux étapes sont effectuées en minimisant une fonction coût. Cette minimisation est réalisée en utilisant des techniques développées dans le cadre de la mécanique statistique (recuit simulé) et des réseaux de neurones (algorithme d'optimisation EM : Expectation-Maximization)

La fonction coût est donnée par l'équation suivante :

$$E(m, \Theta) = \sum_{k=1}^K \sum_{j=1}^J m_{k,j} \|Y_k - T_\Theta(X_j)\|^2 + \alpha \left[ \sum_{j=1}^J m_{(K+1),j} + \sum_{k=1}^K m_{k,(J+1)} \right] \quad (5.7)$$

Le premier terme de l'équation 5.7 symbolise le coût d'appariement entre les deux ensembles X

et  $Y$ , calculé sur la base des variables de correspondance de  $m_{k,j}$  de  $M$ . Il indique en quelque sorte le degré de similitude entre les deux ensembles de particules. Le second terme traduit le coût de non-correspondance, c'est-à-dire le coût provoqué par les particules non-appariées. Le paramètre  $\alpha$  est appelé le coût maximal de non-correspondance. Il doit être choisi comme le coût maximum de correspondance tolérable pour une paire de particule donnée. Nous reviendrons sur son influence dans la section "Choix des paramètres".

La transformation  $T_\Theta$  correspond à une famille de transformations caractérisée par le vecteur de paramètres  $\Theta$  qui doit être choisi selon deux critères d'après Stellmacher et al. [144] :

- la famille de transformation doit décrire tous les écoulements possibles d'un cas donné.
- Les transformations doivent être paramétrées de telle sorte que les valeurs du vecteur de paramètres  $\Theta$  soient des quantités qui caractérisent le mouvement de l'écoulement.

Dans la suite de cette étude, nous ferons l'hypothèse d'une transformation affine. La transformation  $T_\Theta$  peut alors être décrite par la matrice  $TM$  :

$$TM(\Theta) = \begin{pmatrix} \cos(\theta) & -\sin(\theta) & t_x \\ \sin(\theta) & \cos(\theta) & t_y \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (5.8)$$

Où le vecteur de paramètres  $\Theta = (\theta, t_x, t_y)$ ,  $\theta$  étant l'angle de rotation et  $t_x, t_y$  les translations suivant les axes du repère orthonormé de l'image.

### 5.3.2 L'algorithme d'optimisation

Dans la section précédente, nous avons exposé la formulation du problème d'optimisation que nous devons résoudre afin d'atteindre un meilleur appariement entre deux ensembles de points matérialisant deux champs de particules à deux instants différents. Ce problème est résolu par un algorithme utilisant une procédure d'optimisation basée sur la méthode EM (Expectation-Maximization). Cette procédure est imbriquée dans une boucle de recuit simulé pour permettre une convergence vers une solution globale du problème. L'algorithme décrit par la figure 5.5 montre les différentes étapes à suivre pour atteindre cet objectif (voir la thèse de Malek [100]).

Dans la boucle d'optimisation EM, nous procédons d'abord par l'évaluation de la matrice de correspondance  $M$  en fonction des paramètres de position courants en utilisant l'algorithme Softassign de Steven Gold [56]. Selon cet algorithme, les variables de correspondance  $m_{k,j}$  sont calculées par la formule suivante :

$$m_{k,j} = \begin{cases} \exp \left[ -\beta \frac{\partial E}{\partial m_{k,j}} \right], & \text{Pour } j=1 \dots J \text{ et } k=1 \dots K; \\ \exp[-\beta\alpha], & \text{Pour } j=J+1 \text{ ou } k=K+1 \end{cases} \quad (5.9)$$

$\beta$  représente le paramètre de température inverse de l'algorithme de recuit simulé. Ce calcul des probabilités de correspondance effectué de cette manière est couramment appelé "Softmax".

Cette étape d'évaluation (Étape E de l'algorithme de la figure 5.5) est suivie d'une étape de normalisation itérative. L'objectif est de faire converger la matrice obtenue durant l'étape E vers une

---

**Algorithme: 1** - Algorithme de correspondance ponctuelle bidimensionnelle

---

**INITIALISATION:**  $\Theta = \Theta_0$ .  $M = M_0$ .  $\beta = \beta_0$ .  $\beta_f$ .  $\beta$ .  $\beta_{fac}$

**DEBUT (B1)** {Recuit simulé }

**DEBUT (B2)** {Optimisation par EM}

**DEBUT (B3)** {**Etape E.** i.e. évaluation de la matrice  $M$  par Softassign}

**SI**  $k \neq K + 1$  et  $j \neq J + 1$

$m_{kj} = \exp[-\beta(\|Y_k - T_\Theta(X_j)\|^2)]$

**SINON**

$m_{kj} = \exp(-\beta\alpha)$

**FIN SI**

**DEBUT (B4)** {Normalisation de  $M$  par la méthode de Sinkhorn}

Normalisation suivant les lignes  $\Rightarrow m_{kj} = \frac{m_{kj}}{\sum_{j=1}^{J+1} m_{kj}}$

Normalisation suivant les colonnes  $\Rightarrow m_{kj} = \frac{m_{kj}}{\sum_{k=1}^{K+1} m_{kj}}$

**FIN(B4)** {Si  $M$  converge ( $err_{norm} < \epsilon_1$ ). i.e. obtention d'une matrice de permutation}

**FIN(B3)**

**DEBUT (B5)** {**Etape M.** i.e. minimisation de la fonction coût  $E(\Theta, M)$ }

$\frac{\partial E_{2D}(\Theta, M)}{\partial \Theta} = 0$ . résolu par méthodes analytiques ou numériques

**FIN(B5)**

**FIN(B2)** {Si solution converge. i.e.  $\Delta E_{2D} < \epsilon_2$ }

$\beta = \beta \cdot \beta_{fac}$

**FIN(B1)** {Si  $\beta \geq \beta_f$ }

**SORTIES:** Solution du problème d'optimisation. i.e.  $M$  et  $\Theta$

---

FIG. 5.5 – Schéma de l'algorithme de PTV. Source Malek [100]

matrice de permutation. A l'exception de la colonne  $J+1$  et de la ligne  $K+1$ , la somme des éléments de chaque colonne ou de chaque ligne de la matrice  $M$  doit être égale à l'unité (voir équations 5.5 et 5.6). La convergence de la matrice  $M$  est supposée atteinte lorsque l'erreur de normalisation tend vers une valeur très petite ( $err_{norm} \leq \epsilon_1$ ). Cette erreur de normalisation est calculée par la formule suivante :

$$err_{norm} = \frac{\sum_{k=1}^K \|S_k - 1\|^2 + \sum_{j=1}^J \|S_j - 1\|^2}{K + J} \quad (5.10)$$

En général, la convergence de l'algorithme Softassign est obtenue au bout d'une dizaine d'itérations [57].

Par la suite, une optimisation (i.e. minimisation de la fonction  $E$  par rapport à  $\Theta$ ) est effectuée dans l'étape  $M$  de l'algorithme décrit sur la figure 5.5. C'est lors de cette étape que les paramètres de position sont estimés. Ce problème revient à trouver la solution du système d'équations suivant :

$$\frac{\partial E(\Theta, m)}{\partial \Theta} = 0 \quad (5.11)$$

Pour résoudre ce problème on peut utiliser des méthodes analytiques (si une solution analytique existe) ou numériques (Newton, Nelder-Mead...). Dans le cas simple d'une transformation affine composée d'une rotation (d'angle  $\theta$ ) et d'une translation de vecteur  $\mathbf{t} = (t_x, t_y)$ , on a les solutions suivantes :

– La translation horizontale dans l'image

$$t_x = \frac{\sum_{k=1}^K \sum_{j=1}^J m_{k,j} (y_k^1 - x_j^1 \cos(\theta) + x_j^2 \sin(\theta))}{\sum_{k=1}^K \sum_{j=1}^J m_{k,j}} \quad (5.12)$$

– La translation verticale dans l'image

$$t_y = \frac{\sum_{k=1}^K \sum_{j=1}^J m_{k,j} (y_k^2 - x_j^1 \sin(\theta) + x_j^2 \cos(\theta))}{\sum_{k=1}^K \sum_{j=1}^J m_{k,j}} \quad (5.13)$$

– L'angle de rotation

$$\theta = \arctan \left\{ \frac{\sum_{k=1}^K \sum_{j=1}^J m_{k,j} \left[ x_j^1 (y_k^2 - t_y) - x_j^2 (y_k^1 - t_x) \right]}{\sum_{k=1}^K \sum_{j=1}^J m_{k,j} \left[ x_j^1 (y_k^1 - t_x) + x_j^2 (y_k^2 - t_y) \right]} \right\} \quad (5.14)$$

Le critère de convergence de la procédure d'optimisation est gouverné par l'écart ( $\Delta E$ ) entre la fonction avant et après minimisation. La convergence est supposée atteinte si la condition suivante est vérifiée :

$$\Delta E \leq \epsilon_2 \quad (5.15)$$

Avec  $\epsilon_2$  une constante très inférieure à l'unité.

La procédure de minimisation par la méthode EM est entièrement imbriquée dans une boucle de recuit simulé qui lui permet de converger vers une solution globale en contrôlant le paramètre de température inverse ( $\beta$ ). La convergence est obtenue pour des valeurs très élevées de  $\beta$  (théoriquement  $\beta \rightarrow \infty$ ). Pour de faibles valeurs de  $\beta$ , la fonction coût n'a qu'un seul minimum. En augmentant la valeur de  $\beta$ , on augmente le nombre de minima formés, mais un bon minimum doit être recherché jusqu'à ce qu'il coïncide avec un bon (la plupart du temps global) minimum de la fonction coût originale (équation 5.7).

La figure 5.6 montre ainsi le graphe de la fonction coût en fonction des paramètres de translation  $t_x$  et  $t_y$  pour différentes valeurs de  $\beta$  et pour les deux ensembles donnés par la figure 5.7 (problème de translation seul). Pour  $\beta = 0.000196$ , le minimum local de la fonction coût se situe à une valeur de  $\mathbf{t}$  qui correspond à la différence des centres de gravité des deux ensembles X et Y. Pour  $\beta = 0.011112$ , un pic a émergé, séparant les deux minima locaux de la fonction coût lissée. Plus grande est la valeur de  $\beta$ , plus les minima locaux apparaissent, et plus leur bassin d'attraction devient réduit. Pour  $\beta = 98.005278$ , qui se rapproche du cas idéal où  $\beta \rightarrow \infty$ , il est impossible de trouver le minimum global par une méthode d'optimisation globale. Par conséquent, la recherche du minimum par la technique de recuit simulé est la méthode qui convient le mieux.

D'après Stellmacher et al. [144], la méthode de recuit simulé converge vers une valeur optimale de la fonction coût si la température inverse  $\beta$  suit un schéma de recuit simulé de manière logarithmique. Cette preuve n'a pas lieu d'être dans notre cas, puisque nous utilisons la variable déterministe et le schéma de recuit exponentiel (afin de gagner en temps de calcul). Les essais développés dans la section suivante montrent que la procédure d'optimisation est robuste et que la méthode proposée donne de meilleurs résultats que d'autres dans un certain intervalle de paramètres bien choisis.

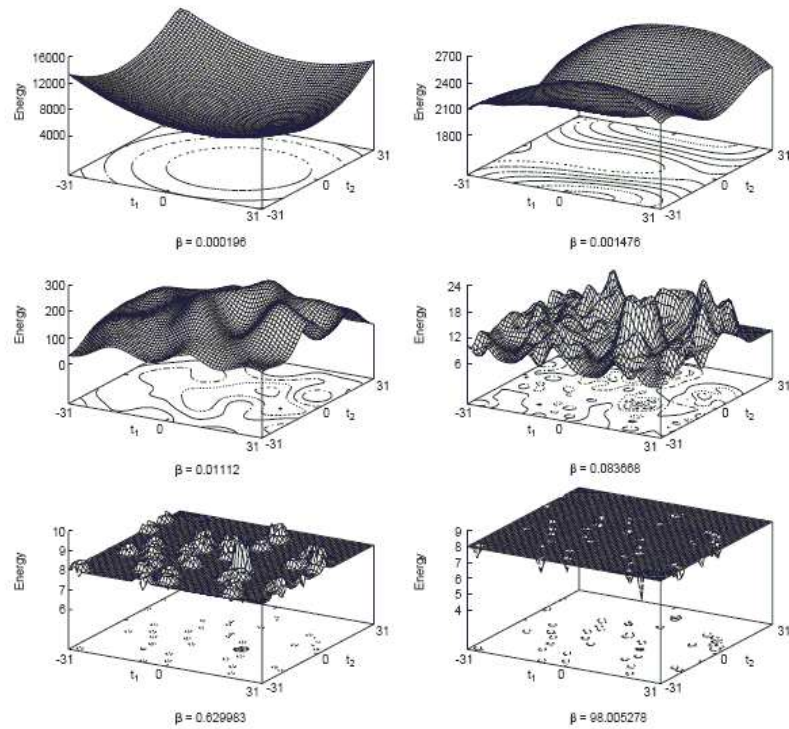


FIG. 5.6 – Graphe de la fonction coût en fonction des valeurs des paramètres de translation, pour différentes valeurs de  $\beta$  et pour les données de la figure 5.7. La fonction  $f$  est évaluée en initialisant les paramètres de la transformation aux valeurs décrites par les axes  $t_1$  et  $t_2$ . Ensuite, on calcule les probabilités  $\langle m \rangle$  (Etape E de l'algorithme). Les valeurs des paramètres sont données dans le tableau 5.2. Source [144].

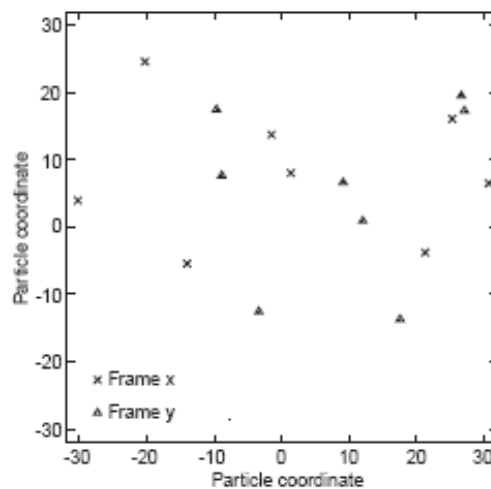


FIG. 5.7 – Repère contenant les coordonnées des particules des deux ensembles X et Y. Chaque ensemble contient 8 particules, celles de Y sont le résultat d'une translation par  $\mathbf{t}=(10.64,-7.12)^T$  pixels. Le bruit hors-champ est de 50%. Source [144].



## 5.4 Validation de l'algorithme

Il existe différents moyens pour effectuer des vérifications quant à la fiabilité de tels algorithmes : l'oeil humain par exemple, peut très rapidement apparier deux gouttes dans une image. Les algorithmes de PTV sont nombreux dans la littérature scientifique, qu'ils soient appliqués aux images d'écoulements divers et variés ou de coupes de cellules biologiques... S.Gold et al. [57] se sont intéressés à la précision de leur algorithme en l'appliquant à trois cas particuliers : la reconnaissance de caractères écrits manuellement, l'appariement de deux groupes de points en deux dimensions générés de manière aléatoire, qui est un cas qui se rapproche de notre problématique, et l'appariement de groupes de points en 3 dimensions.

### 5.4.1 Groupes de points générés aléatoirement

S.Gold et al [57] créent une première série de points générée aléatoirement par une distribution uniforme. 50 points sont donc répartis, sur un repère en deux dimensions pour cette expérience. A partir des coordonnées de ces points, ils créent un autre groupe de points auxquels est ajouté un bruit gaussien  $N(0,\sigma)$  aux coordonnées des points originaux, de sorte qu'ils soient décalés par rapport à leur position originale. Ensuite, ils font disparaître un certain nombre des points originaux en proportion  $p_d$  et ils ajoutent un certain nombre de points originaux en proportion  $p_s$ . Puis ils appliquent sur cet échantillon de points une transformation affine aléatoire dont les paramètres d'échelle, de translation et de rotation sont connus. Ces paramètres sont comparés à ceux calculés par l'algorithme. La différence entre chaque paramètre de la transformation les renseigne sur l'erreur  $e_z$  comme on peut le voir sur la figure 5.8.

Deux types d'expérimentations ont été conduites, faisant appel à deux transformations affines différentes : la première transformation est totalement affine (voir figure de droite 5.8). La deuxième transformation est composée seulement d'une translation, d'une rotation et d'un paramètre d'échelle (voir figure de gauche 5.8). S.Gold [57] rappellent à juste titre que l'algorithme peut être modifié pour ne trouver que les paramètres d'échelle, de translation et de rotation (en initialisant les paramètres de cisaillement à 0 et en ne mettant pas à jour leur calcul dans l'étape B5 de cet algorithme, voir la figure 5.5).

L'erreur  $e_z$  consiste à mesurer la différence entre les paramètres de la transformation calculés par l'algorithme et ceux utilisés pour générer le deuxième groupe de point, elle est calculée selon l'équation 5.16 :

$$e_z = 3 \left| \frac{z^{connu} - z^{estim}}{intervalle_z} \right| \quad (5.16)$$

avec  $e_z$  l'erreur mesurée pour un paramètre  $z$  et  $intervalle_z$ , la gamme de variation de valeurs possibles pour le paramètre  $z$  ( $z$  étant un des paramètres de transformation). Le choix du calcul de l'erreur est détaillé par les auteurs (voir Gold [57]). L'erreur reportée sur chaque axe des ordonnées (figure 5.8) est l'erreur moyenne sur les 4 ou 6 paramètres de la transformation. Chaque erreur moyenne est aussi le résultat de 500 paires d'images.

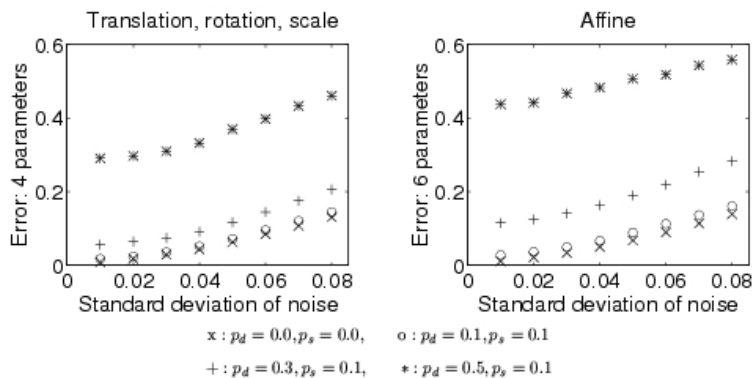


FIG. 5.8 – Mesure de l'erreur pour deux types de transformations. L'abscisse  $\sigma$  est la variance du bruit gaussien. Source [57].

Le temps nécessaire au calcul des paramètres de la transformation et de la matrice de correspondance pour un échantillon de départ de 50 points est de 50 secondes (sur une station de calcul Silicon Graphics équipée d'un processeur R4400). Il faut surtout noter que la réduction des paramètres de calcul  $\beta_{mul}$  ou  $\beta_{stop}$  permet de gagner jusqu'à 40% du temps de calcul avec tout de même une perte significative en précision. Les valeurs des paramètres de l'algorithme pour cette étude sont donnés dans le tableau 5.1 et ont été déterminés par les auteurs à partir de différents essais.

Paramètre	Valeur
$\beta_{start}$	0.00091
$\beta_{mul}$	1.075
$\beta_{stop}$	0.2
$\alpha$	0.03

TAB. 5.1 – Valeurs des paramètres de l'algorithme.  $\alpha$  choisi selon l'équation 5.17. Source [57].

On observe que l'augmentation de la variance du bruit de type gaussien et/ou l'augmentation de la proportion des points éliminés ou rajoutés dans le deuxième échantillon de coordonnées font accroître l'erreur de manière monotone (voir figure 5.8). Comme attendu par les auteurs, le calcul de la transformation affine complète donne de moins bons résultats que le calcul sur la transformation faisant appel aux seuls paramètres d'échelle, de translation et rotation (voir figure de gauche 5.8).

Stellmacher et al. [144] ont eux aussi testé les performances de cet algorithme sur des images de cellules sanguines. Dans cette étude, les auteurs comparent les résultats de trois techniques standards de PIV et PTV : cross-correlation (PIV), recherche des proches voisins (PTV) et "image relaxation" (PTV). Ils montrent que leur algorithme nécessite moins de particules par fenêtre d'interrogation que la PIV par cross-correlation. Cette technique est efficace pour de plus grandes densités de particules que les autres méthodes de PTV. Par conséquent, on peut obtenir des champs de vitesse avec une grande résolution spatiale, cela même dans les régions où l'écoulement est très rapide. Ils trouvent aussi que cet algorithme est plus robuste face au bruit hors plan ("out of plane noise") que les méthodes de PTV

proposées dans la littérature.

### Choix des paramètres

Stellmacher et al. [144] ont examiné avec attention les performances de cet algorithme de correspondance ponctuelle dans le but de calibrer les paramètres pour lesquels la correspondance entre les deux groupes de données est élevée et pour de faibles temps de calcul. Ces paramètres sont : la température inverse  $\beta$ , la valeur initiale de cette température  $\beta_{start}$ , l'incrément multiplicatif  $\beta_{mul}$ , et le critère d'arrêt du calcul  $\beta_{stop}$  et enfin le coût maximal de non-correspondance  $\alpha$ .

Pour cela, les auteurs synthétisent 1600 images DFSE (Double Frame Single Exposure) avec un certain nombre de particules placées aléatoirement à l'intérieur d'une fenêtre d'interrogation de diamètre 64 pixels. A partir de chacune d'entre elles, ils extraient les coordonnées des particules  $\{ X_j \}$ . Le second groupe de particules  $\{ Y_j \}$  est alors calculé à partir de  $\{ X_j \}$  de la manière suivante :

- une translation de 12.8 pixels est appliquée selon une direction choisie aléatoirement.
- on ajoute du bruit de positionnement : un bruit gaussien de variance  $\sigma$  est ajouté à toutes les coordonnées de  $\{ X_j \}$ .
- un certain pourcentage de particules voit ses coordonnées changées aléatoirement à l'intérieur de la fenêtre d'interrogation. Ceci permet de simuler le bruit "hors-champ", c'est à dire les particules se déplaçant hors du plan de l'image.

Le nombre de particules par échantillon varie entre 4 et 10, le pourcentage de particules déplacées par le bruit "hors-champ" fluctue entre 40% et 70%. Les paramètres  $\alpha$ ,  $\beta_{start}$ ,  $\beta_{mul}$ ,  $\beta_{stop}$  et  $\beta$  sont obtenus par un calcul d'optimisation. Les figures 5.9 et 5.10 montrent le pourcentage d'interrogations manquées (erreur relative  $|\Delta t|/|t|$  supérieure à 5%) et le temps de calcul en fonction d'un des paramètres à optimiser, les autres paramètres sont fixés à leur valeur optimale 5.2.

La valeur optimale pour  $\beta_{start}$  (voir figure 5.9.a) est de 0.01. Pour des valeurs plus grandes, l'algorithme converge souvent vers un minimum local de la fonction coût, pour des valeurs plus faibles, le temps de calcul augmente. Dans le but d'obtenir des valeurs binaires dans la matrice de correspondance,  $\beta_{stop}$  doit être grand (les auteurs proposent  $\beta_{stop}=100$ ). Si on ne recherche qu'une information sur la matrice de transformation, on peut donner à  $\beta_{stop}$  une valeur plus faible (environ 2) qui permet d'économiser jusqu'à 30% du temps de calcul (voir figure 5.9.b).

La figure 5.10.a montre le pourcentage d'interrogations manquées et le temps de calcul en fonction de  $\beta_{mul}$ , qui détermine la rapidité de la boucle de recuit. L'erreur (temps de calcul) augmente (diminue) de manière monotone à mesure que  $\beta_{mul}$  augmente. L'erreur minimale est obtenue pour  $\beta_{mul}=1.4$ , mais les valeurs supérieures à 2 permettent de gagner jusqu'à 40% du temps de calcul.

La valeur optimale du paramètre  $\alpha$  augmente avec la variance  $\sigma$  du bruit de positionnement (voir figure 5.10.b). En général,  $\alpha$  fournit une limite supérieure de la différence quadratique entre les coordonnées de chaque particule  $j$  de l'échantillon  $\{ X_j \}$  auxquelles on applique la transformation calculée par l'algorithme, moins les coordonnées des particules  $k$  correspondantes à  $j$  dans le second échantillon  $\{ Y_k \}$  (voir inégalité 5.17)

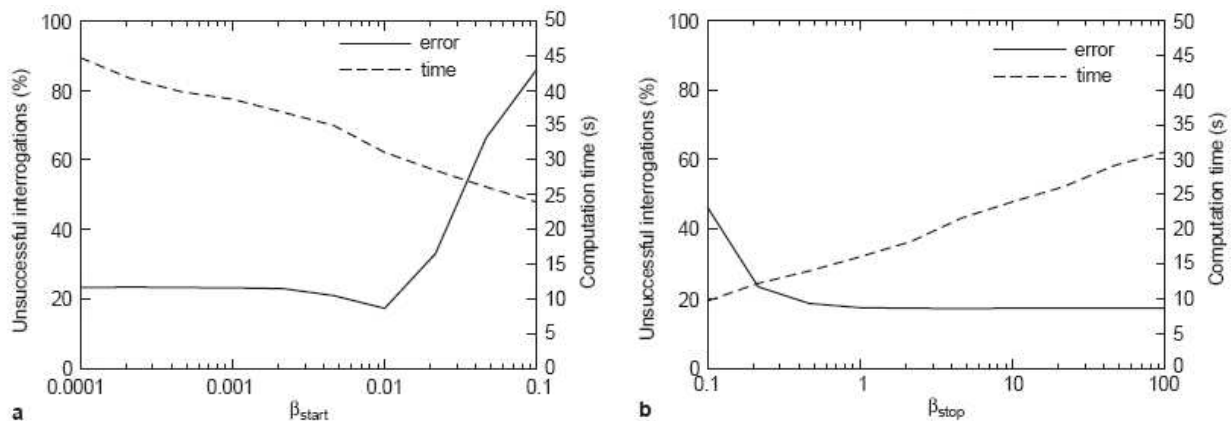


FIG. 5.9 – Erreur relative en pourcentage ( $|\Delta t|/|t|$ ) et temps de calcul (pour l'ensemble des 1600 paires d'images) en fonction de : a)  $\beta_{start}$  et b)  $\beta_{stop}$ , respectivement les valeurs initiales et finale de la température inverse  $\beta$ . Source [144].

$$\alpha > \|Y_k - T_{\Theta}(X_j)\|^2 \quad (5.17)$$

Si l'inéquation 5.17 n'est pas respectée, soit à cause du bruit de positionnement, soit des déplacements des particules non pris en compte par la matrice de transformation  $T_{\Theta}$ , les particules  $j$  correspondantes ne seront pas considérées comme appariées avec toute particule  $k$  pour  $\beta \rightarrow \infty$ . Le tableau 5.2 regroupe les valeurs des paramètres utilisées dans cette étude :

Paramètre	Valeur
$\beta_{start}$	$10^{-2}$
$\beta_{mul}$	1.4
$\beta_{stop}$	100

TAB. 5.2 – Valeurs des paramètres de l'algorithme.  $\alpha$  choisi selon l'équation 5.17

## 5.4.2 Comparaison avec l'oeil humain

### Spray Basse Pression - $\Delta t=0.05ms$

La première expérimentation a été effectuée sur les images d'un spray d'injecteur basse pression. La densité des gouttes dans les images est peu élevée : 127 objets dans l'image A et 167 dans l'image B, la distance moyenne entre les gouttes est donc approximativement de 140 pixels. La paire d'images résulte du déplacement des gouttes après  $\Delta t=0.05$  ms ce qui correspond à un déplacement de 100 pixels environ, soit un déplacement d'environ 71% de la distance moyenne des gouttes. L'algorithme ayant été développé pour des images d'holographie, les arguments d'entrée de chaque particules sont des coordonnées en 3 dimensions. Le déplacement perpendiculaire au plan de l'image n'étant pas connu à priori dans nos images, nous avons affecté la troisième coordonnée à la valeur du diamètre calculée

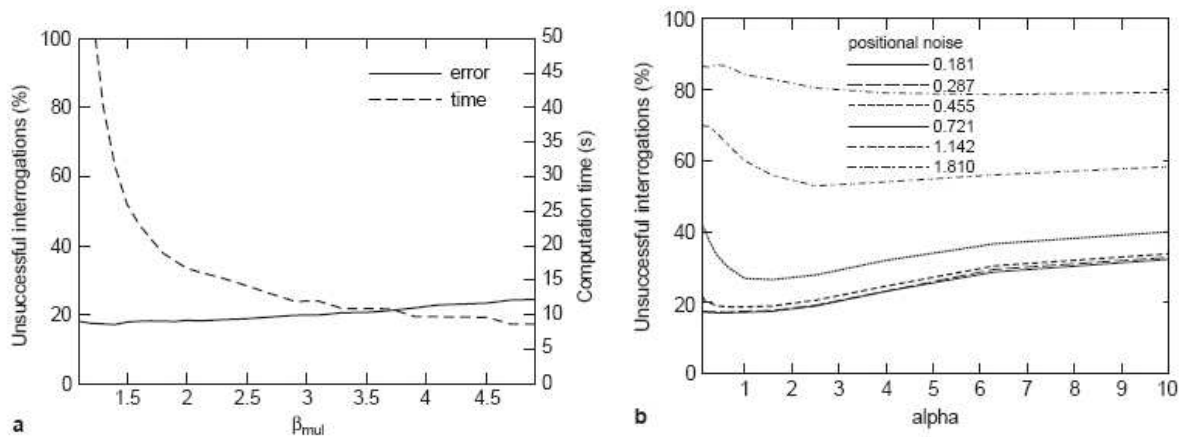


FIG. 5.10 – Erreur relative en pourcentage ( $(|\Delta t|/|t|)$ ) et temps de calcul (pour l'ensemble des 1600 paires d'images) en fonction de  $\beta_{mul}$  et  $\alpha$ . Pour (b) les courbes sont tracées pour différentes valeurs de variance  $\sigma$  du bruit de positionnement gaussien. Source [144].

par nos programmes de granulométrie.

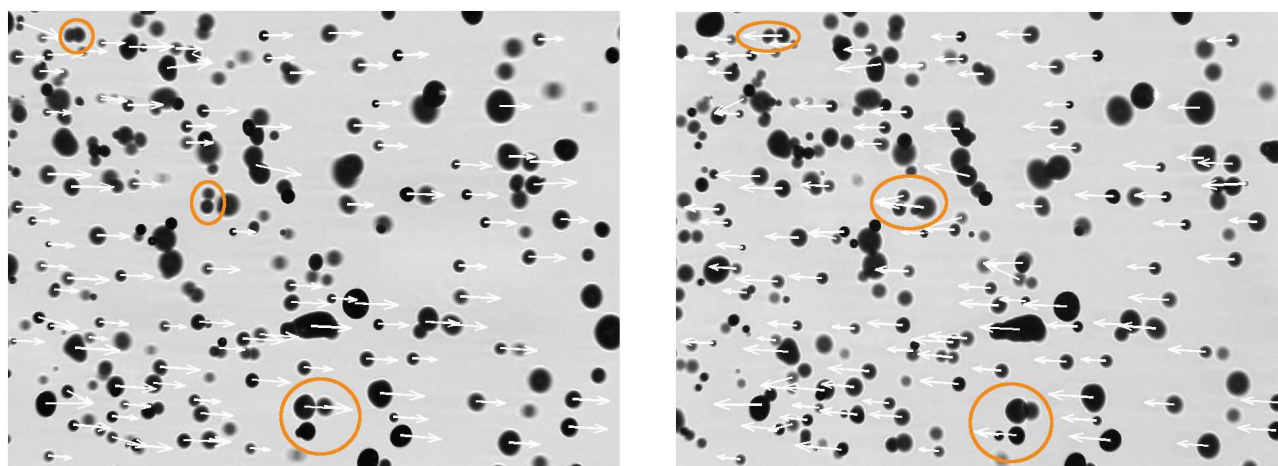
Les paramètres de l'algorithme utilisés sont regroupés dans le tableau 5.3 (ceux utilisés par Stellmacher et al. [144]). Notons que des valeurs de  $\alpha$  plus grandes augmentent le nombre de couples mal appariés.

Paramètre	Valeur
$\beta_{start}$	0.01
$\beta_{mul}$	1.5
$\beta_{stop}$	100
$\alpha$	0.05

TAB. 5.3 – Valeurs des paramètres de l'algorithme.  $\alpha$  choisi à partir de différents essais sur ce type d'images.

L'algorithme a été testé en mettant l'image A comme la première image et l'image B comme la deuxième (ce qui correspond au sens physique de l'écoulement) et inversement. Les résultats diffèrent selon ces deux cas : dans le premier cas, l'algorithme trouve 106 paires, soit 83% des gouttes présentes dans l'image A. Dans l'autre cas, on trouve plus de paires : 115 paires soit 90% des gouttes présentes dans l'image A. Les champs de vecteurs calculés sont illustrés sur la figure 5.11.

La plupart des gouttes non appariées correspondent à des objets proches qui, d'une image sur l'autre se regroupent. En effet lors de l'extraction des coordonnées des gouttes, des objets proches les uns des autres ne sont pas toujours différenciés par le seuillage. Il en résulte un mauvais appariement de gouttes, qui conduit dans ce cas à des vecteurs inclinés, qui sont entourés par des cercles sur la figure 5.11. Malgré tout, ce type d'erreur n'explique pas la différence sur le nombre de paires trouvées puisque il y a 4 ou 5 mauvais appariements de ce type dans chaque image.



(a) Sens physique de l'écoulement (A vers B).

(b) Sens contraire de l'écoulement (B vers A)

FIG. 5.11 – Champs de vecteurs à l'échelle 1 des gouttes du spray avec  $\Delta t=0.05\text{ms}$ .

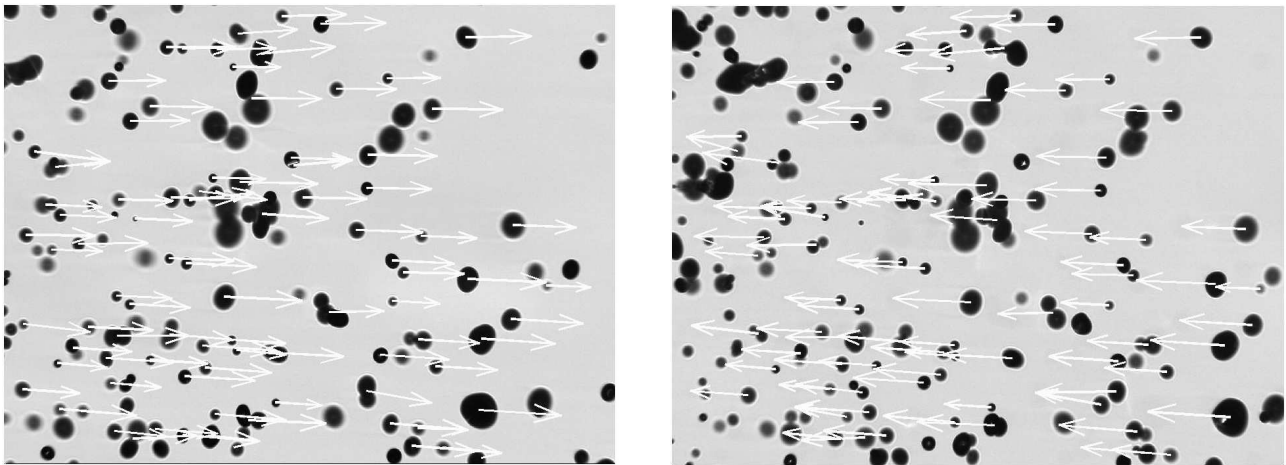
### Spray Basse Pression - $\Delta t=0.1\text{ms}$

La seconde expérimentation a été réalisée sur le même type d'images provenant du même spray. Le  $\Delta t$  entre les deux images est cette fois de 0.05 ms ce qui correspond à un déplacement d'environ 200 pixels, soit un déplacement plus grand que la distance moyenne entre les gouttes. La densité des gouttes dans les images est sensiblement la même.

Les paramètres de l'algorithme utilisés sont regroupés dans le tableau 5.3. L'algorithme a été testé en mettant l'image A comme la première image et l'image B comme la deuxième (ce qui correspond au sens physique de l'écoulement) et inversement. Les résultats diffèrent encore selon ces deux cas : dans le premier cas, l'algorithme trouve 87 paires, soit 83% des gouttes présentes dans l'image A. Le temps pour calculer l'appariement des 87 paires est 22.86 s. Les paramètres de translation estimés sont les suivants :  $t_x=0.86$  mm ;  $t_y=0.038$  mm et  $t_z=0.005$  mm. Dans l'autre cas, on trouve cette fois moins de paires : 84 paires soit 80% des gouttes présentes dans l'image A. Les paramètres de translation estimés sont les suivants :  $t_x=-0.85$  mm ;  $t_y=-0.06$  mm et  $t_z=-0.001$  mm. Ce qui correspond à un déplacement de 160 pixels.

Les champs de vecteurs résultants sont montrés sur la figure 5.12. Les quelques différences observées sont dues encore une fois à de mauvais appariements entre des regroupements de gouttes causés par l'extraction des coordonnées des gouttes lors du seuillage. Notons que le pourcentage d'appariement est cette fois plus faible, dû au déplacement plus important des gouttes, qui constitue une des limitations connues pour ce type d'algorithme, comme l'a montré Keane et al. [82]. En effet, plus le déplacement d'une image sur l'autre est important, plus leur déplacement hors du plan de la caméra est important. Donc le bruit "hors-champ", comme le nomment Stellmacher et al. [144], est important et les performances de l'algorithme s'en trouvent diminuées d'autant plus que le nombre de particules est important.

Notons aussi que pour 15% des images de cet essai, la transformation calculée n'est pas une translation mais une rotation (ou une transformation ne correspondant pas au mouvement global des gouttes).



(a) Sens physique de l'écoulement (A vers B).

(b) Sens contraire de l'écoulement (B vers A)

FIG. 5.12 – Champs de vecteurs à l'échelle 1 des gouttes du spray avec  $\Delta t=0.1\text{ms}$ .

Ce phénomène n'a pas pu être expliqué, car même en jouant sur les paramètres de contrôle  $\alpha$  ou  $\beta_{stop}$ , on obtient toujours une rotation. Au delà de  $\alpha > 0.5$ , l'algorithme ne converge pas. Si on diminue  $\alpha$ , on obtient moins de couples de particules, et toujours n'importe quoi. L'augmentation de  $\beta_{stop}$  ne change rien non plus. Le fait de diminuer le nombre de particules dans chaque image, en jouant sur le nombre de particule trouvées par les programmes de granulométrie ne change rien non plus. Enfin, le fait de changer la 3ème composante des coordonnées des particules n'améliore pas non plus les résultats (par exemple, mettre à zéro la troisième composante ou l'attribuer au contraste ou au diamètre de chaque particule). Enfin le fait de ne considérer le calcul que dans une zone restreinte de l'image a plutôt tendance à dégrader les résultats (moins de cohérence dans le mouvement d'ensemble des particules).

### 5.4.3 Validation sur des images d'un spray monodispersé

Ces images sont issues de mesures faites sur un jet de liquide émanant d'un capillaire de faible diamètre, excité à une certaine fréquence. Ce jet est amené à un régime d'atomisation stable, dont les caractéristiques sont les suivantes :

- La pression du liquide injecté (de l'eau) est de 150 mbar.
- La fréquence d'excitation est de 3000 Hz.
- Le diamètre du tube d'injection est de  $350 \mu\text{m}$ .
- Le débit 0.346 g/s.

Les images ont été réalisées avec une caméra PIV LHESA et le stroboscope HSPS NanoTwin générant deux étincelles séparées par un temps très court. Il est alors possible d'enregistrer deux images, nommées image A et image B, issues du même jet (le  $\Delta t$  étant de  $150 \mu\text{s}$ ). La résolution de ces images est de 755 pixels/cm. Comme on peut le voir sur les images a) et b) de la figure 5.13, deux tailles de gouttes sont observées pour ce régime d'atomisation. D'après Ménard [110], il est possible de calculer le diamètre de la goutte de plus gros diamètre (appelée *goutte mère*) ainsi que celle de plus petit diamètre (*goutte fille*). Pour cela on évalue la vitesse du jet à partir de son débit, de la

masse volumique de l'eau et de la section de la buse de sortie. On obtient une vitesse de 3.6 m/s. Ensuite, à partir de la fréquence d'excitation  $f$  du jet et de sa vitesse, on peut estimer le nombre d'onde adimensionné  $\bar{k} = \frac{2\pi r f}{v}$ . On obtient  $\bar{k} = 0.92$ . Enfin, à partir des expériences de Kalaaaji [78], on obtient le diamètre de la goutte mère  $D_m = 600 \mu m$  et le diamètre de la goutte fille  $D_f = 87 \mu m$  (voir figure 5.14).

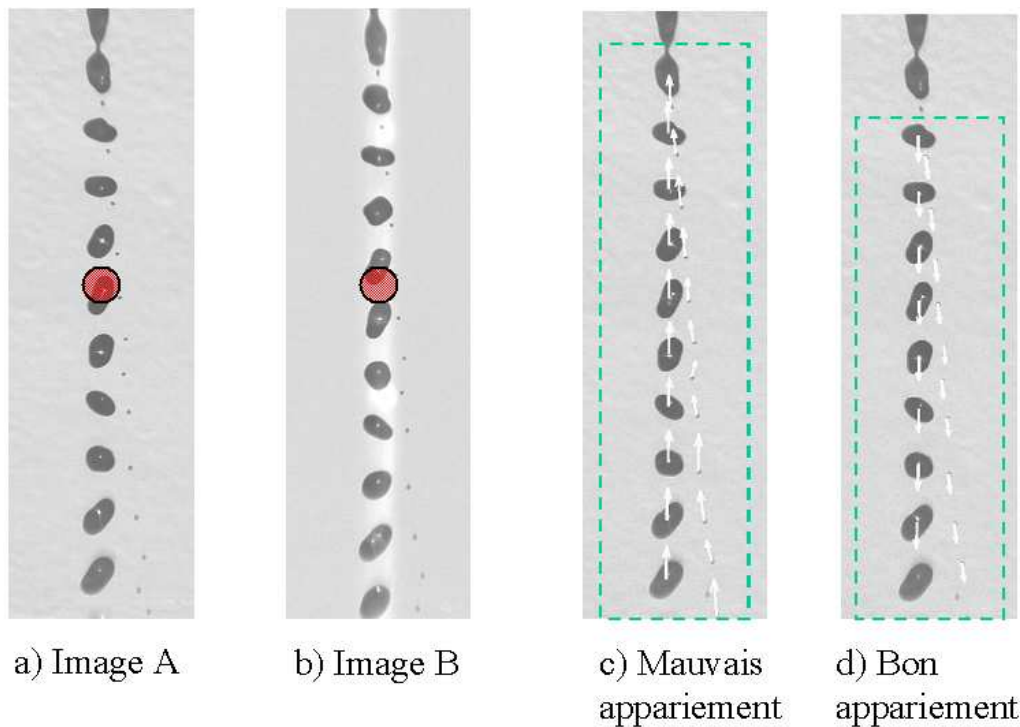


FIG. 5.13 – Champs de vecteurs à l'échelle 1 des gouttes du spray avec  $\Delta t = 0.15$  ms. En cercle rouge, la position de mesure LCV. En pointillés, la zone d'étude de l'algorithme PTV.

Une vingtaine de paires d'images ont été réalisées, nous avons ensuite extrait les diamètres, coordonnées et d'autres informations granulométriques et morphologiques concernant les gouttes présentes dans chaque image. Sur les 38 images analysées, 822 éléments liquides ont été décomptés.

On obtient alors la distribution numérique des gouttes de la figure 5.15. Deux tailles de gouttes sont observées : une population de diamètre  $\approx 100 \mu m$  (les gouttes filles) et une autre de plus gros diamètre  $\approx 650 \mu m$  (les gouttes mères). Le diamètre moyen des gouttes mères est  $D_m = 634 \mu m$  (l'écart type  $\sigma_m = 45 \mu m$ ) obtenu pour 354 gouttes. Pour les satellites, on obtient :  $D_f = 100 \mu m$  (l'écart type  $\sigma_f = 14 \mu m$ ) obtenu pour 466 gouttes. Ces valeurs sont donc en accord avec celles prédites par les travaux de Kalaaaji [78].

Pour certains couples d'images, comme celui de la figure 5.13.a et 5.13.b, l'algorithme PTV retourne des trajectoires dans le sens inverse à celui de l'écoulement. Ce problème est rencontré dans 4 paires d'images sur 19 paires. Il vient du fait que le régime d'atomisation dans lequel se trouve le jet n'est pas totalement stable. On constate sur l'image B de la figure 5.13.b, qu'une goutte satellite supplémentaire est générée par rapport à l'image A, ce qui donne l'impression que les images A et B sont inversées. Dans



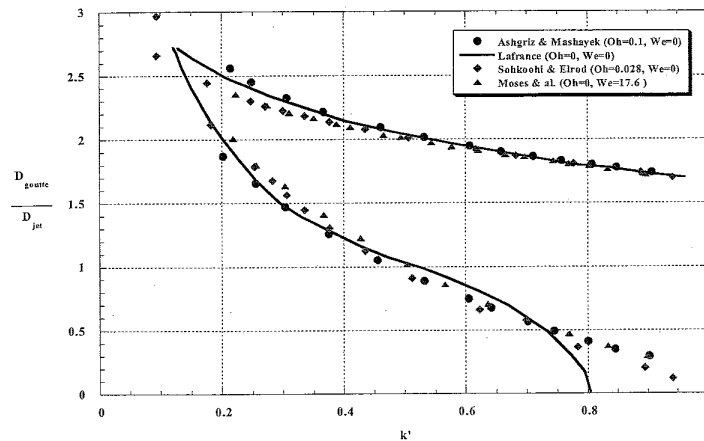


FIG. 5.14 – Comparaison entre calcul analytique et numérique du diamètre des gouttes principales et satellites en fonction du nombre d'onde  $k$  [110].

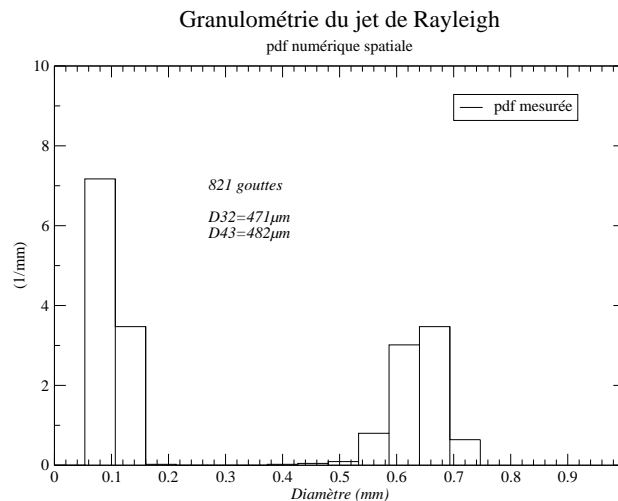


FIG. 5.15 – Distributions numérique des gouttes. En pointillés on montre la distribution numérique non corrigée par les programme de granulométrie.

ce cas, l'algorithme apparie alors le premier satellite de l'image A avec le premier satellite de l'image B, ce qui induit un vecteur déplacement dans le mauvais sens (voir figure 5.13.c). Pour contourner ce problème, on impose à l'algorithme d'apparier les gouttes dans une zone d'étude qui ne prend pas en compte la première goutte de l'image A (et les trois premières de l'image B). On obtient alors des déplacements dans le bon sens, comme on peut le voir sur la figure 5.13.d. La première goutte de l'image de la figure 5.13.c n'est donc pas affectée d'un vecteur déplacement. Notons que le jet n'est jamais pris en compte dans les traitements car cet objet touche le bord de l'image.

On présente sur la figure 5.16.a le graphe des vitesses des gouttes en fonction de leur diamètre. On retrouve bien les deux populations de gouttes avec à gauche, les satellites et à droite, les gouttes mères. On vérifie que la norme de la vitesse moyenne des gouttes mères ( $V_m = 3.66 \text{ m/s}$ ) est plus grande que celle des gouttes filles ( $V_f = 2.82 \text{ m/s}$ ). La dispersion en vitesse des gouttes filles est plus importante

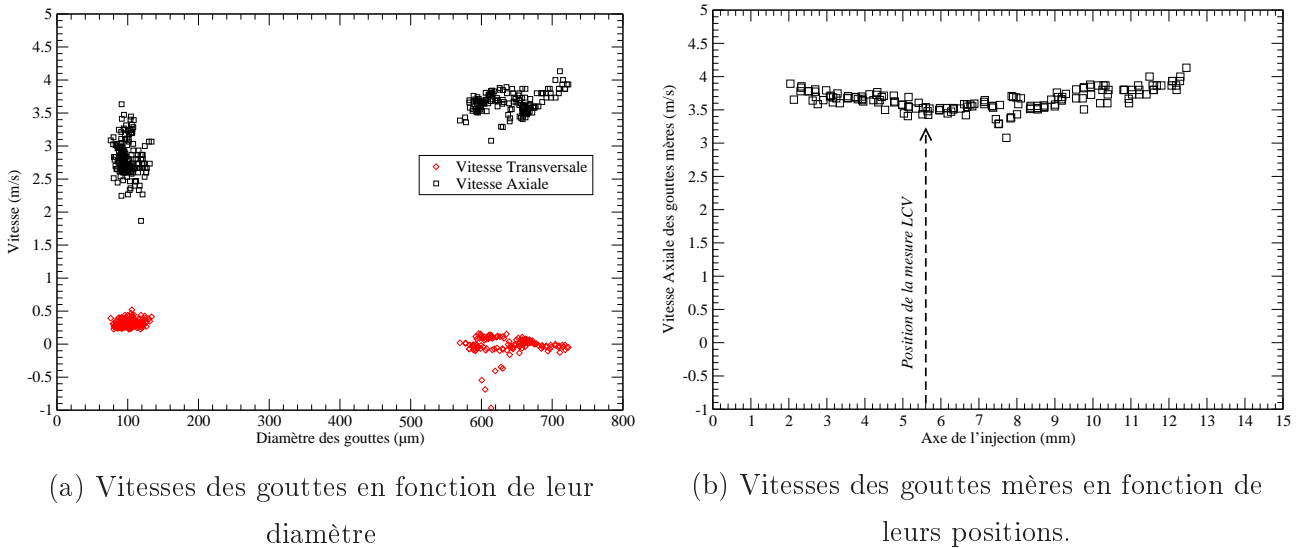


FIG. 5.16 – Analyse des vitesses mesurées par PTV.

que celles des gouttes mères ( $\sigma_{V,f} = 0.25$  et  $\sigma_{V,m} = 0.15$ ). Au contraire, la dispersion en diamètre des gouttes filles est moins importante. A l'intérieur du groupe des gouttes mères, on peut noter une légère augmentation linéaire de la vitesse axiale en fonction de leur diamètre.

Parallèlement à cette étude, des mesures de vitesses ont été effectuées sur ce jet par la technique LCV (Laser Correlation Velocimetry). Cette technique développée au laboratoire par Camille Hespel [69] nécessitait d'être validée sur un cas simple comme sur ce jet de type Rayleigh. La vélocimétrie par corrélation laser est une technique de mesure de vitesse d'un objet par l'analyse de son temps de vol. Le temps de vol étant déterminé par corrélation des signaux optiques diffusés par l'objet et enregistrés sur deux détecteurs proches l'un de l'autre (voir schéma de principe de la LCV sur la figure 5.17).

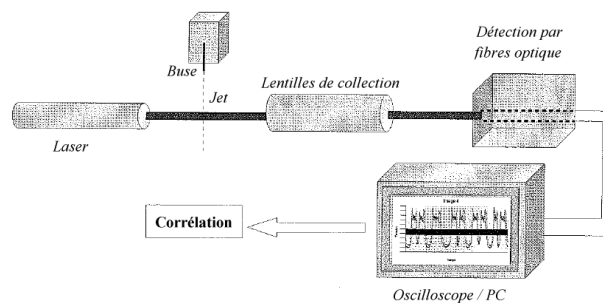


FIG. 5.17 – Schéma de principe de la mesure par LCV.

Les mesures de vitesse par LCV correspondantes à ces images ont seulement donné des résultats pour les gouttes principales car le signal de diffusion des satellites se trouvait noyé dans celui des gouttes principales. Cette vitesse est toujours mesurée au même endroit dans le jet (symbolisé par un cercle sur la figure 5.13.a et 5.13.b), soit sur la quatrième goutte principale du jet. On obtient donc une vitesse moyennée sur 10 séquences de 11 mesures, de  $V_m = 3.90 \text{ m/s}$  pour un écart type  $\sigma_{V_m} = 0.03$ . Ces résultats sont donc relativement proches (à  $\approx 5\%$  sur des gouttes monodisperses) d'autant que

l'erreur sur la mesure de vitesse dépend de la précision du grossissement du montage optique, cette erreur a été estimée à  $\pm 0.25$  m/s.

Étant donné que la mesure LCV est toujours réalisée au même endroit dans le spray (symbolisé par un cercle sur la figure 5.13.a et 5.13.b) et sur les gouttes mères, on peut se demander si la vitesse des gouttes mères dépend de leur position selon l'axe de l'injecteur. On peut voir sur la figure 5.16.b que la vitesse des gouttes mères est effectivement légèrement plus élevée pour les premières gouttes qui se détachent du jet ( $V \approx 3.7$  m/s) et pour les dernières gouttes, mesurées en bas de l'image ( $V \approx 3.9$  m/s). A l'endroit où la mesure LCV est réalisée, la vitesse des gouttes mères est plus faible :  $V \approx 3.45$  m/s. On s'écarte alors un peu plus de la vitesse mesurée par LCV.

## 5.5 Expérimentations

### 5.5.1 Comparaison de mesures de vitesses sur un spray

Le but de cette expérience est de comparer les mesures de vitesses réalisées avec l'algorithme PTV et avec un PDPA (Phase Doppler Particule Analyser). Le système d'imagerie développé dans cette thèse ainsi que le PDPA permettent d'obtenir simultanément la vitesse et le diamètre de chaque goutte passant dans le volume de mesure. Notons que les images servant à la PTV n'ont pas été enregistrées en simultané avec les mesures PDPA.

L'injecteur utilisé est celui qui a été présenté dans la phase d'étalonnage (voir section 3.4.1). Il est alimenté en isoctane par une pompe imposant 5 bars de pression.

Le montage d'imagerie est pratiquement le même que celui préconisé dans la section 3.4.1. L'éclairage est fourni par la source Nanotwin. L'objectif télécentrique (ouvert à  $f^\# = 5.6$ ) est équipé d'une bague allonge de 6 cm pour obtenir une résolution de 190 pix/mm, ce qui donne un champ de visualisation de 8.4 mm x 6.3 mm. La distance entre l'objectif et les gouttes est de 7.3 cm). Il a été vérifié que l'ajout de la bague allonge ne détériorait pas significativement la qualité des images (peu d'aberrations).

#### 5.5.1.1 Choix des paramètres

Plusieurs paramètres ont une influence sur l'efficacité de l'algorithme de PTV. Nous avons déjà vu l'influence du choix des paramètres de l'algorithme dans les sections précédentes. Nous choisissons ici comme paramètres, ceux du tableau 5.3.

Les conditions expérimentales du spray et de la technique d'imagerie nécessitent de choisir des paramètres adaptés au montage. Par exemple pour un spray rapide, il faudra choisir un délai très court entre les deux images. Car des déplacements trop importants empêchent un appariement efficace des gouttes. De plus, la spécificité de la technique d'imagerie permettant des tris sélectifs sur les gouttes réduit le nombre d'objets dans les images. Il ne faut donc pas trier trop d'objets afin de pouvoir les appairer d'une image sur l'autre, et inversement nous verrons qu'un grand nombre d'objets augmente considérablement les temps de calcul. Nous allons étudier l'influence de deux de ces paramètres : le

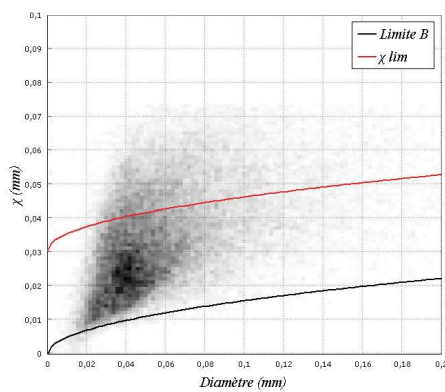
choix du critère du défaut de mise au point acceptable  $\chi_{max}$  et le délai  $\Delta\tau$  entre les deux images pour réaliser un appariement efficace.

### Choix du critère de réponse impulsionnelle maximum $\chi_{max}$

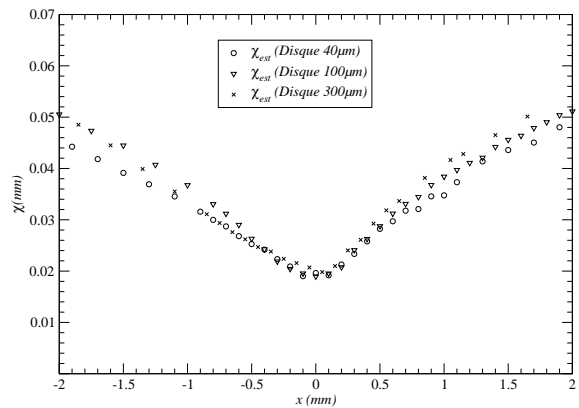
Il faut rappeler que dans ce cas, on cherche principalement à mesurer la vitesse du spray. La prise en compte du défaut de mise au point permet de définir un volume de mesure via un critère de tri qui ne doit pas être trop sélectif. La démarche est inverse à celle établie durant la phase d'étalonnage du système d'imagerie. On doit tester l'efficacité de l'algorithme pour différentes valeurs du critère  $\chi_{max}$ . Plus le critère de profondeur de champ acceptable est sélectif, moins il y aura de gouttes présentes dans les images. De plus, comme les gouttes se déplacent aussi dans la direction orthogonale au plan de mise au point, il est possible qu'une goutte soit considérée comme perdue si elle se trouve dans le plan de mise au point sur l'image A, mais qu'elle s'est déplacée hors de la profondeur de champ acceptable sur l'image B. Pour quantifier l'efficacité de l'algorithme, on exécute le programme de PTV pour différentes valeur de  $\chi_{max}$  sur 8 paires d'images. Le temps entre les deux images successives est fixé à  $10 \mu s$ . Étant donné que ce délai est très court, on peut faire l'hypothèse que pendant ce temps, le déplacement des gouttes s'effectue dans le plan de l'image uniquement. On exécute le programme de PTV pour les valeurs de  $\chi_{max}$  en millimètres suivantes :  $\chi_{max} = \{0.015, 0.02, 0.03, 0.035, 0.045, 0.05\}$ .

Les résultats de l'étalonnage de la réponse impulsionnelle sont regroupés sur la figure 5.18. Le critère de défaut de mise au point maximum acceptable  $\chi_{lim}$  est donnée par l'équation 5.18 :

$$\chi_{lim} = 0.031 + 0.05\sqrt{D} \text{ avec } D, \chi_{lim} \text{ en mm.} \quad (5.18)$$



(a) Demi-largeur de la PSF en fonction du diamètre corrigé pour le montage optique de PTV.



(b) Demi-largeur de la PSF en fonction de la distance au plan de mise au point pour 3 disques calibrés.

FIG. 5.18 – Étalonnage de la réponse impulsionnelle.

On analyse ensuite les paramètres suivants en fonction du critère de  $\chi_{max}$  choisi :

- $D_{32,i}$  et  $D_{43,i}$ , les diamètres moyens (en microns) donnés par les programmes de granulométrie, et le nombre de gouttes par images  $N_{g/img}$  avant l'exécution du programme de PTV.
- $T_p$  est le pourcentage de gouttes appariées.

- Les normes du vecteur moyen de translation retournées par l'algorithme de PTV  $t_x$  et  $t_y$ .
- Les coefficients de corrélation  $r(x_A, x_B)$  pour trois variables.  $x_A$  étant la valeur de la variable  $x$  d'une goutte dans l'image A, et  $x_B$  étant la valeur de la variable  $x$  dans l'image B. Les variables sont le contraste  $C_0$  et le diamètre corrigé  $D_c$ . Ces coefficients sont censés être proches de 1 si les gouttes sont correctement appariées.
- $D_{32,f}$  et  $D_{43,f}$ , les diamètres moyens après exécution du programme de PTV. Ces diamètres moyens sont recalculés à partir des gouttes appariées par le programme PTV.
- $Tps_{CPU}$  indique le temps de calcul en minutes pour appairer une paire d'images.

Les résultats sont regroupés dans le tableau 5.4. On remarque tout d'abord que le temps de calcul

$\chi_{max}$	$D_{32,i}$	$D_{43,i}$	$N_{g/img}$	$T_p(\%)$	$t_x$	$t_y$	$r(D_c)$	$r(C_0)$	$D_{32,f}$	$D_{43,f}$	$Tps_{CPU}$
0.015	110	175	284	60	0.076	0.0135	0.49	0.44	90	120	0.7
0.02	120	197	519	60	0.1	0.014	0.57	0.43	112	176	2.7
0.03	130	203	1000	54	0.101	0.015	0.64	0.51	130	198	11
0.035	135	206	1214	55	0.104	0.017	0.67	0.57	135	198	15
0.045	147	219	1537	55	0.099	0.018	0.73	0.61	150	220	25
0.05	151	222	1657	56	0.099	0.02	0.75	0.64	151	218	30

TAB. 5.4 – Tableau récapitulatif des résultats PTV sur le choix du  $\chi_{max}$ .

pour appairer les gouttes dans l'image varie comme le carré du nombre de goutte par image. Il faut donc choisir le critère de tri le plus sélectif possible, tout en ayant des résultats cohérents avec la granulométrie initiale. Le pourcentage de paires trouvées ne semble pas être un paramètre adapté pour choisir le bon critère de tri  $\chi_{max}$ . En effet, plus le critère de tri sur  $\chi_{max}$  est sélectif, plus l'algorithme trouve de paires. Mais pour des valeurs trop sélectives, par exemple  $\chi_{max} = 0.015$  mm, l'algorithme retourne un mauvais appariement des gouttes. On peut notamment le constater en observant les valeurs du vecteur translation  $t_x$  moyen sur les 8 paires d'images. En effet pour  $\chi_{max} = 0.015$  mm, le vecteur translation  $t_x$  est très faible que pour les autres valeurs de  $\chi_{max}$ , car beaucoup de gouttes dans ces images sont mal appariées.

L'influence de l'algorithme sur la granulométrie peut être quantifiée en comparant les valeurs des diamètre moyens initiaux ( $D_{32,i}$  et  $D_{43,i}$ ), avec les valeurs de diamètres moyens ( $D_{32,f}$  et  $D_{43,f}$ ) recalculées à partir des gouttes appariées par l'algorithme de PTV. A la lecture du tableau 5.4, on constate que la granulométrie semble peu modifiée pour  $0.03 < \chi_{max} < 0.05$  mm. Cette gamme de  $\chi_{max}$  semble être la gamme qui correspond à des valeurs cohérentes avec la granulométrie initiale. Nous choisirons donc comme critère  $\chi_{max} = 0.03$  mm car d'une part, les temps de calcul sont raisonnables, et d'autre part la granulométrie n'est pas modifiée et les déplacement calculés sont visiblement corrects.

Toutefois, il ne semble pas que ce critère de tri mette en difficulté l'algorithme pour appairer correctement les gouttes car le taux d'appariement reste quasi constant, autour de 55%, tout comme le mouvement global de translation dans le plan de l'image :  $t_x \approx 0.1$  mm et  $t_y \approx 0.015$  mm. Les coeffi-

cients de corrélation augmentent avec le critère de  $\chi_{max}$  car ils bénéficient de l'effet de l'augmentation du nombre d'individus à mesure que le tri est moins sélectif. Si l'on compare les résultats des vitesses moyennes axiales mesurées par PDPA et par PTV, pour trois valeurs de  $\chi_{max}$ , on obtient la figure 5.19.

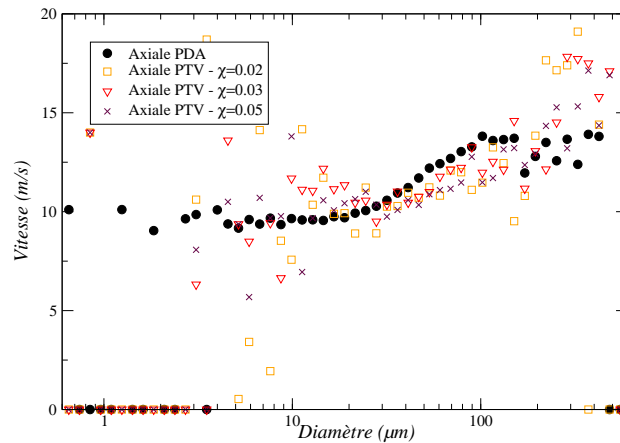
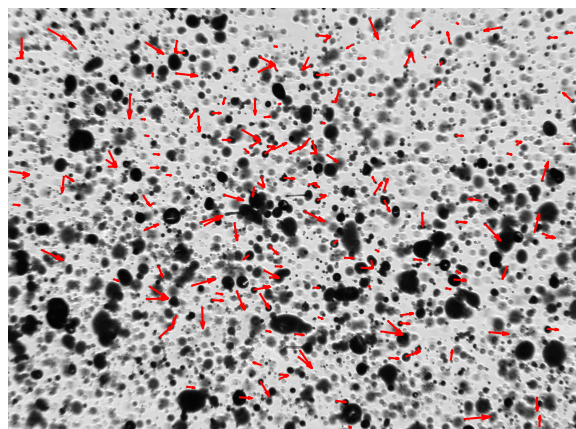
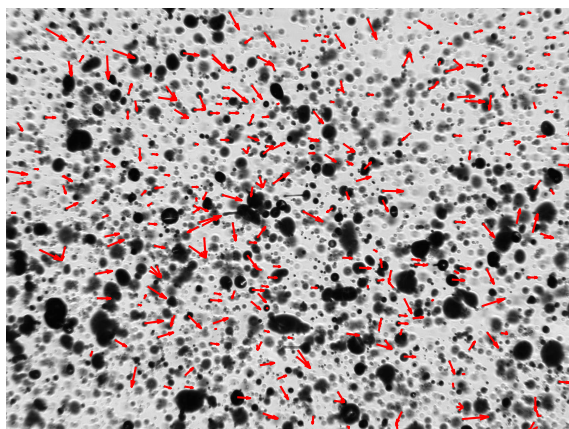
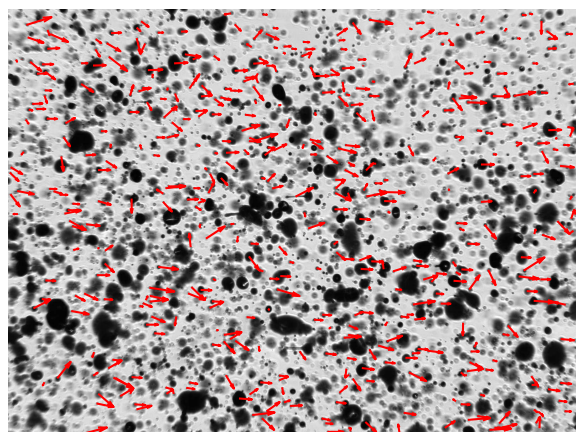
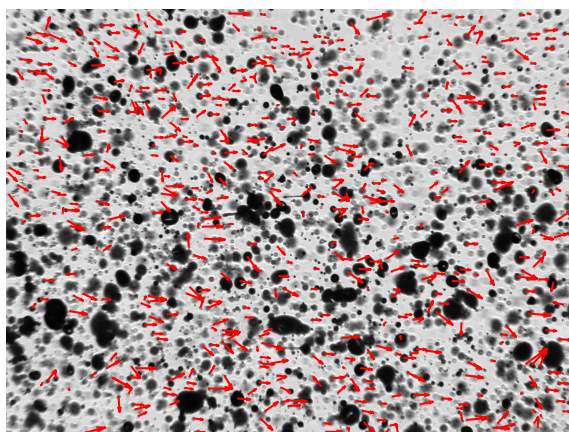
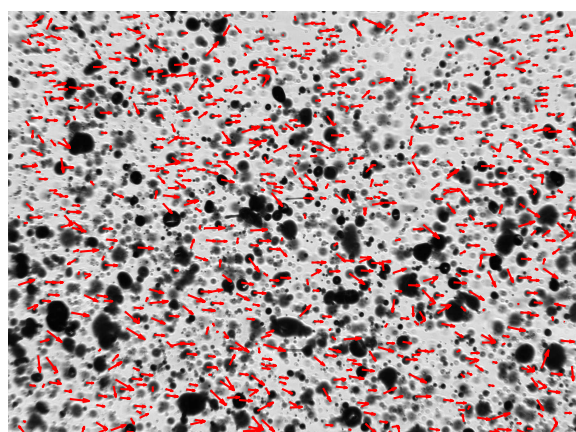
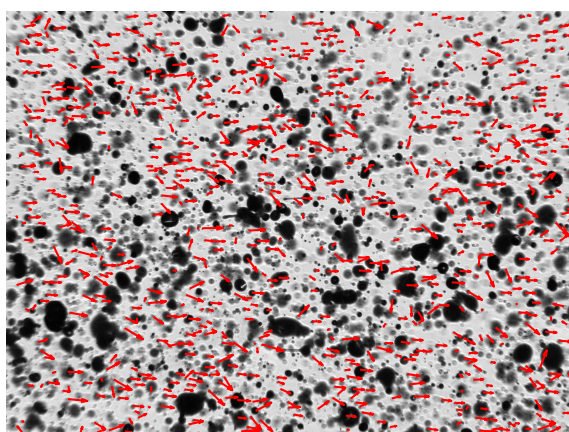


FIG. 5.19 – Comparaison PDA et PTV pour différentes valeurs de  $\chi_{max}$ .

On constate que les valeurs de  $\chi_{max} = 0.02$  mm et  $\chi_{max} = 0.03$  mm sont en bon accord avec les mesures PDPA pour la gamme de diamètre  $[20, 300]\mu m$ . En dehors de cette gamme, trop peu de gouttes sont comptabilisées pour obtenir une valeur de vitesse axiale fiable. La granulométrie PDPA présentée sur la figure 5.19 a été réalisée à partir d'une statistique de 5378 gouttes, pour un taux de validation de 50% environ. Plus de détails sur la configuration optique du PDPA pour cet injecteur seront donnés dans le chapitre 6, section 6.2.1.2. Les résultats de cette étude paramétrique sont illustrés par la planche P.5.5.3. qui représente les champs de vecteurs calculés par l'algorithme PTV pour les différentes valeurs de  $\chi_{max}$  étudiées. On constate que pour  $\chi_{max} = 0.015$  mm, l'algorithme fait beaucoup d'erreurs d'appariement pour cette image particulière.

A partir d'une valeur qui permet d'obtenir un bon pourcentage d'appariement, l'étalonnage de la réponse impulsionnelle est alors utilisé pour donner une idée de la profondeur du volume de mesure. Dans le cas de cette configuration optique, la profondeur de champ est estimée à partir de la courbe d'étalonnage de  $\chi = f(x)$  avec  $x$ , la profondeur de champ de la figure 5.18. On obtient pour  $\chi_{max} = 0.03$  mm une profondeur de champ de  $\approx 1.3$  mm. Par la suite, c'est cette valeur de  $\chi_{max}$  qui sera utilisée.

 $\chi_{max} = 0.015 \text{ mm}$  $\chi_{max} = 0.02 \text{ mm}$  $\chi_{max} = 0.03 \text{ mm}$  $\chi_{max} = 0.035 \text{ mm}$  $\chi_{max} = 0.045 \text{ mm}$  $\chi_{max} = 0.05 \text{ mm}$ 

P.5.5.3. - Résultats PTV sur l'injecteur BP. Même couple d'images pour différentes valeurs de  $\chi_{max}$ . Le déplacement est symbolisé par des vecteurs rouges à l'échelle de l'image (8.4x6.3 mm).

### Choix du $\Delta\tau$

Nous allons nous intéresser à l'influence de la valeur du paramètre  $\Delta\tau$ , définissant le délai entre les deux images à apparier. On fixe le critère de tri spatial des gouttes :  $\chi_{max} = 0.03 \text{ mm}$ . Les valeurs du  $\Delta\tau$  étudiées sont  $\Delta\tau = 3, 5, 10, 20, 30, 40 \text{ } \mu\text{s}$ . On exécute l'algorithme sur 8 paires d'images pour chaque délai. On obtient un nombre de gouttes par images  $N_{g/img}$  moyen égal à 1029. Pour trouver la distance moyenne entre les gouttes  $d_g$ , on fait l'hypothèse que les gouttes sont réparties de manière homogène dans l'image. Si elles se trouvent chacune au sommet et au centre d'un hexagone, on peut montrer que la distance moyenne entre les gouttes  $d_g$  est liée au nombre de gouttes par images  $N_{g/img}$  par la relation :

$$d_g = \sqrt{\frac{2S}{\sqrt{3}N_{g/img}}} \quad (5.19)$$

Avec la surface  $S$  de l'image, la distance moyenne entre les gouttes est  $d_g = 0.24 \text{ mm}$ . Les résultats PTV sur le choix du  $\Delta\tau$  sont regroupés dans le tableau 5.5.

$\Delta\tau$	$t_{x,th}$	$D_{32,i}$	$D_{43,i}$	$T_p(\%)$	$t_x$	$r(D_c)$	$r(C_0)$	$D_{32,f}$	$D_{43,f}$	$Tps_{CPU}$	$\frac{t_{x,th}}{d_g}$
$3\mu\text{s}$	0.03	118	181	65	-0.06	0.11	0.07	119	173	17	0.12
$5\mu\text{s}$	0.05	127	197	57	0.05	0.69	0.59	132	191	11	0.2
$10\mu\text{s}$	0.1	130	203	56	0.09	0.65	0.51	130	198	11	0.4
$20\mu\text{s}$	0.2	114	174	53	0.21	0.48	0.36	118	170	16	0.8
$30\mu\text{s}$	0.3	120	200	53	0.28	0.35	0.26	117	181	18	1.2
$40\mu\text{s}$	0.4	119	183	53	0.13	0.16	0.12	117	164	17	1.6

TAB. 5.5 – Tableau récapitulatif des résultats PTV sur le choix du  $\Delta\tau$ . Les déplacements  $t_{x,th}, t_x$  en mm, les diamètres moyens  $D_{32,i}, D_{43,i}, D_{32,f}, D_{43,f}$  en  $\mu\text{m}$ ,  $Tps_{CPU}$  en minutes.

Avec  $t_{x,th}$  le déplacement attendu moyen pour un  $\Delta\tau$  fixé, calculé en prenant l'hypothèse que la vitesse moyenne des gouttes est de 10 m/s.

Pour tous les  $\Delta\tau$  étudiés, on constate que la granulométrie ne semble pas être trop affectée, au regard des diamètres moyens avant et après calcul PTV. Dans un premier temps, on peut constater que le délai  $\Delta\tau$  entre les deux images a peu d'influence sur le taux d'appariement  $T_p(\%)$ . Ce paramètre ne peut pas être utilisé pour juger de la performance de l'algorithme. En effet, ce n'est pas parce que le taux d'appariement  $T_p(\%)$  est le plus élevé pour  $\Delta\tau = 3 \text{ } \mu\text{s}$  que l'algorithme de PTV fait le moins d'erreur. Au contraire, toutes les gouttes sont mal appariées sur les images, car le vecteur déplacement  $t_x$  est négatif. Cela est dû à un déplacement trop faible des gouttes entre les deux images : dans ce cas on attend  $t_x \approx 0.03$ . Pour  $\Delta\tau = 5 \text{ } \mu\text{s}$ , des erreurs sont encore présentes dans certaines images, pour lesquelles un grand nombre de gouttes vont encore dans le mauvais sens. La même situation est obtenue à partir de  $\Delta\tau = 30 \text{ } \mu\text{s}$ , le déplacement obtenu  $t_x = 0.28$  est celui attendu, mais quelques images présentent des déplacements dans le mauvais sens. Si on augmente encore le délai entre les deux images, l'algorithme est alors de plus en plus perdu, il apparie correctement les gouttes que pour un



ou deux couples d'images, et il en résulte un mouvement de translation global plus faible que celui attendu ( $t_x = 0.13$  au lieu de  $t_{x,th} = 0.4$  attendu pour  $\Delta\tau = 40 \mu s$ ).

En réalité, à partir de  $\Delta\tau = 30 \mu s$ , l'algorithme forme des paires de gouttes sur des distances plus courtes que celles attendues. En effet, dès que  $\Delta\tau > 25 \mu s$ ,  $t_{x,th}/d_g > 1$ , donc le déplacement attendu  $t_{x,th}$  des particules est plus grand que la distance moyenne entre les gouttes  $d_g$ . On comprend bien que l'algorithme ait des difficultés à appairer les gouttes entre elles. On constate que pour  $0.4 < t_{x,th}/d_g < 0.8$ , on obtient de bons résultats avec l'algorithme PTV, on peut donc poser comme critère de détermination du délai optimal  $\Delta\tau_{opt}$  que  $0.4 < \Delta\tau_{opt} \cdot \bar{V}_i/d_g < 0.8$ , avec  $\bar{V}_i$ , la vitesse moyenne des gouttes du spray.

Si on compare les vitesses pour les différents délais entre les images, avec celles données par le PDPA, on obtient les graphes de corrélations, diamètre/ vitesses de la figure 5.20. On constate que la

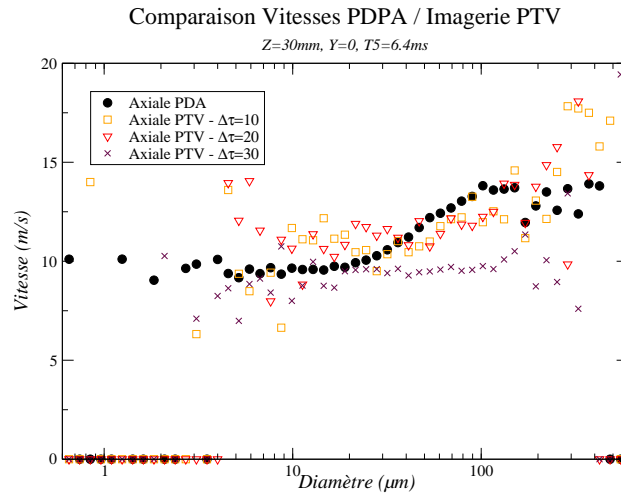


FIG. 5.20 – Comparaison des graphes de corrélations Diamètre/Vitesse de l'imagerie (IMA) et du PDPA. Pour différents délais  $\Delta\tau$  entre les couples d'images.

courbe pour  $\Delta\tau = 10 \mu s$  est celle qui est le plus en accord avec les valeurs obtenues avec le PDPA, c'est pourquoi nous avons choisi ce délai pour réaliser nos mesures de PTV.

### 5.5.1.2 Comparaison PDPA et PTV

#### Définition des zones d'étude

Le montage PDPA, qui sera présenté plus en détail dans le chapitre 6 est adapté aux conditions du spray en terme de vitesse et de granulométrie. Le volume de mesure a la forme d'une ellipsoïde de  $200 \mu m$  de diamètre et de  $5 mm$  de long. Les points de mesure réalisés par les deux techniques sont présentés sur la figure 5.21 : les carrés pointillés représentent le volume de mesure de l'imagerie, et le point noir, au centre de chaque carré, le volume de mesure du PDPA. On peut voir sur la partie droite de la figure 5.21 les volumes de mesure de deux techniques à l'échelle. On constate que les dimensions des volumes de mesure dans le plan (y,z) sont très différentes entre les deux techniques. La taille du volume de mesure du PDPA est infiniment petite devant la taille de l'image.

D'autre part les images du spray nous permettent de distinguer 3 zones sur l'image de la figure 5.21.b. La zone 1 contient les gouttes issues des deux jets centraux. On voit bien que les gouttes dans cette zone sont plus grosses que celles des deux autres zones (zone 2 et 3) dans l'image.

Nous avons vu que la technique d'imagerie effectue une intégration spatiale de la granulométrie dans toute l'image alors que le PDPA effectue une mesure locale. Les dimensions du volume de mesure du PDPA étant faibles devant la taille de l'image, on propose donc de définir dans l'image 3 zones de tailles identiques pour voir d'une part voir si la mesure par imagerie est différente dans chaque zone et d'autre part pour quelle zone de l'image la mesure PDPA est la plus proche.

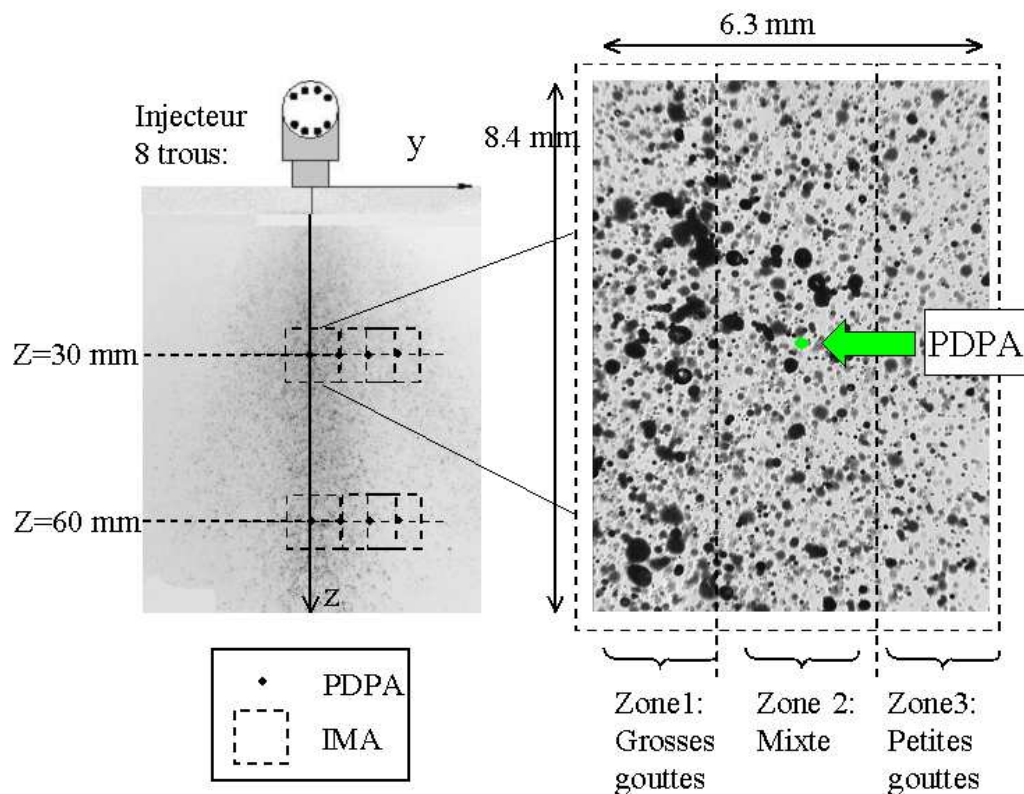


FIG. 5.21 – Points de mesure de l'imagerie (IMA) et du PDPA.

### Analyse de la granulométrie

Les résultats de la granulométrie par imagerie sont regroupés dans le tableau 5.6 en fonction de la zone d'étude.

Ici,  $N_{g/img}$  désigne le nombre de gouttes par image après calcul par l'algorithme de PTV. On constate que le nombre de gouttes dans l'image entière est presque homogène dans les trois zones d'étude. Notons que dans la zone 1, moins de gouttes sont comptabilisées (81), et que dans la zone 3, il y a un plus fort taux de comptage (98).  $N_{img}$  donne le nombre de couples d'images pour chaque zone étudiée, au moins 6000 gouttes sont comptabilisées pour chaque zone.

Concernant la granulométrie, on constate que les diamètres moyens sont plus élevés dans la zone 1, comme attendu. Cela est dû à la présence des deux jets centraux qui sont très proches l'un de l'autre,

Zone	$T_p(\%)$	$r(D_c)$	$r(C_0)$	$D_{32,f}$	$D_{43,f}$	$Tps_{CPU}$	$N_{g/img}$	$N_{img}$
Image	54	0.58	0.45	124	184	8	267	75
Zone 1	49	0.01	0.01	129	195	0.4	81	75
Zone 2	54	0.02	0.02	121	179	0.6	90	75
Zone 3	60	0.66	0.53	121	179	0.5	98	75

TAB. 5.6 – Tableau récapitulatif des résultats PTV selon le choix de la zone d'étude.

et protégés de l'air ambiant par les jets périphériques. Cela entraîne probablement des coalescences entre les gouttes, et une interaction moins forte avec l'air ambiant. Ces deux phénomènes conduisent à une évaporation moins rapide que sur les bords du spray, ce qui expliquerait la présence de plus grosses gouttes. On note aussi que l'on retrouve bien la valeur des diamètres moyens dans l'image entière en prenant la moyenne arithmétique des diamètres moyens des 3 zones. Notons aussi le PDPA donne un diamètre de Sauter  $D_{32} = 131 \mu m$  et le diamètre moyen de la distribution volumique est de  $D_{43} = 228 \mu m$ , lorsque son volume de mesure est positionné dans la zone 1. On peut donc supposer que le volume de mesure est bien positionné au centre du spray, dans la zone des deux jets centraux. D'autre part, notons que les valeurs de diamètres moyens présentés dans le tableau 5.6 sont le résultat du tri  $\chi_{max} = 0.03 mm$  correspondant à une profondeur de champ acceptable d'environ 1.3 mm (voir section 5.5.1.1). Or la longueur du volume de mesure du PDPA dans cette direction est de 5 mm environ (voir section 5.5.1.2). Pour obtenir une profondeur de champ comparable avec l'imagerie, on peut prendre  $\chi_{max} = 0.05 mm$ , correspondant à une profondeur de champ de 4 mm environ (voir la figure 5.18). Dans ce cas, les valeurs de diamètres moyens augmentent et se rapprochent des valeurs PDPA. En effet, d'après le tableau 5.4, les valeurs de diamètres moyens mesurés par imagerie avec  $\chi_{max} = 0.05 mm$  sont  $D_{32,f} = 151 \mu m$  et  $D_{43,f} = 218 \mu m$ .

### Analyse des corrélations Diamètre/Vitesse

On peut comparer les graphes de corrélation diamètre/vitesse pour les différentes zones d'étude, avec ceux donnés par le PDPA, on obtient la figure 5.22.

On constate que pour les plus petites gouttes ( $D < 20 \mu m$ ), aucune mesure par PTV ne contient assez de gouttes pour obtenir une mesure fiable. Pour  $20 < D < 100 \mu m$ , les vitesses dans les zones 2 et 3 sont globalement plus importantes que dans la zone 1, et le profil des vitesses est plus homogène. Pour les gouttes de diamètre  $D > 250 \mu m$ , les vitesses sont plus élevées dans la zone 1 et on constate une corrélation diamètre/vitesse des gouttes. Les vitesses axiales des gouttes dans les zones 2 et 3 étant plus importantes, on peut imaginer un phénomène d'entraînement des deux jets centraux qui emporte les gouttes des jets périphériques. Pour  $100 < D < 200 \mu m$ , les mesures dans les différentes zones sont quasiment égales.

Si l'on s'intéresse au temps de calcul  $Tps_{CPU}$  dans le tableau 5.6, on peut constater que l'on gagne un facteur 5 en temps de calcul lorsqu'on effectue le traitement de l'algorithme dans une zone de l'image plutôt que dans l'image entière. En effet, en additionnant les temps de calcul dans les trois

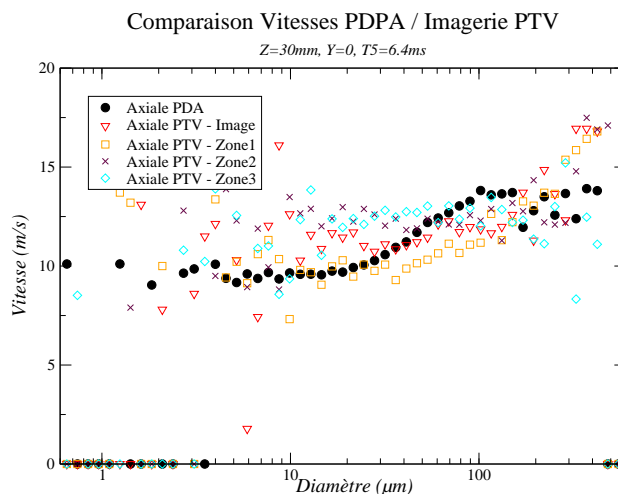


FIG. 5.22 – Comparaison des graphes de corrélations Diamètre/Vitesse de l'imagerie (IMA) et du PDPA. Pour les différentes zones d'études.

zones, on obtient 1.5 min pour obtenir le champ de particules dans l'image entière contre 8 min si on ne découpe pas le traitement en différentes zones. On a donc tout intérêt à diviser le traitement de l'image complète en différentes zones d'interrogations pour gagner en temps de calcul.

Pour conclure, on peut dire qu'il est utile de réaliser le traitement PTV dans différentes zones d'interrogations, car d'une part, le traitement par zone du le champ complet est plus rapide que le traitement global de l'image. De plus, les résultats de l'algorithme dans chaque zone sont cohérents avec ceux dans l'image entière.

## 5.6 Conclusion

Notre algorithme de PTV est applicable aux sprays pour lesquels la concentration n'est pas trop importante. Typiquement, pour le spray basse pression atomisé, nous avons estimé la concentration maximale mesurable  $C_{V,max} = 4.8 \text{ gouttes/mm}^3$  (voir section 3.4.6). De plus, nous avons vu que l'algorithme PTV est performant lorsque la distance  $t_x$  parcourue par les gouttes entre deux images est inférieure à la distance moyenne entre les gouttes  $d_g$  (voir section 5.5.1.1). Nous avons établi que  $0.4 < t_x/d_g < 0.8$  pour obtenir de bons résultats avec l'algorithme PTV.

Il peut être un outil utile pour étalonner rapidement des diagnostics optiques de mesure de vitesse dans des cas simples. C'est un outil facilement implémentable pour caractériser la vitesse d'un écoulement. Les images peuvent aussi servir à établir la granulométrie, ce qui n'est pas le cas avec la PIV classique.

Des développements sont à apporter sur le calcul de la matrice de transformation pour imposer un mouvement particulier selon le type d'écoulement à caractériser. Par exemple dans le cas de l'injection indirecte, le fait de savoir que le mouvement global est a priori une translation, il n'est pas nécessaire de calculer les paramètres de rotation. De plus, l'image étant en deux dimensions, il n'est pas indispensable de conserver le calcul de la troisième composante des coordonnées des particules.

Nous avons vu aussi qu'en découpant le calcul de l'algorithme en plusieurs zones de l'image, il est possible de diminuer fortement le temps de calcul d'un facteur 5. Pour le moment, l'algorithme est exécutable dans une zone de l'image mais ne permet pas de lancer automatiquement le calcul sur l'image entière à partir de plusieurs fenêtres de traitement.

## Chapitre 6

# Application aux sprays larges et hétérogènes

### 6.1 Introduction

Dans cette partie, nous comparons les résultats du système de granulométrie par imagerie (IMA) à deux systèmes de granulométrie couramment utilisés au laboratoire pour réaliser des études sur la granulométrie de sprays d'injecteurs ou de brûleurs. Le granulomètre par diffraction (symbolisé par le sigle LDG pour *Laser Diffraction Granulometer*) est un appareil de la société Malvern Instruments [73]. Nous utilisons un modèle récent sur lequel l'équipe *Atomisation et Sprays* du laboratoire du CORIA a réalisé de nombreuses études, notamment pour déterminer les paramètres pour un fonctionnement optimal selon la taille des particules étudiées [147]. Le granulomètre PDPA (pour *Phase Doppler Particle Analyser*) utilisé est développé par la société Dantec [46]. Il est lui aussi couramment utilisé au laboratoire pour réaliser des études dans des sprays industriels. Il permet de mesurer la taille et le diamètre de particules sphériques passant son volume de mesure. Le principe de fonctionnement de ces deux systèmes est détaillé dans le chapitre 1, dans la section 1.3.1 pour le PDPA et dans la section 1.4.1 pour le granulomètre par diffraction.

La difficulté de cette étude réside dans l'aspect instationnaire du spray. La différence entre les principes physiques des trois techniques, ainsi que la taille des volumes de mesures des trois techniques nous imposent de choisir un échantillonnage des gouttes propre à chacune, pour compenser ces différences. Le positionnement temporel et spatial des points de mesure a été fait en concertation avec le partenaire industriel. Ce chapitre permet de mettre en évidence les points de convergence et de divergence entre les techniques pour mieux comprendre le comportement de chaque injecteur et pour montrer les limitations de chaque technique face aux deux injecteurs étudiés.

Le plan de ce chapitre est divisé en deux sections distinctes concernant deux injecteurs très différents. La première partie concernera l'étude d'un injecteur pour moteurs à injection indirecte essence, nommé *injecteur basse pression* (voir figure 6.1.a). Son principe de fonctionnement sera tout d'abord présenté ainsi que les caractéristiques du montage optique des trois techniques. L'accent sera mis sur

les dimensions du volume de mesure et sur la gamme de diamètres mesurables de chacun des trois systèmes pour obtenir par la suite une concordance temporelle et spatiale des échantillons de gouttes mesurés. Tout en analysant le comportement du spray produit par cet injecteur, nous confronterons les résultats des trois techniques, concernant la granulométrie, la vitesse et la morphologie des gouttes. Puis nous tenterons de conclure quant à la performance de chacune des techniques dans ce cas d'étude.

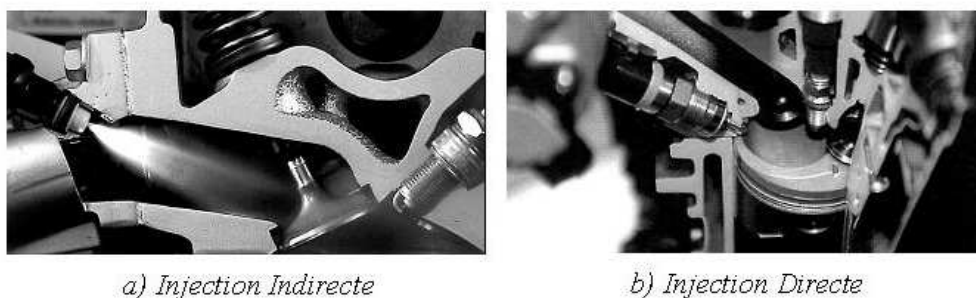


FIG. 6.1 – Techniques d'injection essence

Pour le second injecteur dit *injecteur haute pression*, nous suivrons le même cheminement : la présentation de cet injecteur pour moteurs automobiles à injection directe essence (voir figure 6.1.b), puis le montage optique des trois techniques sera détaillé pour prendre en compte la différence intrinsèque des trois techniques pour réaliser un échantillonnage des gouttes le plus semblable possible pour chacune des techniques. Nous caractériserons le comportement des trois diagnostics à partir des informations sur la granulométrie (diamètres moyens et distributions de taille de gouttes), ainsi que la vitesse et la morphologie des gouttes.

## 6.2 Injection Basse Pression

L'injection essence basse pression est un moyen encore largement utilisé pour délivrer le mélange air/carburant dans la chambre de combustion. Cette technique bénéficie du faible coût d'intégration dans les automobiles et elle permet aussi de respecter les normes de pollution en vigueur. Dans ce cas, les pressions d'injection sont seulement de quelques bars. Le diamètre de Sauter de la population de gouttes produite est de l'ordre de la centaine de microns. Quelque soit le type d'injection, les sprays doivent produire des gouttes les plus petites possibles pour améliorer la combustion du carburant. Cependant, dans le cas de l'injection indirecte, ce critère sur la taille est moins critique car en fonctionnement normal du véhicule, les gouttes injectées impactent sur les tubulures d'admission et les soupapes d'admission d'air qui sont chaudes. Cela a pour effet d'initier les phénomènes d'évaporation des gouttes avant leur admission dans la chambre, ce qui améliore la combustion. Lors des phases de démarrage à froid, ce gain disparaît et seule la réduction des tailles de gouttes peut dans ce cas diminuer les émissions polluantes. Cette technique d'injection restera compétitive (face à l'injection directe essence) si des améliorations sont possibles pour diminuer les émissions polluantes lors de cette phase critique de fonctionnement.

Le processus d'atomisation est en général le fruit d'une compétition entre les forces aérodynamiques qui déstabilisent la surface du système liquide contre les forces de tensions de surface qui s'opposent à la déformation du liquide. La pression d'injection dans ce cas étant faible, le carburant sort de la buse à très faible vitesse. Les forces aérodynamiques ne peuvent donc pas à elles seules atomiser la nappe liquide. Ce type d'injecteurs appelés "compound nozzles" est composé d'une superposition de deux ou trois disques [2] qui impose un parcours tortueux au fluide avant qu'il sorte de la buse. Le processus d'atomisation du liquide est initié par la turbulence interne qui est apportée durant l'écoulement du fluide dans la buse de l'injecteur. Un exemple de ce type de buse est illustré sur la figure 6.3. Des études menées sur le comportement de ces injecteurs (voir Cousin [27]) ont montré l'existence d'une forte corrélation entre le niveau de turbulence interne et le diamètre de Sauter du spray.

## 6.2.1 Banc d'essai

### 6.2.1.1 Visualisation globale du spray

#### L'injecteur

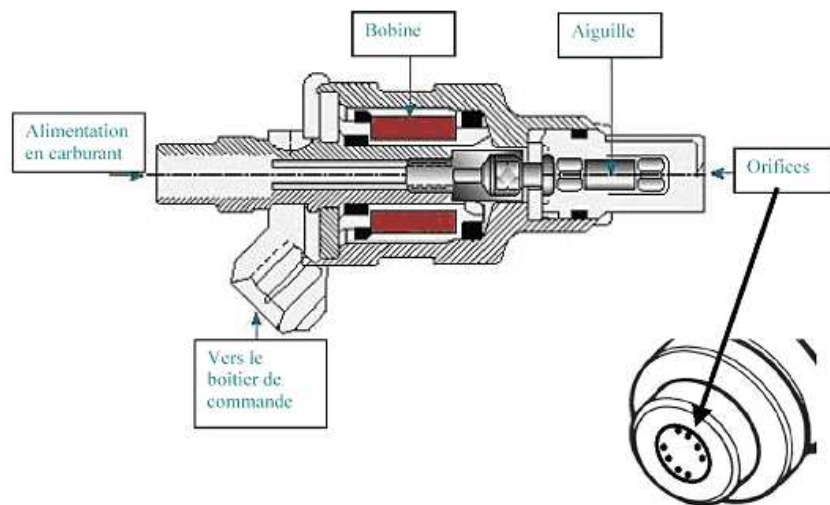


FIG. 6.2 – Vue en coupe d'un injecteur essence Basse Pression

Le premier injecteur que nous avons étudié est un injecteur Siemens Dekka VII conçu pour l'injection indirecte dans les moteurs automobile. Nous l'appelons injecteur "Basse Pression" car il fonctionne sous une pression d'injection faible (5 bars pour notre étude). Il est constitué de 8 orifices de diamètre  $300 \mu m$ , disposés en arc-de-cercle comme indiqué sur la figure 6.2. La particularité de cet injecteur réside dans la géométrie de la buse. Dans ce type d'injecteur [2], l'écoulement interne est soumis à de fortes déflexions par la superposition de 2 ou 3 disques afin d'augmenter le taux de turbulence. Un exemple de ce type de buse est présenté sur la figure 6.3.

Pour cet injecteur, nous avons effectué des mesures sur 4 des 8 jets. Les quatre autres étant soigneusement déviés pour ne pas interférer avec les mesures. Les quatre jets étudiés sont projetés de manière



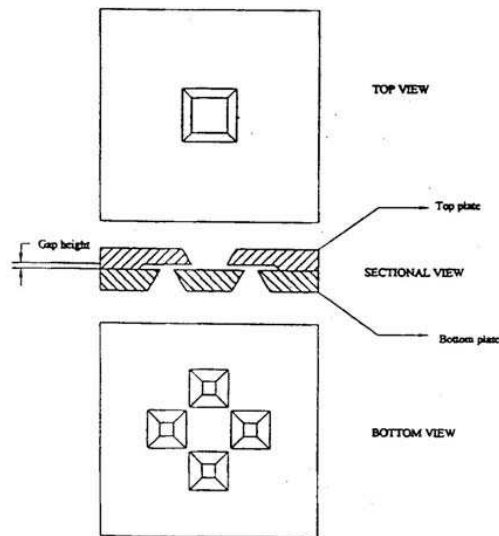


FIG. 6.3 – Exemple d'injecteur multi-disque (Amer et Lai [2]).

verticale, le porte injecteur est donc muni d'une rotation pour permettre une inclinaison de  $12^\circ$  de l'axe de l'injecteur. L'injecteur est alimenté en isoctane (2,2,4 triméthylpentane  $C_8H_{18}$ , d'indice optique  $m = 1.39$ ) par une pompe délivrant 5 bars de pression. Le temps d'injection est fixé à  $T_{inj,BP} = 5 \text{ ms}$ .

### Images en champ global

Un champ de visualisation de 8 cm par 8 cm a été réalisé à l'aide d'une caméra LHESA 1008x1018 pixels (voir figure 6.4), équipée d'un objectif de focale 75 mm. Les images en champ global nous ont permis d'ajuster l'angle d'inclinaison des jets pour qu'ils soient projetés verticalement et de calculer le délai hydraulique ( $\approx 1.5 \text{ ms}$ ) pour synchroniser nos signaux de mesure avec l'injecteur. On se sert ensuite de ces images en champ global pour localiser les points de mesure dans le spray.

### Choix des points de mesure

Les points de fonctionnement de l'injecteur Basse Pression ont été fixés avec les ingénieurs de Renault. Les mesures sont réalisées à deux distances du nez de l'injecteur,  $z = 30 \text{ mm}$  et  $z = 60 \text{ mm}$ , comme on peut le voir sur la figure 6.4. Les volumes de mesure sont symbolisés sur la figure 6.4 par un point pour le PDPA, par un cercle pointillé pour le granulomètre par diffraction (LDG) et par un rectangle pour l'imagerie (IMA). On définit deux axes de visualisation pour les mesures : dans le premier cas, l'axe d'observation (axe optique de l'imagerie et de LDG) est orienté suivant l'axe  $y$  et passe à travers les 4 jets en même temps, c'est le schéma de gauche de la figure 6.4. Nous appelons cette configuration : "Vue de côté".

Pour l'autre axe de visualisation, que nous appelons "Vue de Face", l'axe optique est orienté suivant l'axe  $x$ . Nous avons vérifié la symétrie des jets grâce aux distributions de tailles mesurées avec le granulomètre par diffraction, de part et d'autre de l'axe  $z$ .

À partir des mesures réalisées par le granulomètre à diffraction suivant la vue de côté, on peut

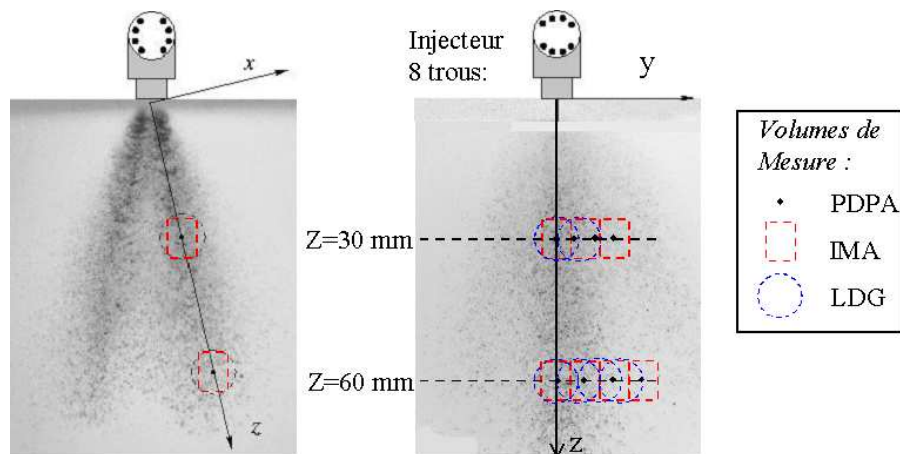


FIG. 6.4 – Points de mesure sur l'injecteur Basse Pression. À gauche la vue de coté. À droite, la vue de face. Les volumes de mesure sont représentés en carré pour l'imagerie (IMA), en cercles pointillés pour le granulomètre par diffraction (LDG) et un point pour le PDPA.

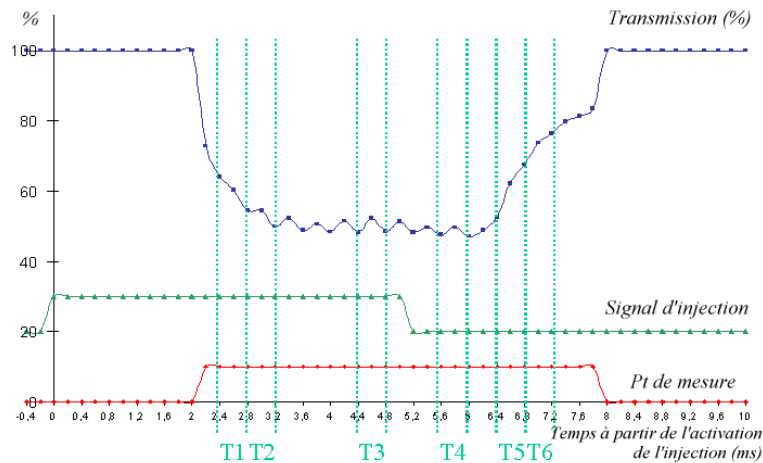
dresser l'évolution temporelle de la transmission et distinguer clairement trois phases de l'injection. La transmission est exprimée en % de la lumière incidente, enregistrée sans le spray. Son évolution temporelle est représentée par la courbe bleue sur la figure 6.5. Ces mesures ont été réalisées à la cadence maximale du LDG, à savoir 2500 Hz.

- La phase "d'ouverture" est une phase transitoire où les premières gouttes du spray atteignent le volume de mesure. La transmission décroît pendant 3 ms, les temporisations T1 et T2 sont choisies pour caractériser cette phase.
- Ensuite, la transmission reste constante durant l'intervalle  $[t_0+3.2, t_0+6]$  ms.  $t_0$  indiquant le front montant du signal de commande de l'injection. On définit alors les périodes temporelles T3 et T4, qui qualifient la phase "stationnaire" de l'écoulement du jet.
- La phase de "fermeture" qui constitue la traîne du jet, est caractérisée par les temps T5 et T6.
- Enfin à partir de  $t_0+8$  ms, la transmission est trop élevée ( $T \approx 100\%$ ), il n'y a plus assez de gouttes pour effectuer une mesure correcte.

Ces six périodes temporelles T1 à T6 ont été choisies avec les ingénieurs de Renault pour caractériser au mieux le comportement temporel du spray Basse Pression. On considérera par la suite ces 6 périodes pour dresser l'évolution temporelle des distributions de taille et des vitesses des gouttes.

Les différentes périodes temporelles étudiées par chaque appareil sont regroupées sur le tableau 6.1.a. La position des points de mesure réalisés pour cette étude sont regroupés sur le tableau 6.1.b. On remarque que nous avons décalé les fenêtres temporelles d'acquisition du PDPA de 0.3 ms pour les faire coïncider temporellement avec celles du granulomètre par diffraction. Le calcul de ce décalage sera explicité plus loin.

Concernant la deuxième hauteur de mesure  $z = 60$  mm, la même démarche a été suivie bien que les différentes phases soient plus difficiles à distinguer. En se basant sur le découpage temporel de l'injection à  $z = 30$  mm, on délimite une phase "quasi stationnaire" du jet à  $z = 60$  mm, délimitée

FIG. 6.5 – Découpage des 3 phases de l'injection à  $z = 30 \text{ mm}$ .

LDG	PDPA	IMA	LDG	PDPA	IMA
$T1=[t_0+2,4 ; t_0+2,8]$	$T1=[t_0+2,7 ; t_0+3,1]$	$T1=[t_0+2,6]$	Y1=0	Y1=0	Y1=0
$T2=[t_0+2,8 ; t_0+3,2]$	$T2=[t_0+3,1 ; t_0+3,5]$	$T2=[t_0+3,0]$	Y2=+5	Y2=4	Y2=6
$T3=[t_0+4,4 ; t_0+4,8]$	$T3=[t_0+4,7 ; t_0+5,1]$	$T3=[t_0+4,6]$	Y3=-5	Y3=8	Y3=12
$T4=[t_0+5, t_0+6 ; 6]$	$T4=[t_0+5,9 ; t_0+6,3]$	$T4=[t_0+5,8]$		Y4=12	Y4=18
$T5=[t_0+6,4 ; t_0+6,8]$	$T5=[t_0+6,7 ; t_0+7,1]$	$T5=[t_0+6,6]$		Y5=16	
$T6=[t_0+6,8 ; t_0+7,2]$	$T6=[t_0+7,1 ; t_0+7,5]$	$T6=[t_0+7,0]$			

(a) Temporisations étudiées (ms).

(b) Positions des mesures (mm).

TAB. 6.1 – Tableau récapitulatif des points de mesure effectués sur l'injecteur Basse Pression, à  $z = 30 \text{ mm}$ .

par les périodes temporelles  $T3=[t_0+5,6 ; t_0+6]$  et  $T4=[t_0+7,6 ; t_0+8]$ . Pour cette seconde hauteur de mesure, les différentes périodes temporelles étudiées et les positions des points de mesure pour chaque appareil sont regroupées sur les tableaux 6.2.a et b.

### 6.2.1.2 Configuration expérimentale des trois techniques

Les dimensions des volumes de mesure de chacune des techniques, ainsi que les gammes de diamètre mesurables sont précisées ci-dessous, afin de mieux comprendre par la suite les différences entre les échantillons de gouttes mesurés.

#### Le Granulomètre par Diffraction (LDG)

Le granulomètre utilisé est le Malvern-Insitac Spraytech RTS 5000 [73]. Il est constitué des éléments suivants :

- Une tête émettrice constituée d'une diode laser de longueur d'onde  $\lambda = 670 \text{ nm}$  (rouge) produisant un faisceau de diamètre 10 mm.
- Une optique collectrice rassemblant une lentille de Fourier interchangeable et un capteur dont

LDG	PDPA	IMA
T1=[ $t_0+4,8$ ; $t_0+5,2$ ]	T1=[ $t_0+5,1$ ; $t_0+5,5$ ]	T1=[ $t_0+5,0$ ]
T2=[ $t_0+5,2$ ; $t_0+5,6$ ]	T2=[ $t_0+5,5$ ; $t_0+5,9$ ]	T2=[ $t_0+5,4$ ]
T3=[ $t_0+6,4$ ; $t_0+6,8$ ]	T3=[ $t_0+6,7$ ; $t_0+7,1$ ]	T3=[ $t_0+6,6$ ]
T4=[ $t_0+7,2$ ; $t_0+7,6$ ]	T4=[ $t_0+7,5$ ; $t_0+7,9$ ]	T4=[ $t_0+7,4$ ]
T5=[ $t_0+8$ ; $t_0+8,4$ ]	T5=[ $t_0+8,3$ ; $t_0+8,7$ ]	T5=[ $t_0+8,2$ ]
T6=[ $t_0+8,4$ ; $t_0+8,8$ ]	T6=[ $t_0+8,7$ ; $t_0+9,1$ ]	T6=[ $t_0+8,6$ ]

(a) Temporisations étudiées (ms).

LDG	PDPA	IMA
Y1=0	Y1=0	Y1=0
Y2=+5	Y2=6	Y2=6
	Y3=12	Y3=12
Y3=15	Y4=18	Y4=18

(b) Positions des mesures (mm).

TAB. 6.2 – Tableau récapitulatif des points de mesure effectués sur l’injecteur Basse Pression, à  $z = 60\text{ mm}$ .

les détecteurs ont une forme en arc de cercle adaptée aux figures de diffraction générées par le passage de gouttes dans le faisceau laser.

La gamme de diamètre mesurable est fixée par la focale réceptrice utilisée. Le tableau 6.3 regroupe ces informations, où  $D_{max}$  est la distance maximum de travail définie entre la lentille du récepteur et l’injecteur.

Focale de la lentille ( $\mu m$ )	Diamètres mesurés ( $\mu m$ )	Diamètres calculés (mm)	$D_{max}$ (mm)
100	1.9 - 231.37	0.5 - 200	150
200	3.8 - 462.54	1.0 - 450	300
450	8.56 - 1040.72	2.25 - 850	675

TAB. 6.3 – Gamme de diamètre mesurable selon la focale utilisée.

Pour les mesures sur l’injecteur Basse Pression, nous avons utilisé la lentille de focale 200 mm, qui permet la mesure d’une distribution de taille de gouttes comprises entre 1 et 450  $\mu m$ . Dans chaque configuration, on constate qu’il existe un diamètre minimum mesurable et un diamètre minimum calculable. En effet, comme la mesure des diamètres des gouttes est réalisée à partir de la mesure de la tache de diffraction du spray, le calcul d’inversion pour remonter au diamètres des gouttes peut extrapoler la gamme de diamètres mesurable.

Le volume de mesure de cet appareil est différent pour chaque spray. Ses dimensions sont définies par l’intersection du faisceau laser et du spray. Dans cette configuration optique, c’est donc un cylindre de diamètre 10 mm et de longueur variable selon l’étalement du spray suivant l’axe du faisceau laser. La fréquence maximale d’acquisition de ce granulomètre est de 2500 Hz, soit une mesure toutes les 0.4 ms.

### L’Analyseur de Particule Phase Doppler (PDPA)

Nous avons utilisé une chaîne PDPA Dantec constituée d’une lentille émettrice de 600 mm de focale et une lentille réceptrice de 410 mm de focale. La configuration optique est fixée en Dual Mode pour mesurer les vitesses dans les deux directions et avoir un critère de sphéricité fiable sur les gouttes

mesurées (voir chapitre 1). Pour cela, on utilise deux couples de faisceaux laser dont les longueurs d'onde sont 488 et 514.5 nm. Pour l'injecteur Basse Pression, nous avons testé plusieurs configurations optiques, nous ne présenterons ici que les résultats du montage Dual Mode avec un angle de collection à  $31^\circ$  en polarisation parallèle au plan de diffusion. Cette configuration nous permet de mesurer des diamètres maximum de  $435 \mu m$ , pour un déphasage maximum  $\Phi_{13} = 260^\circ$  (voir le diagramme des phases de la figure 6.6). Au niveau de l'optique de réception, le masque utilisé est le masque C (voir figure 1.15.b.), c'est-à-dire celui présentant les plus petites ouvertures [5]. Les fibres optiques multimodes de l'optique de collection (voir figure 1.15) jouent le rôle de filtre spatial. Leur diamètre étant d'environ  $400 \mu m$ , seule une partie de la zone d'intersection des deux faisceaux laser est collectée par les fibres. Le volume de mesure effectif est donc une ellipsoïde de  $200 \mu m$  de diamètre, qui s'étale sur  $800 \mu m$  environ suivant l'axe des faisceaux laser. Les mesures sont enregistrées par le logiciel "BSA Flow Software" [5], fourni avec la chaîne PDPA Dantec. On impose au PDPA de comptabiliser au minimum 200000 gouttes pour chaque position spatiale de mesure. Ensuite les fichiers de données sont triés temporellement pour obtenir les gouttes passant dans le volume de mesure pendant les périodes temporelles définies dans les tableaux 6.1 et 6.2. On impose un critère de sphéricité sur les diamètres des gouttes de 25%, les gouttes éliminées apparaissent en rouge sur le diagramme des phases de la figure 6.6.

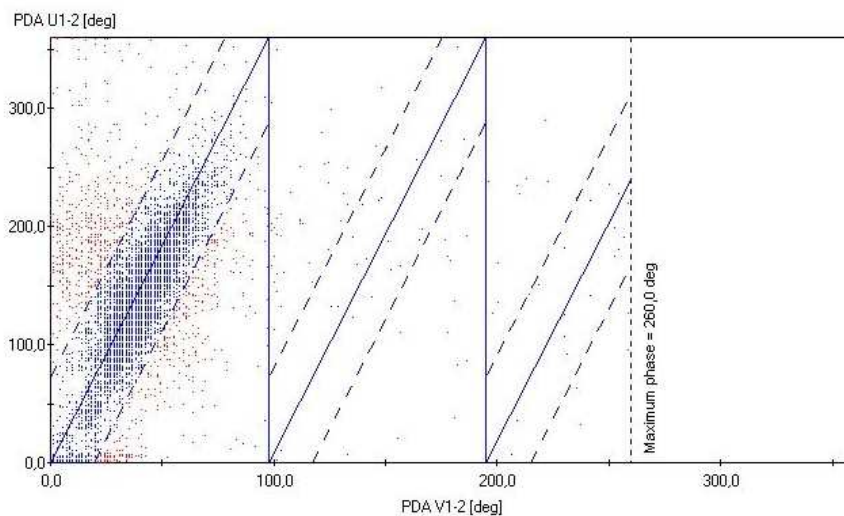


FIG. 6.6 – Diagramme des phases ("Phase plot") du PDPA à  $z = 30 \text{ mm}$ ,  $y = 16 \text{ mm}$ . Le facteur de phase est  $2.205^\circ/\mu m$  pour le couple de détecteurs U12 et de  $0.598^\circ/\mu m$  pour V12.

Après ces différents tris, 5000 gouttes au minimum sont retenues pour établir des granulométries statistiquement robustes. Pour cela, il est parfois nécessaire, pour certains points de mesure, de réaliser jusqu'à 30000 injections (pour  $z = 60 \text{ mm}$  et  $y = 18 \text{ mm}$ , où le taux de comptage est le plus faible) et au minimum 2200 injections au centre du jet, à 30 mm de la buse. Pour chaque injection (c'est-à-dire le nombre gouttes passant dans le volume de mesure pendant 10 ms après l'activation de l'injecteur), on obtient globalement une centaine de gouttes au centre du jet. Environ 20% sont rejetées pour non-sphéricité pure, et à peu près 30% sont rejetées pour invalidité (ce qui sous-entend que le diamètre de

la particule est affecté à 0). Il reste donc environ 50% des gouttes détectées qui sont validées. Ce taux de validation varie peu sur les bords du spray et des détails sur les gouttes non-valides seront apportés dans la section concernant la morphologie des gouttes de ce spray.

### L'imagerie en champ réduit (IMA)

Le système d'imagerie est dans la configuration optique préconisée dans la section concernant l'étalonnage (voir chapitre 2). Le stroboscope HSPS fournit deux étincelles de très courte durée ( $\approx 10$  ns) qui peuvent être séparées d'un temps minimum de  $1 \mu s$ . Le flux lumineux est collimaté par une lentille et éclaire le spray avec un fond lumineux homogène. La caméra est une caméra JAI CV-M2 pilotée par un ordinateur via un boîtier de synchronisation. Cette caméra peut fonctionner en mode PIV (Vélocimétrie par Image de Particules) qui permet d'enregistrer deux expositions du capteur séparées d'un temps très court (supérieur à  $1.5 \mu s$ ). Le capteur CCD de cette caméra possède  $1200 \times 1600$  pixels carrés de  $7.4 \mu m$  de côté, qui occupent une surface de  $11.84$  mm x  $8.88$  mm. La caméra est équipée de l'objectif télécentrique SillOptics (ouvert à  $f/5.6$ ), ce montage produit des images dont la résolution est de 191 pixels/mm. Le champ de visualisation est donc de  $8.4$  mm sur  $6.3$  mm.

Chaque point de mesure présenté comptabilise au minimum 5000 gouttes pour représenter un échantillon suffisamment fiable. On obtient des images telles que celle de la figure 6.7. Sur les images obtenues au centre du spray pour  $y = 0$  mm, à la hauteur de mesure  $z = 30$  mm, on distingue deux populations de gouttes. L'une de ces populations correspond à une bande centrale horizontale de l'image de la figure 6.7. Elle est produite par l'interaction entre les deux jets centraux, et majoritairement constituée de grosses gouttes déformées ( $D \approx 200 \mu m$ ). L'autre population, sur les bords de l'image, est composée de plus petites gouttes de diamètre  $D \approx 100 \mu m$ .

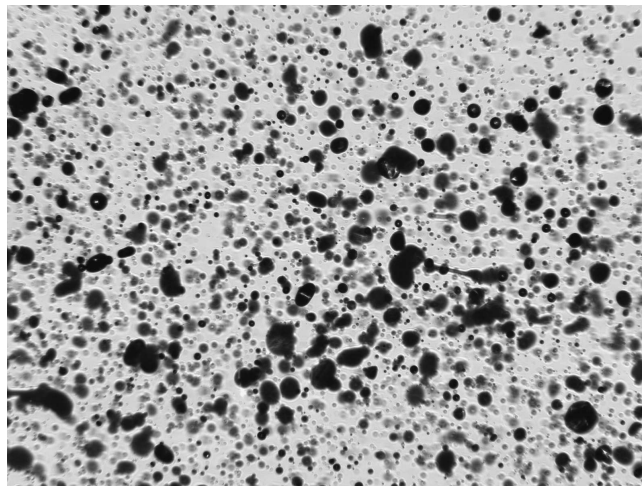


FIG. 6.7 – Exemple d'image obtenues avec l'injecteur Basse Pression. Sens de l'écoulement de gauche à droite.

De la même manière que les gouttes non sphériques ont été éliminées de la granulométrie par le PDPA, il faut imposer un critère de tri pour l'imagerie afin de comparer des échantillons les plus semblables possibles. Pour cela, on utilise le critère de sphéricité du PDPA qui élimine les gouttes qui

présentent un écart de diamètre de plus de 25%. Cela correspond à une goutte de forme elliptique dont le paramètre d'ellipticité serait de 0.75 au minimum. Cette valeur correspond à une valeur de sphéricité  $S_p$  inférieure à 0.18 (voir figure 4.7), d'après l'équation 4.5. Dans le programme *pdf*, on impose donc un critère de tri tel que  $S_p < 0.18$ . On élimine alors  $\approx 20\%$  des gouttes de l'échantillon de mesure, ce taux de rejet semble similaire à celui donné par le PDPA.

L'étalonnage du système d'imagerie a été réalisé avec les disques calibrés pour réaliser la courbe de correction du contraste et celle de la variation de la réponse impulsionnelle avec le défaut de mise au point (pour plus de détails voir le chapitre 3). La courbe d'étalonnage de la réponse impulsionnelle pour ce montage est donnée sur la figure 5.18. La courbe d'étalonnage de la largeur de la réponse impulsionnelle  $\chi$  nous permet de réaliser un tri des gouttes selon leur position par rapport au plan de mise au point. Le choix de ce critère a été explicité dans la section 5.5.1.1, et il est donc défini par l'équation 5.18 de  $\chi_{lim}$ . Cette valeur de défaut de mise au point maximale permet, à l'aide de la courbe d'étalonnage de la figure 5.18 de définir un volume de mesure en 3 dimensions pour la technique d'imagerie. Dans ce cas, on obtient un volume de mesure de  $V_m^{IMA} = 8.6 \times 6.3 \times 1.3 = 70 \text{ mm}^3$ . Dans cette configuration, le système d'imagerie permet de mesurer des gouttes de diamètre minimum  $D_{min} = 11.5 \text{ }\mu\text{m}$ , et de diamètre maximum la plus petite longueur de l'image, soit 6 mm environ.

## 6.2.2 Discussion autour des résultats des trois techniques

La comparaison des techniques est basée sur la détermination des diamètres moyens comme le  $D_{32}$  et le  $D_{43}$  qui sont des paramètres globaux théoriquement indépendants de la représentation en distribution de taille (en volume ou en nombre). Pour la comparaison des distributions, le LDG ne permettant pas d'accéder à une distribution en nombre, nous avons converti les représentations numériques des distributions IMA et PDPA en distributions volumiques spatiales (voir chapitre 1). Néanmoins, pour obtenir une cohérence temporelle et spatiale des échantillons de gouttes servant à calculer la granulométrie, quelques post-traitements explicités dans cette section, ont été réalisés.

### 6.2.2.1 Concordance temporelle et spatiale des volumes de mesure

Pour comparer les résultats des trois techniques et caractériser le spray aux mêmes points de mesure (spatial comme temporel), il est nécessaire de prendre en compte les dimensions des volumes de mesure de chacune des trois techniques. Le granulomètre par diffraction possède un volume de mesure cylindrique dont la longueur est variable selon l'étalement du spray le long du faisceau laser :

- Pour la configuration "Vue de côté", voir figure 6.4, le faisceau laser traverse 4 jets, et la longueur du volume de mesure est estimée à 30 mm et 50 mm, respectivement pour les hauteurs de mesure  $z = 30 \text{ mm}$  et  $z = 60 \text{ mm}$ .
- Pour la configuration "Vue de face", voir figure 6.4, la longueur du cylindre est plus faible : 15 mm de long et 25 mm de long respectivement à  $z = 30 \text{ mm}$  et  $z = 60 \text{ mm}$ .

Le volume de mesure de ce granulomètre  $V_m^{LDG}$  est donc égal à  $\approx 1200 \text{ mm}^3$  pour  $z = 30 \text{ mm}$  et  $\approx 2000 \text{ mm}^3$  pour  $z = 60 \text{ mm}$ .

Pour le PDPA, le volume de mesure a la forme d'une ellipsoïde de  $200 \mu\text{m}$  de diamètre et de  $800 \mu\text{m}$  de longueur, quel que soit le point de mesure. Par conséquent  $V_m^{PDPA} \approx 0.025 \text{ mm}^3$ .

Enfin, pour l'imagerie, le volume de mesure  $V_m^{IMA}$  est un parallélépipède rectangle défini par la taille de l'image ( $8.6 \times 6.3 \text{ mm}$ ) et la profondeur de champ ( $\approx 1.3 \text{ mm}$ ), telle qu'elle a été définie dans la section 5.5.1.1. Ce volume de mesure est donc égal à  $V_m^{IMA} \approx 70 \text{ mm}^3$ .

Pour faire correspondre spatialement les volumes de mesures, il faut déterminer avec chaque appareil le centre du spray pour chaque hauteur de mesure. L'imagerie et le PDPA effectuant une mesure par comptage, on peut définir le centre du spray en prenant le point de mesure où le taux de comptage de gouttes est le plus élevé. Le granulomètre par diffraction ne donne pas de mesure de la densité de goutte, on se sert alors de la transmission optique du spray. On définit le centre du spray comme le point de mesure où la transmission est la plus faible. Notons que dans tous les cas, le "centre" du spray ainsi déterminé n'est pas défini en un seul et unique point dans la pratique. Mais cette information sur la "densité" (optique pour LDG ou en nombre pour PDPA et IMA) est indispensable pour placer les volumes de mesure au même endroit dans le spray, le plus rigoureusement possible.

Concernant la concordance temporelle entre les volumes de mesure, un rapide calcul permet de montrer que le volume de mesure de LDG est 17 fois plus grand que celui de l'imagerie et 48000 fois plus volumineux que celui du PDPA. Les premières gouttes qui entrent dans le volume de mesure de LDG passent dans celui du PDPA une fois qu'elles ont parcouru la moitié du diamètre du faisceau laser du granulomètre Malvern suivant la direction de l'écoulement. Ce phénomène est illustré sur la figure 6.8.

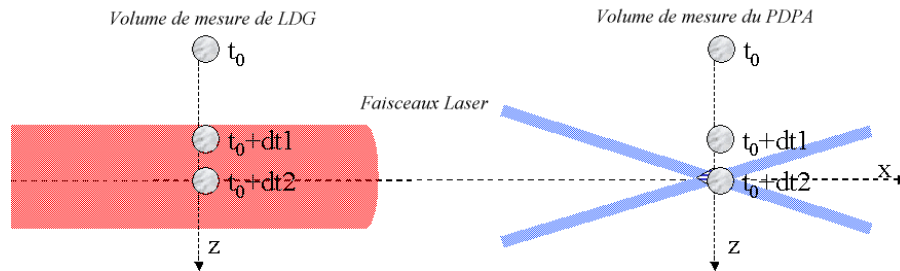


FIG. 6.8 – Concordance temporelle des volumes de mesures PDPA et LDG.

Si on se réfère à la figure 6.5, on constate que la première mesure du LDG est réalisée dans l'intervalle de temps  $[t_0+2.4; t_0+2.6]$  ms après la commande de l'injection, ce qui est cohérent avec l'imagerie, puisque les premières gouttes sont détectées 2.6 ms après la commande de l'injection (une à deux gouttes par image).

En analysant les temps de passage des gouttes dans le volume de détection du PDPA (figure 6.9), on constate que les premières gouttes sont détectées dans l'intervalle de temps  $[t_0+2.8; t_0+3,0]$  ms après la commande de l'injection. Les premières gouttes sont détectées par PDPA avec un retard de 0.2 ms environ par rapport à LDG et IMA. On comprend donc l'intérêt d'appliquer un décalage temporel entre les gouttes détectées par le PDPA et les deux autres techniques. Nous avons finalement choisi de décaler les fenêtres temporelles d'acquisition du PDPA de 0.3 ms pour les faire coïncider avec celles du



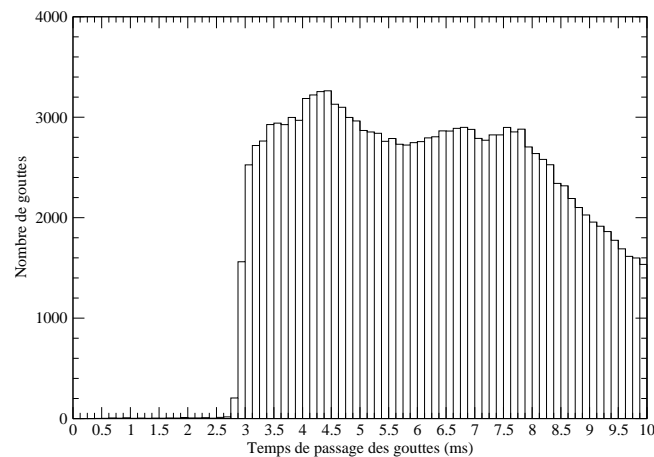


FIG. 6.9 – Histogramme des temps de passage des gouttes dans  $V_m^{PDPA}$  pour  $z = 30\text{mm}$ ,  $y = 0$ .

granulomètre par diffraction (voir tableaux 6.1.a et 6.2.a). Pour l'imagerie, les dimensions de l'image étant du même ordre de grandeur que le diamètre du faisceau laser du granulomètre à diffraction, nous avons choisi de ne pas décaler nos mesures temporellement.

### 6.2.2.2 Mesures des diamètres moyens

#### Évolution spatiale des diamètres moyens

Nous ne présenterons dans cette partie que les résultats de mesure de l'axe de visualisation nommé "Vue de face" (voir figure 6.4). La symétrie du jet selon l'axe de l'injection  $z$  a été vérifiée avec le granulomètre par diffraction. On peut voir ce résultat sur la figure 6.10 en symboles carrés pour LDG. On présente aussi les résultats du PDPA (cercles noirs) et de l'imagerie (IMA en triangles rouges) pour les deux hauteurs de mesure  $z = 30\text{ mm}$  et  $z = 60\text{ mm}$ . Au plus près de l'injecteur, il est difficile de conclure sur la variation des diamètres moyens, LDG et IMA indiquent une diminution des diamètres moyens à mesure que l'on s'écarte du centre de l'injecteur alors que le PDPA indique une tendance opposée. A  $z = 60\text{ mm}$ , les trois techniques montrent la même variation : une augmentation du diamètre de Sauter sur les bords du spray. En effet, on voit bien sur la figure 6.4 que pour les points de mesure excentrés de l'axe d'injection, on mesure les gouttes produites par le jet périphérique. Au centre du spray, les deux jets centraux entraînent les gouttes de faibles diamètres. Cet effet peut aussi se combiner avec l'évaporation des petites gouttes sur les bords du jet résultant d'effets aérodynamiques plus importants au bord du spray plutôt qu'au centre, d'où une augmentation des diamètres moyens sur les bords du spray.

Ce phénomène est confirmé par l'évolution spatiale du Span factor  $\Delta$  (non présenté), qui quantifie l'étalement de la distribution. La tendance de  $\Delta$  est de diminuer au fur et à mesure que l'on s'écarte du centre du spray. Cette diminution indique un resserrement de la distribution autour du pic principal, probablement dû aux effets aérodynamiques sur le spray.

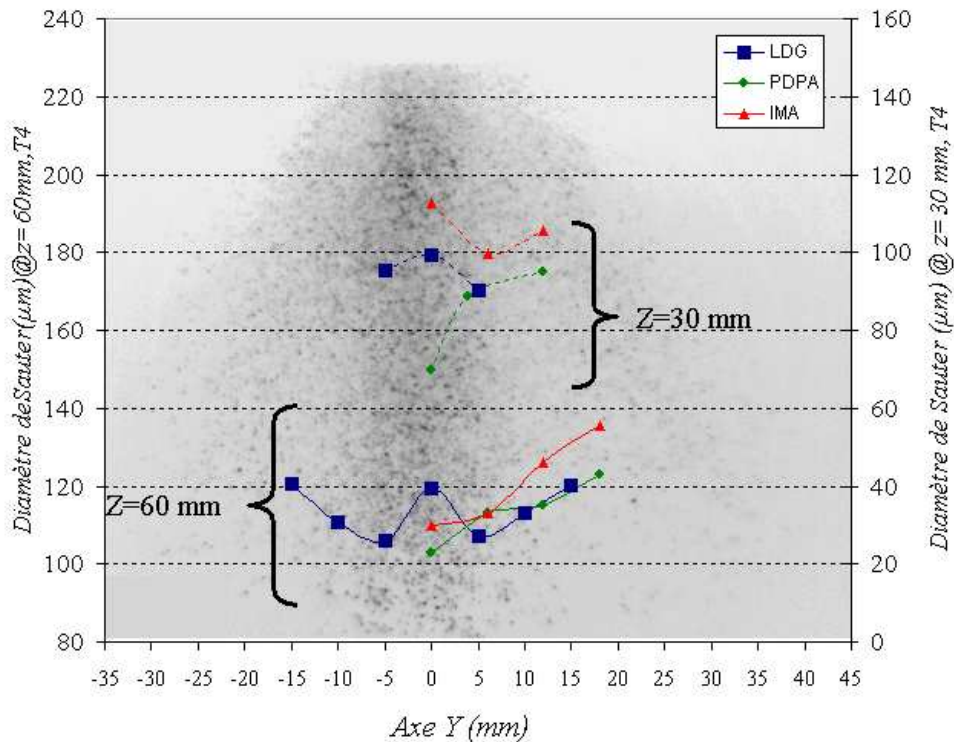


FIG. 6.10 – Évolution radiale des diamètres moyens pour les trois techniques. L'axe  $y$  est à l'échelle 1 :1 de l'image. En pointillés, les mesures à  $z = 30 \text{ mm}$ , T4, en traits pleins à  $z = 60 \text{ mm}$ , T4.

### Évolution temporelle des diamètres moyens

On présente l'évolution temporelle des diamètres moyens pour les trois techniques sur la figure 6.11 à  $z = 30 \text{ mm}$  et sur la figure 6.12 pour  $z = 60 \text{ mm}$ .

Les mesures LDG et IMA sont en bon accord tant au niveau de l'évolution temporelle que des valeurs du diamètre de Sauter  $D_{32}$  comme du  $D_{43}$ . Les valeurs du  $D_{32}$  sont quasiment égales pour les trois techniques mais les valeurs du  $D_{43}$  mesurées par PDPA sont en général plus élevées que pour l'IMA et LDG. Cette différence provient probablement de la présence de gouttes de diamètre important qui seraient mal mesurées par le PDPA.

La diminution temporelle des diamètres moyens est détectée par les trois techniques, elle s'explique par le fait que les premières gouttes sortant de l'injecteur étant les plus grosses, elles ont une plus grande inertie. Elles sortent donc plus rapidement de la zone de mesure du fait de leur trajectoire "ballistique", et de ce fait, leur proportion diminue plus rapidement par rapport aux petites gouttes. De plus, les premières gouttes qui sortent de l'injecteur interagissent fortement avec l'air et cela implique une évaporation plus forte sur la tête du spray. Les plus petites gouttes sont alors évaporées plus facilement et les diamètres moyens sont plus élevés. Les gouttes qui sont produites par la suite sont protégées par la tête du spray, leur taux d'évaporation est alors plus faible. Il en résulte une population de gouttes de plus petits diamètres.

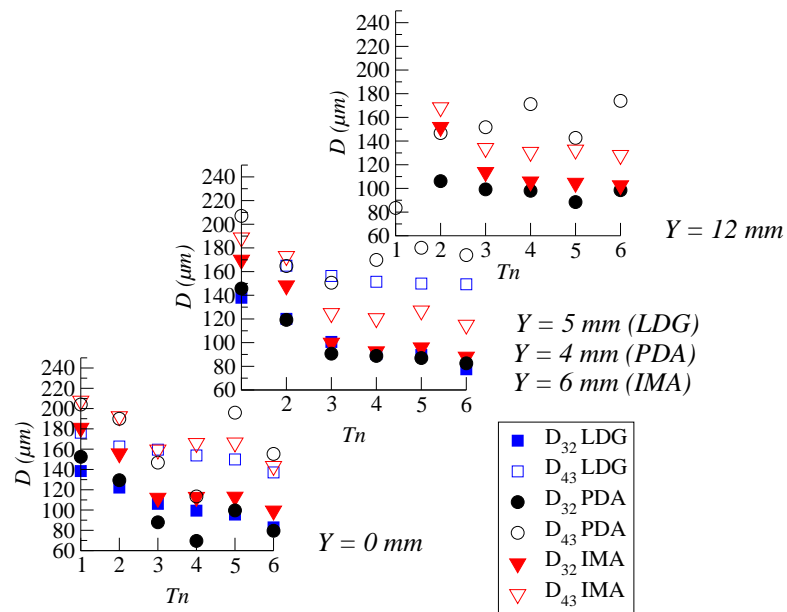


FIG. 6.11 – Comparaison des diamètres moyens pour  $z = 30\text{ mm}$  en fonction des périodes temporelles  $T_n$  et de l'axe  $y$ .

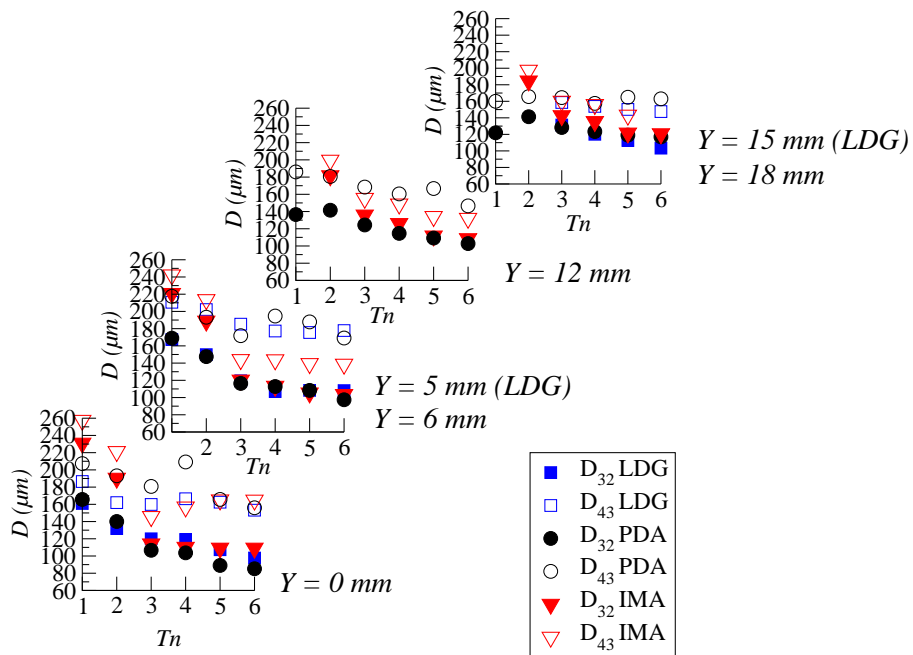
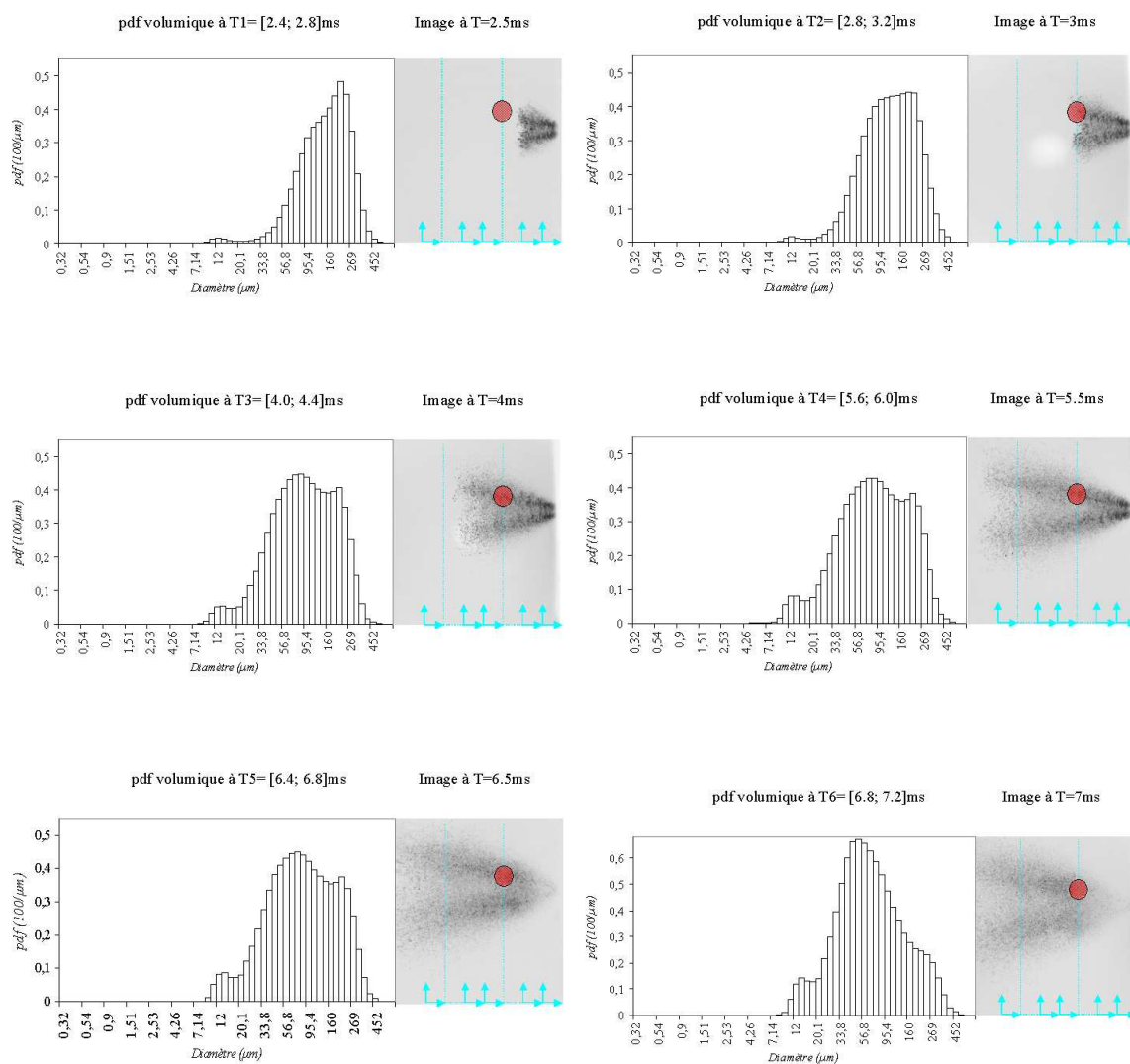


FIG. 6.12 – Comparaison des diamètres moyens pour  $z = 60\text{ mm}$  en fonction des périodes temporelles  $T_n$  et de l'axe  $y$ .

### 6.2.2.3 Mesures des distributions de taille de gouttes

#### Comportement temporel du jet

L'évolution temporelle des distributions volumiques est présentée sur la figure P.6.2.4., où l'on met en relation la distribution volumique des gouttes avec des images du spray, à des temps correspondant aux 6 périodes temporelles du spray T1 à T6. Les distributions volumiques sont fournies par le LDG à  $z = 30 \text{ mm}$  et  $y = 0$ , le volume de mesure est représenté à l'échelle sur chaque figure de la planche P.6.2.4.. On peut observer sur ces graphes, pendant la phase transitoire d'ouverture (T1 et T2), un pic centré sur des grosses gouttes de  $200 \mu\text{m}$  de diamètre environ. Durant la phase stationnaire, on peut voir une distribution bi-modale avec un second pic sur des gouttes plus petites de diamètre  $\approx 80 \mu\text{m}$ . En fin d'injection, à T6 on n'observe quasiment plus que le pic sur les plus petites gouttes, centré sur des classes de plus en plus petites jusqu'à environ  $50 \mu\text{m}$  pour  $z = 30 \text{ mm}$ . Cette observation confirme que les grosses gouttes sont les plus pénétrantes et qu'elles ne sont présentes qu'au début de l'injection, pour laisser rapidement la place à de plus petites gouttes. Les trois techniques sont globalement en accord pour établir ce scénario, même si la comparaison des distributions est difficile. Pour résumer, les trois systèmes de mesure observent un élargissement des distributions en fonction du temps, surtout vers les petits diamètres. Cette évolution confirme les observations faites sur les diamètres moyens.



P.6.2.4. - Évolution temporelle des distributions volumiques LDG, à  $z = 30$  mm,  $y = 0$ .

Évolution spatiale des distributions de taille

On compare la granulométrie obtenue avec les trois techniques sur un même point de mesure, pour  $z = 60 \text{ mm}, y = 0$ , pour les périodes temporelles T2 et T4 sur la figure 6.13.

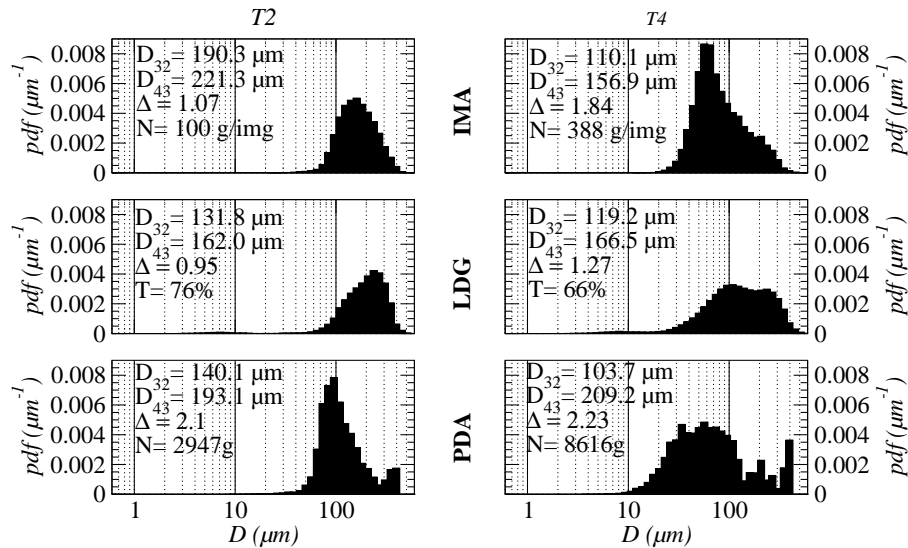


FIG. 6.13 – Comparaison des pdf volumiques et spatiales pour  $z = 60 \text{ mm}, y = 0$ .

La forme des distributions au centre du spray est différente d'une technique à l'autre, particulièrement pour T2 pour lequel aucun des 3 pics maximum de la granulométrie ne coïncident. Globalement, les distributions LDG et IMA sont relativement en bon accord et celles du PDPA présentent souvent une fermeture de la distribution plus pentue pour les diamètres  $d > 100 \mu\text{m}$ . Les trois techniques sont en accord sur l'aspect bimodal des distributions de tailles, et surtout sur le mode de la population des petites gouttes.

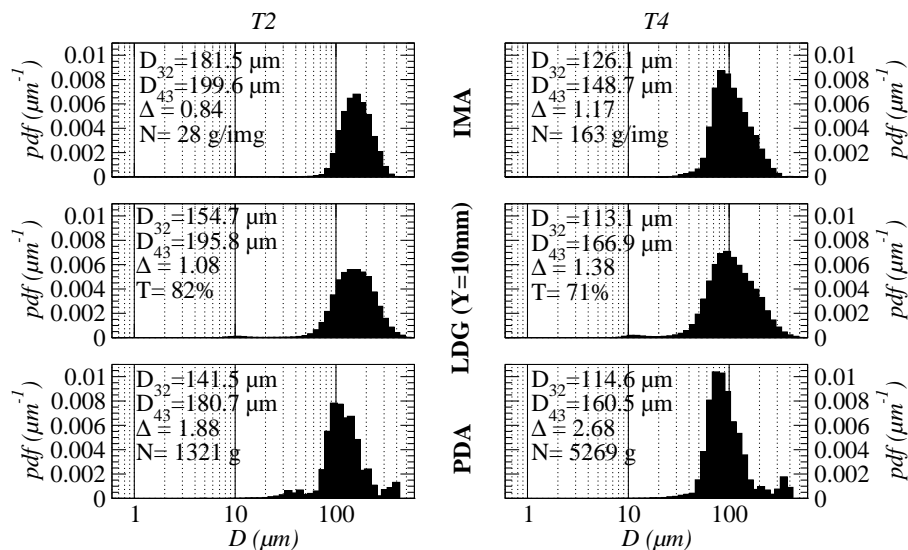


FIG. 6.14 – Comparaison des pdf volumiques et spatiales pour  $z = 60 \text{ mm}, y = 10$  pour LDG et  $y = 12$  pour PDPA et IMA.

Il est clair que les trois techniques ne sont pas en accord sur le diamètre des plus grosses gouttes. En effet nous avons vu sur les images qu'elles sont très déformées, et qu'il paraît difficile d'interpréter, voire même de parler de diamètre pour des éléments liquides si déformés. On peut par exemple se demander comment le PDPA peut mesurer de manière fiable le diamètre d'une goutte de  $200 \mu m$ , dont la taille est plus grande que le volume de mesure. Le PDPA semble avoir des problèmes pour comptabiliser dans ce spray les gouttes de diamètre  $d > 100 \mu m$ . Ce biais est plus visible sur la figure 6.14, où l'on compare les distributions volumiques pour les trois techniques à la position  $z = 60 \text{ mm}, y = 10$ , T4. Pour ce point, l'imagerie et le granulomètre Malvern sont en très bon accord. Seul le PDPA présente un pic discret pour un diamètre  $d \approx 400 \mu m$ , ce qui ne semble pas être physique. Étant donné que le diamètre des orifices est de  $300 \mu m$ , il est possible que cette population de grosses gouttes existe (de tels orifices peuvent produire des diamètres de gouttes jusqu'à  $600 \mu m$ ). Ce pic pourrait être dû à un effet combiné d'une mauvaise interprétation des signaux de phase, et amplifié par la conversion de la distribution numérique temporelle en distribution volumique spatiale. En effet, moins de 0.1% du nombre total de gouttes validées sont comptabilisées dans cette classe de diamètre. Une erreur de comptage de 0.1% peut être acceptable en nombre, mais ce n'est plus le cas dans la représentation volumique. La différence intrinsèque des représentations des distributions de taille présente une limitation pour la comparaison de la granulométrie entre LDG et PDPA. D'un autre côté, la comparaison des distributions de taille entre l'imagerie et le PDPA est plus directe car elle ne nécessite pas de conversion numérique/volumique.

Dans ce cas, la différence entre les dimensions des volumes de mesure PDPA et LDG ne peut pas être invoquée pour expliquer les écarts entre les distributions volumiques et les diamètres moyens. En effet, la mesure du PDPA est ponctuelle par rapport au LDG, et pour réaliser une comparaison entre les deux techniques, selon Dodge et al. [39] il faut intégrer plusieurs mesures de PDPA ensembles et peut-être aussi élargir la fenêtre temporelle pour compenser la taille importante du volume de mesure LDG. Cette comparaison a été réalisée (voir [48]) mais elle ne montre pas d'influence significative de la présence de la population de grosses gouttes sur les bords du spray car leur nombre est trop faible pour avoir une influence significative sur la mesure au centre du spray.

#### 6.2.2.4 Mesures de vitesses (PDPA et PTV)

##### Mesure de vitesse par PDA et PTV

Pour chaque point de mesure et chaque instant les composantes axiale et transversale des vitesses moyennes des gouttes sont calculées par rapport à chaque classe de diamètre. Sur la figure 6.15, les résultats du PDA et de la PTV sont comparés pour deux positions de mesures  $z = 60 \text{ mm}, y = 0$  et  $y = 12 \text{ mm}$ , ainsi que pour les périodes temporelles T2 et T4. Les deux techniques de mesures sont en bon accord, concernant les tendances des corrélations et les valeurs des vitesses. Quelques différences sont observées pour les gouttes de diamètre  $d < 20 \mu m$ , la PTV ne permettant pas d'accéder à une mesure suffisamment fiable (limitation de la résolution des images, dans ce cas  $d_{min} = 11.5 \mu m$ ). Le PDPA mesure correctement la vitesse de si petites gouttes si leur nombre est suffisant. Or pour le temps T2, pour lequel le taux de comptage est faible, on obtient une mesure PDPA fiable que pour les

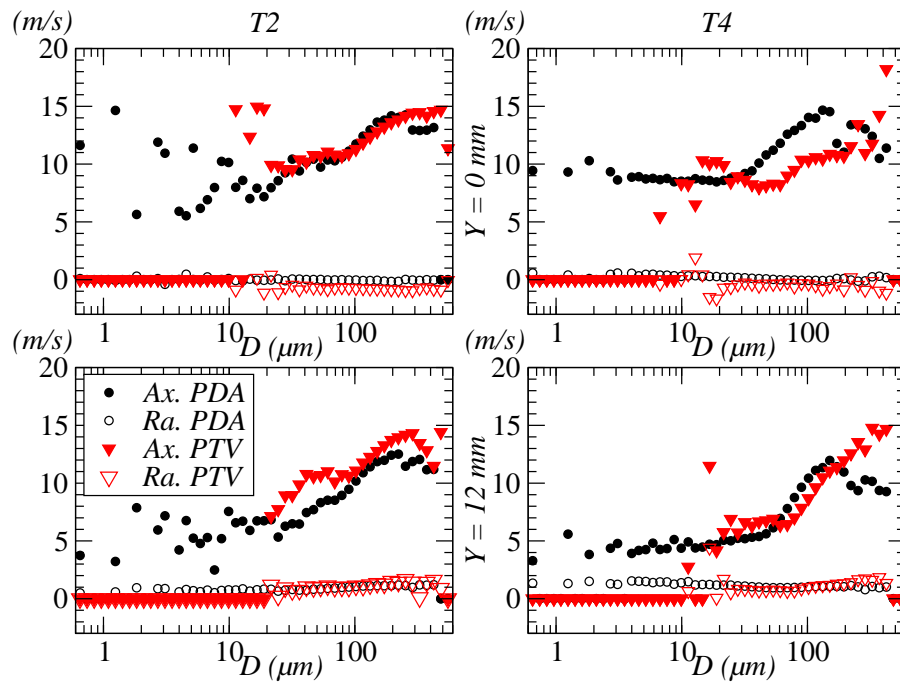


FIG. 6.15 – Corrélations Vitesse/Diamètre mesurées par PDA et PTV pour  $z = 60 \text{ mm}$ ,  $y = 0$  en haut et  $z = 60 \text{ mm}$ ,  $y = 12 \text{ mm}$  en bas.

gouttes de diamètre supérieur à  $50 \mu\text{m}$  (c'est-à-dire que le nombre de gouttes par classe de diamètre est supérieur à 100). Les mesures de vitesse ainsi que la granulométrie par PDPA ne sont donc pas représentatives pour de si petites gouttes.

La seconde différence majeure concerne les gouttes de gros diamètre ( $d > 150 \mu\text{m}$ ), le PDPA mesure une décroissance de la vitesse alors que l'imagerie voit une augmentation (sauf pour  $z = 30 \text{ mm}$ ,  $y = 12 \text{ mm}$ , T2). Encore une fois, pour  $d > 150 \mu\text{m}$ , le PDPA ne détecte pas un nombre suffisant de gouttes pour réaliser une mesure fiable. Par contre, on peut être confiant dans la mesure PTV pour les gouttes de diamètre  $30 < d < 200 \mu\text{m}$  (le nombre de gouttes par classe est supérieur à 100 dans ce cas). Les tendances observées par PTV sont donc plus fiables pour les grosses gouttes. En effet, on comprend bien que de si grosses gouttes ont une plus grande inertie, et leur vitesse doit augmenter avec leur diamètre. De plus la technique PTV détecte mieux les grosses gouttes que le PDPA.

Les deux mesures de vitesse par PDPA et PTV sont d'accord pour établir une corrélation taille-vitesse pour des diamètres compris entre  $50$  et  $300 \mu\text{m}$ . Au dessous de  $50 \mu\text{m}$  les vitesses mesurées varient entre  $1$  et  $18 \text{ m/s}$ . Pour des tailles supérieures à  $50 \mu\text{m}$ , les gouttes ont une plus grande inertie et subissent moins les effets aérodynamiques. La vitesse minimum augmente alors en fonction du diamètre, la vitesse maximum restant de l'ordre de  $20 \text{ m/s}$ .

Pour les points de mesure à  $z = 60 \text{ mm}$ ,  $y = 0$ , on observe l'apparition de vitesses radiales légèrement négatives. Cette observation peut s'expliquer par le phénomène d'entraînement mutuel des deux jets centraux, qui emportent avec eux les gouttes (surtout les plus petites) dans leur sillage.

Concernant l'évolution radiale des vitesses, les profils de vitesse à  $z = 30 \text{ mm}$  et  $z = 60 \text{ mm}$  sont



représentés sur la figure 6.16, pour la période temporelle T4. Étant donné la cohérence des vitesses PTV et PDPA, seules les mesures du PDPA sont représentées. On peut voir sur la figure 6.16 deux vitesses  $v_p$  et  $v_g$  correspondant respectivement aux vitesses moyennes des gouttes de diamètre  $1 < D < 30 \mu m$  et aux vitesses moyennes des gouttes de diamètre  $30 < D < 150 \mu m$ . Ces deux gammes de diamètres correspondent à la partie croissante de la vitesse axiale des gouttes en fonction de leur diamètre.

La vitesse sur l'axe, c'est à dire en  $y = 0$ , reste toujours plus élevée confirmant ainsi l'entraînement mutuel des deux jets centraux qui interagissent moins avec l'air environnant. Les gouttes à la périphérie du spray sont transportées par les jets satellites et possèdent une forte composante radiale de vitesse. Les plus grosses gouttes ont une plus grande inertie et vont deux fois plus vite que les petites ( $d < 30 \mu m$ ). Les petites gouttes, au centre du spray ont une forte vitesse axiale qui confirme l'entraînement des jets centraux.

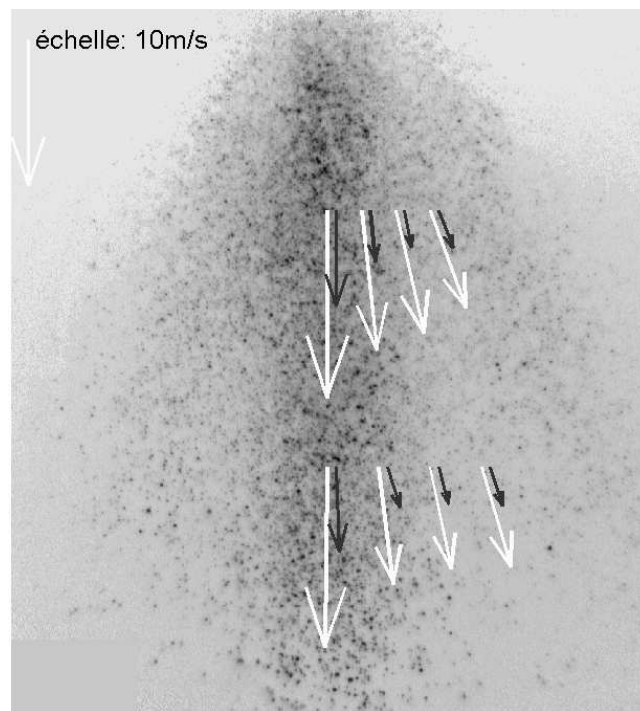
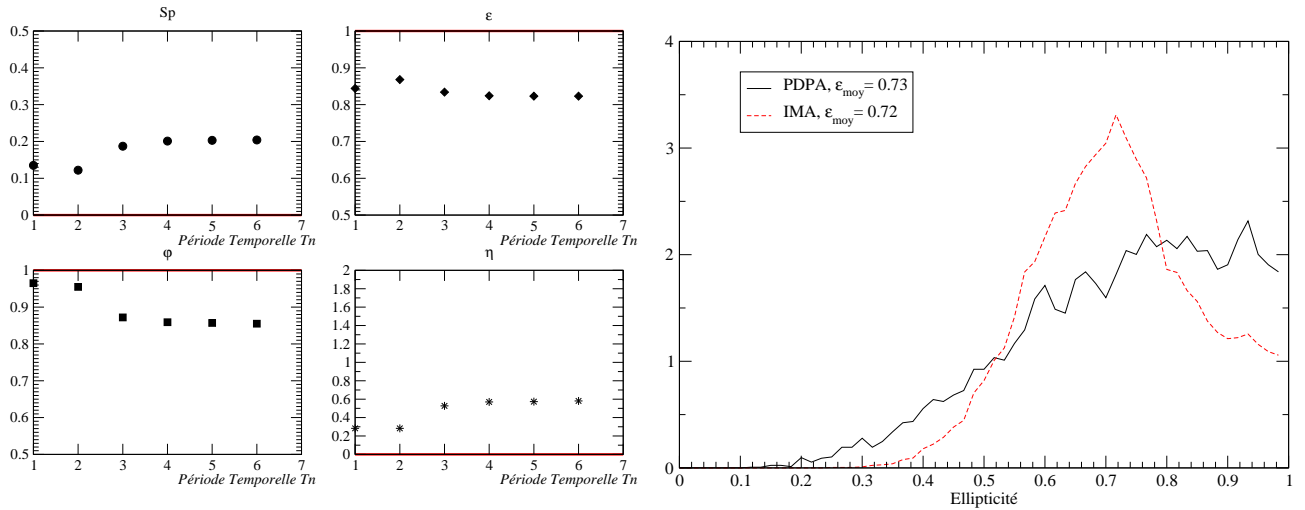


FIG. 6.16 – Profils de vitesse pour  $z = 60 \text{ mm}$  à T4. Les vitesses  $v_g$  en blanc ( $30 < D < 150 \mu m$ ) et  $v_p$  en noir ( $1 < D < 30 \mu m$ ).

### 6.2.2.5 Morphologie des gouttes du spray

La figure 6.17 montre l'évolution temporelle des 4 paramètres morphologiques ( $Sp$ ,  $\epsilon$ ,  $\varphi$ ,  $\eta$ ), définis dans le chapitre 4, au cours de l'injection pour  $z = 30 \text{ mm}$ ,  $y = 0$ , aux six instants (T1-T6). L'évolution temporelle montre que les paramètres morphologiques s'écartent faiblement de la forme sphérique (symbolisée par une droite rouge sur la figure 6.17.a pendant la phase d'ouverture (T1 et T2), puis restent quasiment constants jusqu'à la fin de l'injection. La figure 6.18 illustre la forme des éléments liquides qui sortent de cet injecteur, on peut voir qu'ils ont une morphologie très complexe. Notons



(a) Évolution temporelle des 4 paramètres morphologiques des gouttes ( $Sp$ ,  $\epsilon$ ,  $\varphi$ ,  $\eta$ ) aux six instants (T1-T6).

(b) Pdf numérique de l'ellipticité des gouttes non-sphériques de T4 à T6.

FIG. 6.17 – Analyse de la morphologie des gouttes de l'injecteur basse pression pour  $z = 30 \text{ mm}$ ,  $y = 0$ .

que les graphes de la figure 6.17 ont été réalisés avec les données de la technique d'imagerie sans trier les gouttes non sphériques.

Le taux de rejet du PDPA pour cause de non sphéricité, est de  $\approx 20\%$  pour l'ensemble des gouttes détectées par le PDPA, et de 17% pour l'ensemble des gouttes détectées par imagerie entre T1 et T6. Nous allons analyser la forme des gouttes rejetées par chacune des deux techniques pour voir si les rejets sont similaires.

Pour obtenir un nombre suffisant de particules par PDPA, on compte toutes les particules rejetées pour cause de non sphéricité, qui passent dans le volume de mesure entre T4 et T6. Chaque goutte est alors caractérisée par deux diamètres  $d_A$  et  $d_B$ , obtenus avec les deux mesures de déphasages  $\Phi_{12}$  et  $\Phi_{34}$ . Pour comparer ces deux données à l'aide d'un critère morphologique, on part de l'hypothèse que la forme de la goutte détectée par le PDPA est elliptique.  $d_A$  et  $d_B$  représentent respectivement le diamètre du grand axe et du petit axe de l'ellipse. On peut montrer que ces deux diamètres peuvent être reliés au paramètre d'ellipticité  $\epsilon$  par l'équation 6.1.

$$\epsilon = \sqrt[3]{d_B/d_A}, \text{ avec } d_B < d_A. \quad (6.1)$$

De la même manière, on regroupe les particules rejetées de la granulométrie IMA (c'est-à-dire celles qui ont un paramètre de sphéricité supérieur à 0.18) pour les trois périodes temporelles T4, T5, T6.

On compare ensuite les fonctions de densité de probabilité (pdf) de l'ellipticité  $\epsilon$  des gouttes non-sphériques détectées par les deux techniques sur la figure 6.17.b. Le nombre de gouttes pour réaliser ces deux courbes est de l'ordre de 10000.

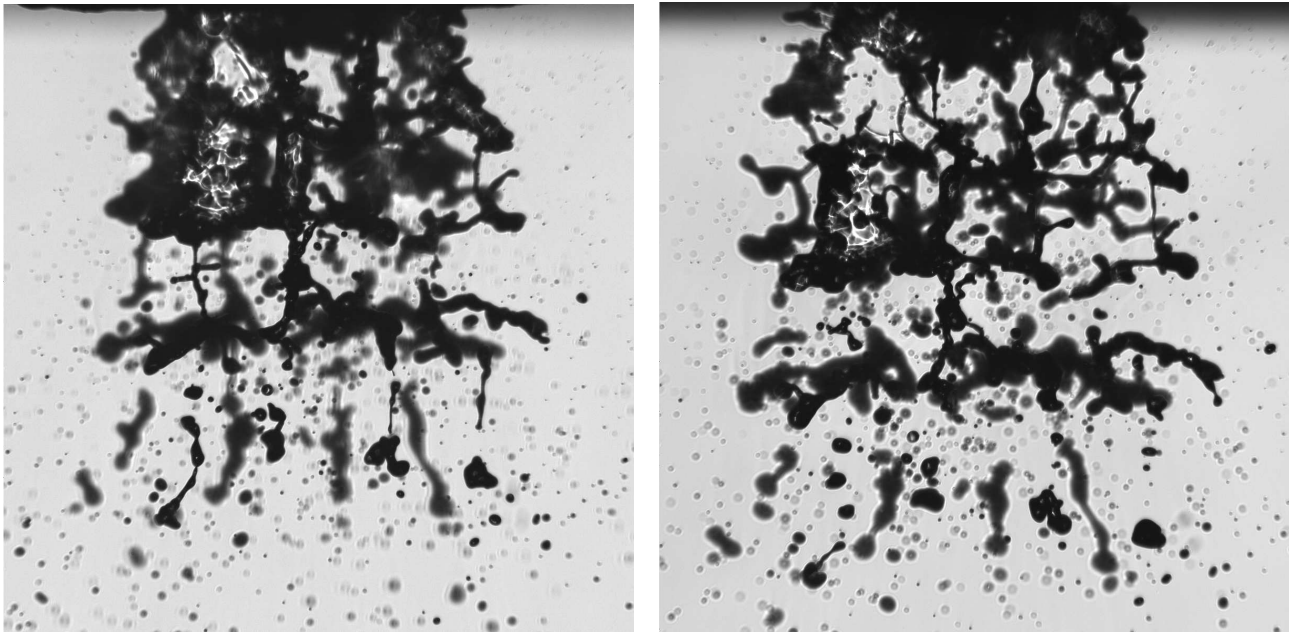


FIG. 6.18 – Représentations de l'atomisation primaire en sortie de l'injecteur Basse Pression ( $P=1.5$  bars). Les deux images sont issues de la même injection et sont séparées de  $100 \mu s$ . La hauteur de l'image est de 6.8 mm.

### 6.2.3 Conclusion sur l'injection Basse Pression

On a pu voir sur la figure 6.16 que les deux jets centraux sont très proches. Leur production de gouttes est mêlée alors que les deux jets " périphériques " sont bien séparés des jets centraux. On a quasiment affaire à un jet " triple " constitué d'un double jet central où la densité de gouttes est élevée et deux jets satellites de faible concentration. Ces deux derniers sont donc plus soumis à l'évaporation et aux effets de cisaillement par l'air ambiant.

L'évolution radiale de la granulométrie du spray indique que dans la zone des jets centraux, les diamètres moyens sont plus faibles, il y a donc plus de petites gouttes dans cette zone que sur les bords du spray. Les petites gouttes sont effectivement plus sensibles aux interactions avec l'air (forces aérodynamiques, évaporation. . . ) qui se manifestent plus particulièrement sur les bords du jet. D'autre part, on constate que les jets périphériques sont rapidement freinés, à nouveau par l'air ambiant, qui impose des interactions plus fortes sur les bords du spray. Les gouttes proches des jets centraux sont entraînées par ces derniers.

Temporellement, les diamètres moyens diminuent, les pdf montrent que la population bimodale présente dans la phase d'ouverture laisse rapidement la place à une population monomodale de diamètre plus faible. Cet effet est dû au fait que les premières gouttes qui sortent de l'injecteur sont les plus grosses et les plus pénétrantes, et qu'il existe de fortes interactions entre les premières gouttes et l'air ambiant. Ce second effet diminue avec le temps car les gouttes sont par la suite protégées par la tête du spray.

Cette partie sur l'injection basse pression montre que les trois diagnostics utilisés peuvent être

comparés en portant une attention particulière sur l'échantillonnage de gouttes pris en considération. Les tendances pour l'évolution de la granulométrie et des vitesses sont en bon accord, même si quelques différences sont observées. La morphologie ainsi que la vitesse des gouttes sont des données importantes à prendre en compte dans ce type de spray.

On constate que les pdf données par les deux techniques sont assez proches. La valeur moyenne du paramètre d'ellipticité fournie par PDPA et IMA est comparable, ce qui laisse penser que les mêmes formes d'objets sont éliminés du traitement par PDPA et par IMA. Le PDPA aurait tendance à rejeter plus d'objets dont le paramètre d'ellipticité est proche de 1, c'est-à-dire proche de la forme sphérique. Mais cette différence peut s'expliquer par la différence intrinsèque de la mesure de l'ellipticité, le PDPA mesurant deux diamètres dans un plan orthogonal à celui de l'imagerie. De plus le paramètre d'ellipticité du PDPA repose sur la mesure de deux rayons de courbure de l'interface de la goutte alors que pour l'imagerie, ce paramètre est basé sur la mesure de deux longueurs par rapport à l'axe d'inertie de l'objet dans le plan de l'image.

Le PDPA permet de réaliser un critère de tri sur la forme des gouttes. Ce critère semble relativement fiable, en comparaison avec des données rejetées par l'imagerie. Mais comme Onofri [116] l'a remarqué, cette possibilité du PDPA à détecter les gouttes non sphériques avec fiabilité n'est réalisable qu'en Dual Mode. Seule l'imagerie est capable d'aller plus loin dans l'analyse de la morphologie en permettant de véritablement quantifier la forme des éléments liquides. Or cette information est inaccessible au granulomètre par diffraction. Malgré tout, ce dernier, même dans ce cas où les gouttes sont très déformées, permet de mesurer une granulométrie fiable. Cependant, ce granulomètre offre une faible résolution spatiale comparativement aux deux autres méthodes.

### 6.3 Injection Haute Pression

Les injecteurs multi-trous haute pression ont des caractéristiques communes aux injecteurs Diesel, notamment au niveau de la géométrie interne. Les pressions d'injections sont toutefois plus faibles (de l'ordre d'une centaine de bars), et le liquide à atomiser est différent. Les gouttes formées sont en général de l'ordre de la dizaine de micromètres, soit un ordre de grandeur en dessous des gouttes qui peuvent être produites par un injecteur basse pression. Les mélanges air-essence peuvent être homogènes ou stratifiés. Le but de la technique de mélange stratifié est de produire une combustion avec des mélanges globalement pauvres tout en conservant de bonnes performances du moteur. Pour cela la granulométrie du spray doit être maîtrisée pour introduire les gouttes dans des endroits bien précis de la chambre de combustion. L'avantage de ce type d'injection est d'apporter une économie de carburant en injectant le carburant aux endroits où la combustion aura une efficacité maximale. Les émissions polluantes sont de ce fait réduites.

### 6.3.1 Banc d'essai

#### 6.3.1.1 Visualisation globale du spray

##### L'injecteur

L'injecteur "Haute Pression" est un injecteur BOSCH HDEV 1.2 [68] conçu pour un moteur à injection directe. La buse de sortie est constituée de 6 orifices disposés de manière asymétrique, comme illustré sur la figure 6.19. Il est piloté par un boîtier de commande qui nécessite une double alimentation de 5V et 14V délivrées par deux alimentations stabilisées de laboratoire. Le boîtier que nous avons utilisé nous a été fourni par Renault. Seul un des 6 jets, le numéro 3, en vert sur la figure 6.19, est considéré dans cette analyse.

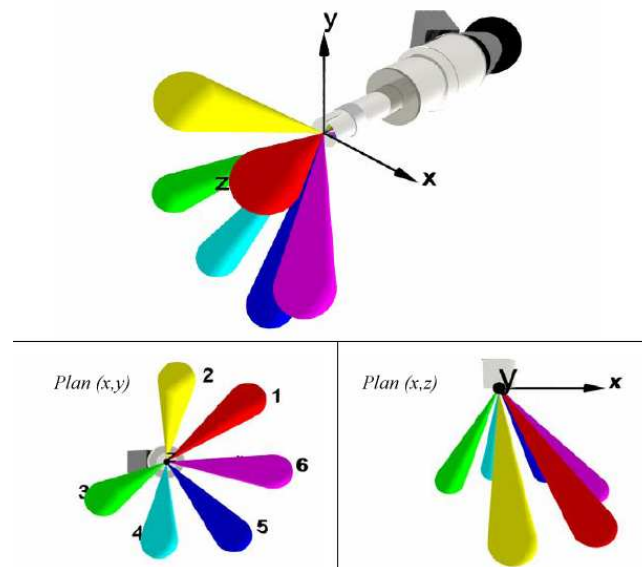


FIG. 6.19 – Injecteur Haute Pression Bosch HDEV 1.2 (voir [68]).

L'injecteur est incliné d'un angle de  $\approx 30^\circ$  pour que le jet étudié soit projeté de manière verticale dans l'atmosphère. L'injecteur est alimenté en isoocétane (2,2,4 triméthylpentane, de formule brute  $C_8H_{18}$  et d'indice optique  $m = 1.39$ ) par une pompe sous 100 bars de pression et la durée d'injection est de  $T_{inj} = 3 \text{ ms}$ .

##### Images en champ global

Le délai hydraulique à l'ouverture de l'injecteur est estimé à 0.3 ms à 100 bars à partir des images de visualisations globales. C'est le délai entre le signal de début de l'injection envoyé au boîtier de commande et le moment où le liquide sort de l'injecteur.

Certains phénomènes particuliers difficiles à discerner sur les images en champ global ont été observés pour cet injecteur. Au début de l'injection, on peut constater des fluctuations cycle à cycle de la position de la tête du spray ( $T=t_0+0.5 \text{ ms}$  et  $T=t_0+0.6 \text{ ms}$  après le temps  $t_0$  d'activation de l'injection sur la figure 6.20). Cette déviation est probablement due à des fluctuations de la position de l'aiguille lors de son ouverture et au fort différentiel de vitesse entre le spray et le milieu ambiant.

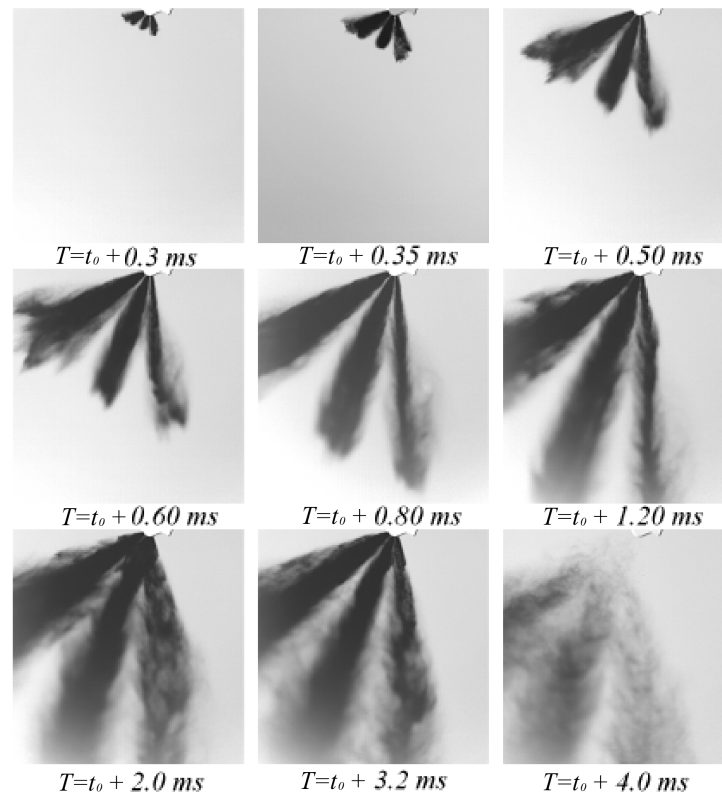


FIG. 6.20 – Visualisation en champ global pour différents moments de l'injection.

De plus, durant la phase stationnaire de l'injection, on observe des phénomènes de recirculation autour du jet étudié (par exemple à  $T=t_0+0.8$  ms sur la figure 6.20). Ces structures ont une forme d'anneaux et sont caractéristiques de l'injection Haute Pression (voir Sazhin [134]).

Enfin, on observe une ondulation du coeur dense du spray (voir  $T=t_0+3.2$  ms sur la figure 6.20). Ces observations ont été confirmées sur les images en champ réduit qui montraient pour une même position temporelle et spatiale de fortes variations de la concentration en gouttes d'une injection à l'autre.

### Choix des points de mesure

La même démarche a été suivie pour définir les points de mesure sur l'injecteur Haute Pression avec les ingénieurs de Renault. On étudie le spray suivant un seul axe de visualisation et à deux hauteurs  $z = 30$  mm et  $z = 60$  mm du nez de l'injecteur tel qu'il est présenté sur la figure 6.21.

Comme pour l'injecteur Basse Pression, le fonctionnement pulsé de l'injecteur nous impose de distinguer différentes phases de l'écoulement du jet. Six nouveaux temps de référence sont définis à partir des mesures réalisées par le granulomètre à diffraction, basés sur l'évolution temporelle de la transmission (voir la figure 6.22).

Le spray est dans le volume de mesure entre 0 et 6 ms après le début de l'injection. La phase de décroissance de la transmission permet de définir les temporisations T1 et T2. La phase stationnaire de l'écoulement se déroule entre 1 ms et 3.2 ms, ce qui définit les temps T3 et T4. La lente croissance de

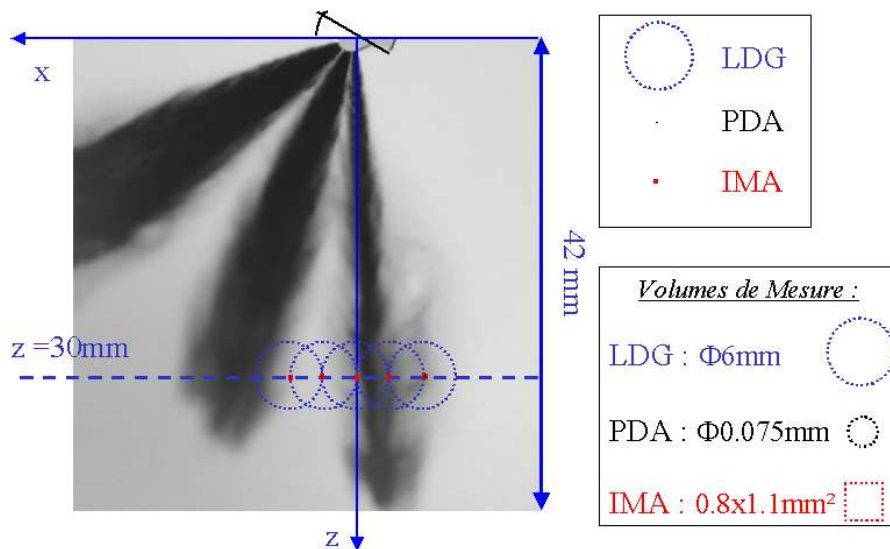


FIG. 6.21 – Points de mesure sur l'injecteur Haute Pression. Les volumes de mesure sont représentés en carré pour l'imagerie (IMA), en cercles pointillés pour le granulomètre par diffraction (LDG) et un point pour le PDPA.

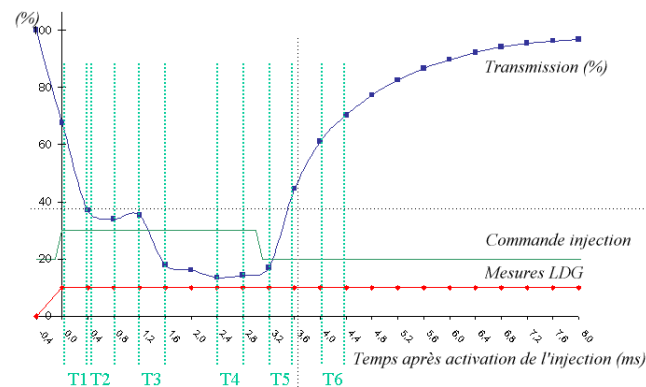


FIG. 6.22 – Découpage des trois phases de l'injection à  $z = 30 \text{ mm}$ .

la transmission (jusqu'à 6.8 ms après l'activation de l'injection) indique que des gouttes sont toujours présentes dans le volume de mesure, probablement à cause des phénomènes de recirculations. Les valeurs des temporisations choisies ainsi que les points de mesures effectués sont regroupés dans le tableau 6.4 pour les mesures à  $z = 30 \text{ mm}$  et dans le tableau 6.5 pour les mesures à  $z = 60 \text{ mm}$ .

Pour  $z = 60 \text{ mm}$ , le spray est dans le volume de mesure entre 0.4 ms et 8 ms après le début de l'injection. La phase stationnaire de l'écoulement se déroule entre 2 ms et 3.2 ms. Les six temporisations étudiées sont regroupées dans le tableau 6.5.a et les positions des points de mesure sont données sur le tableau 6.5.b.

LDG	PDPA	IMA
$T1=t_0+[0;0,4]$		$T1=t_0+[0;0,4]$
$T2=t_0+[0,4;0,8]$	$T2=t_0+[0;0,86]$	$T2=t_0+[0,4;0,8]$
$T3=t_0+[1,2;1,6]$	$T3=t_0+[1,26;1,66]$	$T3=t_0+[1,2;1,6]$
$T4=t_0+[2,4;2,8]$	$T4=t_0+[2,46;2,86]$	$T4=t_0+[2,4;2,8]$
$T5=t_0+[3,2;3,6]$	$T5=t_0+[3,26;3,66]$	$T5=t_0+[3,2;3,6]$
$T6=t_0+[4,0;4,4]$	$T6=t_0+[4,06;4,66]$	$T6=t_0+[4,0;4,4]$

(a) Temporisations étudiées (ms).  $t_0$  est le temps d'activation de l'injection.

LDG	PDPA	IMA
X1=0	X1=0	X1=0
X2=+3	X2=+3	X2=+3
X3=-3	X3=-3	X3=-3
X4=+6	X4=+6	X4=+6
X5=-6	X5=-6	X5=-6

(b) Positions des mesures (mm).

TAB. 6.4 – Tableau récapitulatif des points de mesure effectués sur l'injecteur Haute Pression, à  $z = 30 \text{ mm}$ .

LDG	PDPA	IMA
$T1=[0,4;0,8]$		
$T2=[0,8;1,2]$	$T2=[0;1,66]$	$T2=[1,0;1,2]$
$T3=[1,6;2,0]$	$T3=[1,66;2,06]$	$T3=[1,6;2,0]$
$T4=[2,8;3,2]$	$T4=[2,86;3,26]$	$T4=[2,8;3,2]$
$T5=[3,6;4,0]$	$T5=[3,66;4,06]$	$T5=[3,6;4,0]$
$T6=[4,4;4,8]$	$T6=[4,46;4,86]$	$T6=[4,4;4,8]$

(a) Temporisations étudiées (ms).

LDG	PDPA	IMA
X1=0	X1=0	X1=0
X2=+3	X2=-3	X2=+3
X3=-3	X3=-6	X3=-3
X4=+6	X4=-9	X4=+6
X5=-6	X5=-12	X5=-6
X6=+9		X6=+9
X7=-9		X7=-9
X8=-12		X8=-12

(b) Positions des mesures (mm).

TAB. 6.5 – Tableau récapitulatif des points de mesure effectués sur l'injecteur Haute Pression, à  $z = 60 \text{ mm}$ .

### 6.3.1.2 Configuration expérimentale des trois techniques

#### Le Granulomètre par Diffraction (LDG)

Pour l'injecteur Haute Pression, une focale réceptrice de 100 mm est utilisée pour mesurer les gouttes les plus petites possible. Elle permet de couvrir une gamme de diamètres compris entre 0.5 et 200  $\mu\text{m}$  (voir tableau 6.3). En réalité la focale de 100 mm assure une mesure dans une gamme de diamètre comprise entre 1.9 et 200  $\mu\text{m}$  (voir tableau 6.3). Le calcul permet ensuite d'extrapoler les mesures pour des diamètres inférieurs à 1.9  $\mu\text{m}$ .

Le laser émetteur a lui aussi été changé, étant donné la faible dimension spatiale du spray suivant l'axe  $x$ . Le diamètre du faisceau est ici de 6 mm. En effet, à  $z = 30 \text{ mm}$  de la buse de l'injecteur, le laser de diamètre 10 mm ne permettait qu'une seule mesure, le spray étant totalement inclus dans le volume de mesure. Le volume de mesure résultant de l'intersection du spray avec le faisceau laser est un cylindre de diamètre 6 mm, et de longueur 10 mm et 20 mm respectivement pour les hauteurs de



mesure  $z = 30 \text{ mm}$  et  $z = 60 \text{ mm}$ .

Étant donné la forte densité de gouttes dans le spray, il est préférable de réaliser les mesures à l'aide de l'algorithme de diffraction multiple développé par Insitec. En effet, selon Dumouchel et al. [147], l'algorithme de diffraction multiple doit être utilisé dans le cas où la transmission optique du spray est inférieure à 40%. C'est le cas pour la plupart des points de mesure étudiés. C'est pourquoi il a été utilisé lors de cette campagne de mesure. Mais pour certains points de mesure la transmission est supérieure à 40%, par exemple pour  $z = 60 \text{ mm}, x = 0$  pour les temporisations T1(80%), T2(50%) ainsi que T6(60%) sur la figure 6.22. Lorsque l'on s'éloigne du centre du jet, la transmission chute aussi : à partir de  $z = 60 \text{ mm}, x = \pm 6 \text{ mm}$ , elle reste supérieure à 50% durant toute la durée de la mesure. Nous avons donc vérifié que dans ce cas, l'algorithme de diffraction multiple retourne une distribution de taille de gouttes semblable à celle sans l'utilisation de l'algorithme.

### 6.3.1.3 Post-traitement des données LDG

Pour la plupart des points de mesure (particulièrement au début de l'injection), l'appareil indique la présence des gouttes de très faible diamètre, en dehors de la gamme de mesure. Et pour certains cas, l'appareil indique un pic de population au delà de  $80 \mu\text{m}$ .

#### Erreur de calcul introduisant des gouttes de faible diamètre (Effet de vignetting)

Sur la distribution volumique des gouttes fournie par le Granulomètre par diffraction, on observe pour la plupart des points de mesures un pic de population de gouttes de très faible diamètre ( $D < 2 \mu\text{m}$ ). Ce pic, plus ou moins important, est isolé de la distribution principale du spray. Ce pic n'est pas dû à une mesure physique de ces gouttes car dans cette configuration, l'appareil ne peut pas mesurer de gouttes de diamètre inférieur à  $1.9 \mu\text{m}$  (voir le tableau 6.3). Ce pic est le résultat du calcul d'inversion de la distribution d'intensité lumineuse enregistrée par les détecteurs qui conduit à la distribution volumique des gouttes. Lorsque cette distribution d'intensité n'a pas la forme d'une distribution "fermée" du côté des détecteurs placés sur l'extérieur du capteur, le calcul d'inversion de cette figure extrapole une distribution fermée qui a pour conséquence de créer numériquement des gouttes de faible diamètre.

#### Apparition de gouttes de diamètre important. (Effet de Beam Steering)

D'importantes fluctuations du  $Dv_{90}$  ont été observées sur les mesures brutes du granulomètre par diffraction. Elles sont dues à l'apparition d'une population de diamètres compris entre  $90$  et  $130 \mu\text{m}$  sur les distributions de taille. Ceci est dû à de faibles variations du signal de diffraction sur les premiers détecteurs du capteur du granulomètre (Détecteurs 5 à 9 voir l'architecture du capteur sur la figure 1.25). Une des causes probables est l'effet de "Beam steering", étudié notamment par Kranendonk et al. [87]. Cet effet physique est dû à l'évaporation des gouttes qui crée un gradient thermique induisant un changement de l'indice optique du milieu et modifie les caractéristiques du faisceau laser. Il en résulte une figure de diffraction très altérée, qui est focalisée sur les premiers détecteurs selon

Lefebvre [96]. Ce signal ne peut être atténué par soustraction du signal lumineux obtenu sans le spray. Dans notre cas, ce signal est complètement détaché de celui produit par le spray. Nous avons donc choisit d'ignorer la présence des premiers détecteurs afin d'écartier la partie biaisée du signal mesuré. Notons que l'isooctane est connu pour être un fluide volatile (pour nos conditions d'expérimentations) ce qui renforcerait cette source d'erreur.

Compte tenu des perturbations du signal mesuré, nous avons donc isolé la partie de la distribution physiquement mesurable, à savoir les gouttes de diamètre compris entre 4 et 45  $\mu m$ . Notons que la gamme des diamètres qui délimite cette distribution a été confirmée par la suite grâce aux mesures du PDA. Mais si les mesures PDA n'avaient pas été disponibles, il aurait été très difficile de tronquer la distribution brute. Un doute aurait subsisté quand à la présence de ces gouttes de diamètre anormalement grand ou petit.

On renormalise ensuite ces distributions et on calcule alors les nouveaux diamètres moyens à l'aide de la relation 1.4. Les distributions volumiques de taille sont aussi recalculées et chacune de ces distributions est issue d'une distribution moyennée sur 30 injections.

### L'Analyseur de Particule Phase Doppler (PDPA)

Pour l'injecteur Haute pression, nous avons utilisé la configuration Fiber Flow 2D (voir section 1.3.1) qui nous permet de mesurer la vitesse dans deux directions perpendiculaires de l'écoulement : la direction de l'écoulement (axe  $z$ ), et la direction  $x$ .

L'indice de réfraction de l'isooctane est  $n_{ref} = 1.392$ , l'angle de Brewster pour ce fluide est  $\phi_{b0} = 71^\circ$  et l'angle critique est  $\phi_{c1} = 88.8^\circ$  en polarisation parallèle. L'optique de réception est placée à un angle de  $77^\circ$ , pour être près de condition de Brewster. L'interfrange est de  $\approx 3 \mu m$ . Cette configuration optique permet de mesurer des gouttes d'un diamètre maximum de 62  $\mu m$  (correspondant à un déphasage de  $270^\circ$ ). Enfin, les dimensions du volume de mesure dans cette configuration sont de 75  $\mu m$  de hauteur et de largeur, et s'étale sur presque 800  $\mu m$  suivant l'axe  $y$ .

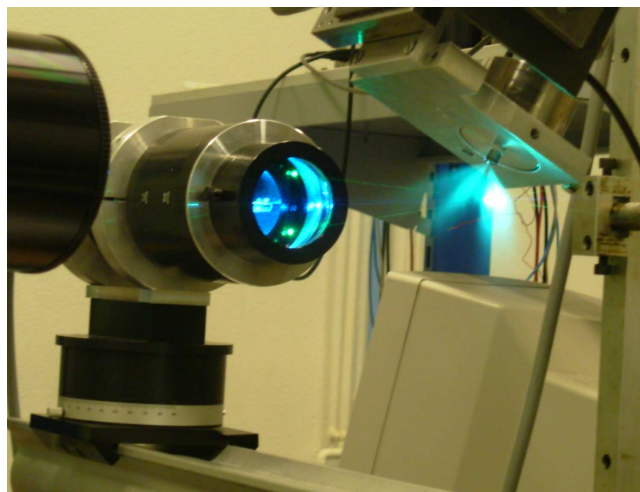


FIG. 6.23 – Photo du banc de pulvérisation avec le PDPA.

La position des points de mesures du PDPA sont sensiblement les mêmes que pour le granulomètre

Malvern (voir tableaux 6.4 et 6.4, ainsi que la figure 6.21). Malheureusement, pour les mesures à  $z = 60 \text{ mm}$ , une erreur dans l'enregistrement des mesures du côté  $x < 0$  n'a pas pu permettre de remonter aux temps de passage des gouttes dans le volume de mesure par rapport au signal de commande de l'injection. Donc ces mesures ne seront pas présentées.

Lors de l'acquisition des données PDPA, nous avons vu dans la section 1.3.1 qu'un critère sur la sphéricité des gouttes peut être introduit. Cet injecteur produisant des gouttes de petite taille, la majorité des gouttes est sphérique, pourtant nous avons choisi de conserver le même critère de sphéricité que pour la configuration avec l'injecteur basse pression. Dans le cas de l'injecteur haute pression, il est important d'imposer un critère de sphéricité pour éliminer les ligaments ou éviter la présence de deux gouttes dans le volume de mesure. Le PDPA compare deux mesures de déphasages sur une goutte, si les deux déphasages présentent un écart de plus de 25%, alors la goutte est éliminée du traitement.

Pour chaque point de mesure ou "position", le nombre maximum de gouttes a été fixé à 200000. Les données sont ensuite triées pour comptabiliser le nombre de gouttes pour chaque période temporelle T1 à T6. Comme l'injection dure 3 ms, le nombre de gouttes dans chaque échantillon temporel peut devenir très faible selon la position temporelle et spatiale du point de mesure. Ce nombre varie entre 5000 et 20000 gouttes en fonction du point de mesure. Au centre du jet, à  $z = 30 \text{ mm}$ , le jet est très dense car le taux de comptage est de  $\approx 500$  gouttes par injection (c'est à dire le nombre de gouttes comptabilisées pour une période temporelle de T1 à T6). Le pourcentage de validation du PDPA est de 37% sur les vitesses et de 31% sur les diamètres. Lorsque l'on s'écarte du nez de l'injecteur (à  $z = 60 \text{ mm}$ ), le taux de comptage diminue à environ 250 gouttes par injection. Le spray étant moins dense, le PDPA rejette moins de gouttes car le taux de validation remonte : il est de 70% sur les vitesses et de 63% sur les diamètres.

### L'imagerie en champ réduit (IMA)

Le dispositif d'imagerie par transmission sur l'axe est similaire à celui pour l'injecteur Basse Pression sauf pour deux éléments. L'éclairage qui est fourni par le même type de stroboscope, qui produit une seule courte étincelle (d'environ  $\approx 12 \text{ ns}$ ). La lampe à double étincelle n'étant pas disponible lors des mesures effectuées sur cet injecteur, nous n'avons pas pu enregistrer d'images en double exposition. C'est pourquoi aucune mesure de vitesses par PTV ne sera présentée pour cet injecteur.

La seconde différence concerne l'objectif utilisé. L'objectif télécentrique ne possédant pas un grandissement suffisant pour mesurer des gouttes de  $10 \mu\text{m}$  de diamètre, un objectif de microscope à visée lointaine ISCOOPTIC a été utilisé. Le montage de l'objectif possède un grandissement de 10.5, et le champ couvert par le système optique est de  $1.12 \text{ mm} \times 0.85 \text{ mm}$ , avec une résolution de 1419 p/mm. Deux photographies de ce montage sont présentées sur la figure 6.24. La distance entre le spray et l'objectif est de 4.8 cm.

Quelques difficultés ont été rencontrées pour trouver le centre du spray. Il est défini par la position pour laquelle la densité de gouttes est la plus importante. Cependant, à cause des fortes fluctuations du nombre des gouttes par images (de 50 à 200 gouttes/image), il était difficile de trouver un point central si on n'enregistre pas au moins 40 injections pour une position donnée. Pour chaque point de

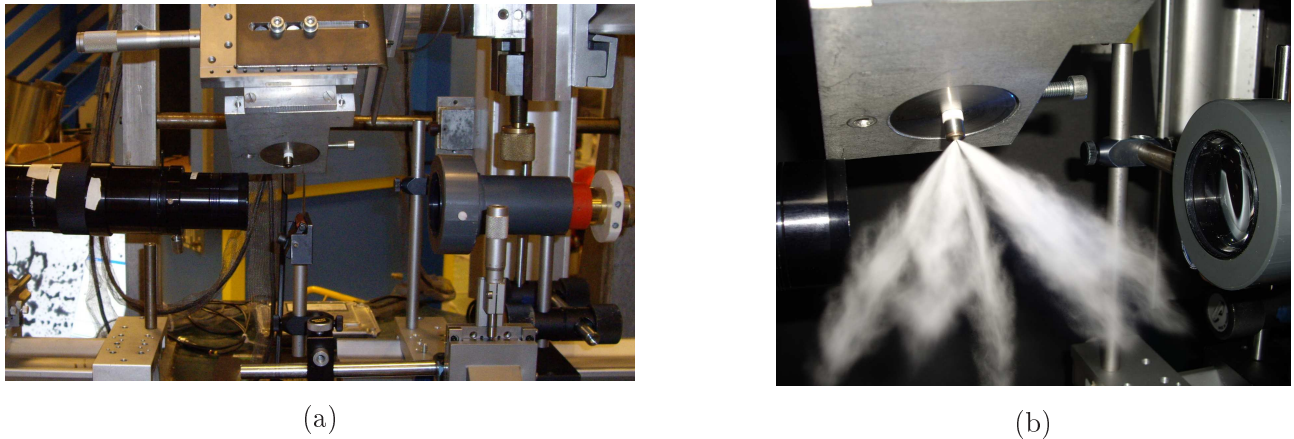
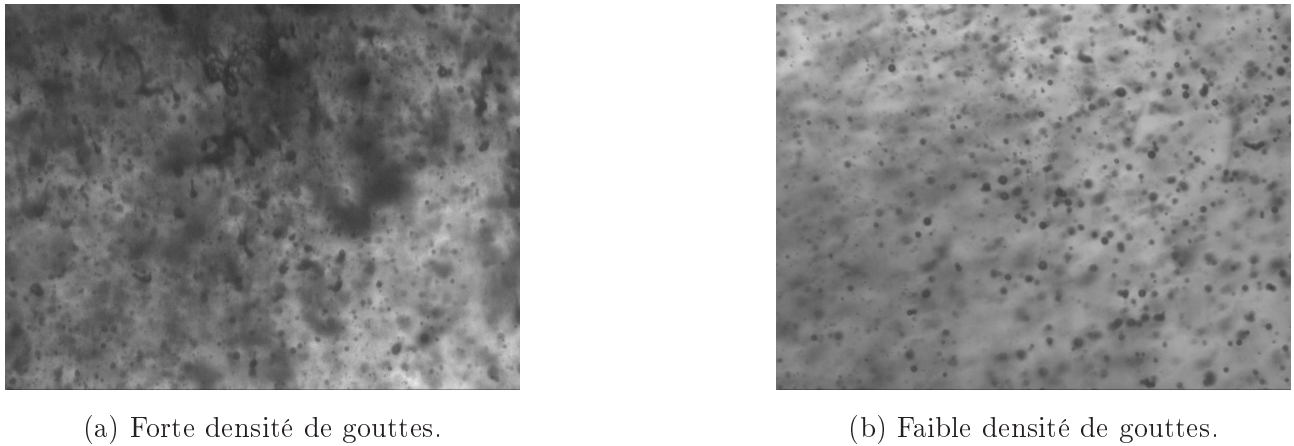


FIG. 6.24 – Photo du montage optique par imagerie (a) et visualisation du spray (b).



(a) Forte densité de gouttes.

(b) Faible densité de gouttes.

FIG. 6.25 – Exemples d'images obtenues pour l'injecteur IDE pour  $z = 30 \text{ mm}$ ,  $x = 0$ , T4.

mesure temporel et spatial présenté, le nombre de gouttes final (i.e. après les différents tris) est au minimum de 5000 afin d'analyser un échantillon statistiquement robuste.

De la même manière que le PDPA impose un critère de sphéricité sur les gouttes, il faut choisir un critère similaire pour le système d'imagerie pour comparer des échantillons de gouttes les plus comparables possibles. Le PDPA compare deux mesures de diamètre dans deux directions orthogonales, et rejette les gouttes présentant un rapport de diamètres supérieur à 25%. C'est le cas d'une goutte elliptique dont le paramètre d'ellipticité  $\epsilon$  serait supérieur à 0.75. Cette valeur correspond à une sphéricité  $S_p$  inférieure à 0.18 (voir figure 4.7 et équation 4.5). Dans le programme *pdf*, on impose donc un critère de tri tel que  $S_p < 0.18$ . On élimine alors 68% des gouttes de l'échantillon de mesure, le diamètre de Sauter  $D_{32}$  diminue de  $11.7 \mu\text{m}$  à  $10.5 \mu\text{m}$  tandis que le  $D_{43}$  diminue de  $14.6 \mu\text{m}$  à  $12.3 \mu\text{m}$ . Nous verrons plus en détail la morphologie des gouttes plus loin. Cette valeur est à comparer avec le taux de validité donnés par le PDPA sur les diamètres des gouttes, qui, pour cette position est de 31%.

On peut voir sur les images de la figure 6.25 que l'injecteur produit majoritairement des petites gouttes (de diamètre inférieur à  $50 \mu\text{m}$ ), pour la plupart sphériques. Cependant, des éléments liquides non sphériques et en forme de ligaments ont été détectés au début de l'injection, jusqu'à la période temporelle T3, comme on peut le voir sur la figure 6.26.

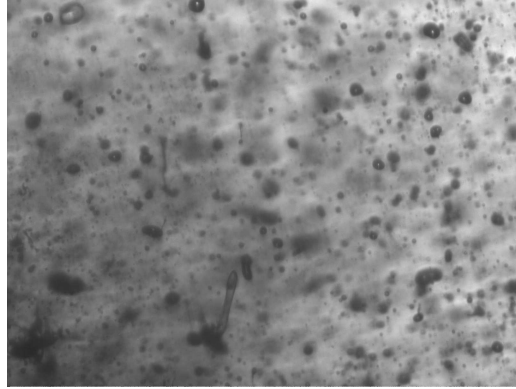


FIG. 6.26 – Exemple d'image obtenue à  $z = 30 \text{ mm}$ ,  $x = 0$ ,  $T3$ .

L'étalonnage spatial de la largeur de la réponse impulsionnelle est présenté sur la figure 6.27. Ce graphe est obtenu par Yon [157] à partir de la mesure de disques calibrés en déplaçant les disques par rapport au plan de mise au point de la caméra, pour la même configuration optique. De la même

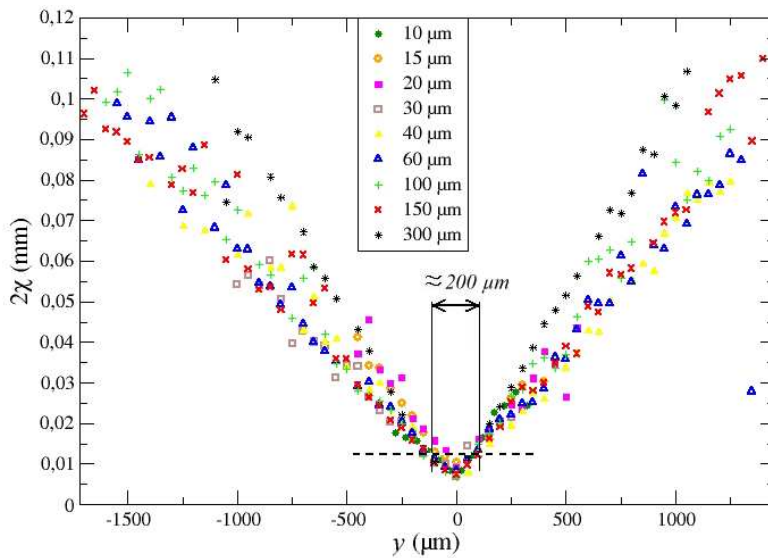


FIG. 6.27 – Étalonnage de la largeur de la réponse impulsionnelle.

manière que dans la section 3.4.4, on détermine le critère de défaut de mise au point acceptable  $\chi_{max}$ , à partir de l'équation 3.16. On obtient  $\chi_{max} = 2.19 \mu\text{m}$ . Nous avons vu que ce critère de défaut de mise au point doit être modifié pour prendre en compte la variation de  $\chi$  avec le diamètre. On définit alors la relation qui relie le critère de défaut de mise au point acceptable  $\chi_{lim}$  en fonction du diamètre par l'équation 6.2 :

$$\chi_{lim} = 0.012 + 0.1 \cdot \sqrt{d} \quad (6.2)$$

Avec  $d$ , le diamètre de la goutte en  $mm$  et  $\chi_{lim}$  en  $mm$ . L'allure de cette courbe est présentée sur la figure 6.28. La configuration optique du montage d'imagerie nous impose le diamètre minimum mesurable  $d_{min}$ , déterminé à partir de l'équation 3.15. On obtient  $d_{min} = 1.5 \mu\text{m}$ . Pour ce qui est

du diamètre maximum mesurable par la technique d'imagerie, ce serait une goutte qui aurait pour diamètre la plus petite dimension de l'image, soit  $850 \mu m$ .

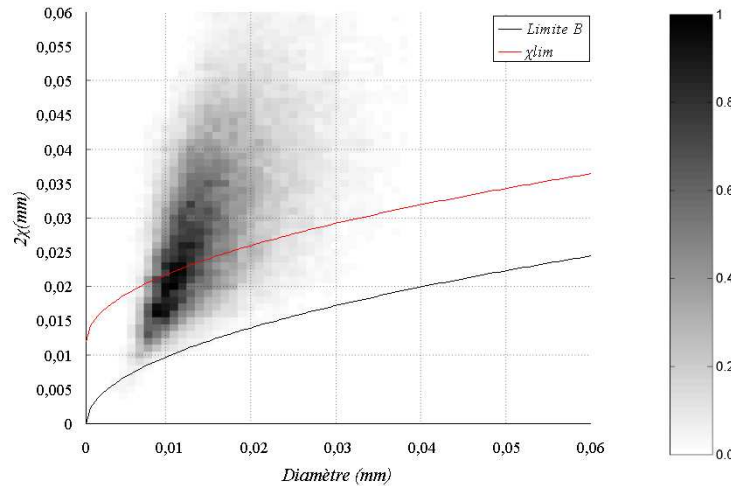


FIG. 6.28 – Largeur de la PSF  $2\chi_{max}$  en fonction des diamètres corrigés des gouttes. La limite B confirme la dépendance de la valeur minimum de  $\chi$  avec le diamètre.  $\chi_{lim}$  symbolise le critère de profondeur de champ acceptable. L'échelle en niveaux de gris indique la probabilité de mesurer une goutte de diamètre  $D$  dont la réponse impulsionnelle est  $2\chi$ .

On constate sur la figure 6.29 que les diamètres moyens décroissent jusqu'à  $2\chi_{max} = 0.005 \text{ mm}$  puis augmentent faiblement au fur et à mesure que l'on comptabilise des gouttes en dehors du plan de mise au point. On choisit la limite  $2\chi_{max} = 0.012 \text{ mm}$ , qui indique une faible croissance des diamètres moyens. On représente l'influence de ce critère de tri sur le nuage de points  $(D, 2\chi)$  avec la courbe rouge  $\chi_{lim}$  sur la figure 6.28.

La courbe d'étalonnage de la figure 6.29 permet d'associer au choix du  $\chi_{max}$ , un volume de mesure en trois dimensions. Avec  $2\chi_{max} = 12 \mu m$ , la profondeur du volume de mesure vaut  $\approx 200 \mu m$ , d'après la figure 6.27. Ce tri spatial conserve 77% des gouttes détectées, qui sont alors considérées à l'intérieur du volume de mesure.

On constate que pour ce cas de figure, les diamètres moyens varient peu avec le critère de réponse impulsionnelle (d'après la figure 6.29).

Notons que pour la campagne de mesure à  $z = 60 \text{ mm}$ , il a été nécessaire de prendre environ 2300 images en 10 bits, au format TIF, représentant environ 75Go de données! Les 75Go de données ont été traitées en 36H environ. Ce chiffre paraît relativement grand devant la rapidité des granulomètres Malvern et phase Doppler pour fournir une distribution de taille de goutte et les diamètres moyens. Ce processus de traitement est cependant assez rapide pour permettre à l'expérimentateur de traiter ses images quasi simultanément qu'il effectue ses réglages dans le spray.

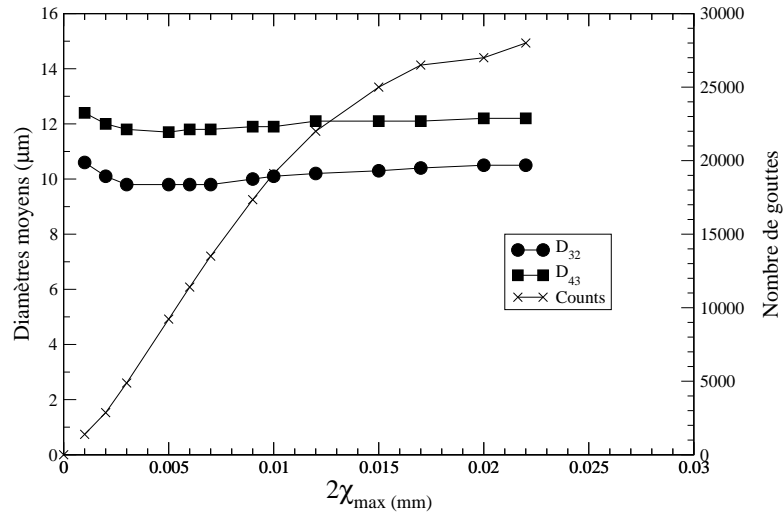


FIG. 6.29 – Diamètres moyens et nombre de gouttes (*Counts*) en fonction de la valeur du critère de défaut de mise au point acceptable  $\chi_{\max}$ .

### 6.3.2 Discussion autour des résultats des trois techniques

#### 6.3.2.1 Concordance temporelle et spatiale des volumes de mesure

Nous avons vu que les dimensions des volumes de mesures ne sont pas les mêmes d'une technique à l'autre. De la même manière que pour l'injecteur Basse Pression, nous avons décalé les fenêtres temporelles du PDPA pour tenter d'échantillonner les mêmes gouttes dans chaque volume de mesure. D'après la figure 6.8, on peut voir qu'une goutte se déplaçant à la vitesse de 50 m/s, qui pénétrerait dans le volume de mesure du granulomètre par diffraction mettrait 0.06 ms pour atteindre le volume de mesure du PDPA.

Pour cet injecteur, le volume de mesure du granulomètre par diffraction  $V_m^{LDG}$  est un cylindre de 6 mm de diamètre et de  $\approx 10$  mm de longueur à  $z = 30$  mm, et environ le double de longueur à  $z = 60$  mm. Soit respectivement  $V_m^{LDG} \approx 280\text{mm}^3$  à  $z = 30$  mm et  $V_m^{LDG} \approx 560\text{mm}^3$  à  $z = 60$  mm.

Pour le PDA, le volume de mesure a la forme d'une ellipsoïde d'environ 800  $\mu\text{m}$  de longueur et de 75  $\mu\text{m}$  de diamètre, soit  $V_m^{PDPA} \approx 0.0035$   $\text{mm}^3$ . Le volume de mesure du PDPA est donc presque 80000 fois plus petit que celui du granulomètre par diffraction ! De plus le volume de mesure du PDPA n'est pas exactement le même pour toutes les tailles de gouttes. En effet, à cause de la distribution gaussienne de l'intensité des faisceaux laser, une petite goutte passant près du volume de mesure du PDPA ne sera pas détectée alors qu'une particule de gros diamètre le sera. Cela peut conduire à une sous estimation de la population des plus petites gouttes selon Corcoran [26]. Ce biais peut être corrigé par une procédure appelée PVC (pour Probe Volume Correction, voir Sankar et al. [133]) qui détermine le volume de mesure effectif pour chaque classe de taille de goutte. Dans notre cas, ce type correction n'a pas été appliquée.

Pour l'imagerie, le volume de mesure est un parallélépipède de hauteur et de largeur définies par les dimensions de l'image (1.12 mm x 0.85 mm) et peu étalé suivant l'axe de la caméra (environ 200  $\mu\text{m}$ ).

On obtient donc un volume de mesure  $V_m^{IMA} \approx 0.2 \text{ mm}^3$ . Il existe un rapport 50 entre le volume de mesure du PDPA et celui de l'imagerie et un rapport supérieur à 1000 entre  $V_m^{IMA}$  et  $V_m^{LDG}$ .

Idéalement, le centre de chacun des 3 volumes de mesure doit être placé au même endroit dans le spray pour chaque point de mesure. Mais il est très difficile de vérifier cette donnée, à moins de réussir à faire coexister les 3 techniques de mesures sur le même montage, ce qui n'est pas réalisable, étant donné l'encombrement des appareils de mesure. Une manière de vérifier le positionnement suivant l'axe de l'injection est de noter le temps de passage des premières gouttes dans chaque volume de mesure. Si ce temps est le même pour chaque technique, on peut être confiant quand au placement des zones de mesure dans le spray. Sur la figure 6.30, on peut voir l'histogramme des temps de passage des gouttes dans le volume de mesure du PDPA à  $z = 30 \text{ mm}$ .

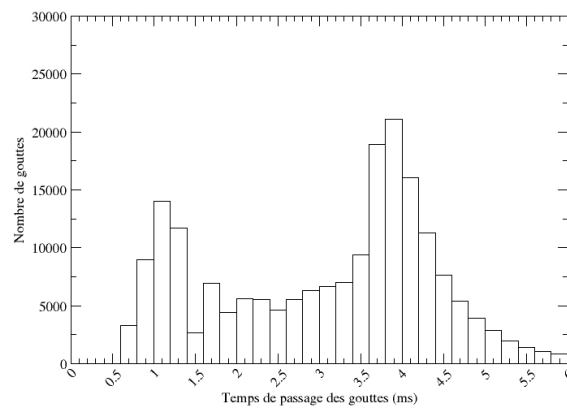


FIG. 6.30 – Temps de passage des gouttes dans le volume de mesure du PDPA à  $z = 30 \text{ mm}$ ,  $x = 0$ .

Notons que les classes temporelles sont arbitraires et n'ont aucun rapport avec la résolution temporelle du PDPA. Ce que l'on peut déduire de ce graphe est que les premières gouttes sont détectées entre 0.6 et 0.7 ms après le début de la commande de l'injection. En ce qui concerne l'imagerie, les premières images où sont détectées des gouttes sont enregistrées 0.7 ms après le début du signal d'injection. Ces deux techniques sont donc en accord. Or LDG fournit une mesure entre  $[0, 0.4]$  ms, comme on peut le voir sur la figure 6.22. Cette mesure est valide ( $T \approx 70\%$ ) et résulte probablement de l'étalement de la zone de mesure du granulomètre par diffraction. Le spray doit déjà pénétrer dans  $V_m^{LDG}$  durant cette mesure. Mais il est difficile de le vérifier ne connaissant pas le temps pendant lequel l'appareil enregistre le signal de diffraction et le temps pendant lequel il calcule la distribution volumique découlant de ce signal enregistré. En considérant que le spray sort de la buse à une vitesse de 50 m/s, il parcourt 20 mm pendant 0.4 ms, le temps pour le Malvern Spraytec de fournir une mesure. Durant ce temps, le capteur (qui n'est balayé qu'une seule fois) doit enregistrer le signal de diffraction, transmettre l'information et procéder au calcul d'inversion pour obtenir la distribution de taille ! On ne peut donc pas, avec cet instrument, déterminer le moment exact de l'arrivée des gouttes dans le volume de mesure car la résolution temporelle est trop faible. Malgré tout, il est possible que des gouttes aient atteint  $z = 30 \text{ mm}$



en 0.4 ms si ces gouttes ont une vitesse de l'ordre de 70 m/s.

**6.3.2.2 Comparaison des diamètres moyens**

Une fois que les tailles des différents volumes de mesure ont été évaluées, il est possible de comparer des échantillons de gouttes relativement semblables. Dans un premier temps, on s'intéresse à la comparaison des diamètres de Sauter  $D_{32}$  et du diamètre moyen de la distribution volumique  $D_{43}$ .

**Analyse temporelle des diamètres moyens**

Compte tenu du caractère instationnaire de l'injection, on commence par comparer l'évolution temporelle des diamètres moyens  $D_{32}$  et  $D_{43}$  pour les trois techniques. On regroupe ces résultats pour la hauteur de mesure  $z = 30\text{ mm}$  sur la figure 6.31. Les points de mesure du granulomètre par diffraction (LDG) sont représentés par des carrés bleus, ceux du PDPA par des cercles noirs et ceux de l'imagerie (IMA) par des triangles rouges. Le  $D_{32}$  correspond aux symboles pleins et le  $D_{43}$  aux symboles creux.

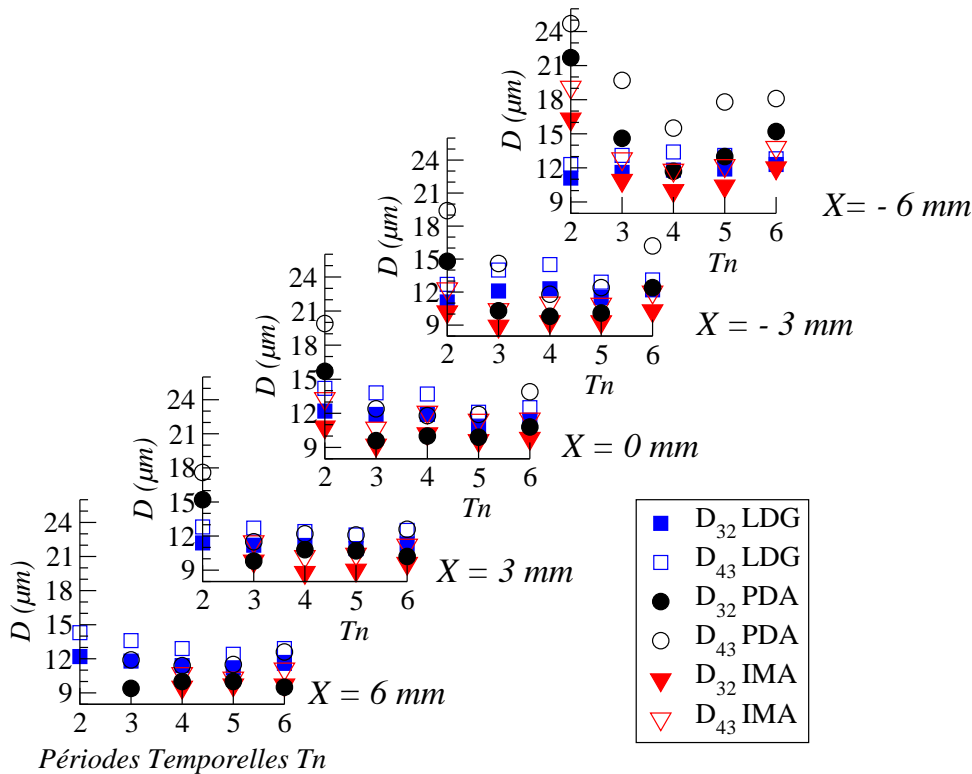


FIG. 6.31 – Comparaison des diamètres moyens en fonction des périodes temporelles  $T_n$  pour  $z = 30\text{ mm}$ .

On observe une légère décroissance temporelle des diamètres moyens qui peut s'expliquer par un phénomène d'évaporation du spray. En effet, les premières gouttes sortant de l'injecteur sont directement en contact avec l'air ambiant. Il en résulte un fort gradient de vitesse entre ces gouttes et l'air ambiant, ce qui confère à ces gouttes un fort taux d'évaporation. Les gouttes suivantes sont alors

protégées par la tête du spray et sont soumises à de plus faibles différences de vitesse avec l'air. Leur taux d'évaporation est alors plus faible. De plus, les premières gouttes sortant de l'injecteur étant plus grosses, elles sont aussi les plus rapides, du fait de leur inertie. Ces gouttes sont donc les plus pénétrantes et ne sont visibles qu'au début de l'injection.

Globalement, les trois techniques sont en accord, surtout au centre du spray (pour  $x = 0$ , et  $x = \pm 3 \text{ mm}$ ), c'est-à-dire dans la zone dense du spray. Sur les bords du spray, LDG donne les valeurs les plus élevées pour  $x = +6 \text{ mm}$ , du côté où le jet étudié est en interaction avec les autres jets. Étant donné que  $V_m^{LDG}$  est large (diamètre de faisceau de 6 mm) devant les autres volumes de mesure, il est probable que des gouttes provenant des autres jets (n° 4 et n° 2 sur la figure 6.19) pénètrent dans le volume de mesure du granulomètre par diffraction.

De l'autre côté du spray, pour  $x = -6 \text{ mm}$ , où le jet étudié est en interaction directe avec l'air ambiant, IMA et LDG sont en bon accord mais le PDPA donne une tendance quelque peu différente. En effet, les valeurs des diamètres moyens sont beaucoup plus élevées que pour IMA et LDG. Cette différence s'explique probablement par le fait que la densité de gouttes dans cette zone est très faible (<100 particules/s détectées), alors que de l'autre côté du jet, le taux de comptage est bien meilleur (>500 particules/s).

Le même comportement est observé à  $z = 60 \text{ mm}$  (voir la figure 6.32). Cette fois, ce sont les données de l'imagerie qui sont inférieures de 1 ou 2 microns par rapport au LDG et PDPA, particulièrement pour la position  $z = 60 \text{ mm}$ ,  $x = -12 \text{ mm}$ . Cette différence peut aussi s'expliquer par la taille relative des volumes de mesure. En effet, la dimension  $dy$  du volume de mesure selon l'axe  $y$  est plus faible pour  $V_m^{IMA}$  que pour les autres techniques ( $dy \approx 0.45 \text{ mm}$  pour IMA,  $dy \approx 0.9 \text{ mm}$  pour PDPA et  $dy \approx 10 \text{ mm}$  pour LDG). Des gouttes supplémentaires issues du bord du jet sont donc prises en compte dans les volumes de mesure du PDPA et LDG. Or nous avons vu que les gouttes sur les bords du jet sont plus grosses que celles au centre, c'est ce qui peut expliquer les valeurs plus élevées de diamètres moyens par PDPA et LDG.

### Analyse spatiale des diamètres moyens

L'évolution spatiale des diamètres moyens est peu marquée à  $z = 30 \text{ mm}$ , c'est pourquoi j'ai choisi de représenter uniquement le diamètres de Sauter à  $z = 60 \text{ mm}$ , sur la figure 6.33. Une augmentation des diamètres moyens est observée sur les bords du spray par les trois techniques.

On constate une forte dissymétrie du spray entre le côté  $x < 0$  (jet n° 3 dans l'air ambiant) et le côté  $x > 0$  (interaction avec les autres jets). En effet, du côté  $x < 0$ , les taux d'évaporation sont plus importants et les diamètres moyens plus élevés, du fait de la disparition rapide des petites gouttes. LDG et PDPA sont en très bon accord, excepté pour la position  $x = -12 \text{ mm}$ , pour laquelle le PDPA donne une valeur de  $D_{32}$  beaucoup plus importante. A nouveau, on peut l'expliquer par le faible nombre de gouttes qui passent dans le volume de mesure à cette position, en effet le taux de comptage est d'environ 50 particules par seconde, alors que de l'autre côté, on comptabilise plus de 500 particules par seconde.

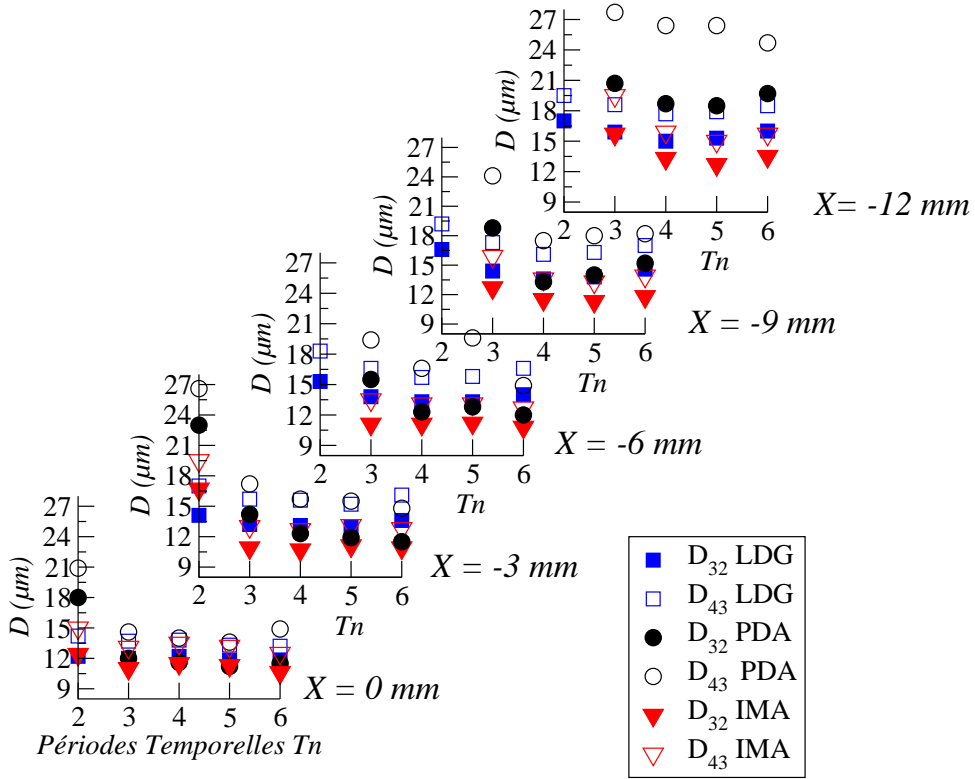


FIG. 6.32 – Comparaison des diamètres moyens en fonction des périodes temporelles  $T_n$  pour  $z = 60 \text{ mm}$ .

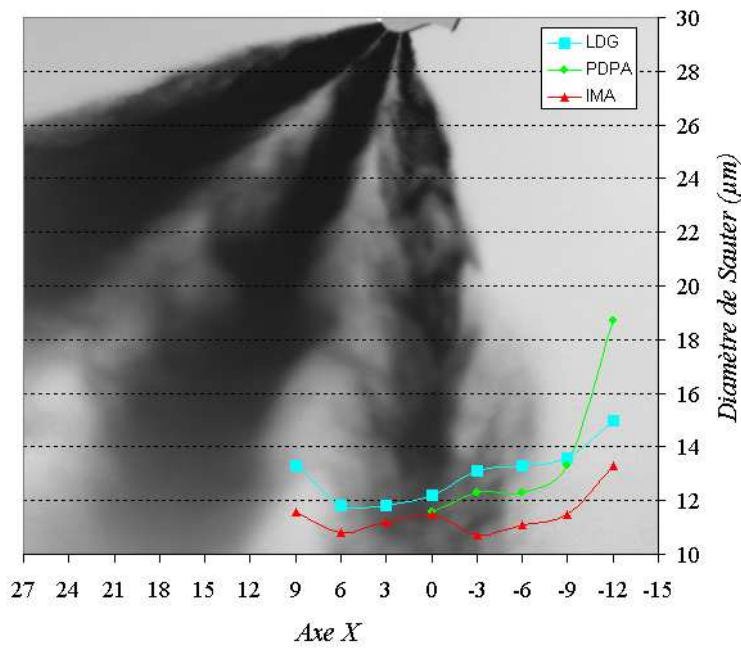
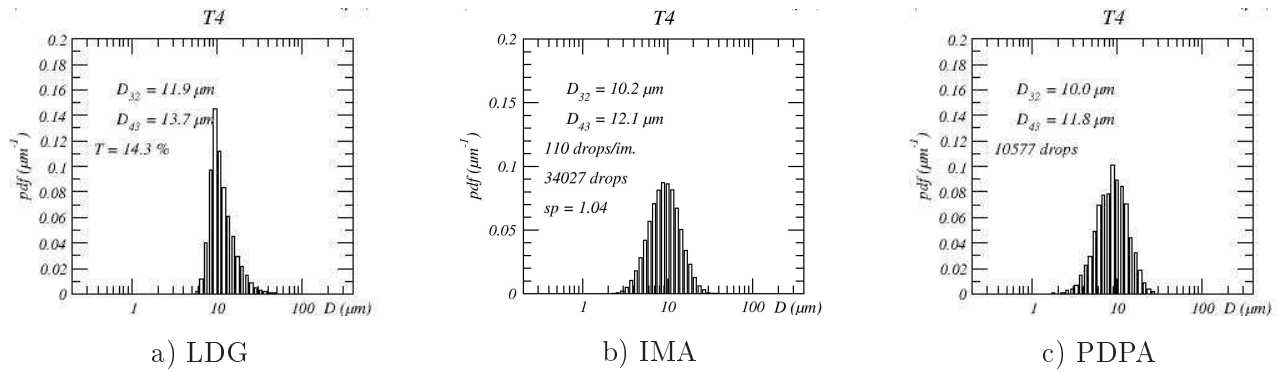
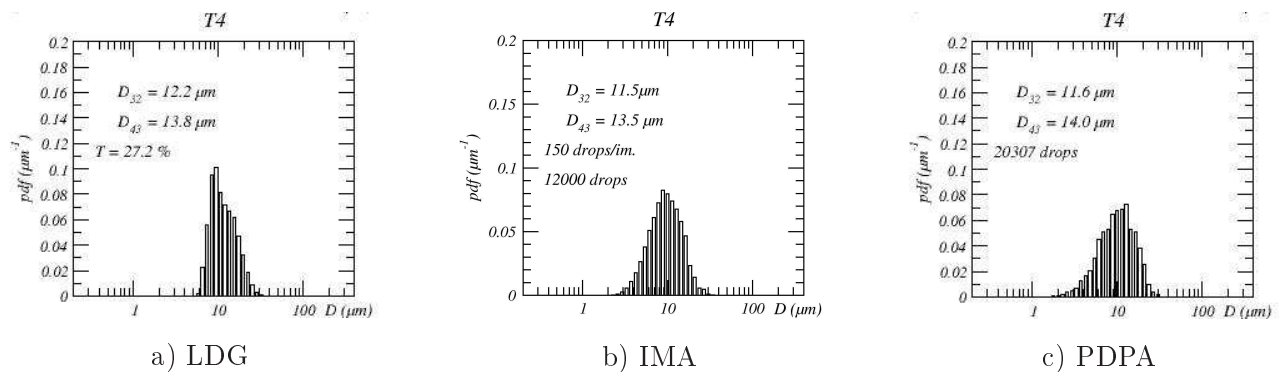


FIG. 6.33 – Évolution radiale du diamètre de Sauter  $D_{32}$  pour  $z = 60 \text{ mm}$  T4. L'axe  $x$  est à l'échelle 1 :1 de l'image

FIG. 6.34 – Comparaison des distributions volumique spatiale pour  $z = 30 \text{ mm}, x = 0, T4$ .FIG. 6.35 – Comparaison des distributions volumique spatiale pour  $z = 60 \text{ mm}, x = 0, T4$ .

Du côté  $x > 0$ , les résultats de IMA et LDG présentent les mêmes tendances. Toutefois, le granulomètre par diffraction (LDG) donne des valeurs de  $D_{32}$  plus élevées de ce côté du spray. En effet, pour les positions  $x = 6 \text{ mm}$  et  $x = 9 \text{ mm}$ , pour  $z = 60 \text{ mm}$ , des gouttes des jets n° 2 et n° 4 peuvent pénétrer dans  $V_m^{LDG}$  et induire des valeurs plus élevées de diamètre de Sauter, comme l'illustre la figure 6.33.

### 6.3.2.3 Comparaison des distributions de taille de gouttes

La distribution de taille de cet injecteur est peu étalée (le span factor  $\Delta$  vaut 1), et elle change peu au cours du temps. C'est pourquoi nous présenterons les distributions des trois techniques pour seulement deux points de mesure, car l'analyse qui est faite est valable pour les autres positions. Sur la figure 6.34, on présente les distributions pour  $z = 30 \text{ mm}, x = 0, T4$  et sur la figure 6.35, les distributions à  $z = 60 \text{ mm}, x = 0, T4$ .

Les distributions présentent toutes un pic autour de  $10 \mu\text{m}$ , mais des différences sur la partie des faibles diamètres ( $D < 4 \mu\text{m}$ ) doivent être soulignées. Les distributions de taille de gouttes fournies par LDG commencent à  $5 \mu\text{m}$  alors que le diamètre minimum pour les autres techniques est de l'ordre de  $2 \mu\text{m}$ . Nous rappelons que les distributions de taille enregistrées par LDG ont été tronquées entre 4 et  $45 \mu\text{m}$ , à cause de perturbations dans le signal de diffraction. Cela explique que les distributions volumique de tailles par LDG comptabilise si peu de petites gouttes ( $D < 4 \mu\text{m}$ ). Notons que les

distributions de taille de gouttes fournies par LDG sont lissées même si le calcul d'inversion ne fait pas appel à une loi de distribution connue, alors que celle fournies par imagerie et PDPA ne le sont pas. Cependant, ces deux dernières techniques produisent des distributions de taille qui paraissent lissées dès que le nombre de gouttes pris en compte dans la granulométrie est suffisamment important. On peut aussi noter que les distributions données par IMA ne sont pas tronquées ce qui prouve que la résolution du montage optique est bien adaptée à la gamme de diamètres du spray.

### 6.3.2.4 Mesures de vitesses (PDPA)

Les mesures de vitesses présentées sur la figure 6.36 pour la position  $z = 30 \text{ mm}$ ,  $x = 0$ , pendant la phase stationnaire de l'écoulement (périodes T3 et T4) montrent une faible corrélation entre les vitesses axiales des gouttes et leurs diamètres dans la gamme  $15 < D < 30 \mu\text{m}$ . Pour  $3 < D < 15 \mu\text{m}$ , la vitesse peut être considérée comme indépendante du diamètre des gouttes et égale à  $\approx 60 \text{ m/s}$ . Les gouttes de diamètre supérieur à  $15 \mu\text{m}$ , ont plus d'inertie et sont moins soumises aux effets aérodynamiques. C'est pourquoi leur vitesse augmente avec leur diamètre de  $60 \mu\text{m}$  à  $85 \mu\text{m}$ . Pour les plus petites gouttes ( $D < 3 \mu\text{m}$ ), aucune règle particulière n'est observée car peu de gouttes sont détectées par le PDPA et la fiabilité des mesures de vitesses dans cette gamme de diamètres pourrait être discutée.

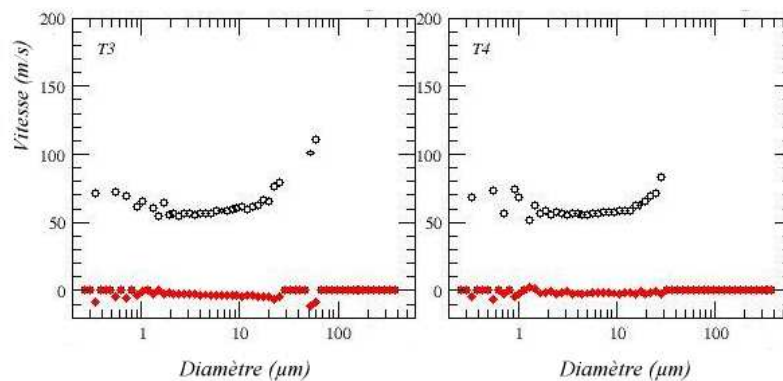


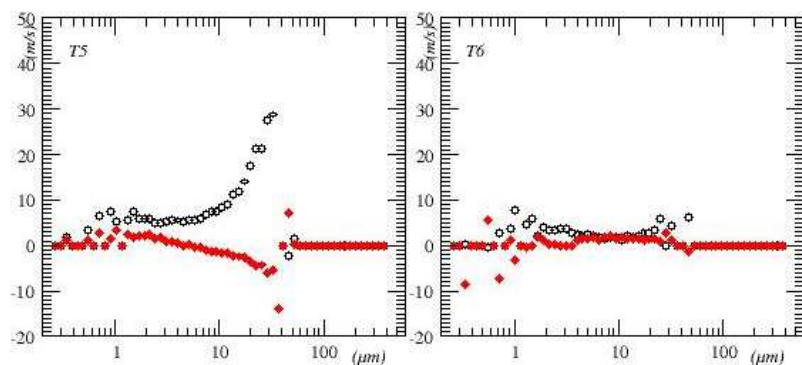
FIG. 6.36 – Vitesses Axiales (symboles vides) et radiales (symboles pleins) mesurées par PDPA pour  $z = 30 \text{ mm}$ ,  $x = 0$ .

Temporellement, une diminution globale de la vitesse axiale a été observée, si on considère les résultats entre le début et la fin de l'injection. On peut l'expliquer par le fait que les premières gouttes qui sortent de la buse de l'injecteur ont une grande inertie, c'est-à-dire une forte vitesse. Les gouttes qui suivent sont en quelque sorte protégées par la tête du spray, et s'évaporent moins rapidement. Ces gouttes sont plus petites, possèdent moins d'inertie et par conséquent sont moins véloces.

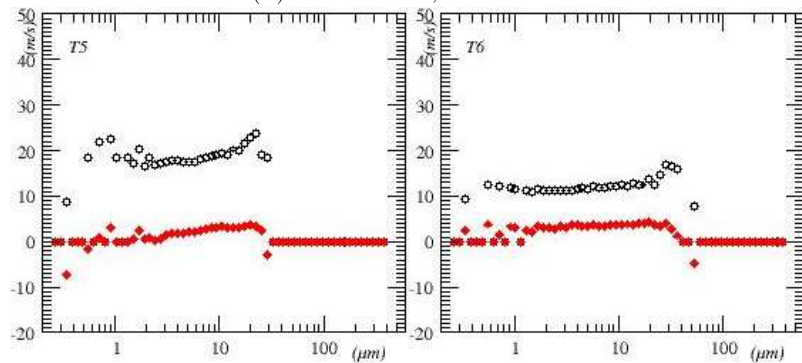
De la même manière que pour les diamètres moyens, les vitesses sont différentes de chaque côté du spray. On peut voir sur la figure 6.37.b que les vitesses sont plus grandes du côté où le jet n° 3 est en interaction avec les autres jet ( $x > 0$ ). Pour  $x = 6 \text{ mm}$ , les vitesses sont globalement constantes : la vitesse axiale est environ  $20 \text{ m/s}$  et la vitesse radiale de l'ordre de  $3 \text{ m/s}$  pour la période temporelle

T5. Pour la période T6, les vitesses axiales et radiales sont respectivement de 10 m/s et 3 m/s. Cela signifie que la majorité des gouttes sont éjectées du jet et happées par les autres jets.

De l'autre côté (pour  $x < 0$ , voir figure 6.37.a), les composantes axiale et radiale sont plus faibles à l'endroit où le jet est en forte interaction avec l'air ambiant. Pour  $x = -6 \text{ mm}$ , la vitesse radiale est positive pour les diamètres de gouttes  $D < 5 \mu\text{m}$ , ce qui indique que ces petites gouttes se déplacent vers le jet, et cela confirme la présence de zones de recirculation. Pour les gouttes de diamètres  $D > 30 \mu\text{m}$ , la vitesse radiale est de -5 m/s et la vitesse axiale atteint un maximum de 30 m/s, indiquant un comportement balistique de ces gouttes.



(a)  $z = 30 \text{ mm}, x = -6 \text{ mm}$ .



(b)  $z = 30 \text{ mm}, x = 6 \text{ mm}$ .

FIG. 6.37 – Vitesses Axiales (symboles vides) et radiales (symboles pleins) mesurées par PDPA pour  $z = 30 \text{ mm}, x = \pm 6 \text{ mm}$ .

Des vitesses axiales négatives sont observées sur les bords du spray, comme on peut le voir sur la figure 6.38, confirmant la présence de zones de recirculation. Pour la position de mesure  $z = 60 \text{ mm}, x = -12 \text{ mm}$ , la vitesse axiale des petites gouttes ( $D < 10 \mu\text{m}$ ) est négative et égale à  $\approx -3 \text{ m/s}$ . Ces petites gouttes reviennent donc vers le spray, portées par l'air ambiant. La présence des vitesses axiales négatives si prononcée a été observée uniquement du côté  $x < 0$ , là où le spray est en forte interaction avec l'atmosphère.

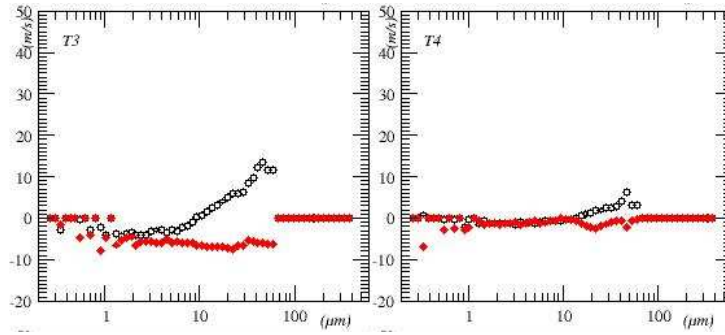


FIG. 6.38 – Vitesses Axiales (symboles vides et radiales (symboles pleins) mesurées par PDPA pour  $z = 0 \text{ mm}$ ,  $x = -12$ .

### 6.3.2.5 Morphologie des gouttes du spray

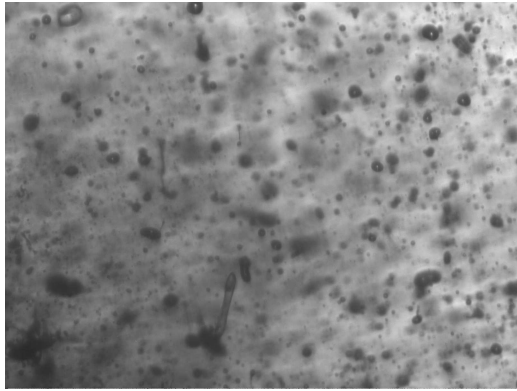
Le critère de sphéricité choisi pour le PDPA et pour l'imagerie ne sont pas identiques. le PDPA compare deux mesures de diamètre dans deux directions orthogonales alors que l'imagerie applique son critère sur la surface de la goutte. Néanmoins nous avons choisi deux critères comparables pour éliminer les particules trop déformées. On constate que les taux de validation sont du même ordre de grandeur ce qui implique que les échantillons de gouttes validés sont comparables.

De tels taux de validation (environ 1 goutte sur 2 est rejetée) montrent que les deux techniques rejettent beaucoup de gouttes. Les forts taux de rejet de non-sphéricité ne comptabilisent pas seulement les particules non sphériques mais aussi des mauvaises interprétations des mesures de diamètre. La figure 6.25.a illustre bien que la densité de ce spray rend difficile l'exploitation de certaines images de gouttes. De même que pour le PDPA la forte concentration de gouttes dans le volume de mesure peut conduire à des signaux de diffusion particulièrement difficiles à interpréter. Considérant la taille des gouttes, on peut aussi imaginer le cas de deux gouttes de diamètres différents qui seraient présentes dans le volume de mesure. Dans ce cas la mesure est rejetée pour cause de non sphéricité, mais ce n'est pas toujours le cas. Pour cet injecteur, aucune information sur les gouttes non validées n'est conservée dans les fichiers de mesure par PDPA. Nous pouvons cependant analyser les gouttes éliminées par la technique d'imagerie.

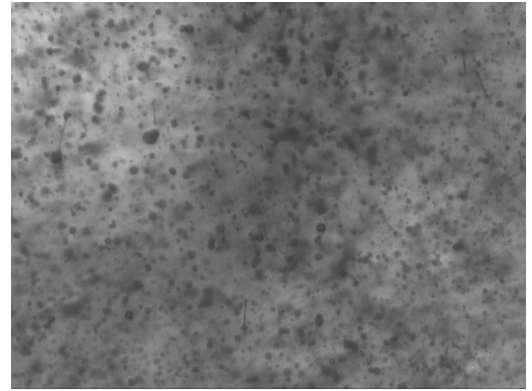
Sur les images du spray en début de l'injection, on se rend compte que l'atomisation secondaire n'est pas encore complètement terminée, à cause de la présence de ligaments, même loin de la sortie de l'injecteur à  $z = 30 \text{ mm}$ . Sur la figure 6.39.a, on peut observer des ligaments 0.7 ms après la commande de l'injection  $t_0$  pour la période T3 (premières gouttes détectées dans le volume de mesure) et des ligaments plus fins sur certaines images de la phase stationnaire d'injection T4 (voir figure 6.39).b.

L'évolution temporelle des paramètres morphologiques moyens (voir figure 6.40.a) indique que les gouttes se rapprochent de la forme sphérique avec le temps (la forme sphérique est symbolisée par une ligne rouge sur les graphes de la figure 6.40.a). Cette évolution vers la forme sphérique est observée à  $z = 30 \text{ mm}$  et à  $z = 60 \text{ mm}$ .

Pour les périodes temporelles T1 à T5, le taux de rejet de gouttes non sphériques ( $S_p > 0.18$ )



(a) Image obtenue à  
 $z = 30 \text{ mm}, x = 0, T3$ .



(b) Image obtenue à  
 $z = 30 \text{ mm}, x = 0, T4 = 1.2 \text{ ms}$ .

FIG. 6.39 – Exemples d’images de ligaments dans le jet n° 3 de l’injecteur Haute Pression.

diminue de la même manière radialement : de 40% à 15% en partant du bord du jet vers l’extérieur. Pour la période temporelle T6, le taux de rejet est plus faible (de 20% à 10% de taux de rejet à mesure que l’on s’éloigne du jet). Les taux de rejet les plus forts ( $\approx 40\%$ ) sont observés pour la position  $z = 30 \text{ mm}, x = 0$ . Ces taux ont tendance à diminuer au cours de l’injection. Pour les points où le taux de rejet est important, la densité de gouttes (c’est-à-dire le nombre de gouttes par image) n’est pas forcément la plus importante. En effet, le coefficient de corrélation entre le taux de rejet et le nombre de gouttes par images  $r(\text{Taux}, \text{Nbg}/\text{img}) = 0.65$ , il n’y a donc pas de corrélation forte. On peut donc dire que ce n’est pas forcément dans les zones les plus denses que les objets non sphériques sont plus rejetés.

La variation spatiale de la morphologie des gouttes ( $z = 30 \text{ mm}, T4$ , figure 6.40.b) montre que les gouttes deviennent de plus en plus sphériques à mesure que l’on s’écarte du jet. Cela se traduit par une diminution de  $S_p$  et une augmentation de  $\epsilon$  (voir figure 6.40.b) sur les bords du jet. Cette variation paraît un peu plus brusque du côté  $x > 0$ .

On s’intéresse au point de mesure  $z = 30 \text{ mm}, x = 0, T4$  pour réaliser l’histogramme des paramètres de sphéricité  $S_p$  et d’ellipticité  $\epsilon$ , en fonction des classes de diamètres des gouttes, présenté sur la figure 6.41.a. On rappelle qu’un objet sphérique a pour paramètre  $(S_p, \epsilon) = (0, 1)$ . On constate sur l’histogramme que les gouttes de diamètre  $D > 20 \mu\text{m}$  s’écartent de la forme sphérique à mesure que le diamètre augmente. Cette évolution de la forme des gouttes avec leur taille paraît logique, car plus leur taille est grande, plus elles ont la possibilité de se déformer. D’autre part, les gouttes les plus sphériques sont celles de diamètre  $4 < D < 20 \mu\text{m}$ . La non sphéricité des gouttes de diamètre inférieur à  $2 \mu\text{m}$  est due à la limite de résolution du système d’imagerie. En effet, un objet de diamètre  $2 \mu\text{m}$  compte environ 3 pixels sur son diamètre (la résolution du montage de  $0.7 \mu\text{m}/\text{pixel}$ ). Le contour d’un tel objet est en fait mal résolu ce qui conduit à une erreur sur l’analyse de sa forme. De plus, pour les gouttes de diamètre  $D < 4 \mu\text{m}$ , le faible contraste des images de gouttes conduit à des erreurs de comptage sur la surface de l’objet qui ont de fortes répercussions sur la sphéricité.

Sur la figure 6.41.b, on a dressé la fonction de densité de probabilité (pdf) des paramètres de



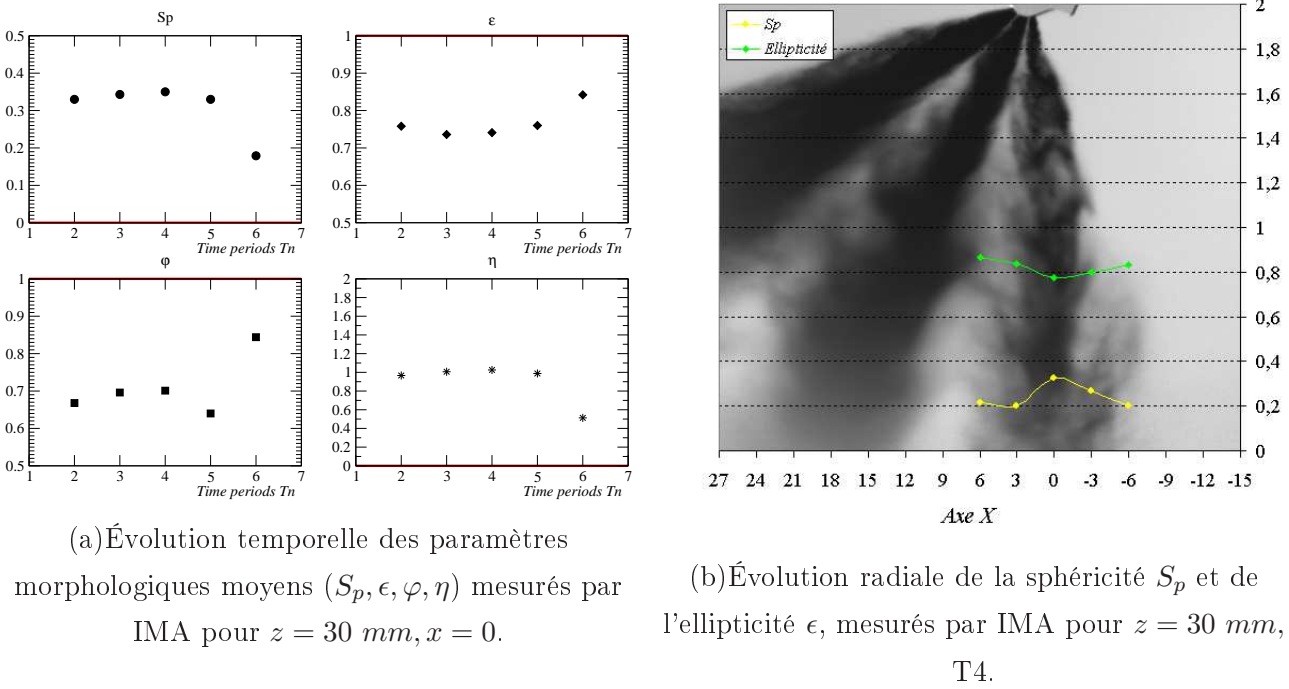


FIG. 6.40 – Évolution temporelle et radiale des paramètres morphologiques.

sphéricité  $S_p$  et d'ellipticité  $\epsilon$ , pour la même position dans le spray ( $z = 30 \text{ mm}, y = 0, T4$ ). On constate une répartition en forme de cloche, pour les deux paramètres. On observe très peu de gouttes parfaitement sphériques, qui devraient se situer à l'extrême droite de la pdf d'ellipticité et à l'extrême gauche de la pdf de sphéricité. La pdf d'ellipticité est centrée sur  $\epsilon \approx 0.8$  et la pdf de sphéricité est centrée sur  $S_p \approx 0.25$ , ce qui indique que la majorité des gouttes ne sont pas considérées comme sphériques. Cet effet est probablement dû à la limite en résolution des images qui ne permet pas d'accéder à une mesure précise de la forme des plus petites gouttes.

On représente sur la figure 6.42, la répartition des gouttes dans les sous-espaces morphologiques ( $S_p, \epsilon$ ) et ( $\varphi, \eta$ ), présentés dans le chapitre 4. On constate que la répartition des gouttes dans le sous-espace ( $S_p, \epsilon$ ) ressemble à celle qui a été observée sur la figure P.4.4.2., pour le spray en cours d'atomisation. On remarque la présence de ligaments très fin, même durant la phase stationnaire T4, qui conduisent à des valeurs de  $\epsilon$  inférieures à celle des ovales de Cassini, et des valeurs de  $S_p$  très élevées ( $S_p = 1.6$  pour les ligaments en bas à droite sur la figure 6.42.a). On constate aussi la présence d'éléments liquides de morphologie complexe, par exemple en forme de champignon, qui n'avaient pas été observés en injection basse pression.

Dans le plan ( $\varphi, \eta$ ), on remarque que le paramètre d'irrégularité  $\varphi$  des objets, qui est lié au périmètre de la goutte, est un peu plus faible que celui de la forme elliptique (en bleu sur la figure 6.42.b). Ce décalage est caractéristique d'une erreur sur l'estimation du périmètre de l'objet, car la résolution des images ne permet pas une détection assez précise du contour des gouttes les plus petites. On ne peut donc pas utiliser ce paramètre de manière fiable sur ce spray pour en analyser la morphologie. On observe aussi sur cette figure une limite en couleur transparente verte, les objets qui sont proches de

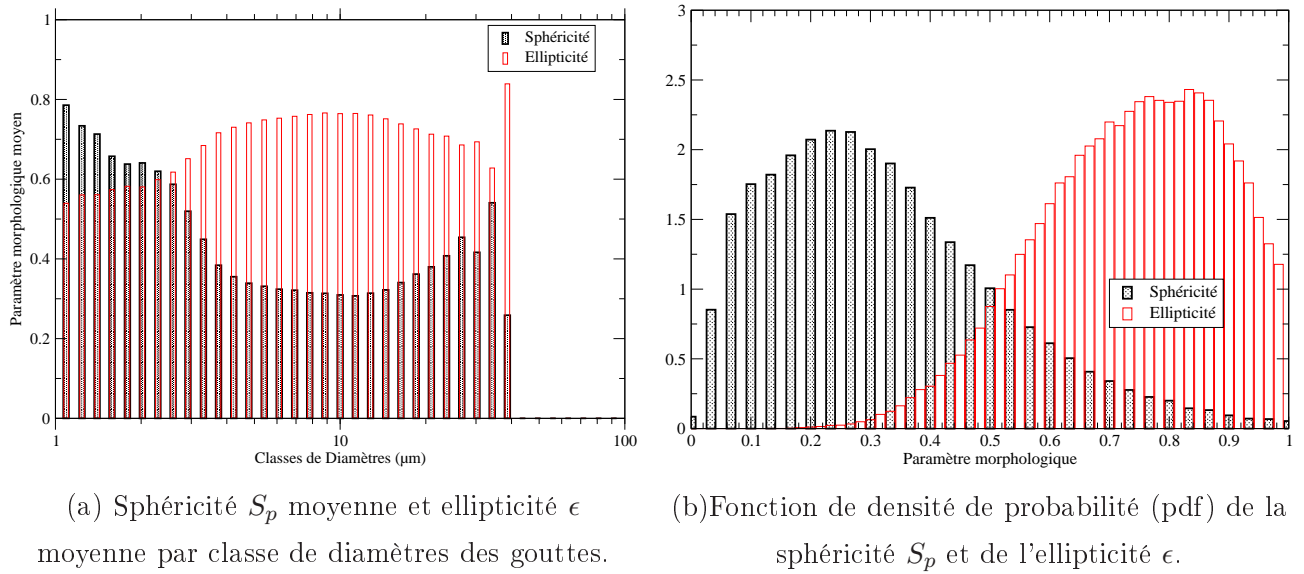


FIG. 6.41 – Analyse de la morphologie des gouttes sur l’injecteur haute pression pour  $z = 30 \text{ mm}, y = 0$ , T4.

cette frontière sont des images de gouttes très peu contrastées dont le contour est mal défini. Cette limite est peut être due à une limite en résolution du montage.

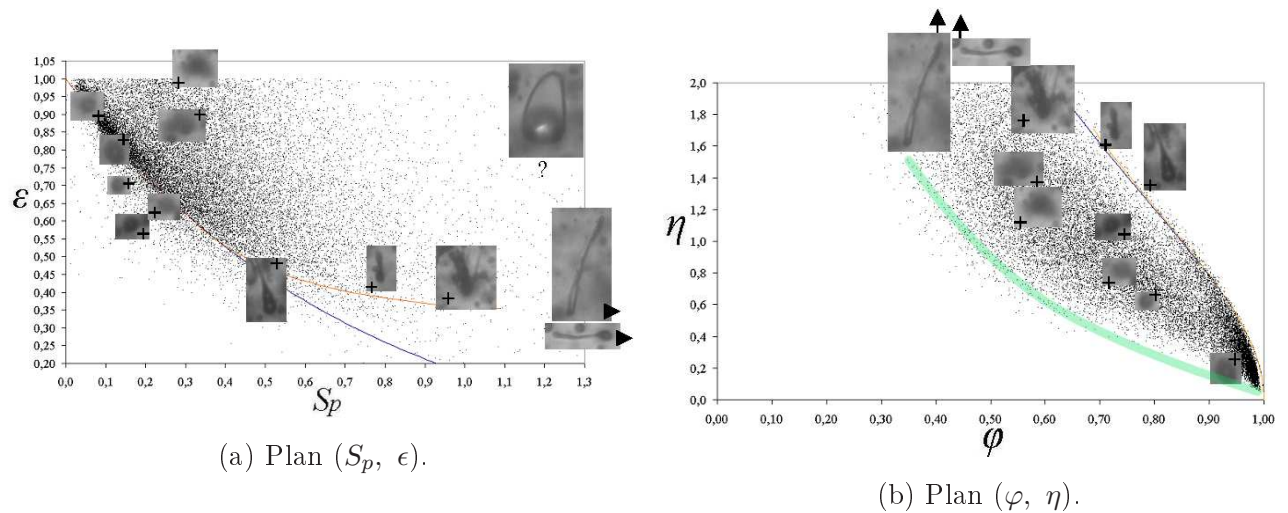


FIG. 6.42 – Représentation du nuage de gouttes dans l’espace des paramètres morphologiques pour  $z = 30 \text{ mm}, y = 0$ , T4.

Pour conclure sur la morphologie de ce spray, on peut dire que pour la hauteur de mesure  $z = 30 \text{ mm}$ , la morphologie du spray évolue temporellement ainsi que radialement. Les gouttes sont plus sphériques sur les bords du jet, ceci peut être expliqué par une évaporation plus rapide des gouttes due aux interactions plus fortes avec l’air. De la même manière, les gouttes évoluent vers une forme plus sphérique au fur et à mesure que se déroule l’injection. Même si temporellement, on n’observe pas de variation très significative des diamètres moyens à cette distance, on peut voir que la morphologie, elle, évolue encore de manière significative. La prise en compte de la forme globale des gouttes dans ce

type de spray permet de quantifier l'évolution de l'atomisation au cours de l'injection.

### 6.3.3 Conclusion sur l'injection Haute Pression

Nous avons vu que le spray haute pression arrive rapidement à une phase stationnaire de la granulométrie des gouttes, même si quelques fluctuations cycle-à-cycle ont pu être observées. Les diamètres moyens varient peu temporellement, même si nous avons observé une légère décroissance des diamètres moyens, dû à de forts effets aérodynamiques sur les premières gouttes du spray qui sont de plus en plus pénétrantes. La prise compte de la morphologie des gouttes peut être une donnée importante pour caractériser l'évolution de l'atomisation, cette donnée ne pouvant être apportée que par l'imagerie. Grâce aux mesures de vitesses par PDPA, nous avons pu mettre en évidence des zones de recirculation, observées par ailleurs sur les images en champ global. Une forte dissymétrie entre les deux côtés du jet a été mise en évidence par l'analyse des diamètres moyens et des vitesses. Elle est due à la proximité des autres jets, créant un phénomène d'entraînement, alors que de l'autre côté, on assiste à de fortes interactions avec l'air ambiant, qui ont tendance à freiner le jet. Pour un tel spray, l'étude des distributions de taille de gouttes n'apporte pas d'information supplémentaire sur la granulométrie. La morphologie montre que les gouttes sont de plus en plus sphériques à mesure que l'on s'écarte du centre du jet. Temporellement, la forme globale des gouttes du spray semble se rapprocher de la forme sphérique. Les taux de rejet pour non sphéricité sont très élevés pour ce type de spray, principalement à cause de la forte densité optique qui perturbe les mesures.

## 6.4 Conclusion

### 6.4.1 Avantages et inconvénients de la technique de granulométrie par diffraction

Le principal avantage de cette technique est sa facilité de mise en oeuvre qui nécessite peu de réglages et le débutant peut avoir en main le matériel en quelques heures. Cet appareil donne une bonne vision globale du spray qui convient pour beaucoup d'applications industrielles. De plus les mesures peuvent être automatisées et synchronisées avec l'expérience. Le système complet n'est pas très encombrant et les distances de travail sont raisonnables. Notons enfin que des cadences d'acquisitions élevées sont possibles (certains appareils peuvent enregistrer des acquisitions à une cadence de 10 kHz), avec cependant quelques précautions à prendre dans des conditions extrêmes d'utilisation. En effet, nous avons vu pour l'injecteur haute pression que des post traitements sont nécessaires.

Lorsque le spray est dense ou large, le faisceau diffracté par les premières gouttes peut être perturbé par d'autres gouttes sur le trajet jusqu'au détecteur. Ce phénomène est appelé multi-diffusion et devient non négligeable lorsque la transmission est inférieure à 40%. La déviation et la déformation du faisceau étant accrues, ce phénomène conduit l'appareil à surestimer la présence des petites gouttes. La mesure de l'intensité lumineuse transmise sans déviation donne une indication de la densité d'un spray. Il existe aujourd'hui des algorithmes de corrections qui sont sensés corriger cet effet. Cependant, une étude menée par Triballier et al. [148] a récemment montré que cette correction se montre peu efficace

dans le cas des sprays larges. Par ailleurs, cette étude a montré que ce type d'appareil est capable de mesurer des distributions bi-modales.

La limitation majeure de cette technique est qu'elle considère que le signal diffracté provient de l'interaction de la lumière avec des gouttes sphériques. L'intensité lumineuse perçue par le capteur intègre le signal diffusé par l'ensemble des gouttes du spray sur la base de figure de diffraction obtenues par un obstacle circulaire. Il n'y a aucun moyen d'estimer quelle est la fiabilité de la mesure sur des sprays de gouttes non sphériques. Elle est sensible aux gradients d'indice. Cette technique est aussi sensible aux gradients d'indice qui peuvent être induits par la vaporisation des gouttes. Enfin la résolution spatiale de cet appareil est assez faible. Il ne fournit qu'une vision globale du spray due à son volume de mesure assez large.

#### 6.4.2 Avantages et inconvénients de la technique PDPA

Les principaux inconvénients de cette technique sont sa difficulté de mise en oeuvre expérimentale, le matériel étant très encombrant et les réglages optiques très délicats. De plus, le volume de mesure étant petit, de l'ordre de  $10^{-2} \text{ mm}^3$ , la cartographie du spray devient vite laborieuse car un nombre élevé de positions de mesure doit être réalisé si on veut obtenir une cartographie complète du spray. L'analyse dépend aussi de la densité optique du spray qui peut conduire à la présence simultanée de plusieurs gouttes dans le volume de mesure, et un spray large peut engendrer une diminution de l'intensité du signal diffusé par la goutte. Enfin, le PDPA ne réalise des mesures que pour des gouttes sphériques, il a cependant la possibilité d'imposer un critère de rejet des gouttes dont le signal de diffusion ne peut pas être interprété. C'est le cas lorsqu'une goutte non sphérique ou lorsque plusieurs gouttes sont présentes dans le volume de mesure ou bien lorsque le signal de diffusion de la goutte est trop bruité.

La détection peut être très compliquée car il est nécessaire de ne sélectionner qu'un seul mode de diffusion. Ceci est d'autant plus difficile que le faisceau est gaussien. L'intensité provenant du bord de la gaussienne est beaucoup moins importante que l'intensité au centre. Un rayon réfléchi provenant d'un rayon incident du centre de la gaussienne peut être du même ordre d'intensité qu'un rayon réfracté provenant d'un bord de la gaussienne. Ainsi un rayon réfléchi peut-être interprété comme un rayon réfracté et ainsi fausser les mesures. Suivant la trajectoire de la particule, ce phénomène est plus ou moins accentué, c'est l'"effet de trajectoire" (voir figure 1.16).

Le PDPA effectue un comptage des gouttes une à une. Si deux gouttes sont présentes en même temps dans le volume de mesure, il y aura un rejet de la mesure dans le cas où les gouttes sont de diamètres trop différents, ou un comptage d'une goutte au lieu de deux. Dans tous les cas, cela introduit un biais dans la mesure et il faut donc être prudent lors de l'utilisation d'un volume de mesure étendu pour mesurer des diamètres de particules importants.

Malgré tout, cet appareil possède l'avantage indéniable de fournir la vitesse de chaque goutte dans le spray. De plus, les faibles dimensions de la zone de mesure permettent des cartographies certes longues, mais très précises. La résolution temporelle est très élevée mais il est difficile de quantifier

sa cadence maximale, car elle est limitée d'une part par la fréquence d'échantillonnage des bouffées Doppler enregistrées (qui définit la gamme de vitesse mesurable, qui est de 140 m/s maximum pour notre chaîne d'acquisition), d'autre part par la densité de gouttes dans le spray.

### 6.4.3 Avantages et inconvénients de la technique de granulométrie par imagerie

Pour l'imagerie, le principal inconvénient est la phase d'étalonnage du système qui demande à être faite pour chaque montage optique. Elle est nécessaire pour s'assurer de la bonne mesure de différents diamètres de gouttes dans toutes les zones de l'image, et pour différentes profondeurs de champ. Nous avons défini une procédure rigoureuse et relativement simple qui permet à l'utilisateur de caractériser son montage optique pour adapter le modèle d'imagerie à chaque cas de figure.

Un autre inconvénient, que cette technique partage avec le PDPA, est la mesure par comptage, en effet l'échantillonnage spatial des gouttes peut conduire à des temps de mesure très longs si un faible nombre de gouttes est enregistré dans l'image. Toutefois il faut différencier les deux montages optiques de la technique d'imagerie : pour l'injecteur Basse Pression, le champ visualisé est relativement grand devant le volume de mesure PDPA, ce qui permet d'obtenir de bons taux de comptage par rapport à ceux du PDPA. Par contre, pour l'injecteur Haute Pression, les volumes de mesure étant sensiblement les mêmes, l'échantillonnage spatial ou temporel semblent rencontrer les mêmes difficultés pour obtenir un échantillon statistiquement robuste pour des temps de mesure raisonnables. Enfin, il faut noter que le stockage des images est assez lourd (environ 1 Go d'images par point de mesure pour IMA contre une cinquantaine de Mo pour le PDPA).

Cette technique bénéficie d'un avantage considérable qui est la quantification de la morphologie des gouttes. En effet, comme on a pu le voir sur chacun des deux injecteurs, des particules non sphériques, voire des ligaments sont présents même à 30 mm du nez de l'injecteur, distance à laquelle l'atomisation est souvent considérée comme pratiquement terminée.

Enfin, la technique de granulométrie par imagerie permet d'accéder à des informations sur la vitesse des gouttes en enregistrant deux images successives d'une même injection, par la méthode de PTV (Particule Tracking Velocimetry). La vitesse individuelle de chaque goutte est obtenue en mesurant son déplacement entre deux images successives de la même injection. Accessoirement, ce suivi temporel des gouttes sur deux images peut aussi permettre de suivre l'évolution de ligaments entre deux instants donnés pour, par exemple, relier les paramètres de morphologie des gouttes aux phénomènes d'atomisation secondaires comme l'atomisation des ligaments.

# Conclusion générale et perspectives

## Contributions

Mon travail a été d'implémenter de nouvelles versions des programmes de granulométrie existants pour les rendre facilement utilisables par tout utilisateur du laboratoire. Ce travail a notamment permis d'apporter quelques améliorations et de corriger quelques "bugs", ce qui a rendu ce système à la fois plus souple (plusieurs formats d'images par exemple) et plus robuste (mise en place de "verrous" pour traiter les cas atypiques). Ces programmes ont d'ores et déjà servi à mener plusieurs projets au sein de l'équipe Atomisation et Sprays du laboratoire et continueront d'être exploités, je l'espère, pour les applications de granulométrie. La seconde étape a été de mettre en place une démarche rigoureuse d'étalonnage du système, car la relative facilité d'exécution des programmes nécessite toutefois de prendre quelques précautions auxquelles tout utilisateur doit être sensible.

La démarche d'étalonnage de la réponse impulsionnelle a été longue à mettre en place car elle nécessite de prendre en compte les nombreux éléments du montage optique (source, objectif, réglages de la caméra, alignement...). C'est pourquoi il était nécessaire d'identifier les sources d'erreurs possibles, afin de guider l'expérimentateur vers un montage qui permet d'utiliser le modèle d'imagerie dans de bonnes conditions. Lorsque toutes les précautions sur le montage sont prises en compte, il est alors possible d'estimer le volume de mesure du dispositif de granulométrie par imagerie.

Une seconde étape de calibration a été menée sur la fiabilité de la mesure des paramètres morphologiques. Pour cela, un modèle d'objet de forme complexe et proche de celle que l'on peut rencontrer dans les sprays a été proposé : les ovales de Cassini. Cette étape a permis d'améliorer la robustesse et la précision des programmes de traitement d'images. Une analyse morphologique des gouttes dans des sprays larges et hétérogènes a ainsi pu être réalisée pour déterminer la pertinence des paramètres morphologiques, et leur relation avec le modèle des ovales de Cassini.

Afin de comparer la technique d'imagerie avec les diagnostics de granulométrie existants (le PDPA et le granulomètre par diffraction), nous avons mené une campagne de mesure avec un industriel sur des injecteurs essence pour moteurs à injection directe et indirecte. Les deux cas d'injecteurs testés ont montré avec succès l'applicabilité du système d'imagerie ainsi que son intérêt par rapport aux autres techniques (faible coût d'utilisation, information sur la vitesse et la morphologie des gouttes). Même si la caractérisation d'un spray avec un granulomètre par diffraction apparaît plus simple, les résolutions temporelle et spatiale restent faibles. Ce système a aussi montré ses limites dans le cas de l'injection

haute pression, car il faut prêter une attention toute particulière sur le post traitement des données pour fournir des diamètres moyens cohérents. De plus, ce type de post traitement n'est pas aisément réalisable sans les informations apportées par les autres techniques.

Le granulomètre PDPA est un système très puissant puisqu'il fournit des informations locales sur la granulométrie et sur la vitesse des gouttes. Cependant nous avons constaté que sa fiabilité face à des particules de forme complexe est toujours une question en suspens (notamment dans le cas de l'injection basse pression). Dans ce cas précis, la caractérisation de tels sprays exige un montage particulier (le Dual Mode), plus difficile à mettre en oeuvre, ainsi que des post traitements adaptés pour accéder à une information fiable. Sa grande résolution spatiale et temporelle est un avantage et à la fois un inconvénient car dans le cas de faibles taux de comptage et/ou de validation, la mesure peut se révéler très longue.

Le système par imagerie bénéficie d'une très bonne résolution spatiale, comparable à celle du PDPA, mais en terme de résolution temporelle, elle reste limitée (sauf si on utilise des caméras très rapides). Toutefois, la mesure de champs constitue un avantage qui permet de compenser son manque de résolution temporelle. De plus, l'imagerie fournit une information supplémentaire sur la morphologie des gouttes qui n'est accessible par aucune des deux autres techniques. Cela lui confère un caractère informatif et une fiabilité face aux autres méthodes qui basent leur mesure sur l'hypothèse de sphéricité des gouttes. L'information supplémentaire sur les vitesses est très utile, si un traitement PTV est possible, même si la vélocimétrie par PDPA est plus robuste pour déterminer les vitesses dans des écoulements denses.

Le développement de la vélocimétrie par PTV a apporté une dimension supplémentaire au système de granulométrie par imagerie initial. En effet, l'algorithme de PTV utilisé dans cette thèse, proposé par Malek [100], permet de calculer des corrélations diamètre-vitesse ou morphologie-vitesse intéressantes. Sa validation a été montrée en comparant les résultats conjoints de granulométrie et de vélocimétrie avec ceux fournis par le PDPA.

Enfin, concernant la morphologie des gouttes, mon travail a porté principalement sur l'étalonnage des paramètres morphologiques sur des objets tests de formes proches de celles que l'on peut rencontrer dans un spray. L'analyse statistique des paramètres morphologiques a permis de mesurer le poids de chaque paramètre dans le cas de l'injection basse pression.

Nous avons montré que la morphologie des gouttes doit être prise en compte surtout au début de l'injection, et aussi, comme l'avait montré Yon [157], en fin d'injection. En effet, dans les applications de combustion, le spray est généralement brûlé avant d'être complètement atomisé. L'apport de la morphologie dans ce cas permet de caractériser les sprays dans des conditions plus proches de leur utilisation. L'approche statistique de la morphologie des gouttes a fait apparaître une segmentation de l'espace des paramètres morphologiques qui permet de distinguer des formes particulières d'éléments liquides (gouttes sphériques, ovoïdes et ligaments) dans un spray. Des éléments liquides de forme propre à l'atomisation secondaire ont aussi été mis en évidence, en comparant un spray en cours d'atomisation et un spray atomisé. Nous avons aussi montré qu'une comparaison est possible entre notre approche statistique et celle de Dumouchel et al. (voir [64] et [44]) par analyse fractale.

## Perspectives

Le modèle d'imagerie utilisé fait l'hypothèse que la réponse impulsionnelle associée à une goutte est indépendante de la taille de cette goutte. Cette hypothèse semble vérifiée dans le cas de disques opaques calibrés, déposés en couche mince sur une plaque de verre. Mais nous avons observé que dans le cas des gouttes réelles, la réponse impulsionnelle minimum mesurable est dépendante du diamètre de la goutte. Ce résultat nécessite d'être analysé plus en détails pour comprendre quels sont les phénomènes qui introduisent ce biais dans la mesure. Pour cela, une expérience assez simple à mettre en oeuvre consisterait à mesurer la réponse impulsionnelle sur un spray de gouttes calibrées ( $20 < d < 1000 \mu\text{m}$ ). Cette expérience permettrait de mieux comprendre pourquoi la réponse impulsionnelle minimale (i.e. dans le plan de mise au point) des gouttes de plus grand diamètre est plus importante que celles de plus faible diamètre. Cet effet inattendu pourrait aussi être dû à des effets non pris en compte par le modèle, comme la réflexion, la réfraction ou la diffraction. L'utilisation d'objets calibrés tridimensionnels, comme par exemple des fibres optiques, permettrait de mieux appréhender leur effet sur notre modèle.

En ce qui concerne la mesure de vitesse par PTV, il serait intéressant d'exécuter l'algorithme de la même manière que les autres programmes de granulométrie. Il faut donc transcrire l'algorithme, initialement développé sous Matlab, en langage C. Cette opération ne semble pas être si compliquée car l'algorithme initial fait appel à des fonctions réalisant des opérations sur des matrices (soustraction, multiplication...) qui sont écrites en C.

Le second point d'amélioration concerne la possibilité d'exécuter le programme de PTV sur une image entière divisée en fenêtres d'interrogations, à l'instar des méthodes PIV. On pourrait alors bénéficier de l'expérience acquise au laboratoire sur les méthodes de PIV pour déterminer la taille optimale des fenêtres d'interrogations pour améliorer les temps de calcul. En effet, nous avons vu que le découpage de l'image en fenêtres d'interrogations permet de gagner jusqu'à un facteur 10 en temps de calcul, pour le même nombre de particules dans l'image entière.

Sachant qu'il est d'ores et déjà possible d'exécuter l'algorithme PTV ou le programme de granulométrie (c'est-à-dire la partie traitement des paramètres de l'image et les tris des gouttes) dans une seule zone de l'image, deux possibilités sont envisageables : soit exécuter les programmes de granulométrie dans plusieurs zones de l'image, soit le faire directement avec l'algorithme PTV. Il serait intéressant de le faire avec le programme pdf car cela permettrait de compléter les traitements réalisés, en effet, on pourrait imaginer :

- utiliser les vecteurs vitesses pour identifier les collisions ou les superpositions de gouttes.
- éliminer les vecteurs qui vont dans le mauvais sens, ou de norme trop importante.
- générer des graphes de corrélation diamètre/vitesse.

Des essais supplémentaires sont à réaliser pour vérifier la précision de l'algorithme dans des cas concrets d'injection tels que l'injection directe essence, où la vitesse et la densité de goutte est plus importante (projets en cours).

Concernant la morphologie des gouttes, un gros travail reste à faire pour comprendre les relations



entre la morphologie des éléments liquides et l'atomisation. Plusieurs pistes peuvent être explorées notamment une analyse spécifique de la forme des ligaments présents lors de l'atomisation secondaire. L'introduction de nouveaux paramètres, basés par exemple sur les moments d'inertie des gouttes (comme dans l'étude de Parra-Denis et al. [37]) ou ceux recensés par Chigier [24], permettrait d'utiliser des méthodes telles que l'analyse par composantes principales pour identifier les paramètres les plus significatifs pour la caractérisation de la morphologie des gouttes. L'introduction des ovales de Cassini a montré que les éléments liquides en forme de ligaments sont mieux décrits par cette famille d'objets que par les ellipses. Mais de nouveaux modèles sont à mettre en place pour identifier d'autres formes particulières de gouttes, en utilisant par exemple les particules de Chebyshev. L'analyse fractale développée par Dumouchel et al. [64] peut aussi être complémentaire de notre approche pour relier les paramètres des éléments liquides de l'atomisation secondaire aux gouttes qu'ils engendrent.

On peut aussi tenter de coupler les outils morphologiques et l'algorithme de PTV. En effet, la PTV permet de suivre l'évolution temporelle des paramètres morphologiques des gouttes (voir section 4.4.4). Dans cette étude, seules deux images successives étaient disponibles grâce à l'utilisation de la caméra PIV. Mais on peut imaginer suivre l'évolution temporelle complète des gouttes du spray avec l'utilisation d'une caméra rapide.

## Annexe A

# Utilisation des programmes de granulométrie

### A.1 Le programme de normalisation

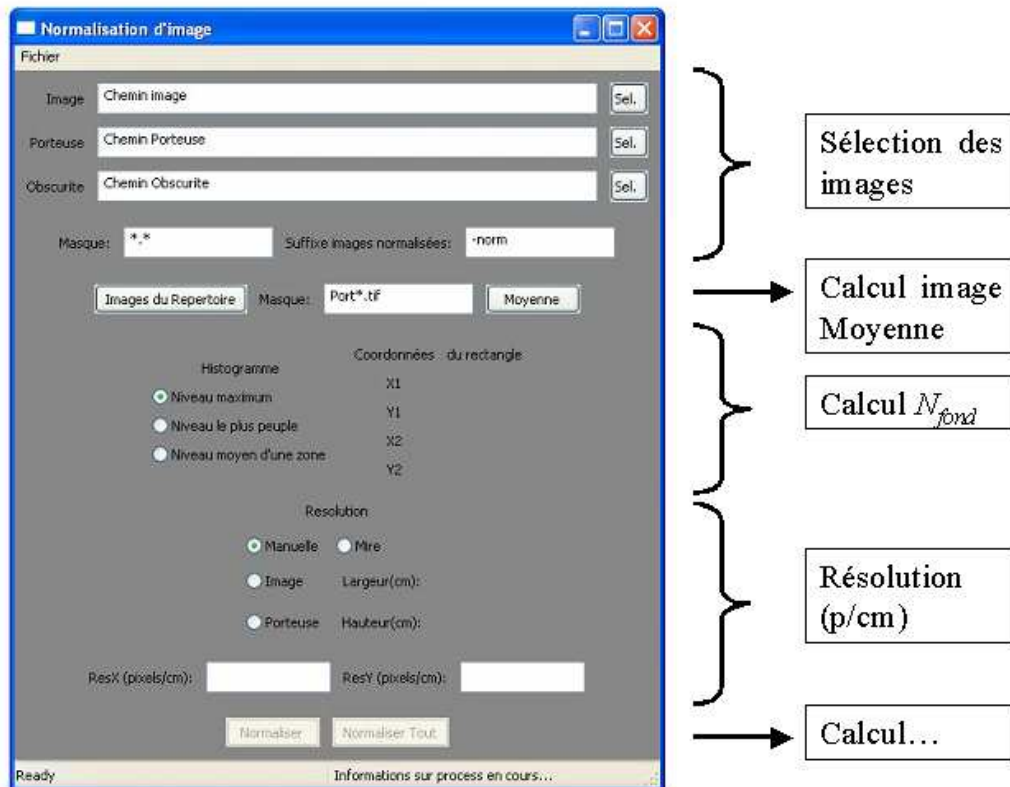


FIG. A.1 – Programme de normalisation des images

Le premier programme, appelé *normalise*, permet de s'affranchir de ces inhomogénéités du fond lumineux. Ceci n'est possible que si la réponse du capteur est linéaire, donc proportionnelle à l'intensité

lumineuse qu'il perçoit. Ce programme nécessite d'enregistrer, pour chaque expérimentation, deux images particulières :

- L'image porteuse  $I_P$ , qui est l'image du seul fond lumineux clair. Elle est généralement moyennée sur une série d'images porteuse. Cette moyenne est calculable avec le programme normalise.
- L'image d'obscurité  $I_O$ , qui correspond à l'image enregistrée sans qu'aucune lumière ne pénètre dans l'objectif de la caméra. Les faibles niveaux de gris de cette image correspondent à la réponse des cellules photo-sensibles dans l'obscurité. L'image  $I_O$  peut être le résultat d'une image moyenne, mais elle n'est pas indispensable au calcul de l'image normalisée. En l'absence de cette image, le niveau d'obscurité correspond au niveau de gris 0.

Le calcul de l'image normalisée est illustré par la figure 2.18 et est déterminé via l'équation suivante :

$$I_N(i, j) = \alpha \frac{I(i, j) - I_O(i, j)}{I_P(i, j) - I_O(i, j)} N_{fond} \quad (\text{A.1})$$

Si l'image ne présente pas de fluctuations temporelles de l'intensité du fond lumineux, les inhomogénéités de niveaux de gris de la porteuse sont corrigées par l'équation A.1 avec  $\alpha = 1$ . Le fond lumineux de l'image normalisée est alors uniforme à la valeur de niveau de gris  $N_{fond}$ . La valeur de  $N_{fond}$  est définie selon l'option sélectionnée :

- Si l'utilisateur sélectionne l'option "Niveau maximum",  $N_{fond}$  est égal au niveau de gris maximal rencontré dans l'image.
- Si l'utilisateur sélectionne l'option "Niveau le plus peuplé",  $N_{fond}$  est égal au niveau de gris le plus souvent rencontré dans l'image.
- Lorsque l'intensité du fond lumineux varie essentiellement de manière temporelle (i.e. fluctuation d'une image sur l'autre), cette fluctuation est prise en compte par la variable correctrice  $\alpha$ . Pour cela, on sélectionne dans le programme de normalisation l'option "histogramme calculé sur le niveau moyen d'une zone". L'utilisateur sélectionne alors une zone rectangulaire de l'image où seul le fond lumineux de la porteuse est présent. La valeur de  $\alpha$  est obtenue en divisant le niveau global du fond lumineux de la porteuse par celui de l'image étudiée dans la zone rectangulaire.

Fin Copié-collé, à synthétiser et détailler si besoin le fonctionnement (masque, images prise en compte, calcul de l'image moyenne)

## A.2 Le programme de localisation des gouttes

Le but de ce programme est de localiser un maximum de gouttes dans l'image normalisée. La localisation des gouttes réalisée à partir de deux opérations complémentaires de seuillage.

Le premier champ à remplir "Image" concerne le choix de l'image normalisée sur laquelle on désire détecter les gouttes. Le second champ "Seuil Fusion" permet de choisir une image binarisée correspondant à l'image normalisée pour inhiber le seuillage classique. Cette image additionnelle peut être très utile lorsque l'on sait où se trouvent les objets dans l'image, par exemple lors d'une campagne d'étalonnage. De la même manière que pour le programme normalise.exe, il est possible d'exécuter le

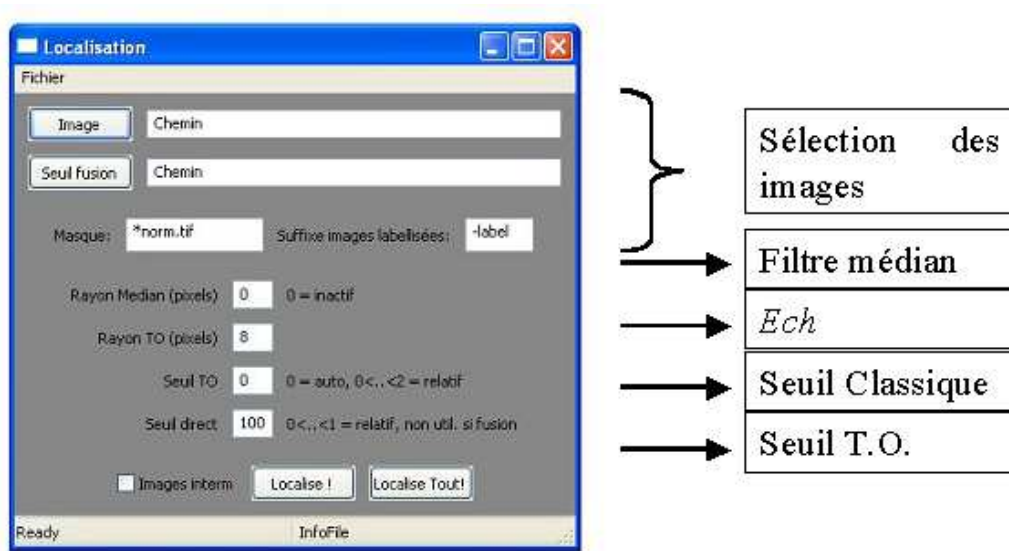


FIG. A.2 – Programme de localisation des gouttes

programme *localise.exe* sur une série d'images. On entre dans le champ "Masque" le suffixe commun aux images normalisées. Le champ "Suffixe des images labellisées" paramètre la chaîne de caractères qui est ajoutée au nom de l'image labellisée, en sortie de ce programme.

Si l'image normalisée est bruitée, le champ "Rayon Médian" permet de réaliser un filtrage médian sur l'image normalisée. La valeur à paramétrer est le rayon du filtre en pixels.

### A.2.1 Seuillage par Transformée en Ondelettes (T.O.)

Le seuillage T.O. permet de détecter les faibles transitions de niveaux de gris. Le seuillage par ondelette est défini par deux paramètres dans le programme *localise* :

- Le "Rayon de la TO" égal au paramètre *Ech* en pixels.
- Le "Seuil TO" définit le niveau de seuil à appliquer sur l'image de la TO.

Dans le cas où le niveau de seuil relatif de T.O. est compris entre 0 et 1, on extrait alors la partie négative du signal, c'est-à dire que l'on conserve les valeurs de niveaux de gris inférieurs à  $n_{med}$  dans l'image T.O. Dans ce cas, on ne détecte que les bords de la goutte et on obtient un objet binaire circulaire mais "troué". Dans le programme de localisation, il est conseillé de rentrer une valeur  $SeuilTO = 1.1$  pour les images de spray ressemblant à celles de la figure 2.20. Si le niveau de seuil relatif de T.O. est paramétré est entre 1 et 2, le seuillage est effectué sur la partie positive du signal (i.e  $W(i, j) > n_{med}$ ), et si le  $SeuilTO$  est choisi entre 0 et 1, le seuillage est effectué sur la partie négative du signal (i.e  $W(i, j) < n_{med}$ ).

Pour le choix du paramètre d'échelle, le seuillage T.O. avec  $Ech = 15$  semble mieux détecter les grosses gouttes (objet n° 2 sur la figure A.3) qu'avec  $Ech = 8$ . Ce dernier semble plus adapté aux petits éléments (objet n° 1 sur la figure A.3), surtout lorsqu'ils sont proches les uns des autres, comme on peut le constater sur la figure A.3. Dans le programme *localise*, la valeur par défaut du paramètre

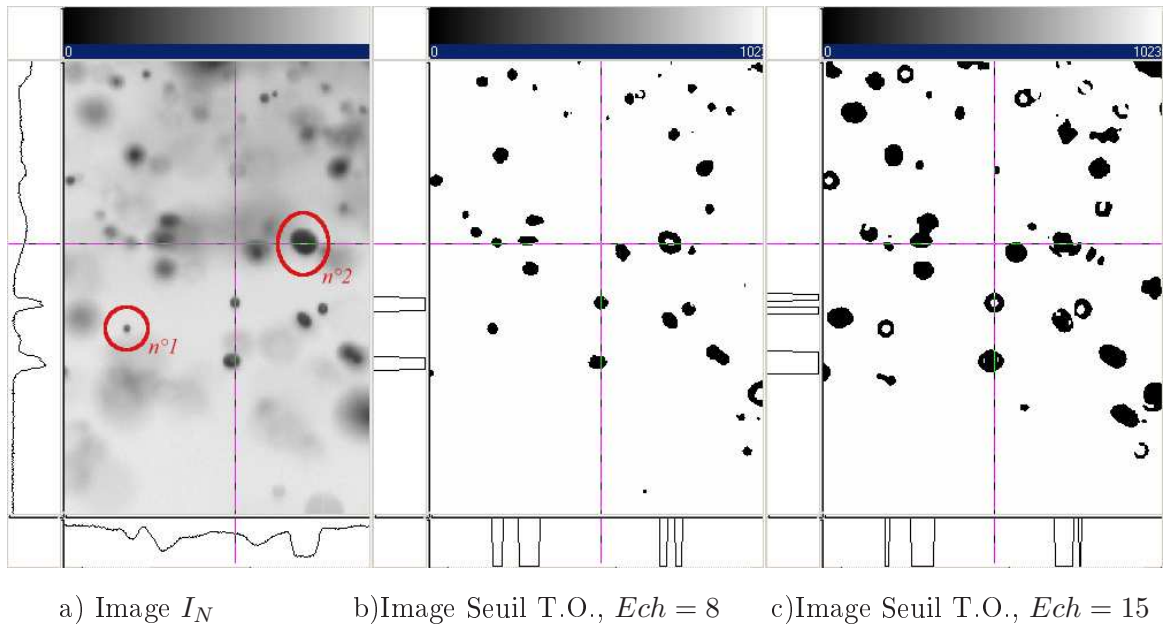


FIG. A.3 – Exemple d'images seuillée par T.O.,  $SeuilTO = 1.1$

d'échelle est fixée à  $Ech = 8$ .

### A.2.2 Seuillage classique

La première opération de seuillage consiste à détecter une transition de niveau de gris à partir du niveau de seuil  $N_{seuil}$ . Pour cela, on dresse l'histogramme des niveaux de gris de l'image normalisé. Deux niveaux de gris particuliers interviennent dans le calcul du niveau de seuil  $N_{seuil}$  :

- Le niveau minimal rencontré dans l'image  $N_{min}$ , associé aux niveaux de gris des gouttes.
- Le niveau de gris le plus peuplé  $N_{max}$  dans l'histogramme, représentatif du niveau du fond lumineux.

Le choix du niveau de seuil  $l$  est important car il influe sur la taille apparente des objets détectés. Plus il est proche du pic correspondant au niveau de gris du fond lumineux  $N_{max}$ , plus la surface des gouttes détectées sera importante. Toutefois, un niveau de seuil trop élevé risque de réunir des objets proches les uns des autres, surtout dans les zones où le fond lumineux est faible (par exemple dans la partie haute et centrale de l'image de la figure 2.20). Le niveau de seuil est choisi via l'équation :

$$l = \frac{N_{seuil} - N_{min}}{N_{max} - N_{min}} \quad (A.2)$$

Le but du programme *localise* est de détecter un maximum d'objets, sans trop en réunir. En général, on affecte le paramètre "Seuil direct" à la valeur  $l \approx 0.4$  pour détecter les objets. Il est aussi possible de paramétrer une valeur absolue de niveau de seuil, ou de laisser le programme calculer automatiquement le niveau de seuil optimal (Pour cela, on paramètre "Seuil direct" à 0). Le seuillage classique ne détecte que peu d'objets en défaut de mise au point. De plus, le seuillage classique a tendance à regrouper les objets proches dans l'image et dont les niveaux de contraste sont équivalents.

### A.2.3 L'image labellisée

L'image de la localisation est l'image labellisée, elle contient chaque goutte détectée par l'un ou l'autre des deux seuillages. Chacune de ces gouttes est affectée à une valeur de niveau de gris particulière. En effet, une fois l'image seuillée à l'aide des deux seuillages décrits précédemment, ces deux images sont unies au sens mathématique du terme. Ensuite un algorithme récursif de labellisation détecte les gouttes une à une en partant en haut à gauche de l'image, ligne par ligne dans l'image seuillée. Le premier ensemble de pixels noirs détecté est affecté du niveau de gris 1 et associé à la première goutte. L'opération est ensuite répétée en incrémentant la valeur de niveau de gris jusqu'à ce que tous les ensembles de pixels soient affectés à une couleur. Chaque ensemble de pixels ainsi comptabilisé est appelé *masque*. Le fond lumineux étant affecté à la valeur  $2^{16}$ , il est donc possible de définir 65534 masques différents. L'image labellisée résultante est illustrée sur la figure A.4. On constate sur cette image (voir figure A.4) que plus les masques sont proches du bas de l'image, plus leur niveau de gris est proche du blanc, donc augmente.

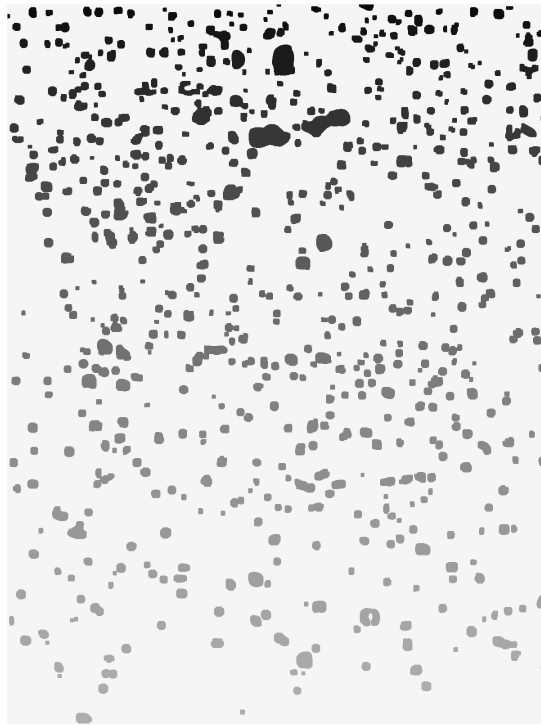


FIG. A.4 – Image labellisée, 705 objets détectés,  $Ech = 8$ ,  $SeuilDirect = 0.3$ ,  $SeuilTO = 1.1$

Deux options supplémentaires ont été ajoutées à ce programme :

- Une option de filtrage médian a été ajoutée pour augmenter l'efficacité du seuillage T.O. lorsque les images normalisées sont bruitées.
- La surface de chaque masque est dilatée d'un facteur 1.5, une fois qu'il a été détecté. Cette opération peut être inhibée si nécessaire.

### A.2.4 Le programme de calcul des paramètres des gouttes

L'analyse de chaque goutte détectée par le programme *localise* est réalisée par le programme *subdiametre*, dont une capture d'écran est affichée sur la figure A.5.

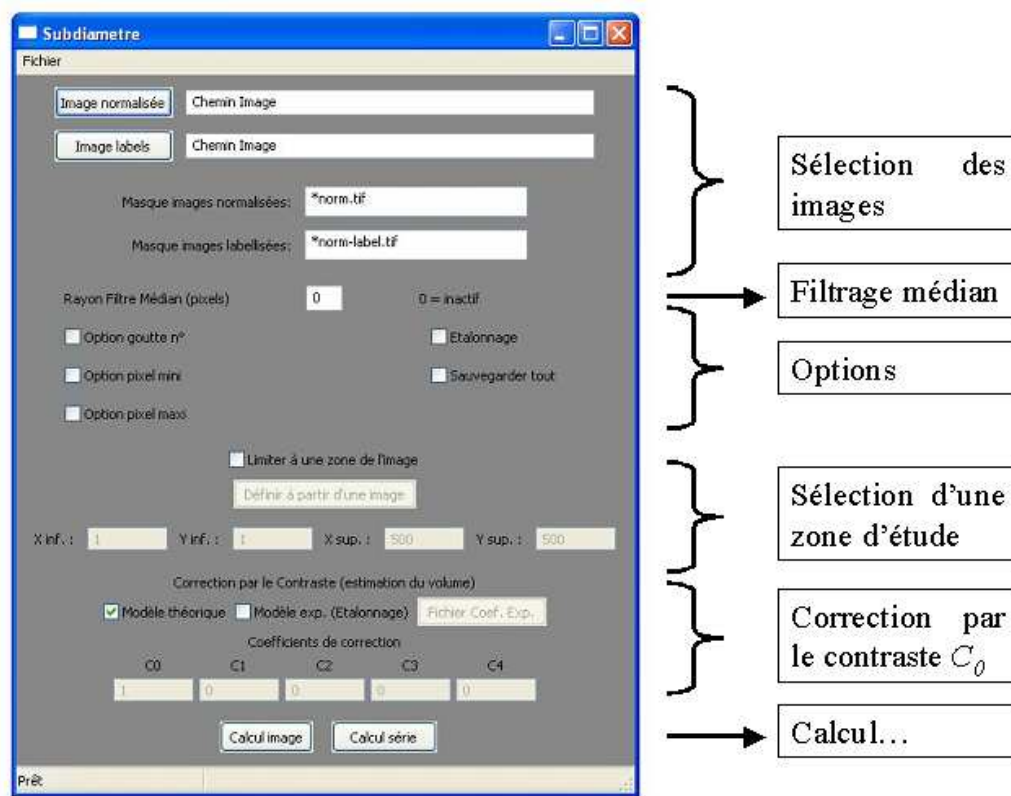


FIG. A.5 – Programme subdiametre

A partir de l'image de la goutte isolée (voir figure 2.29.c), quatre seuillages relatifs sont effectués aux niveaux  $l = 0.77, l = 0.4, l = 0.25$  puis  $l = 0.61$ . Ces quatre binarisations conduisent aux images de la figure 2.31.b. Si l'une de ces images ne contient après seuillage aucun pixel noir, c'est que l'image de cette goutte n'est pas assez contrastée, on ne peut donc pas calculer un rayon  $r_l$  fiable. Cette goutte est alors éliminée du traitement. A partir des surfaces obtenues pour chacun des trois niveaux de seuil  $l = 0.77, l = 0.4, l = 0.25$ , le rayon de la goutte  $r_l$  est calculé. Deux de ces trois rayons seront utilisés par la suite pour calculer la demi largeur de l'image  $\Delta\tilde{r}$ , via l'équation 2.22. Cette donnée sera utilisée par le programme *pdf* pour estimer la réponse impulsionnelle de la goutte  $\chi$ .

A partir de l'image seuillée au niveau  $l = 0.61$ , on détermine le rayon de chaque goutte  $r_{61}$  ainsi que le contour de la goutte. L'algorithme de calcul du contour permet d'obtenir le contour sub-pixel de l'image goutte isolée. La méthode de calcul du contour sub-pixel, détaillée en Annexe 2, est basée sur le gradient de niveau de gris à l'interface du contour de la goutte.

Le résultat final de ce programme est donc un fichier de données qui liste l'ensemble des gouttes détectées par *subdiametre*. Dans cette liste figure les nombreux paramètres définis précédemment tels que le niveau de gris de l'image labellisée (label), les diamètres issus des 4 niveaux de seuils, les 4

paramètres morphologiques, le contraste, la surface d'interface, le volume, la taille et les coordonnées du masque d'analyse, les coordonnées du barycentre de la goutte et le nom de l'image de laquelle la goutte est extraite.

Les images normalisée et labellisée correspondante sont nécessaires pour que le programme *subdiametre* fonctionne. Les options supplémentaires du programme *subdiametre* sont les suivantes :

- L'option "Rayon Filtre Médian" permet de choisir la taille du filtre médian (en pixels) appliqué lors de l'analyse de l'image de la goutte isolée. Cette option peut être utile pour l'analyse d'images bruitées.
- L'option "Goutte n °" donne des informations particulières pour une goutte donnée. Il convient alors de choisir comme numéro celui de sa couleur dans l'image labellisée.
- L'option "pixel mini" ou "pixel maxi" impose le nombre de pixels minimum (ou maximum) que doit contenir la surface d'une goutte, après seuillage à  $l = 0.61$ , pour être analysée.
- L'option "Étalonnage" est utile lors de l'analyse de disque calibrés par exemple. Le masque de l'image normalisée doit être de la forme  $X0 \pm x \text{ mm}$ .  $x$  renseigne alors sur la distance de l'objet par rapport au plan de mise au point. Les images sont alors traitées comme si elles ne faisaient partie que d'une seule et même image.
- L'option "Sauvegarder tout" permet de sauvegarder les images intermédiaires du calcul sur une goutte en particulier.
- L'option "Limiter à une zone de l'image" permet de définir un rectangle dans l'image à l'intérieur duquel le traitement sera effectué.
- L'option "Correction par le contraste" est utile pour le calcul de l'estimation du volume (voir section 2.2.1). Si l'utilisateur choisit le modèle théorique, la courbe  $a/r_{61} = f(C_0)$  de la figure 2.14 sera utilisée. Dans le cas contraire, l'utilisateur doit entrer les coefficients de correction déduits d'une régression polynomiale de la courbe  $a/r_{61} = f(C_0)$ . Nous verrons dans le chapitre 3 comment obtenir ces coefficients.

### A.2.5 Le programme de calcul de la granulométrie

Le programme *pdf*, constitue la dernière étape des traitements. Ce programme ne réalise pas de traitement d'images, il réalise seulement des opérations statistiques sur les données fournies par le programme *subdiametre*.

Les paramètres du programme *pdf* sont les suivants :

- La résolution des images en p/cm.
- L'échelle utilisée pour le calcul des pdf : linéaire ou logarithmique. Ainsi que le nombre de classes, les diamètres minimum et maximum. Si l'échelle est fournie par un fichier texte, ces trois valeurs doivent être inscrites dans ce fichier.
- Le critère de tri  $\chi_{max}$  sur la position des gouttes par rapport au plan de mise au point.
- Le critère de tri  $C_{min}$  sur le contraste minimum acceptable dans l'image de la goutte.
- Le choix des deux niveaux de seuils relatifs à utiliser pour l'estimation de  $\Delta\tilde{r}$  via l'équation 2.22.



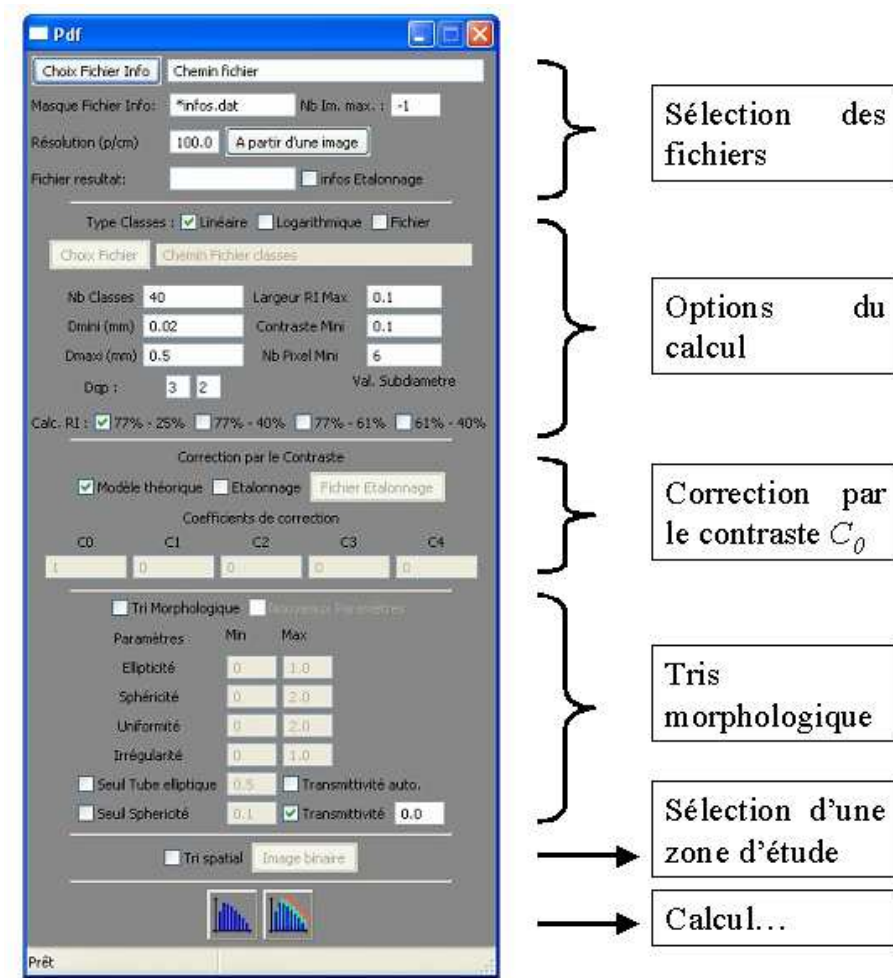


FIG. A.6 – Programme de calcul de la granulométrie

- L'option "Correction par le contraste" pour le calcul du diamètre réel de la goutte. Si l'utilisateur choisit le modèle théorique, la courbe  $a/r_{61} = f(C_0)$  de la figure 2.14 sera utilisée. Dans le cas contraire, l'utilisateur doit entrer les coefficients de correction déduits d'une régression polynomiale de la courbe  $a/r_{61} = f(C_0)$ . Nous verrons dans le chapitre 3 comment obtenir ces coefficients.
- Les différents critères relatifs à la morphologie des gouttes, qui seront détaillés dans le chapitre 4.
- La possibilité de réaliser un tri spatial des gouttes à partir d'une image binaire. C'est-à-dire qu'il faut donner au programme une image binaire, de la même taille que les images de spray. Toute goutte positionnée dans l'image normalisée  $I_N$  à l'endroit d'un 0 dans l'image binaire sera éliminée du traitement.

Le résultat final de ce programme est donc un fichier de données qui liste l'ensemble des gouttes triées par *pdf*. Dans cette liste figurent les paramètres calculés auparavant par *subdiametre*, plus les informations supplémentaires sur la réponse impulsionnelle des gouttes, le diamètre corrigé par le contraste, . . . Les autres fichiers de sortie permettent de tracer les graphes des distributions volumique et numérique des gouttes, les cumulatives. . .

## Annexe B

# Le suivi de contour sub-pixel

A partir du moment où l'image d'un objet a été seuillée, celui-ci est représenté par un ensemble connexe de pixels noirs sur fond blanc (voir figure B.1). Pour l'analyse de cet objet, une description de son contour est particulièrement intéressante.

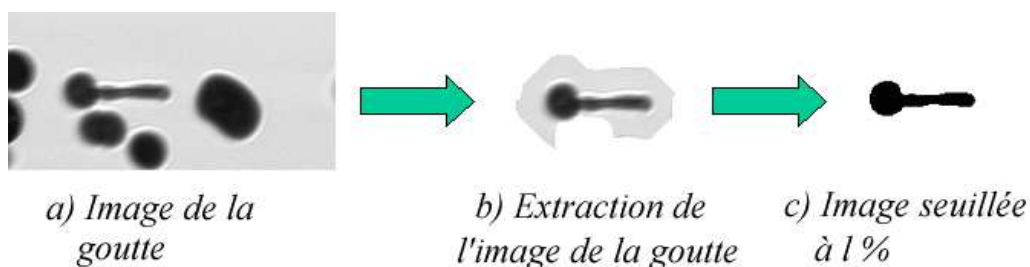


FIG. B.1 – Illustration du calcul de l'image d'une goutte seuillée.

Pour ce faire, il faut commencer par se placer sur le premier pixel du contour détecté et par mémoriser cette position. Chacun de ses voisins est numéroté par un masque dont le centre correspond à la position du premier pixel noir rencontré (croix sur la figure 3-6). La numérotation des voisins est ordonnée dans le sens trigonométrique ou anti-trigonométrique suivant celui adopté pour le suivi du contour.

On teste la couleur de chaque voisin dans l'ordre de leur numérotation jusqu'à ce qu'un voisin rencontré soit affecté de la couleur de l'objet (grise dans la figure B.2). On enregistre la position de ce nouveau pixel et on centre le masque sur celui-ci. Ce masque subit ensuite une rotation des numérotations de sorte que le dernier pixel visité corresponde au numéro 7. La procédure recommence jusqu'à ce que le premier pixel visité soit rencontré de nouveau.

Nous avons maintenant la suite des coordonnées des pixels formant le contour d'un objet numérique. Lorsque les objets analysés sont petits relativement à la résolution des images, les phénomènes de discrétisation sont importants et influent sur la mesure de la surface de l'objet seuillé au niveau de seuil à  $L$  % (voir figure B.3.a). Pour pallier à ce problème, nous proposons d'utiliser l'information des niveaux de gris de l'objet étudié afin de déterminer la position de la frontière en coordonnées sub-pixel.

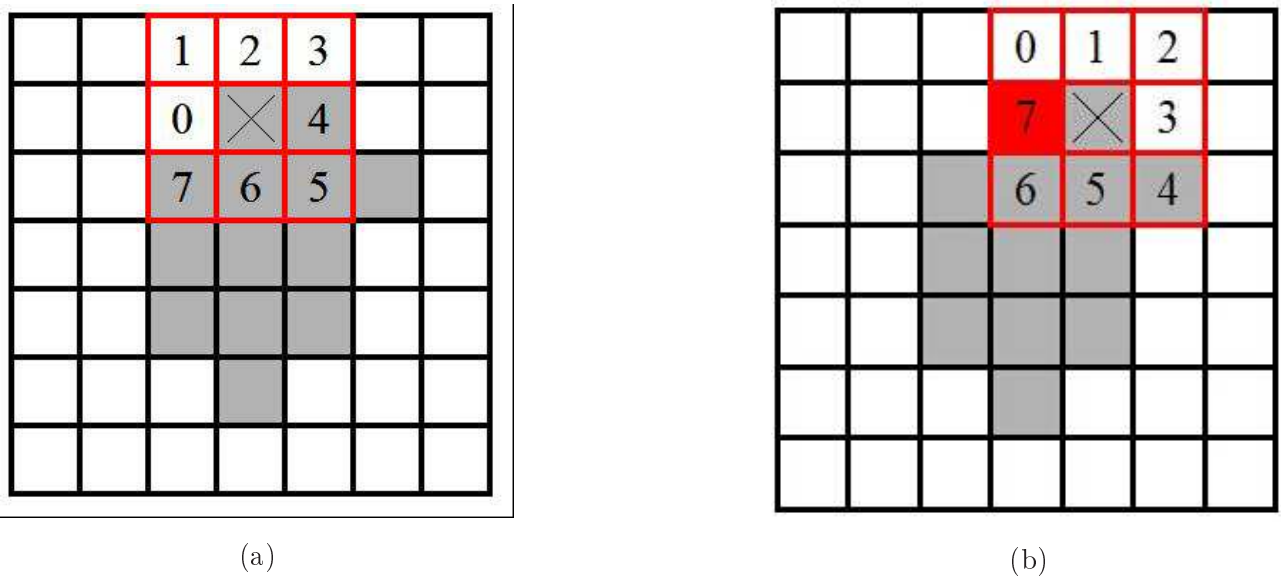


FIG. B.2 – La détection de contour

Pour chaque pixel du contour précédemment obtenu après application du seuillage, on calcule dans l'image normalisée les gradients de niveaux de gris horizontaux  $gx$  et verticaux  $gy$ , grâce à l'application de filtres de type Sobel. Les gradients calculés permettent la détermination d'une direction et d'une *norme* (niveau de gris par pixel). Ce vecteur gradient est utilisé pour déterminer la position du contour de l'objet en sub-pixel, correspondant au niveau de seuil  $L$ .

$$norme = \sqrt{gx^2 + gy^2}, \text{ avec } \begin{cases} dx = gx(Niv_L - Niv)/norme^2 \\ dy = gy(Niv_L - Niv)/norme^2 \end{cases}$$

Ainsi, le contour de l'objet étudié, répondant à un niveau de seuil donné, est connu en coordonnées sub-pixel (voir contour bleu sur la figure B.3).

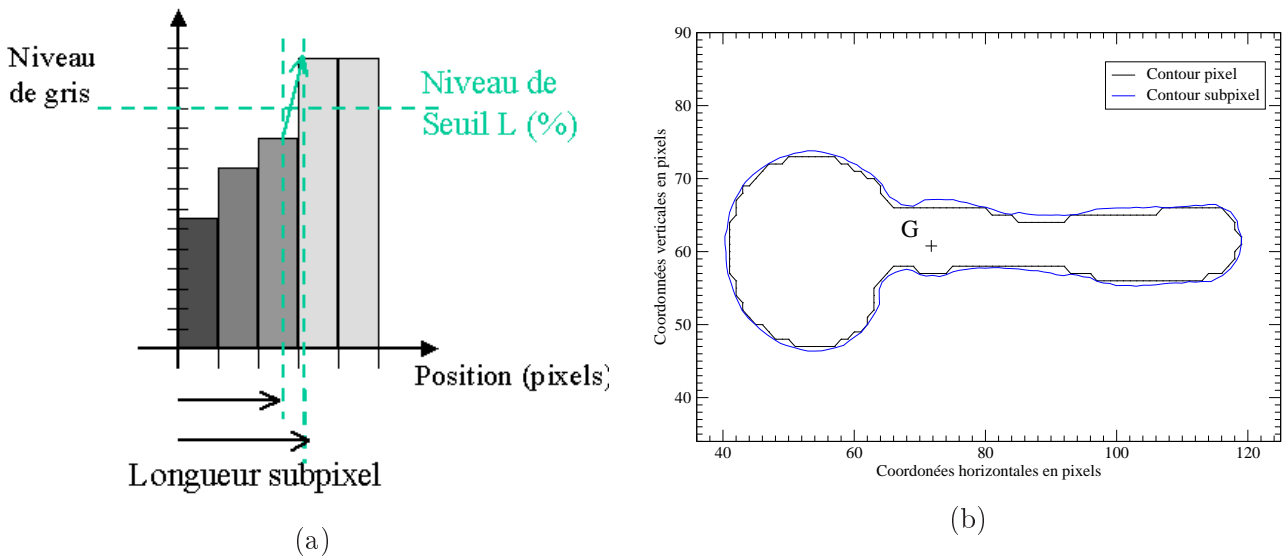


FIG. B.3 – Détermination du contour sub-pixel de l'image d'une goutte.

# Bibliographie

- [1] **H. E. Albrecht, N. Damaschke, M. Borys, et C. Tropea.** *Laser Doppler and Phase Doppler Measurement Techniques*. Springer, Berlin, 2003.
- [2] **A. A. Amer et M. C. Lai.** Time-Resolved Measurements in Transient Port Injector Sprays. *SAE Technical Paper*, (950509), 1995.
- [3] **E. Archbold et A. E. Ennos.** Displacement measurement from double exposure laser photographs. *Optica Acta*, 19 :253–571, 1972.
- [4] **N. W. H. Armstrong et K. N. C. Bray.** Premixed Turbulent Combustion Flowfield Measurements Using PIV and LST and their Application of Engine Combustion. *SAE Technical Paper*, 922322 :2–12, 1992.
- [5] **Dantec Dynamics A/S.** *BSA Flow Software, version 4.10, Installation and user's guide*. 2006.
- [6] **S. Baek et S.J. Lee.** A new two-frame particle tracking algorithm using match probability. *Experiments in Fluids*, 22 :23–32, 1996.
- [7] **H. Baird.** Moedl-based image matching using location. *MIT Press, Cambridge, MA*, 1984.
- [8] **P. W. Barber et S. C. Hill.** *Light Scattering by Particles : computational methods*. World Scientific, London, 1990.
- [9] **M. Barrere.** Modèles de combustion turbulente. *Revue Générale de Thermique*, XIII(148) :295–308, 1974.
- [10] **G. K. Batchelor.** The theory homogeneous turbulence. *Cambridge Science Classics*, 1993.
- [11] **J. P. A. J. Van Beeck.** *Rainbow Phenomena : Development of A Laser-Based, Non-intrusive Technique for Measuring Droplet Size, Temperature and Velocity*. Thèse de doctorat, Eindhoven University of Technology, Netherlands, 1997.
- [12] **J. P. A. J. Van Beeck, T. Grosjes, et M. Grazia De Giorgi.** Global Rainbow Thermometry Assessed by Airy and Lorenz-Mie Theories and Compared with Phase Doppler Anemometry. *Applied Optics*, 42 :4016–4022, 2003.
- [13] **J. P. A. J. Van Beeck et M. L. Riethmuller.** Non intrusive measurement of temperature and size of raindrops. *Applied Optics*, 34 :1633–1639, 1994.
- [14] **J. B. Blaisot et M. Ledoux.** Simultaneous measurement of diameter and position of spherical particles in a spray by an original imaging method. *Applied Optics*, 37(22) :5137–5144, 1998.

- [15] **J.B. Blaisot et J. Yon.** Droplet size and morphology characterization for dense sprays by image processing : application to the Diesel spray. *Experiments in Fluids*, 39 :977–994, 2005.
- [16] **C. F. Bohren et D. R. Huffman.** *Absorption and Scattering of Light by Small Particles*. John Wiley & Sons, New York, 1998.
- [17] **I.G. Bowen et G. P. Davies.** Report ICT28. *Shell Research Ltd, London*, 1951.
- [18] **R. Brunelli et T. Poggio.** Face recognition : Features versus templates. *IEEE Trans. Pattern Anal. Mach. Intell.*, 15 :1042–1052, 1993.
- [19] **A. Califano et R. Mohan.** Multidimensionnal indexing for recognizing visual shapes. *IEEE Trans. Pattern Anal. Mach. Intell.*, 16 :373–392, 1994.
- [20] **G. Castanet, D. Delconte, F. Lemoine, L. Mees, et G. Grehan.** Evaluation of temperature gradients within combusting droplets in linear stream using two colours Laser-Induced Fluorescence. *12th Int. Symp. Appl. of Laser Tech. to Fluid Mech., Lisbon, Portugal*, (15.4), 2004.
- [21] **Sill Optics Catalogue.** <http://www.silloptics.de/downloads/katalog2007screen.pdf>.
- [22] **Cavitar.** <http://www.cavitar.com>.
- [23] **G. Charalampous, Y. Hardalupas, et A.M.K.P. Taylor.** Optimization of the droplet sizing accuracy of the combined scattering (Mie)/Laser. *12th Int. Symp. Appl. of Laser Tech. to Fluid Mech., Lisbon, Portugal*, (15.6), 2004.
- [24] **N. Chigier.** Optical Imaging of Sprays. *Prog. Energy Combustion Science*, 17 :211–262, 1991.
- [25] **J. C. Châtain.** Amélioration du contraste et de la netteté des images en microscopie par fluorescence par la Déconvolution Vidéo Microscope (D.V.M.). *Spectra Analyse*, 172 :53–57, 1993.
- [26] **T. E. Corcoran, R. Hitron, W. Humphrey, et N. Chigier.** Optical Measurement of Nebulizer Sprays : A Quantitative Comparison of Diffraction, Phase Doppler Interferometry, and Time of Flight Techniques. *Aerosols Science*, 31 :35–50, 2000.
- [27] **J. Cousin.** *HDR : De l'hydrodynamique interne à la formation du spray. Cas de l'injection essence*. Thèse de doctorat, Université de Rouen, France, 2008.
- [28] **E. A. Cowen et S. G. Monismith.** A Hybrid digital particle tracking velocimetry technique. *Experiments in Fluids*, 22 :199–211, 1997.
- [29] **E. Cuche, F. Bevilacqua, et C. Depeursinge.** Digital holography for quantitative phase-contrast imaging. *Optics Letters*, 24(5) :291–293, 1999.
- [30] **E. Cuche, P. Marquet, et C. Depeursinge.** Simultaneous amplitude-contrast and quantitative phase-contrast microscopy by numerical reconstruction of Fresnel off-axis holograms. *Applied Optics*, 38(34) :6994–7001, 1999.
- [31] **N. Damaschke, G. Gouesbet, G. Grehan, H. Mignon, et C. Tropea.** Response of Phase Doppler Anemometer systems to nonspherical droplets. *Applied Optics*, 37(10) :1752–1761, 1998.

- [32] **N. Damaschke, H. Nobach, T.I. Nonn, N. Semidetnov, et C. Tropéa.** Multi-dimensional particle sizing techniques. *Experiments in Fluids*, 39 :336–350, 2005.
- [33] **N. Damaschke, H. Nobach, et C. Tropéa.** Optical limits of particle concentration for multi-dimensional particle sizing technique in fluid mechanics. *Experiments in Fluids*, 32 :143–152, 2002.
- [34] **G. G. Daves, R.O. Buckius, J.E. Peters, et A.R. Schroeder.** Morphology descriptors of irregularly shaped particles from two-dimensional images. *Aerosol Sciences and Technology*, 19 :199–212, 1994.
- [35] **H. C. Van de Hulst.** *Light Scattering by Small Particles*. Dover Publications, Inc. New York, 1957.
- [36] **P. Debye.** Der Lichtdruck auf kugeln von beliebigem material. *Ann. Phys.*, 30 :57–136, 1909.
- [37] **E. Parra Denis, C. Barrat, D. Jeulin, et C. Ducottet.** 3D complex shape characterization by statistical analysis : Application to aluminium alloys. *Materials Charact.*, 59 :338–343, 2008.
- [38] **R.A Dobbins et L. Crocco ans Glassman.** Measurement of Mean Particle Sizes of Sprays from Diffractively Scattered Light. *AAIA*, 1(1) :1882–1886, 1963.
- [39] **L. G. Dodge, D. J. Rhodes, et R. D. Reitz.** Drope-size Measurement Techniques for Sprays : Comparison of Malvern Laser-Diffraction and Aerometrics Phase/Doppler. *Applied Optics*, 26(11) :2144–2154, 1987.
- [40] **A. Doicu, Y. Eremin, et T. Wriedt.** Acoustic and Electromagnetic Scattering Analysis Using Discrete Source. *Academic Press, New York*, 2000.
- [41] **G. Dougherty.** Effect of sub-pixel misregistration on the point spread function of a CT imaging system. *Medical Engineering and Physics*, 22 :503–507, 2000.
- [42] **G. Dougherty et Z. Kawaf.** The point spread function revisited : image restoration using 2-D deconvolution. *Radiography*, 7 :255–262, 2001.
- [43] **B.T. Drain et P.K. Flatau.** User guide for the Discrete Dipole Approximation Code DDSCAT (version 6). [www.astro.princeton.edu/~draine/DDSCAT.6.0.html](http://www.astro.princeton.edu/~draine/DDSCAT.6.0.html), 2003.
- [44] **C. Dumouchel, J. Cousin, et S. Grout.** Analysis of Two-Dimensional Liquid Spray Images : The Surface-Based Scale Distribution. *J. of Flow Visual. and Image Process.*, 15 :59–83, 2008.
- [45] **C. Dumouchel et H. Malot.** Development of a three-parameter volume-based spray drop-size distribution through the application of the maximum entropy formalism. *Part. Part. Syst. Charact.*, 16(5) :220–228, 1999.
- [46] **Dantec Dynamics.** <http://www.dantecdynamics.com>.
- [47] **E. Fantini, L. Tognotti, et A. Tonazzini.** Drop Size Distribution in Sprays by Image Processing. *Computers Chem. Engng.*, 14(11) :1201–1211, 1990.
- [48] **N. Fdida, J.B. Blaisot, A. Floch, et D. Dechaume.** Drop Size Measurement Techniques Applied To Gasoline Sprays : Determination of the Relevant Parameters for Application to Spray

- Combustion Computations. *10th International Conference on Liquid Atomization and Spray Systems : ICLASS, Kyoto, Japan, (07-105)*, 2006.
- [49] **B. R. Frieden**. Statistical Models for the Image Restoration Problem. *GGIP*, 12 :40–59, 1980.
- [50] **D. Gabor**. A New Microscopic Principle. *Nature*, 161 :777–778, 1948.
- [51] **P. Le Gal, N. Farrugia, et D.A. Greenhalgh**. Laser Sheet Dropsizing of dense sprays. *Optics and Laser Technology*, 31 :75–83, 1999.
- [52] **A. H. Gee, S. Aiyer, et R. W. Prager**. An analytical framework for optimizing neural networks. *Neural Networks*, 6 :79–97, 1993.
- [53] **J. P. Georgin**. *Analyse Interactive des Données (ACP, AFC) avec Excel 2000. Théorie et Pratique*. Presses Universitaires de Rennes, 2007.
- [54] **C. Gloaguen, M. Rafizadeh, et J. Lavergnat**. <http://www.cetp.ipsl.fr/>.
- [55] **A.R. Glover, S.M. Skippon, et R.D. Boyle**. Interferometric laser imaging for droplet sizing : a method for droplet-size measurement in sparse spray systems. *Applied Optics*, 34(36) :8409–8421, 1995.
- [56] **S. Gold et A. Rangarajan**. Softmax to Softassign : Neural Network Algorithms for Combinatorial Optimization. *Journal of Artificial Neural Networks*, 2(4) :381–399, 1996.
- [57] **S. Gold, A. Rangarajan, C. P. Lu, S. Pappu, et E. Mjolsness**. New Algorithms for 2D and 3D Point Matching : Pose Estimation and Correspondance. *Pattern Recognition*, 31(8) :1019–1031, 1997.
- [58] **R. C. Gonzalez et R.E. Woods**. *Digital Image Processing*. Prentice Hall, Upper Saddle River, New Jersey, 2007.
- [59] **J. W. Goodman et R. W. Lawrence**. Digital image formation from electronically detected holograms. *Applied Physics Letters*, 11(3) :77–79, 1967.
- [60] **G. Gouesbet, B. Maheu, et G. Gréhan**. Light Scattering from a sphere arbitrarily located in a Gaussian beam, using a Bromwich formulation. *J. O. S. A. A*, 9 :1427–1443, 1988.
- [61] **G. Gréhan, G. Gouesbet, et B. Maheu**. In *combustion measurements edited by N. Chigier, chapter 10, Generalized Lorenz-Mie theory and applications to optical sizing*.
- [62] **G. Gréhan, G. Gouesbet, A. Naqwi, et F. Durst**. Particle Trajectory Effects in Phase Doppler Systems. *Part. Part. Syst. Charact.*, 10 :332–338, 1993.
- [63] **G. Gréhan, G. Gouesbet, A. Naqwi, et F. Durst**. Trajectory ambiguities in Phase Doppler Systems : Study of a near-forward and a near-backward geometry. *Part. Part. Syst. Charact.*, 11 :133–144, 1994.
- [64] **S. Grout, C. Dumouchel, J. Cousin, et H. Nuglisch**. Fractal Analysis of Atomizing Liquid Flows. *Int. J. of Multiphase Flow*, 33 :1023–1044, 2007.
- [65] **Y. Han et Z. Wu**. Absorption and scattering by an oblate particle. *J. Opt. A : Pure Appl. Opt.*, 4 :74–77, 2002.

- [66] **R. Harari et E. Sher.** Bimodal drop size distribution behavior in plain-jet airblast atomizer sprays. *Atomization And Sprays*, 8 :349–362, 1998.
- [67] **Y. Hardalupas, K. Hishida, M. Maeda, H. Morikita, A.M.K.P. Taylor, et J.H. Whitelaw.** Shadow Doppler Technique for Sizing Particles of Arbitrary Shape. *Applied Optics*, 33 :8417–8426, 1994.
- [68] **Bosch Injecteur HDEV.** [www.bosch-motorsport.com/content/language2/html/3444.htm](http://www.bosch-motorsport.com/content/language2/html/3444.htm).
- [69] **C. Hespel.** *Extension de l'anémométrie phase Doppler à la mesure d'indice de réfraction et développement de la vélocimétrie laser par corrélation.* Thèse de doctorat, Université de Rouen, 2007.
- [70] **G. Hinton, C. Williams, et M. Revow.** Adaptive elastic models for hand-printed character recognition. *Advances in Neural Information Processing Problems*, 4, J.Moody, S.Hanson and R.Lippmann,eds,Mogan Kaufman, San Mateo, CA, 1992.
- [71] **R. Hummel et H. Wolfson.** Affine invariant matching. *Proc. DARPA image understanding workshop*, pages 351–364, 1988.
- [72] **D. P. Huttenlocher, G. A. Klanderman, et J. W. Rucklidge.** Comparing images using the Hausdorff. *IEEE Trans. Pattern Anal. Mach. Intell.*, 15 :850–863, 1993.
- [73] **Malvern Instruments.** <http://www.malverninstruments.com/home/index.htm>.
- [74] **F.A. Ivanyuk, H. Hofmann, V.V. Pashkevich, et S. Yamaji.** Transport coefficients for shape degrees in terms of Cassini ovaloids. *Phys. Review C*, 55(4) :1730–1746, 1997.
- [75] **Swithenbank J., Beer J. M., Taylor D. S., Abbot D., et McCreath G. C.** A laser diagnostic technique for the measurement of droplet and particle size distribution. *14<sup>th</sup> Aerospace Sciences Meeting, Washington D.C., USA*, pages 69–76, 1976.
- [76] **D. W. Jacobs.** Generalizing invariantsfor 3-D to 2-D matching. *Springer lecture notes in computer science*, 825. J.L. Mundy, A. Zisserman and D. Forsyth,eds. :415–434, 1994.
- [77] **S. Jeon, G. Cho, Y. Huh, S. Jin, et J. Park.** Point spread function for a flat-panel X-ray imager and its application in image restoration. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 563 :167–171, 2006.
- [78] **A. Kalaaji.** *Etude expérimentale de la formation contrôlée de gouttes et de micro-gouttes.* Thèse de doctorat, Thèse, Université Joseph Fourier-Grenoble1, France, 2003.
- [79] **Kanomax.** <http://www.kanomax-usa.com>.
- [80] **M. Kass et A. Witkin andD. Terzopoulos.** Snakes : active contour models. *Internat. J. Comput. Vision*, 1 :321–331, 1988.
- [81] **R. D. Keane, R. J. Adrian, et Y. Zhang.** Super-resolution particle image velocimetry. *Measurement and Science Technology*, 6 :754–768, 1995.
- [82] **R. D. Keane et R.J. Adrian.** Theory of cross-correlation analysis of PIV images. *J. Appl. Scient. Res.*, 49 :191–215, 1992.



- [83] **I. G. Kim et S. Y. Lee.** A Simple Technique for Sizing and Counting Spray Drops Using Digital Image Processing. *Experimental Thermal Fluid Science*, 3 :214–221, 1990.
- [84] **J. Y. Kim.** *Study of Internal Flow Characteristics and atomisation performance of Effervescent Atomizers.* Thèse de doctorat, Kaist, Korea, 2000.
- [85] **K. S. Kim et S. S. Kim.** Drop Sizing and Depth-of-Field Correction in TV imaging. *Atomization And Sprays*, 4 :65–78, 1994.
- [86] **K. U. Koh, J. Y. Kim, et S. Y. Lee.** Determination of In-focus Criteria and Depth of Field in Image Processing of Spray Particles. *Atomization And Sprays*, 11(4) :317–333, 2001.
- [87] **L. A. Kranendonk et S. T. Sanders.** Optical design in beam steering environments with emphasis on laser transmission measurements. *Applied Optics*, 44(31) :6762–6772, 2005.
- [88] **Y. Lamdan, J. Schwartz, et H. Wolfson.** Object recognition by affine invariant matching. *Proc. IEEE Conf. Comput. Vision Pattern Recognition*, pages 335–344, 1988.
- [89] **Lavision.** <http://www.lavision.de/>.
- [90] **D. Lebrun.** Cours de traitement d'images, Master Diode, Université de Rouen. 2006.
- [91] **D. Lebrun, C. E. Touil, et C. Özkul.** Methods for the Deconvolution of Defocused-Image Pairs Recorded Separately on Two CCD Cameras : Application to Particle Sizing. *Applied Optics*, 35(32) :6375–6381, 1996.
- [92] **B. Lecordier.** *Étude de l'interaction de la propagation d'une flamme prémélangée avec le champ aérodynamique par association de la tomographie laser et de la vélocimétrie par images de particules.* Thèse de doctorat, Thèse, Université de Rouen, France, 1997.
- [93] **A. Lecuona, P. A. Rodriguez P. A. Sosa, et R.I. Zequeira.** Volumetric Characterization of Dispersed Two-phase Flows by Digital Image Analysis. *Meas. Science And Tech.*, 11 :1152–1161, 2000.
- [94] **S. Y. Lee et Y. D. Kim.** Sizing of Spray Particles using Image Processing Technique. *9ème ICLASS proceeding, Lecture plénière, Sorrento, Italie*, 2003.
- [95] **S. Y. Lee, B. S. Park, et I. G. Kim.** Gray level factors used in image processing of two-dimensional drop images. *Atomization and sprays*, 1 :389–400, 1991.
- [96] **A. H. Lefebvre.** *Atomization and Sprays.* Hemisphere Publishing Corporation, 1989.
- [97] **H.C. Lewis, D.G. Edwards, M.J. Goglia, R.I. Rice, et L. W. Smith.** Atomization of Liquids in High Velocity Gas Streams. *Ind. Eng. Chem.*, 40(1) :67–74, 1948.
- [98] **C. P. Lu et E. Mjolsness.** Two-dimensional object localization by coarse-to-fine correlation matching. *Advances in Neural Information Processing Systems*, 6, J.Cowan, G.Tesauro and J.Alspector, eds, Morgan Kaufmann, San Francisco, CA :985–992, 1994.
- [99] **M. Maeda, Y. A. Kasaka, et T. Kawaguchi.** Improvements of the interferometric technique for simultaneous measurement of droplet size and velocity vector field in and its application to a transient spray. *Experiments in Fluids*, 33 :125–134, 2002.

- [100] **M. Malek**. Développement de méthodes d'holographie numérique pour la métrologie tridimensionnelle dans les écoulements. *Thèse, Université de Rouen*, 2004.
- [101] **D. Maligne**. *Diagnostics optiques capables de localiser la formation de NO dans les moteurs Diesel : Fluorescence par plan laser sur deux raies atomiques. Chimiluminescence de l'oxyde de bore*. Thèse de doctorat, Université de Rouen, 2007.
- [102] **H. Malot et J.B. Blaisot**. Droplet Size distribution and Sphericity Measurements of Low-Density Sprays through Image Analysis. *Part. Part. Syst. Charact.*, 17(4) :146–158, 2000.
- [103] **H. Malot et C. Dumouchel**. Experimental investigation of drop-size distribution of sprays produced by a low-velocity Newtonian cylindrical liquid jet. *Atomization and Sprays*, 11 :227–254, 2001.
- [104] **P. Marquet, B. Rappaz, P. J. Magistretti, E. Cuche, Y. Emery, T. Colomb, et C. Depeursinge**. Digital holographic microscopy : a noninvasive contrast imaging technique allowing quantitative visualization of living cells with subwavelength axial accuracy. *Optics Letters*, 30(5) :468–470, 2005.
- [105] **P. L. Marston et D. L. Kingsbury**. Scattering by a bubble in water near the critical angle : interference effects. *J.O.S.A.*, 71 :358–361, 1981.
- [106] **Encyclopédie des formes mathématiques remarquables Mathcurve**. <http://www.mathcurve.com/>.
- [107] **G. Mie**. Beiträge zur optik trüber medien, speziel kolloidaler metallosungen. *Ann. Phys.*, 25 :377–452, 1908.
- [108] **M.I. Mishenko, J.W. Hovenier, et L.D. Travis**. *Light Scattering of by Non Spherical Particles : Theory, Measurements and Applications*. Academic, San Diego, Calif., 1999.
- [109] **E. Mjolsness et C. Garrett**. Algebraic transformations of objective functions. *Neural Networks*, 3 :651–669, 1990.
- [110] **T. Ménard**. *Développement d'une méthode Level Set pour le suivi d'interface. Application à la rupture de jet liquide*. Thèse de doctorat, Université de Rouen, 2007.
- [111] **D. Ngoh, G. Videen, et P. Chylek**. Scattering of EM waves by a sphere with a non concentric spherical intrusion. *Comp. Phys. Com.*, 99 :94–112, 1996.
- [112] **F. Nicolas, S. Coëtmellec, M. Brunel, D. Allano, et D. Lebrun**. Application of the fractional Fourier transformation to digital holography recorded by an elliptical, astigmatic gaussian beam. *J. Opt. Soc. Am. A.*, 22(11) :2569–2577, 2005.
- [113] **H. M. Nussenzveig**. *Diffraction effects in semiclassical scattering*. Cambridge Academic Press, New York, 1992.
- [114] **K. Ohmi et R.J. Adrian**. Particle image velocimetry using an image relaxation method. *9<sup>th</sup> International Symposium on applications on laser techniques and fluid mechanics*, 1998.

- [115] **C. F. Olson**. Probabilistic indexing for object recognition. *IEEE Trans. Pattern Anal. Mach. Intell.*, 17(5) :518–521, 1995.
- [116] **F. Onofri**. *Prise en compte de la dimension finie des faisceaux d'éclairage en granulométrie optique : anémométrie phase Doppler*. Thèse de doctorat, Université de Rouen, 1995.
- [117] **F. Onofri**. Critical Angle Refractometry : for simultaneous measurement of particle in flow size and relative refractive index. *Part. And Part. Syst. Character.*, 13 :119–127, 1999.
- [118] **F. Onofri**. Light Scattering Properties and High-Resolution Diffractometry of Homogeneous and Non Homogeneous Fibres. *7th Int. Congress on Opt. Part. Character., Kyoto, Japan*, 2004.
- [119] **F. Onofri**. État de l'Art de la Granulométrie Laser en Mécanique des Fluides. *9ème Congrès Francophone de Vélocimétrie Laser, Brussel, Belgium*, page CF.2.1, 2004.
- [120] **F. Onofri, G. Gréhan, et G. Gouesbet**. Electromagnetic Scattering from a multilayered sphere located in an arbitrary Beam. *Applied Optics*, 34 :7113–24, 1995.
- [121] **N. Otsu**. A Threshold Selection Method from Gray Level Histogram. *IEEE Transactions on Systems, Man and Cybernetics*, SMC-9(1) :62–66, 1979.
- [122] **V.V. Pashkevich**. On the asymmetric deformation of fissioning nuclei. *Nuclear Phys. A*, 169 :275–293, 1971.
- [123] **A. P. Pentland**. A new sense for depth of field. *IEEE Transactions on Pattern Analysis and Machine Intelligence*, 9(4) :523, 1987.
- [124] **K. Powell, D. Chana, D. Fish, et C. Thompson**. Restoration and frequency analysis of smeared CCD images. *Applied Optics*, 38(8) :1343–1347, 1999.
- [125] **R. Ragucci, A. Cavaliere, et P. Massoli**. Drop Sizing by Laser Light Scattering Exploiting Intensity Angular Oscillation in the Mie Regime. *Part. Part. Syst. Character*, 17 :157–167, 1990.
- [126] **S. Ranade et A. Rosenfeld**. Point pattern matching by relaxation. *Pattern Recognition*, 12 :269–275, 1980.
- [127] **L. Rayleigh**. On the Instability of Jets. *Proc. Lond. Math. Society*, X :4–13, 1879.
- [128] **K. F. Ren, D. Lebrun, C. Özkul, A. Kleitz, G. Gouesbet, et G. Gréhan**. On the Measurement of Particules by Imaging Methods : Theoretical and Experimental Aspects. *Part. Part. Syst. Character*, 13 :156–164, 1996.
- [129] **N. Roth, K. Anders, et A. Frohn**. Simultaneous measurement of temperature and size of droplets in the micrometer range. *7th Congress on Optical Meth. in Flow and Part. Diagnosis, ICALEO 88, L.I.A. Sunnyvale, USA*, (67 :294-304), 1998.
- [130] **S. Saengkaew, G. Godard, J.B. Blaisot, et G. Gréhan**. Experimental Analysis of Global Rainbow Refractometry Response to Non Spherical Droplets : Complementarities of Three Optical Techniques. *22th European Conference on Liquid Atomization and Spray Systems, Como, Italy*, (7.8), 2008.

- [131] **P.K. Sahoo, S. Soltani, A. K. C. Wong, et Y. C. Chen.** A Survey of Thresholding Techniques. *Computer Vision, Graphics, and Image Processing*, 41 :233–260, 1988.
- [132] **S. V. Sankar, K. M. Ibrahim, D. H. Buermann, M. J. Fidrich, et W. D. Bachalo.** An integrated phase Doppler/rainbow refractometer system for simultaneous measurement of droplet size, velocity, and refractive index. *3th Int. Congress on Optical Part. Sizing, Yokohama, Japan*, pages 275–284, 1993.
- [133] **S. V. Sankar, B.J. Weber, Y. D. Kamemoto, et W. D. Bachalo.** Sizing Fine Particles with the Phase Doppler Interferometric Technique. *Applied Optics*, 30 :4914–4920, 1991.
- [134] **S.S. Sazhin, F. Kaplanski, S. Begg, et M.R. Heikal.** Vortex Ring-Like Structures in Gasoline Fuel Sprays : Modelling and Observations. *ILASS Europe, 22th European Conference on Liquid Atomization and Spray Systems, Como, Italy*.
- [135] **U. Schnars et W. Jüpner.** Direct Recording of holograms by a CCD target and numerical reconstruction. *Applied Optics*, 33(2) :179–181, 1994.
- [136] **M. Schneider, E. D. Hilerman, H. Saleheen, D. Q. Chowdhury, et S. C. Hill.** Rainbow and radially-inhomogeneous droplets Simultaneous measurement of temperature and size of droplets in the micrometer range. *3th Int. Congress on Optical Part. Sizing, Yokohama, Japan*, pages 323–326, 1993.
- [137] **La plateforme open source de calcul scientifique Scilab.** <http://www.scilab.org/>.
- [138] **S. Sclaroff et A.P. Pentland.** Modal matching for correspondance and recognition. *IEEE Trans. Pattern Anal. Mach. Intell.*, 17 :545–561, 1995.
- [139] **G. Scott et C. Longuet-Higgins.** An algorithm for associating the features of two images. *Proc. Roy. Soc. London, B* 244 :21–26, 1991.
- [140] **L. Shapiro et J. Brady.** Feature-based correspondance : an eigenvector approach. *Image and Vision Comput.*, 10 :283–288, 1992.
- [141] **Bloodshed Software.** <http://www.bloodshed.net/devcpp.html>.
- [142] **W. A. Sowa.** Interpretating Mean Drop Diameters Using Distribution Moments. *Atomization And Sprays*, 2 :1–15, 1992.
- [143] **Spiegel et R. Murray.** Guide mathématiques de formules et tables. *Ed. McGraw Hill*, page 254, 2000.
- [144] **M. Stellmacher et K.Obermayer.** A new particle tracking algorithm based on deterministic annealing and alternative distance measures. *Experiments in Fluids*, 28 :506–518, 2000.
- [145] **J. Ton et A. Jain.** Registering Landsat images by point matching. *IEEE Trans. Geo. Rem. Sens.*, 27 :642–651, 1989.
- [146] **Scilab Image Processing Toolbox.** <http://siptoolbox.sourceforge.net/>.
- [147] **K. Triballier, J. Cousin, et C. Dumouchel.** A technical study on the Spraytec performances : influence of multiple light scattering and multi-modal drop-size distribution measurements. *Experiments in Fluids*, 35(5) :347–356, 2003.

- [148] **K. Triballier, C. Dumouchel, et J. Cousin.** Behavior of the Spraytec in the presence of Multiple Light scattering and bimodal Drop Size distribution. *ICLASS, Sorrento, Italy*, 2003.
- [149] **B. T. Turko et G. J. Yates.** Elimination of artifacts in interline charge-coupled device imagers. *Opt. Eng.*, 30 :1542–1546, 1991.
- [150] **S. Umeyama.** Aligning pictorial descriptions : an approach to object recognition. *Cognition*, 32(3) :193–254, 1989.
- [151] **S. Umeyama.** Parameterized point pattern matching and its application to recognition of object families. *IEEE Trans. Patter Anal. Mach. Intell.*, 15 :136–144, 1993.
- [152] **M. R. Vetrano, J. Van Beeck, et M. Riethmuller.** Temperature Gradient Measurements in Combustion Droplets by Standard Rainbow Thermometry. *ILASS Europe*, 22th European Conference on Liquid Atomization and Spray Systems, Como, Italy.
- [153] **V. Vinod et S. Ghose.** Point matching using asymmetric neural networks. *Pattern Recognition*, 26 :1207–1214, 1993.
- [154] **P. C. Watermann.** Matrix formulation of electromagnetic scattering. *Proc. IEEE*, 53(8) :805–812, 1965.
- [155] **D. Weinshall et C. Tomasi.** Linear and incremental acquisition of invariant shape models from image sequences. *IEEE Trans. Pattern Anal. Mach. Intell.*, 17 :512–517, 1995.
- [156] **R. Xu.** *Particle Characterization : light scattering methods*. Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, 2001.
- [157] **J. Yon.** *Jet Diesel Haute Pression en Champ Proche et Lointain : Étude par Imagerie*. Thèse de doctorat, Université de Rouen, 2003.
- [158] **K. Yoshihara, T. Abe, et Y. Goto.** Statistical analysis of Diesel particles size and shape by digital picture processing method. *Journal of the Society of Automotive Engineers Review*, pages 9–17, 1984.
- [159] **A.L. Yuille.** Generalized deformable models, statistical physics, and matching problems. *Neural Comput.*, 2(1) :1–24, 1990.
- [160] **A.L. Yuille et P. Hallinan.** Deformable templates. *Active Vision*, a. Blake and A. Yuille, eds, MIT Press, Cambridge, MA, 1992.
- [161] **Y. Zhang et D.G. Talley.** An Image-Processing Technique for Determining Focus and Statistical Information about Nonspherical objects in Sprays. *Liquid Particle Size Measurement Techniques*, 2 :128–141, 1990.



**Résumé :**

L'optimisation de l'injection du carburant dans un moteur automobile sous la forme d'un spray consiste à augmenter la surface d'échange entre le carburant et l'air, essentiel à la combustion. La mesure de la granulométrie d'un spray permet de caractériser le comportement des sprays. Certains systèmes font l'hypothèse que les gouttes sont sphériques, ce qui n'est pas toujours le cas. Un système de mesure par imagerie a été développé dans cette étude, qui permet de s'affranchir de la connaissance de la forme de la goutte. Une procédure d'étalonnage du système a été mise en place à partir d'un modèle d'imagerie développé au laboratoire. Celui-ci tient compte des paramètres de l'image de la goutte pour calculer sa taille et estimer son défaut de mise au point. L'étalonnage permet de définir rigoureusement un volume de mesure du système d'imagerie. La quantification de la forme des gouttes est réalisée par la détermination de paramètres morphologiques sur les images de gouttes. Des modèles d'objets de forme proche de celles que l'on peut rencontrer lors du processus de rupture du liquide sont utilisés, de façon à associer des régions dans l'espace des paramètres de forme aux familles de formes particulières d'éléments liquides (ligaments, sphères, ovoïdes...) La vitesse des gouttelettes est aussi mesurée à partir des images. La méthode utilisée est le suivi de particules, qui consiste à apparier deux champs de particules aux instants  $t$  et  $t+dt$ . Le système ainsi développé est appliqué à la caractérisation de sprays d'injecteurs essence haute et basse pression. Les mesures du système d'imagerie sont comparées avec celles obtenues par un granulomètre par diffraction et un Analyseur de Particules Phase Doppler. Une attention particulière a été portée sur les volumes de mesure de chaque technique pour comparer la granulométrie de chaque échantillon de gouttes. Un bon accord est obtenu entre les trois techniques. La caractérisation morphologique permet de compléter l'analyse granulométrique et ainsi d'étudier les processus de rupture rencontrés dans ces sprays.

**Mots-clés :** Granulométrie, Imagerie, Atomisation, Morphologie, Traitement du signal

---

**Abstract :**

In many industrial applications, a given mass of a liquid is sprayed by an injector in a carrier gas in order to optimize the combustion by increasing the liquid-gas interface area. The characteristics of a spray are often given by the measurement of the drop size distribution. The underlying hypothesis is that all liquid elements are spherical. Of course, this case is not the rule and could only occur at end of the evolution of the spray. We develop in this study a shadow imaging system to measure the drop size independently from the drop shapes. A calibration procedure is described, based on an imaging model developed in our laboratory. This model takes into account image parameters of the drop to measure his size and to estimate his level of defocus. The goal of this calibration procedure is to define the measurement volume of the imaging system. A tool based on the characterization of the shape of the drops is proposed. Morphological criteria are defined to classify droplets, which belong to different kind of shape families such as spherical, elliptical and Cassini oval families. The introduction of the Cassini oval family shows a better description of liquid elements during the atomization process. This original approach underlines a segmentation of the shapes between ligaments, spherical droplets or ovoids. The velocity of the droplets is also investigated with this imaging system. For that purpose, a method of Particle Tracking Velocimetry (PTV) has been developed. It consists in matching pairs of droplets in a couple of images recorded at two successive times. The imaging system have been used to characterize gasoline sprays produced gasoline injectors of indirect and direct injection types. The drop size is compared with those given by two other drop sizing techniques : a phase Doppler anemometer and a laser diffraction granulometer. Attention was paid on the differences in the measurement volumes of the different techniques in order to compare the drop sizes given by each technique.

**Keywords :** Drop-sizing, Imaging system, Atomization, Morphology, Signal Processing