HAL
open science

Jet Diesel haute presssion en champ proche et lointain : Etude par imagerie

Jérôme Yon

To cite this version:

Jérôme Yon. Jet Diesel haute presssion en champ proche et lointain : Etude par imagerie. Dynamique des Fluides [physics.flu-dyn]. Université de Rouen, 2003. Français. NNT : . tel-00005366

HAL Id: tel-00005366

https://theses.hal.science/tel-00005366

Submitted on 17 Mar 2004

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.

THÈSE

Présentée à la
FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE ROUEN

En vue de l'obtention du
DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE ROUEN
DISCIPLINE : PHYSIQUE
SPÉCIALITÉ : ENERGÉTIQUE

Par

Jérôme Yon

JET DIESEL HAUTE PRESSION EN CHAMP PROCHE ET LOINTAIN : ETUDE PAR IMAGERIE.

Soutenue le 16 décembre 2003

Composition du jury :

Dr J-B.	**Blaisot**, *(Maître de conférence à l'université de Rouen, CORIA UMR 6614)*	*Examinateur*
Pr J-C.	**Champoussin**, *(Professeur à l'école centrale de Lyon, LMFA UMR 5509)*	*Rapporteur*
Dr J-M.	**Duclos**, *(Ingénieur de recherche, Technocentre RENAULT)*	*Examinateur*
Dr Ch.	**Dumouchel**, *(Chargé de recherche, CORIA UMR 6614)*	*Examinateur*
Pr D.	**Lebrun**, *(Professeur à l'université de Rouen, CORIA UMR 6614)*	*Président du jury*
Pr M.	**Ledoux**, *(Professeur à l'université de Rouen, CORIA UMR 6614)*	*Directeur de Thèse*
Dr D.	**Robart**, (*Ingénieur de projets, DELPHI Automotive Systems*)	*Examinateur*
Pr J-P.	**Schon**, *(Professeur à l'université de St Etienne, TSI UMR 5516)*	*Rapporteur*

REMERCIEMENTS

*Le travail de thèse, présenté dans ce manuscrit, a été mené au sein du laboratoire CORIA (**CO**mplexe de **R**echerche **I**nterprofessionnel en **A**érothermochimie UMR 6614) de septembre 2000 à décembre 2003. Mon statut d'allocataire de recherche à l'université de Rouen et celui de moniteur à l'INSA de Rouen m'ont permis une disponibilité totale pour mes activités de recherche et d'enseignement.*

Avant d'aborder l'essentiel, je tiens à remercier quelques personnes qui ont, de près ou de loin, contribué à la réalisation de ce travail.

Je remercie Michel Ledoux qui m'a accueilli au sein de son laboratoire et grâce à qui les doctorants peuvent trouver des conditions de travail exceptionnelles.

Je remercie chaleureusement Jean-Bernard Blaisot qui a encadré ce travail avec une très grande disponibilité. Son aide et ses compétences m'ont énormément appris, tant sur le plan expérimental que scientifique, tout en entretenant une ambiance de travail détendue.

Je remercie l'équipe « Atomisation et Sprays » du laboratoire qui a favorisé mon intégration de façon généreuse et conviviale et tout particulièrement Christophe Dumouchel pour ses précieux conseils.

Je remercie l'ensemble des services communs du laboratoire qui ont facilité au quotidien l'aboutissement de mes travaux.

Je remercie Camille Hespel, Guillaume Boulnois et Christian Bordin pour leur coopération sur certaines expérimentations.

Je remercie Bernadette Courseaux pour son important travail de relecture et de correction orthographique de ce manuscrit et Dilys Moscato pour son aide à la rédaction des articles en anglais.

Je remercie les membres de mon jury de thèse d'avoir accepté d'étudier ce travail et de m'avoir accordé le titre de docteur.

Je remercie les doctorants du laboratoire pour leur soutient et leur aide, je pense en particulier à Christelle Philippe, Karine Canneviere, Matthieu Rullaud, Kaëlig Triballier et Gildas Lalizel.

Pour finir, je remercie mes proches, qui m'ont toujours soutenu et tout particulièrement ma mère, ma compagne et mon frère.

NOMENCLATURE

a	Rayon d'une goutte
C, C_0	Contraste mesuré d'une goutte, et relatif à τ=0
C_d	Coefficient de décharge
C_{av}	Concavité de l'interface du jet
D	Diamètre du jet dense et de l'injecteur
D_p	Densité des protubérances
D_{32}	Diamètre caractéristique du spray (Sauter)
D_{43}	Diamètre caractéristique du spray (De Brougere)
d_l	Diamètre mesuré au niveau du seuil l
$d_{v,l}$	Diamètre déduit du volume estimé de la goutte
E_p	Épaisseur des protubérances
$E(i,j)$	Niveau d'entropie d'un pixel
f_n, f_v	Distributions numérique et volumique de taille de gouttes
$F0$	Ensemble des gouttes détectées
FS	Sous ensemble de F0 filtré spatialement
FM	Sous ensemble de F0 filtré morphologiquement
FSM	F0 filtré spatialement et morphologiquement
H	Paramètre de forme : Homogénéité
$I(i,j)$	Pixel de l'image I
I_r	Paramètre de forme : Irrégularité
L_p	Longueur moyenne des protubérances
l	Niveau de seuil relatif des images
N_{min}, N_{max}	Niveaux de gris minimum et maximum
$Nseuil$	Niveau de seuil de l'image
P_i	Pression d'injection
P_a	Pression dans la chambre d'injection
ΔP	P_i - P_a
R_f	$\eta_f - \eta_d$
r_l	Rayon mesuré au niveau l
S	Section de la buse
S_p	Paramètre de forme : Sphéricité
T_0	Instant de la commande de la levée d'aiguille
T_i	Durée de vie d'une bulle de cavitation avant implosion
$T1$	Instant associé à 70% de la levée d'aiguille
$T2$	Instant associé à la période quasi-stationnaire de l'écoulement
U_0	Tension associée à la position basse de l'aiguille
U_a	Tension associée à 70% de la levée d'aiguille
U_b	Tension associée à la levée de l'aiguille en période quasi-stationnaire
X_i	Position de l'injecteur relativement au plan de mise au point
X_l	Position de la nappe laser relativement au plan de mise au point
Y	Position radiale de l'analyse granulométrique
Z	Distance de l'injecteur
δ'	Taux de croissance de l'interface
ε	Paramètre de forme : Ellipticité
γ	Grandissement du système optique
η_d	Instant de détection du jet depuis T_0
η_c	Instant de commande de la caméra depuis T_0
η_f	Instant d'illumination depuis T_0
χ	Demi-largeur de la réponse impulsionnelle du système optique
μ	Viscosité dynamique du carburant
ρ ou ρ_l	Masse volumique du carburant
σ	Tension de surface
τ	Coefficient de transmission de la lumière d'une goutte
θ	Angle de cône formé par le jet dense
Θ	Position angulaire de l'injecteur par rapport à son axe

TABLE DES MATIERES

Introduction Générale 7

Chapitre 1 : L'état de l'art 11

1 Injecteurs et écoulement interne 11
2 Le champ proche 22
3 Les analyses globales du spray 31
4 Les analyses en champ lointain 39
5 Conclusion 48

Chapitre 2 : Le dispositif expérimental 51

1 Le dispositif d'injection 51
2 Caractéristiques du fluide et débitmétrie 53
3 Le système d'acquisition vidéo 54
4 Les sources lumineuses 55
5 La synchronisation des sources de lumière 57
6 Les signaux mesurés 59
7 Les granulomètres 60
8 L'analyse accélérométrique de l'injecteur 63

Chapitre 3 : Les outils d'analyse d'images 71

1 Les outils de base 71
2 Les opérateurs morphologiques 80
3 Un exemple d' analyse morphologique : application au jet de Rayleigh 83
4 L'analyse entropique d'images 94

Chapitre 4 : Le granulomètre par imagerie 103

1 Revue bibliographique 103
2 Le modèle de Réponse impulsionnelle d'un système optique 111
3 Les traitements d'images utilisés 119
4 La détection de gouttes sphériques en superposition partielle 121
5 Les paramètres de gouttes 126
6 L'étalonnage du granulomètre 132
7 Le modèle de superposition totale de gouttes 138
8 Validation du granulomètre avec un spray ultrasonique 143
9 Conclusion concernant le granulomètre développé 157

Chapitre 5 : Analyses et Résultats 161

1 L'investigation du champ global 161
2 L'investigation du champ proche 167
3 Champ lointain : Analyses granulométrique par imagerie et PDPA 205
4 Evolution spatiale et temporelle de la granulométrie du spray Diesel par imagerie 222

Chapitre 6 : Synthèse, conclusion & perspectives 233
Synthèse 233
Conclusion 239
Perspectives 239

Annexe 1 : La transformée en ondelettes.....243
1 Un peu d'histoire 243
2 Le formalisme de la T.O. continue 244
3 Les applications de la T.O. 246

Annexe 2 : Le modèle de couche de mélange 247

Annexe 3 : Amélioration de la correction des distributions de taille des gouttes par imagerie.....249

Bibliographie 251

Introduction Générale

Les sociétés modernes se construisent sur la base d'une grande mobilité économique et humaine. L'évolution fulgurante connue par les modes de transports depuis le *20ème* siècle est révélatrice d'une explosion économique pour les pays les plus industrialisés. L'automobile est devenue à la fois indispensable au déplacement quotidien des travailleurs, un objet de consommation « moteur » de l'économie, mais également la marque socioculturelle d'une réussite professionnelle.

Aujourd'hui, la voiture est donc devenue un outil de consommation pratiquement indispensable à la société industrialisée dite « développée ». Ce modèle se propage massivement sur toute la planète conduisant à un nombre extraordinaire d'automobiles : en *1997*, l'Organisation de Coopération et de Développement Economique (OCDE) estimait que le nombre de véhicules personnels était passé de *193* à *477* millions entre *1970* et *1995* dans le monde, soit une croissance du parc automobile de *147%* en *25* ans. Ce développement rapide n'est pas sans causer de graves problèmes environnementaux : l'IPC (International Programs Center) estime que *20%* des émissions de gaz à effet de serre sur terre sont attribuables au secteur des transports. La prise de conscience des répercussions de la mondialisation des transports automobiles est de plus en plus manifeste. Les accords internationaux de Kyoto en sont un bon exemple en imposant une réduction de *22%* de la pollution d'ici *2010*. Les pays membres s'engagent donc à diminuer la consommation annuelle des véhicules nouvellement immatriculés de *8,4 l/100 km*, comme c'était le cas en *2002*, à *4,5 litres/100 km* d'ici *2010*.

En réponse à cette attente, les constructeurs de moteurs Diesel ont développé de nouvelles technologies d'injection comme l'injection directe à rampe commune « common rail » (Hdi de PSA Peugeot Citroën et le dCi de Renault), qui consomment et polluent moins *(15%)* que le Diesel à injection indirecte. Par ailleurs, les chercheurs étudient des procédés de confinement et de retraitement des particules lourdes (filtres à particules), produites lors de la combustion dans les moteurs Diesel (HC, CO, NO_X). Ces progrès rendent le marché du moteur Diesel plus attractif : les motorisations Diesel représentent aujourd'hui *60 %* des immatriculations contre *49 %* en *2000* et *44 %* en *1999*. En attendant le développement de nouvelles énergies propres et durables, le moteur Diesel semble l'alternative la plus prometteuse conciliant les attentes économiques et une prise de conscience écologique.

L'injection directe dans la chambre de combustion a déjà permis une diminution drastique de la consommation de carburant. Ce phénomène est dû à une combustion plus complète du carburant injecté, inévitablement liée à une meilleure qualité d'atomisation de ce fluide.

L'atomisation est l'ensemble des processus physiques participant à la transformation d'un système fluide continu en une phase dispersée appelée spray. On distingue deux principales étapes dans les processus de la formation d'un spray :

1. l'atomisation primaire, qui consiste à déformer puis à rompre le système liquide injecté en paquets,
2. l'atomisation secondaire, qui par déstabilisations successives de ces paquets et éventuellement recombinaison (coalescence) de ceux-ci, va conduire à la formation d'un spray stable.

De nombreux paramètres ou phénomènes physiques jouent un rôle essentiel dans l'amélioration de l'atomisation du fluide :

- la pression d'injection (voir figure 1),
- les propriétés physiques du fluide (tension de surface, viscosité, densité, pression de vapeur saturante…),
- la géométrie de l'injecteur,
- la pression et la température de la phase gazeuse,
- la cavitation et la turbulence,
- la non-stationnaritée de l'écoulement,

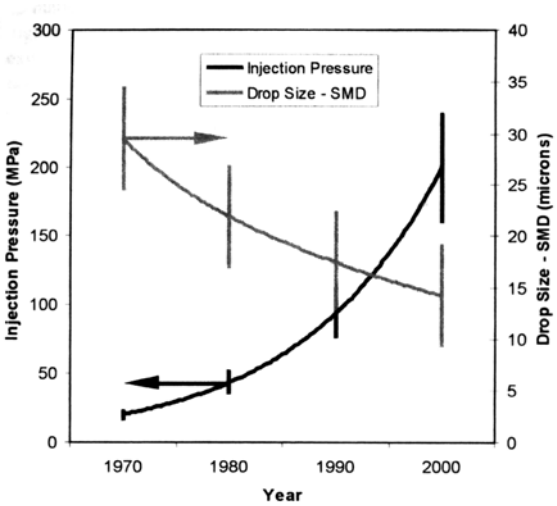


figure 1 : évolution de la pression d'injection et du diamètre caractéristique des gouttes produites[104]

De nombreux codes de calcul tentent de mettre en pratique les connaissances actuelles sur l'atomisation du jet Diesel. Leur principal intérêt réside dans leur capacité à simuler l'injection du gazole pour un nombre de configurations d'injection qui ne peut être étudié expérimentalement. De telles simulations sont indispensables au développement efficace de moteurs encore plus propres et rentables. Cependant, le rôle joué par l'ensemble des paramètres précités et les phénomènes physiques mis en jeu ne sont ni parfaitement connus, ni maîtrisés. La diversité des modèles d'atomisation du jet Diesel rencontrés dans la littérature témoigne de ces lacunes : la structure même du jet Diesel en sortie d'injecteur n'est pas encore clairement identifiée ! Il y a donc un besoin primordial d'améliorer la compréhension des processus impliqués dans l'atomisation du gazole. C'est la raison pour laquelle ce travail de thèse a été entrepris.

Les études ayant pour but la compréhension des processus physiques menant à l'atomisation du carburant lors de l'injection directe Diesel reposent sur une **observation,** soit du jet en proche sortie d'injecteur (atomisation primaire), soit du spray formé (atomisation secondaire). Les injecteurs actuels sont constitués de plusieurs trous dont le diamètre est de l'ordre de *0.2 mm*, la taille des plus petites gouttes du spray formé n'est que de quelques micromètres et l'injection ne dure que quelques

centaines de microsecondes. Les échelles et les temps caractéristiques des phénomènes physiques mis en jeu conduisent l'expérimentateur à utiliser des techniques d'observation particulièrement pointues. De plus, le spray Diesel est réputé pour sa très grande densité optique qui rend la plupart des diagnostics existants inadaptés à fournir une information quantitative et fiable sur les caractéristiques du jet ou du spray formé. Face à la difficulté expérimentale de l'étude de tels milieux, la plupart des travaux reposent sur l'observation de grandeurs macroscopiques telles que l'angle de cône (angle fait par le jet en sortie d'injecteur), la longueur de pénétration du jet ou encore sur la mesure granulométrique[1] du spray en champ lointain.

L'objectif de ce travail de thèse est de développer de nouveaux outils de diagnostics capables d'apporter de nouvelles informations phénoménologiques, statistiques et quantitatives sur le jet et le spray Diesel. Ces diagnostics ont été appliqués au cas d'un injecteur mono-trou, dans un milieu de pression et de température atmosphérique. Les variables d'études sont le temps et la pression d'injection. Ce travail se décompose en deux approches distinctes :

1. La première concerne l'étude du jet Diesel en toute proche sortie d'injecteur :
   - analyse de la structure interne du jet à l'aide d'une technique de tomographie laser,
   - analyse de l'évolution temporelle et barométrique de la surface où se produisent les phénomènes d'atomisation primaire,
   - analyse statistique de la morphologie de l'interface du jet Diesel.

2. La seconde approche concerne le développement d'un granulomètre basé sur l'analyse d'images. Ce granulomètre repose sur un modèle physique de la formation des images qui lui confère une très bonne prise en compte des phénomènes de défaut de mise au point des images de gouttes. Ce granulomètre est notamment capable de déterminer la position spatiale des gouttes et ainsi de définir un volume de mesure de la distribution de taille des gouttes.

Le présent manuscrit s'articule en six chapitres.

1. Le premier dresse un état des lieux de la connaissance actuelle des processus d'atomisation du jet Diesel, ainsi que des différents diagnostics couramment employés.
2. Le second chapitre présente le dispositif expérimental de cette étude.
3. Le troisième chapitre présente les traitements d'images élaborés et utilisés pour l'analyse du champ proche de l'injecteur. On y retrouve notamment une application de l'analyse morphologique-statistique à l'étude de l'onde de perturbation le long du jet de Rayleigh, et l'analyse statistique de séries d'images basée sur le calcul d'une entropie des niveaux de gris.
4. Le quatrième chapitre propose la mise au point et la validation d'un granulomètre basé sur l'analyse d'images.
5. Le chapitre cinq présente l'ensemble des résultats obtenus par application des différents diagnostics développés sur le jet et le spray Diesel.
6. Ce manuscrit s'achève sur une synthèse des nouveaux résultats issus de cette étude et sur les conclusions et perspectives de recherches émergeant de ce travail.

[1] La granulométrie est le mesure statistique de la distribution de taille des gouttes d'un spray.

CHAPITRE 1 : L'ETAT DE L'ART

« On ne fait jamais attention à ce qui a été fait ; on ne voit que ce qui reste à faire.»
(Marie Curie)

1 Injecteurs et écoulement interne 11
1.1. Pré-requis des diagnostics 11
1.2. Les injecteurs 12
1.2.a Les buses d'injecteurs commerciaux 12
1.2.b Les buses d'injecteurs de recherche 14
1.2.c La levée d'aiguille 15
1.3. L'écoulement dans l'injecteur 15
1.3.a La turbulence 15
1.3.b La cavitation 16
2 Le champ proche 22
2.1. Cas des injecteurs transparents 22
2.2. Les observations du jet en sortie d'injecteurs réels 24
2.3. Les modèles d'atomisation primaire 27
3 Les analyses globales du spray 31
3.1. L'atomisation secondaire 31
3.2. Les diagnostics 35
3.3. Longueur de pénétration et angle de cône 36
4 Les analyses en champ lointain 39
4.1. Les distributions de tailles des gouttes d'un spray 39
4.2. Les granulomètres 41
4.3. Comparaison entre mesure spatiale et temporelle 45
4.4. Les distributions de tailles du spray Diesel 46
5 Conclusion 48

Chapitre 1 : L'état de l'art

La diminution de la consommation et des émissions polluantes des moteurs Diesel est un vaste champ de recherche nécessitant des compétences variées et complémentaires. On y retrouve, par exemple, la mise au point technologique de chambres de combustion, de pistons, de pompes qui optimisent des phénomènes chimiques complexes de combustion. L'injection est un facteur primordial dans les processus de combustion. C'est en effet l'injection qui va conditionner la production et la dispersion de gouttes à l'intérieur de la chambre de combustion, dans les proportions nécessaires à une combustion complète. Nous verrons, dans ce chapitre, qu'un injecteur est dépendant d'un certain nombre de paramètres sur lesquels le motoriste et le chercheur peuvent agir. Les phénomènes physiques mis en jeu dans les processus d'atomisation de l'injection directe Diesel sont maintenant connus. Cependant, le rôle joué par chacun d'eux n'est pas encore clairement défini. Des expérimentations multiples et variées sont encore nécessaires dans le but de combler ce manque de connaissance.
Ce chapitre a pour objectif d'établir une revue des connaissances actuelles concernant les facteurs influençant la formation d'un spray, dans le cadre de l'injection directe Diesel haute pression. Les diagnostics ainsi que les principaux modèles employés sont également exposés.
Ce chapitre est organisé de la manière suivante : de l'étude du champ proche de l'injecteur où se concentrent les phénomènes d'atomisation primaire, au champ global du spray où l'atomisation secondaire a lieu jusqu'à la description du champ lointain où le spray est complètement atomisé.

1 Injecteurs et écoulement interne

L'atomisation primaire est constituée de l'ensemble des phénomènes qui participent à la déformation puis à la désintégration d'un volume fluide. C'est dans le champ proche de l'injecteur qu'est initiée l'atomisation primaire. Cette initiation est fortement dépendante des contraintes d'écoulement du carburant donc, de la nature de l'injecteur. Nous allons, par conséquent, commencer cette revue en rappelant les différents types d'injecteurs utilisés. Nous ferons également le point sur les phénomènes physiques contribuant à l'atomisation primaire.

1.1. Pré-requis des diagnostics

Il existe de nombreux diagnostics concernant les sprays Diesel. Le diagnostic le plus couramment utilisé pour caractériser de façon globale un spray est l'imagerie. Il s'agit d'illuminer et de photographier le spray en utilisant une source lumineuse la plus rapide possible. On observe ainsi le spray formé sur fond clair s'étendant sur un champ de plusieurs centimètres à différents moments de l'injection. Pour chaque point de fonctionnement étudié, on peut définir principalement trois grandeurs instantanées ou moyennes (figure 1-1) :

1. la longueur de pénétration *(Spray Tip Penetration)* ,
2. la longueur de rupture *(Break-up length)*,
3. l'angle de cône (Spray angle).

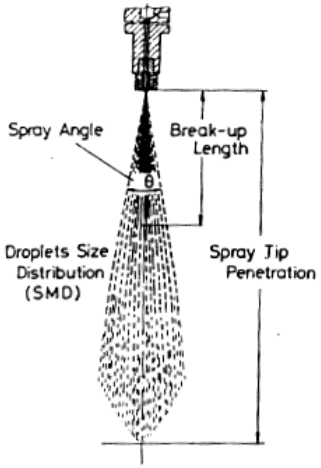


figure 1-1 Les caractérisations usuelles d'un spray [52]

La mesure du débit massique d'un injecteur en fonction de la pression d'injection constitue également une caractérisation classique de l'injecteur. Plus précisément, on définit un coefficient de décharge qui est calculé à partir de la débitmétrie. La différence de pression entre l'amont et l'aval de l'injecteur (ΔP) est le moteur de l'écoulement. C'est cette différence qui apporte au fluide son énergie cinétique. L'équation de Bernoulli permet le calcul du débit d'injection dans l'hypothèse d'un fluide parfait :

$$S\sqrt{2\rho\Delta P} \qquad \textit{equ. 1-1}$$

avec ρ la densité volumique du fluide et S la section de la buse.
On définit le coefficient de décharge comme étant le rapport entre le débit réel mesuré par le débit théorique :

$$C_d = \dot{m} / \left(S\sqrt{2\rho\Delta P}\right) \qquad \textit{equ. 1-2}$$

ce paramètre est donc révélateur d'une dissipation de l'énergie cinétique, notamment visqueuse. On note également qu'une modification de la section effective de l'écoulement conduit à une variation de ce paramètre.

1.2. Les injecteurs

Le choix d'un injecteur est primordial dans les étapes de production d'un spray. La géométrie des conduites de l'injecteur est à l'origine d'un ensemble de phénomènes susceptibles d'influencer l'atomisation du fluide injecté. Nous allons présenter, dans cette section, les différents types d'injecteurs rencontrés dans les moteurs d'injection directe Diesel, ainsi que les injecteurs utilisés dans le secteur de la recherche.

1.2.a Les buses d'injecteurs commerciaux

L'augmentation de la pression d'injection ainsi que la diminution des diamètres des trous des injecteurs permettent la production de sprays plus fins. En conséquence, les injecteurs actuels doivent répondre à certaines contraintes croissantes de pression (jusqu'à *1600 bars* dans les moteurs récents). Par ailleurs, ils doivent injecter le fluide à un moment précis du cycle moteur afin d'assurer sa combustion la plus complète possible. Il faut donc utiliser des injecteurs répondant à ces attentes de manière fiable et répétitive sur une durée de vie la plus longue possible.
La diminution des diamètres des trous implique une augmentation du nombre de jets à produire afin d'assurer un débit de carburant nécessaire à la combustion. La plupart des injecteurs actuels sont constitués de *5* jets. Ils sont disposés autour d'une aiguille qui va permettre ou non l'afflux de carburant. La disposition des cinq trous ainsi que leur diamètre et leur qualité d'usinage jouent un

rôle important. La diminution des diamètres des trous implique une nette augmentation de la vitesse du fluide dans l'injecteur et participe ainsi à l'augmentation de la turbulence dans l'écoulement. Celle-ci est également dépendante de l'état de surface de la paroi de l'injecteur. Tous ces phénomènes participent à la dissipation de l'énergie cinétique du fluide et par conséquent à la diminution du coefficient de décharge.

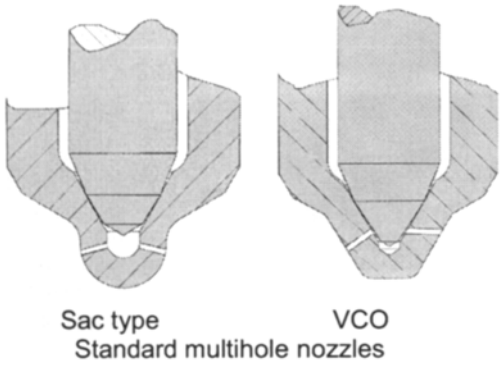


figure 1-2 Configuration de buses d'injection

La figure 1-2 présente les deux configurations les plus courantes des buses d'injection directe Diesel. Dans la configuration standard, les orifices d'injection débouchent dans un volume appelé « sac ». Ce volume contient une portion de fluide qui ne sera pas totalement expulsé par l'aiguille lors de sa fermeture. Les hautes températures atteintes à l'intérieur de la chambre de combustion peuvent provoquer l'évaporation de ce volume de carburant qui sera ainsi expulsé sans être brûlé. Ce volume mort est donc associé à une augmentation de la consommation et à l'évacuation de gaz imbrûlé. C'est pour cela que la configuration *VCO* (*Valve Covered Orifice*) est de plus en plus utilisée par les constructeurs. Dans cette configuration, l'aiguille se repose totalement sur les orifices, ce qui minimise le volume mort de carburant. Cependant, ce type d'injecteur provoque la formation de sprays dissymétriques largement dépendants de la levée de l'aiguille. Ceci accentue une inhomogénéité spatiale du spray formé, ce qui peut conduire à une formation prononcée de suies. *Kano et al [59]*, ont comparé l'efficacité de ces deux types d'injecteurs dans les mêmes conditions de pression d'injection. Ils prétendent que les injecteurs de type VCO provoquent une pénétration moins grande du spray formé, plus fluctuante que les géométries standard ainsi qu'un allongement de la durée d'injection. Ils ont ainsi étudié quelques configurations intermédiaires permettant d'améliorer les défaillances du VCO, on parle alors d'injecteur « mini-sac » contenant un volume mort le plus petit possible.

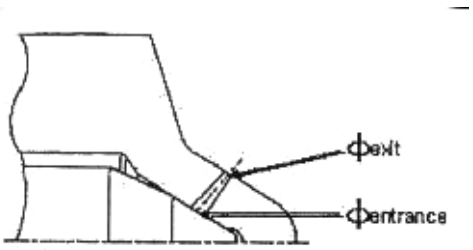


figure 1-3 Illustration de l'usinage conique [9]

Nous avons mentionné l'importance de l'usinage des orifices dans les phénomènes de pertes de charge. Les contours et bords abruptes favorisent également les pertes de charges. Pour limiter ces phénomènes, de nouvelles techniques d'usinage ont permis la réalisation de nouvelles géométries à sections coniques. Bosch définit un facteur de forme représentatif de cette géométrie : soit $K=(\phi_{entrance}-\phi_{exit})/10$ avec $\phi_{entrance}$ et ϕ_{exit}, les sections d'entrée et de sortie de l'orifice d'injection (figure 1-3).

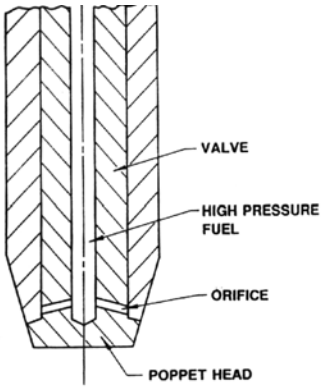


figure 1-4 Buses d'injection PCO [98]

Bae et al.[9] ont étudié l'effet de ce facteur géométrique sur la pénétration du jet. Ils ont observé une diminution de la longueur de pénétration uniquement pour des injections dans des chambres à pression atmosphérique.
Bien entendu, d'autres géométries d'injecteurs sont étudiées. Nous citerons par exemple le « *Poppet Covered Orifice Fuel Injection Nozzle* » (*PCO*) (figure 1-4). Cependant l'investissement dans la fabrication et l'étude de nouveaux injecteurs sont très coûteux d'où la concentration des efforts des chercheurs dans l'amélioration d'un type d'injecteur existant.

1.2.b Les buses d'injecteurs de recherche

Dans le but d'observer l'influence unique de la géométrie du trou d'un injecteur sur la formation du spray, *Karasawa et al. [60]* ont utilisé trois types d'injecteurs (figure 1-5) en écoulement stationnaire avec de l'eau et sans contre pression. Le premier est un simple trou dont le rapport longueur / diamètre est modifié, le second possède une géométrie d'admission à bord conique et le dernier possède la même géométrie avec une variation continue de la géométrie. L'injection a toujours lieu suivant l'axe de l'injecteur.

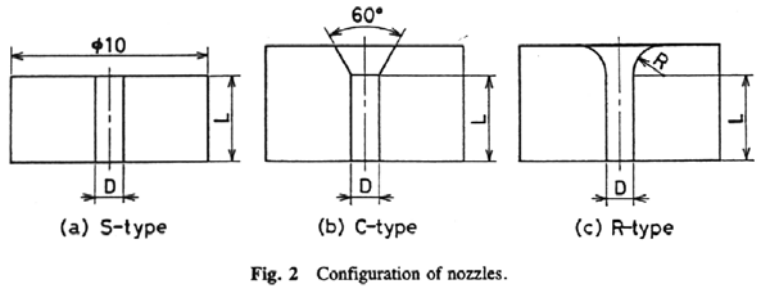


figure 1-5 Types de buses de recherche [60]

Ils ont ainsi montré qu'à partir d'une valeur critique du rapport *L/D,* l'augmentation de ce paramètre induit une augmentation de la taille des gouttes produites. Au contraire, la configuration **c**, annihile l'effet de ce paramètre. Les auteurs ont montré que ce phénomène est lié au détachement de l'écoulement de la paroi favorisé par la géométrie de l'injecteur à bord abrupte. Lorsque le rapport *L/D=4*, on observe une loi de diminution exponentielle des diamètres de gouttes produites en fonction de la vitesse moyenne du fluide. Néanmoins, les diamètres les plus petits sont toujours produits par l'injecteur **a**.

Tamaki et al.[111][112] ont observé que l'ajout d'une cavité le long de la buse de l'injecteur conduit à l'augmentation de l'angle de cône ainsi qu'à la diminution de la longueur de rupture. Ils ont fait les mêmes conclusions en ajoutant une grille en amont de la conduite *[113]*.

Nous verrons, par la suite, que ces phénomènes de détachements sont fortement dépendant du phénomène de cavitation, qui correspond à la formation de bulles gazeuses dans l'injecteur.
Des injecteurs transparents sont fréquemment utilisés par les chercheurs dans le but d'observer les phénomènes de cavitation. Cependant, l'étude des sprays formés par un injecteur transparent ayant les mêmes caractéristiques de taille qu'un injecteur commercial est particulièrement complexe. La petite taille et la proximité des différents jets rendent l'usinage de tels injecteurs très complexe et les diagnostics particulièrement délicats.
Différents auteurs ont donc optés pour l'utilisation d'injecteurs agrandis *[106][4][56]*.
Rantanen et al. [92] ont ainsi comparé les caractéristiques du spray formé par un injecteur de taille normale et un agrandi en respectant les lois de similitude. Il semble que cette technique soit acceptable pour des tendances générales concernant les processus d'atomisation. Cependant, les phénomènes de cavitation, très présents dans l'injection Diesel, ne semblent pas se plier aux lois de similitude, ce qui rend critique toute analyse concernant ce type d'injecteurs.
Une autre alternative consiste donc à étudier le spray formé par un injecteur de dimensions réalistes mais ne contenant qu'un seul trou *[13][6]*. Ces expérimentations sont particulièrement délicates du

fait de la faible tenue des injecteurs transparents à de fortes pressions d'injection, aux importantes ondes de pressions ainsi qu'à l'impulsion générée par l'aiguille.

1.2.c La levée d'aiguille

La dynamique de l'écoulement du fluide est imposée par la pression d'injection et la levée de l'aiguille, qui autorise l'écoulement du fluide. Le plus souvent, la levée de l'aiguille est initiée par un solénoïde. Cette levée est assistée par la pression hydraulique du carburant, ce qui impose par conséquent, une relation entre la dynamique de l'aiguille et la pression d'injection. D'autre part, l'écoulement environnant l'aiguille peut produire une oscillation de l'aiguille initiant la déstabilisation de l'écoulement. De même, la mise en butée de l'aiguille peut conduire à une vibration puissante de l'injecteur[2].

L'injection pulsée est très rapide (de l'ordre de *2 ms*). Elle initie un écoulement fortement transitoire. A chaque ouverture et fermeture de l'aiguille, des ondes de pression se propagent à l'intérieur des conduites de carburant. Ces ondes de pression sont parfois assez puissantes pour provoquer une réouverture parasite de l'aiguille, ce qui entraîne une injection de carburant imbrûlé. Pour stabiliser le mouvement de l'aiguille, des systèmes de « double guidage » de celle-ci sont mis au point à l'intérieur de nouveaux injecteurs.
L'accélération du fluide pendant la phase instationnaire de l'écoulement provoque une dépression le long de la conduite d'admission. *Baz [13]*, a observé qu'au-delà de *70%* de la levée de l'aiguille, une chute de pression dans le sac de l'injecteur de l'ordre de *30%* se produit relativement à la pression dans le rail.
Par ailleurs, les constructeurs tentent de mettre au point des dispositifs de levées d'aiguille dont le temps de réponse est de plus en plus rapide afin de procéder à des injections multiples. L'injection multiple permet l'amélioration de l'homogénéisation du mélange air-carburant, la production d'une combustion progressive dans la chambre et aussi la réduction du bruit de combustion.
Stegemann et al. [109] ont utilisé un injecteur piézo-électrique pour observer l'effet de la dynamique de l'aiguille sur le spray formé. Ils ont ainsi montré l'effet d'une levée partielle de l'aiguille ainsi que l'effet de la vitesse de la levée de celle-ci sur le spray généré. Ils ont conclu qu'une vitesse lente de levée d'aiguille augmente les fluctuations de l'angle de cône. Par ailleurs, ils ont montré qu'une levée partielle ou totale de l'aiguille ne modifie pas notablement la longueur de pénétration du spray. Au contraire, l'angle de cône semble plus grand et plus fluctuant pour une faible levée de l'aiguille.
La mesure de la levée d'aiguille est, par conséquent, essentielle à l'interprétation des phénomènes mis en jeu.

Dès lors que l'injection est suffisamment longue, l'écoulement peut être décomposé en trois phases. La première correspond à la mise en place de l'écoulement qui est, par conséquent, fortement transitoire. Le fluide subit, pendant cette phase de l'écoulement, une accélération très importante (de l'ordre de *250 m/s en 0.5 m/s*). Lorsque l'aiguille se stabilise dans sa position haute, on parle d'écoulement quasi-stationnaire. La dernière phase correspond à la fermeture de l'aiguille. Cette phase est similaire à la première.

1.3. L'écoulement dans l'injecteur

1.3.a La turbulence

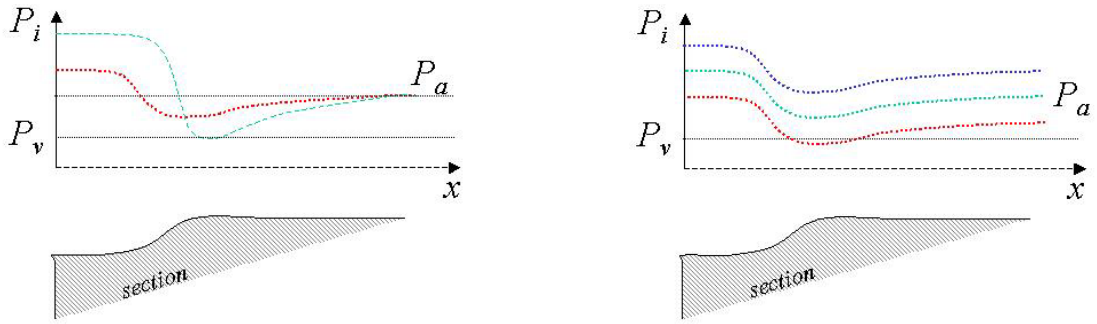
L'écoulement à l'intérieur de l'injecteur peut être assimilé à un écoulement dans une conduite circulaire. Le gazole est un fluide très visqueux qui impose des couches de cisaillement importantes. L'écoulement ne peut, par conséquent, être considéré laminaire qu'au tout début et en toute fin

[2] Cet aspect vibratoire de l'injecteur sera mis en évidence dans nos conditions expérimentales au Chapitre 2 :8

d'injection, lorsque les vitesses du carburant sont très faibles. En effet, pour une vitesse d'écoulement de *150 m/s*, le nombre de *Reynolds*[3] atteint une valeur de l'ordre de *6500*, sachant qu'au-delà de *3000*, un écoulement est considéré totalement turbulent. Nous avons vu précédemment que la géométrie de l'injecteur modifie le spray formé. Des profils de buses abrupts favorisent l'émergence de zones de circulation qui à leur tour augmentent la turbulence de l'écoulement.
La turbulence est amenée à initier, en sortie de l'injecteur, une perturbation de l'interface conduisant à l'émergence de petites gouttes. Il est cependant à noter que le rapport géométrique L/D du trou de l'injecteur, conditionne l'établissement total ou partiel de la turbulence le long de la conduite. Pour que la turbulence soit la plus développée possible, il paraît donc logique d'utiliser un rapport L/D maximum. Cette logique ne tient pas compte d'un autre phénomène se produisant dans les injecteurs Diesel jouant un rôle primordial dans l'atomisation : la cavitation.

1.3.b La cavitation

Le passage de l'état liquide à l'état gazeux se produit de deux manières différentes. A pression constante, l'augmentation de la température conduit à l'évaporation du fluide. A température constante, l'état gazeux peut être atteint en diminuant la pression du fluide. C'est la cavitation.
Des changements de sections dans l'injecteur conduisent à l'accélération du fluide. Cette augmentation de la vitesse provoque la diminution locale de la pression statique du fluide, comme le montre l'équation de *Bernoulli*. Lorsque la pression devient inférieure à la pression de vapeur saturante, l'écoulement devient cavitant : des poches de gaz sont formées dans l'injecteur.



(a) P_i variable et P_a constant ***(b) P_i - P_a variable***

figure 1-6 Mise en place de la cavitation

La figure 1-6 présente la variation de la pression statique le long de la conduite d'injection en fonction du changement de sa section. On observe que pour une pression en aval P_a constante, il faut atteindre une certaine pression d'injection P_i pour que localement la pression atteigne la pression de vapeur saturante P_v le long de la conduite (figure 1-6-(a)). Par ailleurs, à différentiel de pression constant entre l'amont et l'aval de la conduite, le régime cavitant est atteint lorsque la pression aval est proche de la pression de vapeur saturante (figure 1-6-(b)). Le différentiel de pression ainsi que la pression en aval sont donc des paramètres clefs dans la définition du régime cavitant. Les observations faites dans des injecteurs transparents ont permis l'élaboration d'une loi de comportement permettant de définir la mise en place d'un régime cavitant (figure 1-7).
La pente K de la droite séparant les deux régimes est donc caractéristique de la mise en

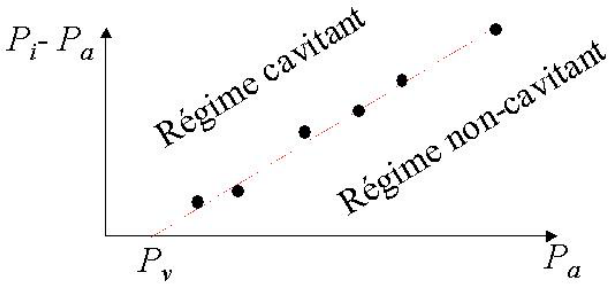


figure 1-7 Mise en évidence du nombre de cavitation

[3] Le nombre de Reynolds mesure la balance énergétique entre l'inertie d'un système fluide et les forces de viscosité qu'il subit.

place de la cavitation. On peut ainsi dire que le régime est cavitant si :

$$P_1 - P_a \geq K(P_a - P_v) \qquad \textit{equ. 1-3}$$

On définit ainsi plusieurs nombres de cavitation :

$$K = \frac{P_1 - P_a}{P_a - P_v}\,,\ CN_1 = \frac{1}{K} \text{ ou } K_2 = \frac{P_1 - P_a}{P_a} \qquad \textit{equ. 1-4}$$

Si K est supérieur à un nombre critique, alors le régime est cavitant. L'ordre de grandeur du nombre K est de *0.5* à *5*. Il faut cependant être prudent car différents nombres de cavitation sont recensés dans la littérature scientifique. La pression de vapeur saturante étant le plus souvent négligeable devant la pression en aval de la conduite (pression de la chambre de combustion), on retrouve souvent l'expression K_2 , introduit dès *1959* par *Bergwerk[14]* et encore aujourd'hui fréquemment utilisée. On peut également trouver dans la littérature, l'inverse du nombre de cavitation.

L'ensemble des relations entre les différents nombres de cavitation ainsi que leur relation théorique avec le coefficient de décharge ont été recensées par *Ruiz [96]*.
Dans tous les cas, les nombres de cavitation critique sont caractéristiques d'un injecteur et d'un fluide injecté donné. Il est donc impossible de comparer rigoureusement des nombres de cavitation d'expérimentations différentes sans tenir compte de la viscosité, de la tension superficielle, de la rugosité de la paroi, etc…

Nous avons vu que la dépressurisation locale du fluide est une condition nécessaire d'existence de la cavitation. Sa mise en place est cependant accentuée par la présence de « points d'attaches » appelés germes de cavitation. Il s'agit éventuellement d'impuretés contenues dans le fluide ou d'irrégularités sur la paroi. Ainsi, dans les injecteurs la cavitation s'initie, le plus souvent, sur le bord abrupte, à l'entrée de la conduite.

Franc et al.[36] ont étudié les diverses formes que peut prendre la cavitation dans l'ensemble des applications industrielles confrontées à ce phénomène :
«

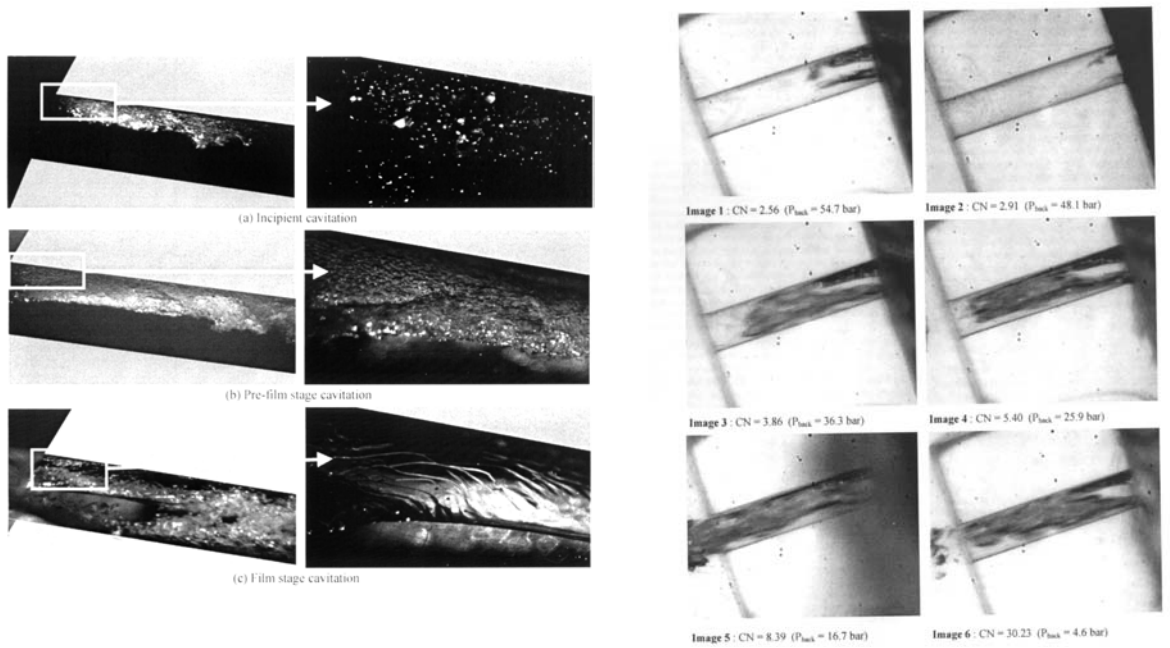
- bulles isolées […] issues de germes microscopiques contenus dans le liquide. Ces bulles explosent dans les régions de basse pression et implosent ensuite lorsqu'elles rencontrent un gradient de pression adverse.
- Poches accrochées aux parois […]
- Filaments tourbillonnaires cavitants qui résultent des basses pressions engendrées dans les zones où la vorticité est fortement concentrée […] »
-

Arcoumanis et al. [4] ont clairement illustré les deux premiers types de cavitation dans un injecteur transparent agrandi et de taille réelle (figure 1-8).

Lorsque la poche de cavitation est convectée par l'écoulement dans un milieu de pression plus élevée, celle-ci est amenée à imploser. Cette implosion est modélisée dans le cas d'une bulle sphérique de cavitation par l'équation de *Rayleigh-Plesset*. Nous retiendrons de ce modèle l'expression du temps de survie de la bulle appelé temps de Rayleigh (equ. 1-5).

$$T_i = 0.915 R_0 \sqrt{\frac{\rho}{P_a - P_v}} \qquad \textit{equ. 1-5}$$

Dans cette expression, R_0 est le rayon initial du germe et ρ, la masse volumique du fluide considéré incompressible.
L'implosion d'une bulle de cavitation génère une onde acoustique parfaitement audible et plus intense que toute autre source de bruit hydraulique. L'analyse acoustique est d'ailleurs, avec la visualisation, un moyen de diagnostic de la cavitation. *Tammaki & Shimizu [113]* ont observé que le bruit de cavitation est caractérisé par une fréquence de plusieurs dizaines de kilo-Hertz.



Injecteur agrandi ***Taille réduite***

figure 1-8 Les différentes formes de cavitation [4]

Cette fréquence est associée, dans certaines conditions d'injection, à la rupture en poches gazeuses d'une nappe de cavitation qui n'atteint pas l'orifice de l'injecteur. Le passage de ces poches perturbe l'écoulement du fluide de façon quasi-périodique.
Cette fréquence de génération de poches de cavitation a été retrouvée par un dispositif d'imagerie à fort grandissement par *Chaves & Obermeier [23]*. Pour ce faire, ils ont observé la corrélation du signal lumineux diffusé par les bulles de cavitation à plusieurs positions le long de l'injecteur, lors de leur convection dans l'injecteur transparent (ou dans le jet). Outre la mesure de la vitesse de convection des cavités, calculée via la corrélation des deux signaux, la fréquence de passage (et donc de génération) des cavités a été mesurée à plus de *25 Khz*, par ces auteurs. Par un procédé similaire, *Marcer et al . [81]* ont observé ce phénomène pour une très faible pression d'injection (P_i*=1.65 MPa*) dans l'air ambiant. Ces auteurs ont relevé une fréquence d'émission comprise entre *20* et *30 Khz*.

Favenec & Fruman [35] ont montré l'existence d'une corrélation entre le bruit de cavitation et le nombre de cavitation pour différentes hauteurs de levées d'aiguilles en injection continue. Ils ont ainsi diagnostiqué la cavitation à l'aide de son bruit mais aussi montré que les faibles ouvertures d'aiguilles augmentent la production de cavitation du fait de l'augmentation des couches de cisaillement.

L'implosion d'une bulle de cavitation près d'une paroi implique la formation d'un pic de pression instantané et très localisé. Le bombardement de pic de pression par l'ensemble des bulles en implosion conduit à l'érosion de la surface de la paroi ou à la perturbation de l'interface si les bulles de cavitation subsistent à la sortie de l'injecteur. Selon *Soteriou [105],* l'implosion des bulles a lieu prioritairement en sortie d'injecteur pour des rapports *L/D* standard (de l'ordre de *4*). On appelle ce phénomène la « super-cavitation». Cela se produit lorsque le temps de convection des cavités est supérieur à leur temps d'implosion.

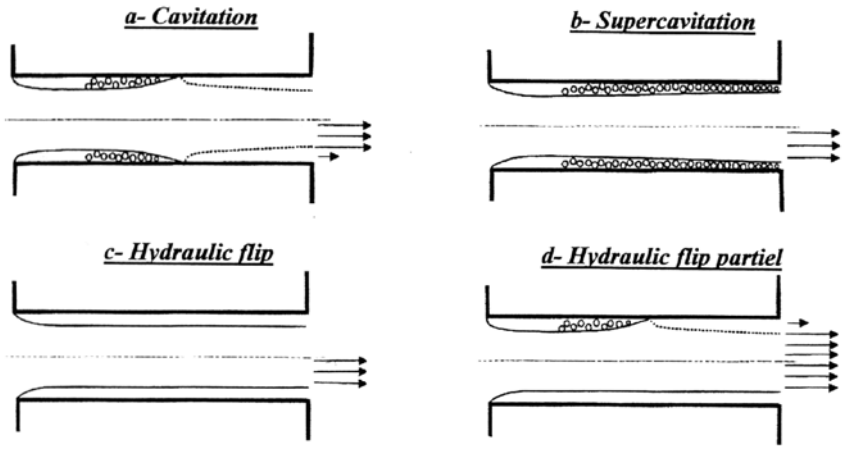


figure 1-9 Les différentes configurations d'écoulements cavitant dans les injecteurs [13]

Ainsi, plus la conduite d'injection est courte moins la cavitation est susceptible de causer l'érosion de l'injecteur. La figure 1-9 présente les différents types d'écoulements cavitants rencontrés dans les injecteurs Diesel. En règle générale, la cavitation se produit à l'entrée de l'orifice (figure 1-9-**a**). Lorsque la pression d'injection augmente, la cavitation peut se développer tout au long de la paroi jusqu'à atteindre la sortie de l'injecteur : c'est le cas de la super-cavitation (**b**). L'hydraulic flip (introduit par *Soteriou*) correspond au décollement complet de l'écoulement de la paroi. Le gaz présent dans la chambre remonte entre le fluide et la paroi de l'injecteur à la pression de la chambre, ce qui d'une part élimine la formation de cavitation le long de la paroi et d'autre part, diminue la section de l'écoulement. Ce phénomène est complètement établi dans les injecteurs de grande taille mais souvent incomplet ou dissymétrique dans les injecteurs de taille réelle. *Sotériou [105]* et *Baz [13]*, ont noté que certains défauts d'usinages peuvent conduire à la formation partielle de l'hydraulic flip ou de la cavitation en générale.

Lorsque l'hydraulic flip se met en place, l'implosion de bulles de cavitation ne peut plus se faire en contact de la paroi de l'injecteur. Ainsi, *Nishida et al. [87]* ont observé que l'intensité acoustique maximum précède la mise en place de l'hydraulic flip. Et cette intensité demeure constante une fois le fluide décollé de la paroi. Les mêmes auteurs ont également observé une augmentation de la mesure de l'impédance électrique de l'injecteur du fait du décollement du fluide de la paroi.
La longueur de la conduite d'écoulement conditionne l'apparition ou non de l'hydraulic flip *[89]* ou de la supercavitation, mais pas seulement : *Badok et al. [8]* ont observé l'effet d'un lissage des parois de leur injecteur transparent sur le développement de la cavitation le long de la conduite d'injection. Ils ont observé que pour les mêmes débits massiques injectés et une même pression d'injection, l'irrégularité de la paroi pouvait conduire à la mise en place de la supercavitation alors que pour un injecteur plus lisse la cavitation est à peine visible.

Chaves[22] et al. ont diagnostiqué la présence de cavités gazeuses par l'observation de l'augmentation de la vitesse débitante liée à la diminution de la section réelle de l'écoulement. Une mesure du coefficient de décharge est donc révélatrice de la présence de cavitation dans l'injecteur. Ceci a été confirmé par *Soteriou et al. [106]* qui ont observé une dépendance du coefficient de décharge au nombre de cavitation. Ils ont également observé le changement de la nature de la cavitation dans des orifices agrandis dû à l'augmentation du nombre de Reynolds. Ils montrent que l'écoulement turbulent favorise la formation de petites bulles de cavitation, qui peuvent conduire à une sorte d'émulsion gazeuse pouvant occuper l'ensemble de la conduite. Cependant, *Badock et al.[6]* et *Chaves et al.[22]* n'observent pas d'émulsion gazeuse dans les injecteurs de tailles réelles.

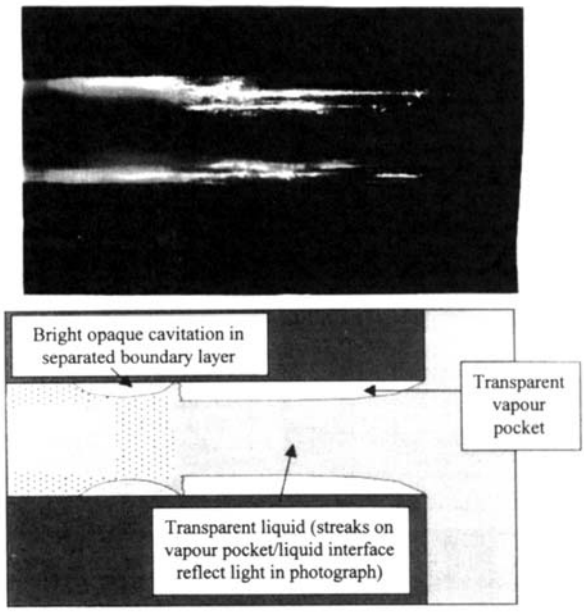


figure 1-10 Visualisation par nappe laser à l'intérieur d'un injecteur transparent [107]

Sotériou et al. ont également mis en évidence la présence de larges poches gazeuses le long de la paroi et pour d'autres valeurs du nombre de cavitation, la mise en place d'un « bouchon » de cavitation appelé « plug cavitation » à l'entrée de l'injecteur. Pour les auteurs, ce type de cavitation est constitué de petites bulles très denses obtenues dans des écoulements turbulents*[108]*. Pour faire ces observations *Sotériou & Andrews [107]* ont illuminés leur injecteur transparent par une nappe laser. La nappe laser diffuse la lumière lorsque celle-ci intercepte les changement de phases (figure 1-10).

Badock et al. [7][6], ont également utilisé la tomographie laser pour illuminer leur injecteur transparent de taille réelle. Ils ont apporté un grand soin à l'interprétation des images obtenues du fait des possibilités de réfractions secondaires et de réflexions multiples de la lumière. Les auteurs ont ainsi retrouvé les mêmes comportements et longueurs de cavitation qu'en utilisant une technique d'imagerie classique. Ces mêmes auteurs ont tenu compte de l'aspect transitoire de l'écoulement. Ils ont observé l'établissement stable et spatialement régulier d'un film de cavitation le long de la paroi à la période quasi-stationnaire de l'écoulement.

Baz [13] a effectué une mesure statistique de la surface observée de cavitation par imagerie classique ou tomographique. L'auteur définit son taux de cavitation à partir de l'application d'un seuil sur ses images. Cette mesure statistique et qualitative, permet l'observation de tendances dans la formation de la cavitation qui ont été corrélées à la levée de l'aiguille. Il a décomposé la formation de la cavitation en cinq phases distinctes :

1. avant l'injection, des bulles de gaz de la chambre sont remontées dans le sac de l'injecteur. Ces bulles vont être expulsées avec la mise en place de l'écoulement.
2. Le taux de cavitation atteint sa valeur maximale pendant la levée de l'aiguille : épaisseur de films et tailles de bulles maximales.
3. Le taux de cavitation diminue ensuite jusqu'aux environs de *70%* de la levée de l'aiguille.
4. Le phénomène se stabilise ensuite pendant la période quasi-stationnaire de l'injection. L'auteur observe alors une diminution de l'épaisseur du film associée à l'augmentation du nombre de Reynolds. C'est à ce moment de l'injection que se développe l'hydraulic flip, que *Baz* a pu observer de façon dissymétrique dans son injecteur transparent.
5. Pendant la fermeture de l'aiguille, à partir de *70%* de la levée maximale, le taux de cavitation augmente à nouveau et on observe une production de cavitation semblable à la première phase.

Cette description est en très bon accord avec les observations faites plus tôt par *Badock et al.[7]*.

Les observations dans des injecteurs « standards » ou « mini-sac » transparents ont également montré la présence de cavitation dans le sac de l'injecteur. Des poches gazeuses se forment sous l'aiguille principalement en début et en fin d'injection.

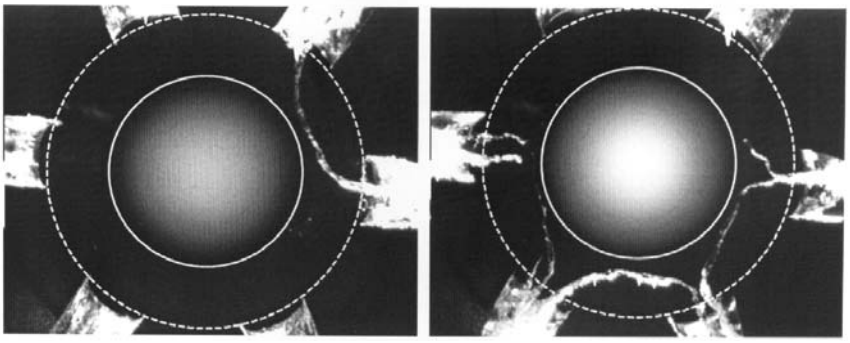


figure 1-11 Filets tourbillonnaires de cavitation [4]

Pour les injecteurs multi-trous, des vortex se développent entre les différents trous et produisent des filets de gaz appelés « String cavitation ». Ceci a été clairement observé par *Arcoumanis et al.[4]* (figure 1-11) et également par *Gen Fujimoto et al. [40]*.

Il est reconnu depuis longtemps que la cavitation amplifie l'intensité de la turbulence*[14]*. Mais la cavitation ne fait pas qu'augmenter l'énergie de turbulence, il s'avère également que la nature de la turbulence s'en trouve modifiée. *Ruiz [97]* a en effet observé que l'intensité de turbulence montre une corrélation plus marquée avec le nombre de Reynolds dans un écoulement cavitant. Il observe également que, contrairement aux écoulements turbulents classiques, il n'y a plus de corrélation entre le tenseur de Reynolds normalisé et l'intensité de turbulence. *Sotériou [106]* a également observé l'effet de l'apparition de cavitation sur les profils de vitesses de l'écoulement. *He & Ruiz [48]* ont montré que le fluide en aval d'une poche de cavité gazeuse possède une intensité de turbulence supérieure de *10* à *20%* de l'intensité produite par une zone de re-circulation du fluide.

Afin de tenir compte de la dissymétrie de l'écoulement injecté dans les injecteurs standard, *Baumgarten et al. [12]* ont utilisé un injecteur mono-trou orienté (figure 1-12). Cette expérimentation a montré la forte dissymétrie imposée de ce fait à l'établissement de l'écoulement cavitant ainsi qu'au spray formé. Ceci a également été observé par *Ganippa et al.[38]* sur un injecteur agrandi. Ils ont montré que le développement de l'hydraulic flip asymétrique conduit à la formation d'un spray également dissymétrique.

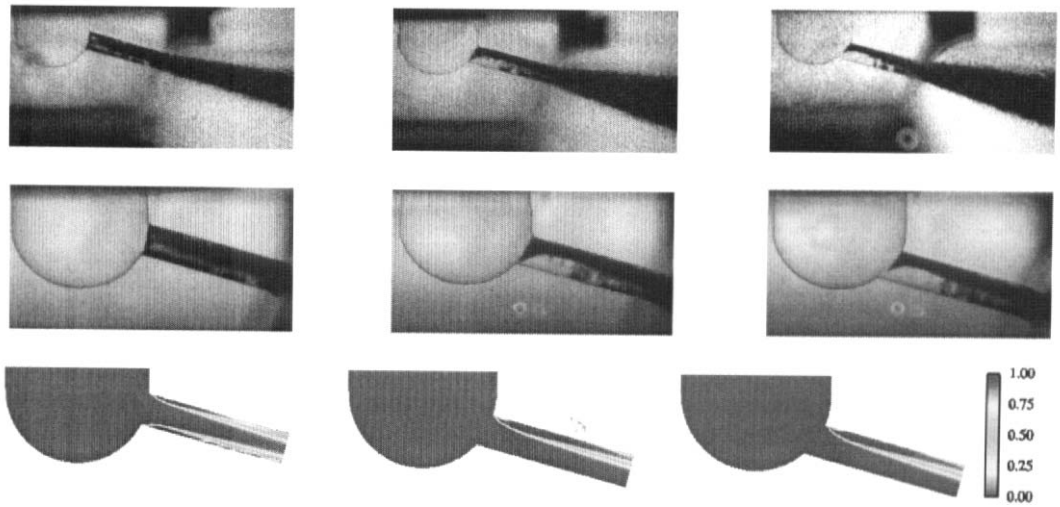


figure 1-12 Effets de la dissymétrie de l'injection [12]

Baumgarten et al. [12] ont également utilisé un code numérique pour étudier l'effet de l'inclinaison de l'injection dans la mise en place de la cavitation (figure 1-12). Leur analyse numérique a mis en évidence deux zones distinctes de l'écoulement, celle où la cavitation n'est quasiment pas existante et où le fluide est animé d'une grande vitesse et une autre, près de la paroi, où les vitesses et les densités

sont faibles. C'est cette dernière phase qui semble induire la turbulence dans l'écoulement et, de ce fait, promouvoir le développement de l'atomisation.

Nous retiendrons également la simulation numérique proposée par *Marcer [82]*, basée sur l'équation de *Navier-Stokes* 3D pour plusieurs phases. Ce code instationnaire simule la levée de l'aiguille pour un injecteur à *5* trous inclinés de type VCO. L'auteur a mesuré le volume de vapeur généré dans chaque conduite d'injection. Il a observé une production intense de vapeur de cavitation pendant les phases transitoires de levée et de fermeture de l'aiguille. Cette approche numérique confirme les observations expérimentales, notamment celles menées par *Baz [13]*.

2 Le champ proche

2.1. Cas des injecteurs transparents

Certains auteurs ont combiné l'observation de l'écoulement à l'intérieur d'un injecteur transparent avec la visualisation du spray formé en sortie de cet injecteur. Ainsi, ils ont pu observer les effets de la cavitation sur les processus d'atomisation primaire. *Hiroyasu et al [51]* ont ainsi clairement mis en évidence l'amélioration de l'atomisation du jet lorsque la cavitation se développe dans leur injecteur. Ces auteurs considèrent qu'il existe un cœur liquide dans le jet en sortie d'injecteur dont la longueur est plus courte lorsque l'écoulement est cavitant.
Dans cette section, l'ensemble des mesures d'angle de cône sont effectuées sur le jet en toute proche sortie de l'injecteur de sorte que cette mesure soit représentative des phénomènes d'atomisation du jet lié à sa dynamique interne et non aux forces aérodynamiques.
Pour des pressions d'injection faibles ($\Delta P < 6\ MPa$) et dans des conditions d'écoulement quasi-stationnaires, *Miranda et al. [85]* ont observé la mise en place de la cavitation dans l'injecteur sur le jet et son effet sur la dissymétrie du jet liquide formé (figure 1-13).

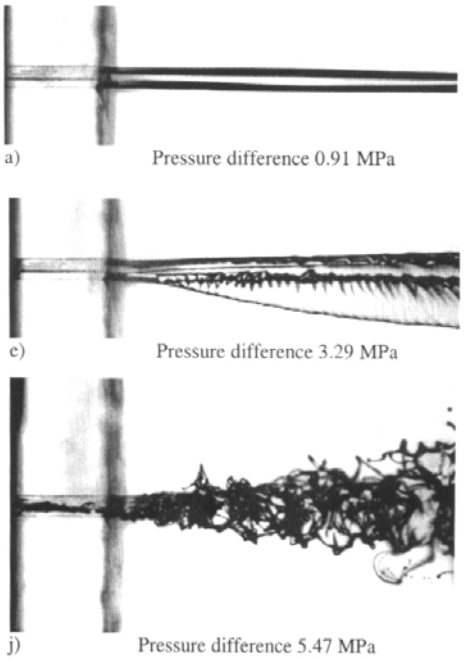


figure 1-13 Observation du jet produit à faibles pressions d'injections [85]

La dissymétrie de l'écoulement est causée par la présence d'un filet tourbillonnaire de cavitation observable dans l'injecteur, initié par la faible levée de l'aiguille ($h=50\ \mu m$) lors de l'expérimentation. Lorsque le filet de gaz débouche de l'injecteur, les auteurs observent le décollement d'une nappe liquide du jet. Cependant, *Miranda et al. [85]* observent que la perturbation de la morphologie du jet est essentiellement associée à la mise en place de la turbulence dans l'injecteur qui par ailleurs, perturbe le filet tourbillonnaire. *Soteriou et al. [108]*, en modifiant la géométrie de l'injecteur en entrée de la conduite d'injection, ont observé la mise en place de plusieurs filets tourbillonnaires pouvant induire un mouvement de précession du jet émergent.
Bergwerk, [14] avait observé dès *1959* une influence de la cavitation sur la non-symétrie du spray formé.
Iida et al. [56] ont observé une importante diminution de l'angle de cône du spray juste après la mise en place de l'hydraulic flip, qui aurait lieu lorsque la cavitation se stabilise, pendant la période quasi-stationnaire de l'écoulement. *Baz [13]* a également observé sur un injecteur transparent

de taille réelle, pour des pressions d'injection allant jusqu'à *70 MPa*, que l'angle de cône est maximum lorsque le taux de cavitation est lui-même maximum (début et fin de levée d'aiguille). *Chaves[22]* note que cet angle est indépendant de la pression d'injection (pour des pressions inférieures à *60 MPa*), ce qui confirme l'idée que l'apparition de la cavitation est responsable du changement d'angle de cône pendant l'injection.
Par ailleurs, *Gen Fujimoto et al. [40]* ont observé une corrélation entre le spectre de fluctuation de l'angle de cône et le taux de cavitation dans leurs injecteurs. Tout laisserait à penser que la cavitation est donc l'unique responsable de cette importante fluctuation de l'angle de cône. Cependant, *Badok et al. [8]* ont observé que la qualité d'usinage via l'application ou non de l'« hydro grinding[4] », conduit à la formation plus ou moins développée de la cavitation le long de l'injecteur. La fluctuation de l'angle de cône, décrite précédemment, a également été observée quel que soit le développement de la cavitation dans ces injecteurs. D'après *Badock et al.[8]* la raison de cette fluctuation de l'angle de cône est donc certainement associée à l'interaction entre la turbulence du fluide et la production instationnaire de poches de cavitation, mais pas directement au taux de cavitation dans l'injecteur.

Par ailleurs, *Badock et al.[7]* ont étudié la structure du jet issu d'un injecteur de diamètre *d=0.2 mm* et de longueur de buse *L=1 mm*, pour une pression d'injection de *25 MPa* dans une chambre à la pression de *1.5 MPa.* Ils ont utilisé séparément deux techniques d'illuminations : l'imagerie en fond clair, tout d'abord, a permis d'observer l'ensemble des étapes de la formation du spray (figure 1-14).

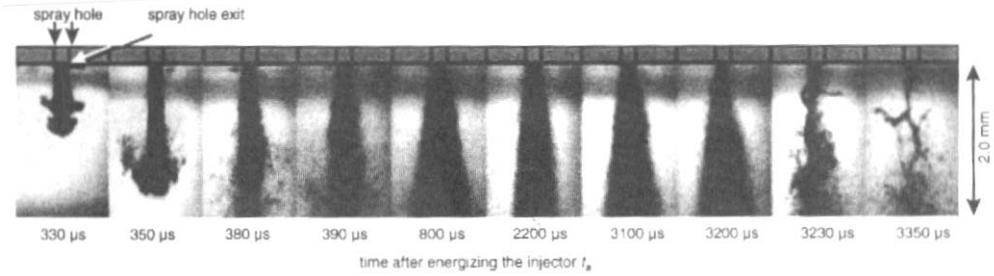


figure 1-14 Visualisations en proche sortie d'injecteur (Badock et al.[7])

Ces auteurs ont observé que des bulles restaient dans le sac de leur injecteur transparent entre deux injections successives. Il en résulte que ces bulles ne sont pas issues de la cavitation. Au début de la levée de l'aiguille, on observe une compression des bulles d'air qui sont évacuées de l'injecteur avec le fluide. Or, aux premiers temps de l'injection, lorsque ces bulles pénètrent dans un milieu de pression ambiante inférieure, celles-ci explosent conduisant alors le jet à une expansion radiale, lui conférant une forme proche de celle d'un champignon. De plus, cette partie du jet est fortement exposée aux forces aérodynamiques ambiantes, ce qui aplatit davantage la forme de champignon observée. Un pré-jet a également été observé par ces auteurs. Celui-ci présente une durée de vie de *30 µs*, avant d'être « rattrapé » par le jet principal dont la vitesse est plus grande. Ce pré-jet est également pourvu d'une forme de champignon du fait de son interaction avec le gaz ambiant. D'après les auteurs, ce pré-jet est laminaire.
Plus tard dans l'injection, on observe la formation d'un spray dont l'angle de cône semble diminuer à en plaine injection (*2200 µs*). Ensuite, à la fin de l'injection, de larges ligaments sont constitués.
La seconde technique d'illumination utilisée par *Badock et al.[7]* est la tomographie laser. Ils postulent l'existence d'un cœur liquide intact en sortie d'injecteur jusqu'à *390 µs* après la commande de leur injecteur. Cette portion de jet présente alors une interface lisse qui, par conséquent, ne diffusera pas de lumière cohérente vers la caméra. Plus tard pendant l'injection, les fortes vitesses prises par le jet augmentent les forces aérodynamiques, ce qui perturbe l'interface du jet et provoque la diffusion de la lumière indépendamment de la structure interne du jet.

[4] L'«hydro grinding» est obtenu en faisant s'écouler un fluide abrasif à l'intérieur de l'injecteur afin de lisser les aspérités de la paroi dues à l'usinage de la buse.

Injecteur cavitant ***Injecteur non cavitant***

figure 1-15 Visualisations en proche sortie d'injecteur (Marcer et al. [81])

Ces auteurs sont, par conséquent, très critiques sur l'interprétation d'images résultant de l'interaction avec une nappe laser, particulièrement pour une pleine ouverture de l'aiguille et pour de fortes pressions d'injection.

Marcer et al. [81] ont visualisé le jet en sortie d'injecteurs VCO transparent par un dispositif classique d'éclairement en fond diffus. Les injecteurs hydro-érodés présentent une géométrie d'entrée dans la conduite d'injection plus ou moins abrupte. Ils observent, dans leur injecteur à bord vif, le développement complet de cavitation et un angle de cône plus large en sortie de l'injecteur qu'avec un injecteur hydro-érodé. Par ailleurs, on note la présence de structures lumineuses en proche sortie d'injecteur, que les auteurs n'ont pas mentionnées (figure 1-15).

2.2. Les observations du jet en sortie d'injecteurs réels

Les études précédemment mentionnées ont clairement mis en évidence les phénomènes de cavitation dans les injecteurs transparents ainsi que leurs effets globaux sur le jet formé. Elles n'ont cependant pas permis l'analyse de la structure interne du jet Diesel en sortie de l'injecteur. Fort de ce constat, *Fath et al. [33] (1997)* ont utilisé un microscope à longue distance pour visualiser le premier millimètre du jet issu d'un injecteur de diamètre *0.2 mm* et de longueur *1 mm*. Ils ont éclairé ce jet à l'aide d'une nappe laser (YAG) de *40 μm* d'épaisseur. La pression maximale d'injection était de *15 MPa* dans un environnement à pression atmosphérique. Les images de diffusion obtenues ont été traitées dans le but de mettre en évidence l'importante fluctuation spatiale de l'intensité diffusée dans le jet.
Ils vérifient que le jet conserve une forme cylindrique sur les *0.2* premiers millimètres depuis l'injecteur. En comparant le signal diffusé par un jet cylindrique plein avec le signal diffusé par le jet Diesel, ils en déduisent la présence d'un cœur liquide intact en sortie d'injecteur dont la longueur serait directement proportionnelle à la durée de survie des bulles de cavitation dans le jet. En décalant légèrement la nappe laser de l'axe du jet vers la caméra, les auteurs ont observé l'apparition de structures lumineuses sur leurs images de diffusion (figure 1-16). Ils attribuent ces structures, dans la zone du cœur liquide, à des bulles de cavitation. Plus loin dans le jet, ces structures lumineuses sont associées à un phénomène de succion local du gaz environnant l'interface, suite à l'implosion de bulles de cavitation. Ils ont observé des formes de cavités sphériques et faiblement tubulaires. La taille et la forme de ces bulles seraient, selon eux, dépendantes de la qualité d'usinage de leur buse. Pour *Fath et al.*, la cavitation augmente la production de la turbulence qui conduit à la déformation de l'interface et à la formation de gouttelettes du fait des importantes forces aérodynamiques.

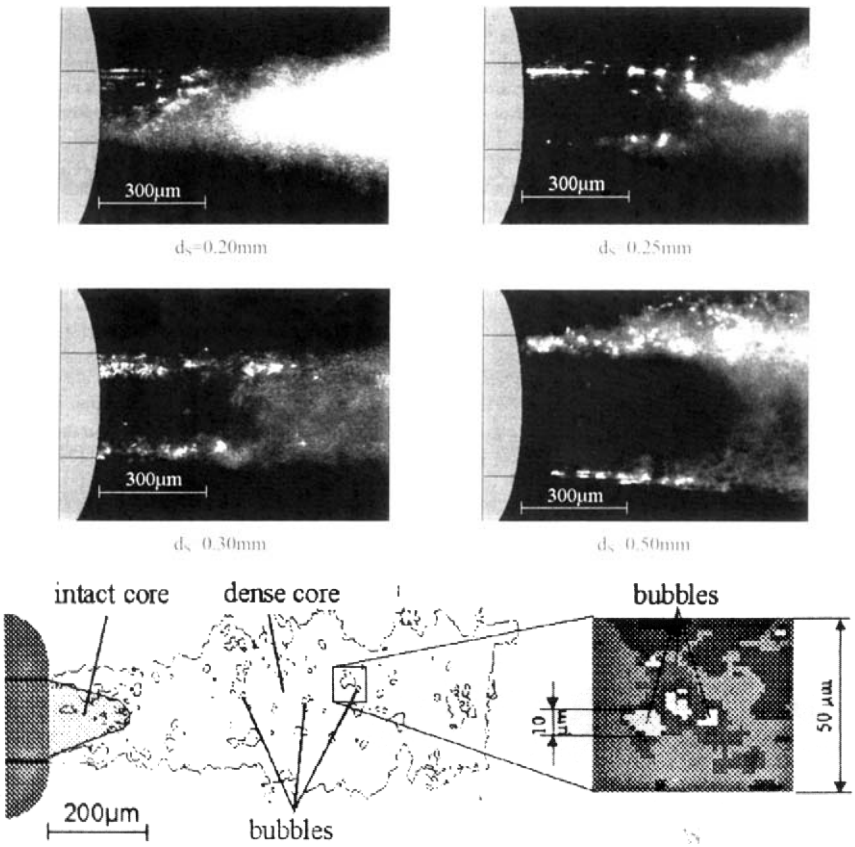


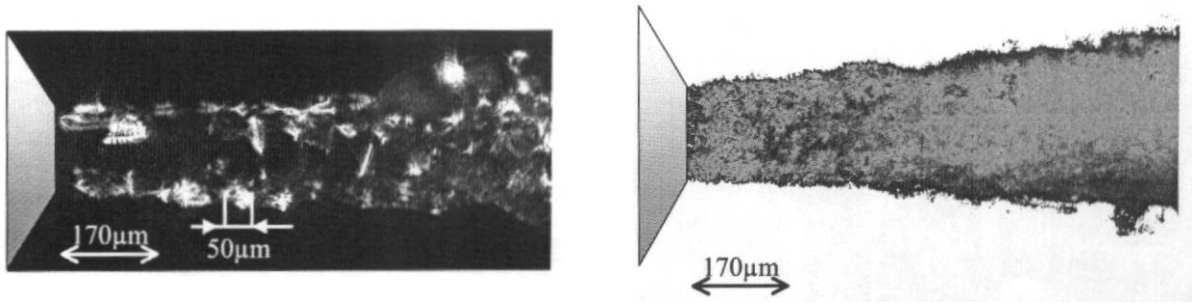
figure 1-16 La visualisation des structures internes du jet Diesel faite par Fath et al. [33]

En *1998*, les mêmes auteurs ont étendu leurs recherches à des pressions d'injections et des diamètres de buses différents*[34]*. L'augmentation de la pression dans la chambre ainsi que l'augmentation de la pression d'injection diminue la longueur du cœur liquide, alors que l'augmentation du diamètre de l'injecteur semble allonger la longueur de ce cœur liquide. Selon ces auteurs :

- La longueur du cœur liquide est en dépendance linéaire décroissante avec la pression ambiante,
- la longueur du cœur liquide est une fonction racine du diamètre de l'injecteur,
- sa dépendance à la pression d'injection semble de nature hyperbolique.

Chang & Farrell [21], ont également étudié le jet en sortie d'un injecteur de diamètre *0.259 mm* et de longueur de buse *0.5 mm*, pour des pressions d'injection allant jusqu'à *90 MPa* et différentes pressions ambiantes. La tomographie laser leur a permis de distinguer le spray environnant du jet dense. Les auteurs ont ainsi observé, pour le début de l'injection, la désintégration en gouttelettes du « champignon » avec l'augmentation de la densité ambiante du gaz. Pendant l'injection et pour d'importantes pressions ambiantes, les auteurs observent que le diamètre du jet dense semble stable contrairement à l'angle formé par le spray. Par ailleurs, ces auteurs ont observé la présence de ligaments près de l'injecteur qui laissent place à des gouttelettes lorsque la pression ambiante augmente.

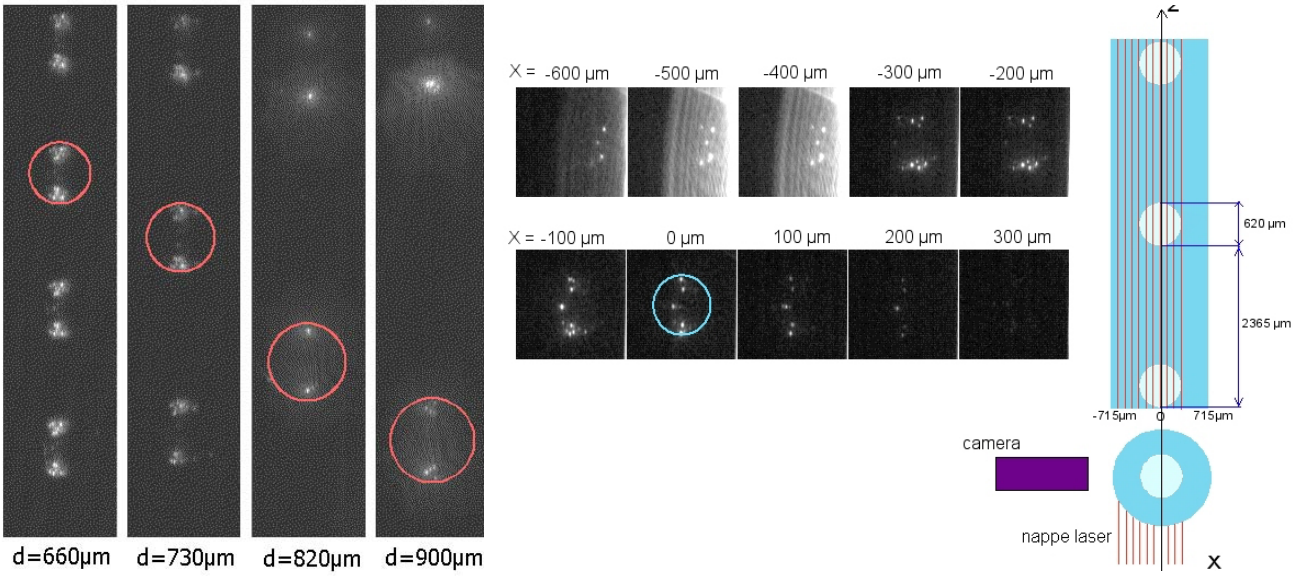
Heimgärtner & Leipertz [49] (2000), ont utilisé les mêmes techniques d'imageries pour trois types d'injecteurs de diamètres *0.217 mm*. Ils prétendent pouvoir observer le diamètre des bulles de cavitation dans le jet à partir des images de diffusion pour une pression d'injection faible (P_i*=14 MPa,* P_a*=0.2 MPa*) (figure 1-17). Pour ce faire, ils mesurent la largeur des taches lumineuses dont l'ordre de grandeur est 50 µm dans ce cas. Pour des pressions d'injection supérieures, les auteurs ne distinguent plus significativement le contour des bulles. Ils estiment néanmoins que la taille des bulles est de l'ordre de *10 µm*.



P_i=14 MPa ***P_i=30 MPa (fausses couleurs)***

figure 1-17 La visualisation de la cavitation dans le jet par Heimgärtner et al. [49] (P_a=0.2 MPa)

Cette interprétation des taches lumineuses issues de l'interaction lumière-cavitées est critiquable. Une étude préliminaire à ce travail de thèse *(Yon & Blaisot [116])* a été menée dans le but de tester la possibilité de déterminer la taille d'inclusions gazeuses à partir d'image de tomographie. Cette étude montre que le nombre de spots lumineux observés, leur taille et leur intensité, lors de l'interaction d'une nappe ou un faisceau laser avec un jet contenant des cavités gazeuses, ne sont pas directement associés au volume de gaz contenus dans ces cavités. On a pu ainsi observer sur un train de bulles d'air injecté à l'intérieur d'un jet d'huile et éclairé par une nappe laser, que les spots lumineux sont positionnés sur les pôles des bulles de gaz et ceci indépendamment du diamètre de ces inclusions gazeuses (figure 1-18-(a)). Le nombre et l'intensité des spots lumineux observés sont dépendant de la position de la nappe laser relativement à l'inclusion (figure 1-18-(b)).



(a) Différents diamètres ***(b) Effets de la position de la nappe laser***

figure 1-18 La visualisation de la cavitation dans un jet d'huile [116]

Lorsque le jet est éclairé par un simple faisceau laser, celui-ci est réfléchi tour à tour sur la calotte inférieure puis supérieure des bulles lors de leur passage au travers du faisceau. La lumière ainsi réfléchie se propage le long du jet qui joue le rôle de guide d'ondes. Ainsi, chaque bulle diffuse vers la caméra la lumière provenant des pôles d'autres bulles par différentes combinaisons de réflexions de la lumière (figure 1-19). Ceci indique que le nombre de spots lumineux observés dépend de la disposition des bulles qui sont en interaction avec la source laser et également de leur disposition les unes par rapport aux autres, dans le jet. Le phénomène de guide d'onde observé montre également qu'il est possible de visualiser la diffusion de la lumière par des bulles de cavitation dans une partie du jet qui n'est pas directement exposée à la source laser.

A la vue de ces résultats il est clair que même dans le cas d'une expérience de laboratoire, les mesures de diamètres d'inclusions gazeuses ne sont pas réalisables à partir d'images de tomographie du jet, en sortie d'injecteur.

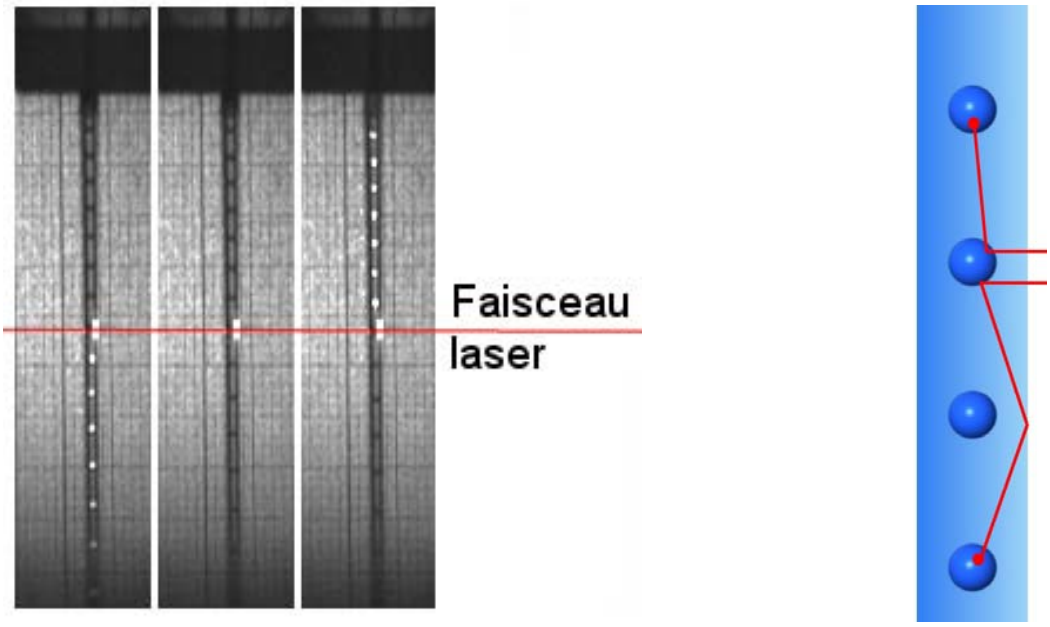


figure 1-19 Visualisation instantanée de la diffusion laser par les bulles & modèle de réflexion associé (Yon & Blaisot [116])

Par ailleurs, dans cette expérimentation, l'interface du jet est parfaitement lisse. Nous n'observons, de ce fait, aucune diffusion lumineuse issue de l'interaction de la source laser avec le jet d'huile. Il est ainsi fort probable que les spots lumineux observés par *Heimgärtner et al.* soient liés à une telle déformation de l'interface. De plus, la surface apparente de ces taches lumineuses (figure 1-17) peut être associée à un défaut de mise au point de la caméra sur l'interface du jet où se produiraient ces réflexions lumineuses.
Il est à noter que dans la littérature, les visualisations du jet en proche sortie d'injecteur sont réalisées avec un seul type d'éclairage. L'utilisation combinée des deux types d'éclairement (fond diffus et nappe laser) n'est jamais employée alors que ce type d'éclairement permet la visualisation simultanée des structures internes et externes du jet.

2.3. Les modèles d'atomisation primaire

Différentes approches tentent de modéliser les phénomènes d'atomisation primaire, de l'atomisation spontanée (figure 1-20-a) à l'épluchage aérodynamique du cœur liquide (figure 1-20-c) en passant par la déstabilisation de celui-ci (figure 1-20-e). Nous allons maintenant détailler quelques-uns de ces modèles afin de montrer leur disparité, représentative de notre incompréhension des mécanismes d'atomisation primaire du jet Diesel.

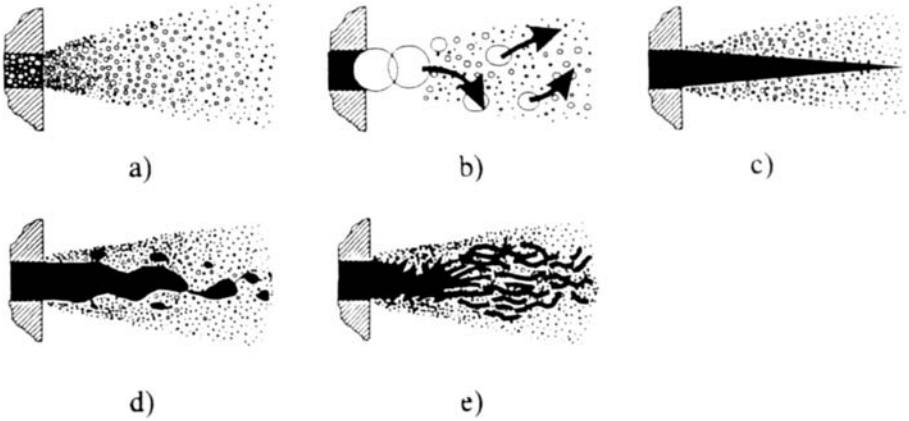
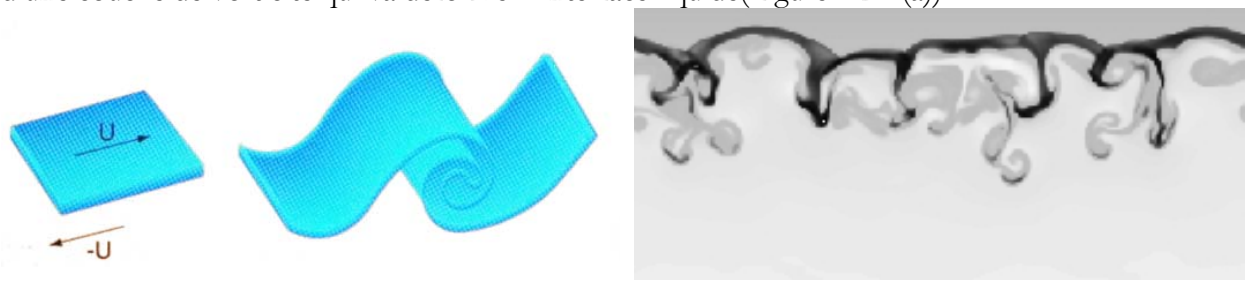


figure 1-20 Les modèles de ruptures énumérés par Fath et al. [33]

En *1995 Chaves et al. [22]* pensaient que la présence de cavitation dans l'injecteur pouvait conduire à une « atomisation directe à la sortie de l'injecteur ne présentant aucune longueur intacte » de fluide. Plus récemment, *Fath et al. [33] (1997)* ainsi que *Badock et al.[7](1999)*, ont postulé la présence d'un cœur liquide intact suite à leurs observations par tomographie laser. Aujourd'hui, les interrogations concernant la nature du jet Diesel en sortie de l'injecteur ne sont pas encore résolues. Cependant, il est généralement admis que la cavitation et la turbulence jouent un rôle primordial dans les processus d'atomisation primaire, que ce soit dans l'injecteur ou à sa proche sortie.

Quels que soient les points de vues, en sortie d'injecteur, subsiste une forte concentration de paquets liquides qui vont être exposés aux forces aérodynamiques. Le transfert énergétique entre la phase gazeuse et la phase liquide, va être responsable de la déstabilisation de l'interface des paquets liquides émergents de l'injecteur. La croissance d'ondes de perturbation le long de l'interface du jet, peut conduire à la rupture des éléments liquides en ligaments ou en gouttelettes.

Deux principaux types de déstabilisation sont couramment observés :
L'instabilité de *Kelvin-Helmhotz* se produit lorsqu'il existe entre deux fluides d'importantes couches de cisaillement. Cette instabilité se développe lorsqu'il existe un gradient de vitesse, de part et d'autre de l'interface, normal à cette interface. Cette instabilité conduit au développement le long de l'interface d'une couche de vorticité qui va déformer l'interface liquide(figure 1-21-(a)).



(a) Tourbillon de Kelvin-Helmholtz ***(b) Les doigts de Rayleigh-Taylor***

figure 1-21 La déstabilisation d'interface

Le second type d'instabilité dite de « *Rayleigh-Taylor* », se produit lorsqu'un fluide est accéléré par un second moins dense. Une déformation de l'interface provoque une accélération de la particule fluide perpendiculairement à cette interface. Lorsque la déformation conduit à une impulsion du fluide dense vers le fluide moins dense, la configuration est stable. A l'opposé, l'impulsion d'un fluide peu dense sur un fluide plus dense conduit à une prédominance des forces de tension de surface qui vont conduire à une déformation accrue de l'interface. C'est par ce type d'instabilité qu'une légère perturbation peut conduire à la rupture d'un élément fluide. L'analyse linéaire de cette instabilité a été appliquée au jet cylindrique dès *1879* par *Rayleigh [91]* pour un fluide dans le vide. En observant la croissance temporelle d'une onde perturbatrice sinusoïdale, appliquée sur l'interface du jet, il mit en évidence l'effet déstabilisateur des forces de tension de surface de l'interface d'un jet sur la géométrie cylindrique. Ce type de déstabilisation de l'interface est souvent associé à la rupture en goutte d'un jet cylindrique ou d'un ligament. Les gouttes ainsi produites sont de l'ordre de grandeur du diamètre du jet. Un demi-siècle plus tard, *Weber* introduit dans le modèle l'effet des forces de viscosité, qui ont un effet stabilisateur et permettent l'obtention de plus grosses gouttes. En *1963*, les effets de la densité du gaz furent enfin prise en compte par *Taylor* pour un jet très fin et un rapport de densité gaz/liquide très petit. Aucun modèle n'était alors capable d'unifier les effets de perturbation capillaires et des forces aérodynamiques pour une vaste gamme de nombre de Weber[5]. En *1988*, une théorie unifiée est proposée par *Lin & Lian [76]* pour une croissance spatiale des ondes de perturbation initiée en sortie de l'injecteur. Cette analyse de stabilité permet la

[5] Le nombre de Weber mesure la balance énergétique entre les forces de tensions de surfaces et les forces aérodynamiques.

détermination de la longueur d'onde de perturbation la plus déstabilisatrice associée à un nombre de Reynolds, au rapport des densités entre le fluide et le gaz ainsi qu'à la tension de surface de l'interface pour de grands nombres de *Weber*.

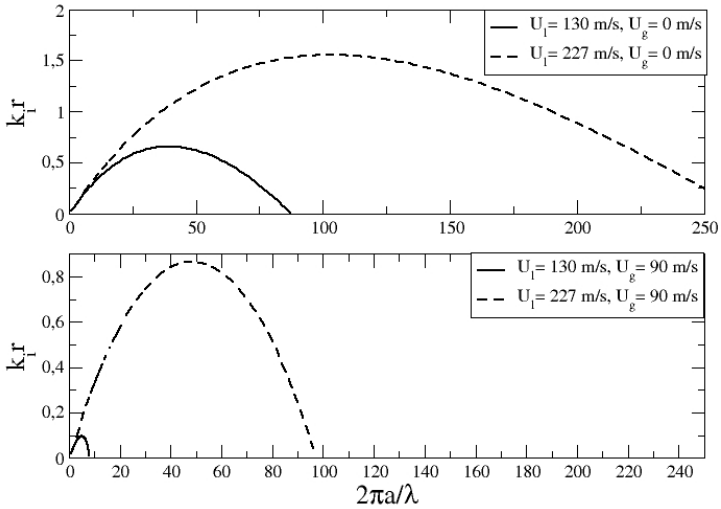


figure 1-22 Diagramme de dispersion calculé dans les conditions d'injection du jet Diesel, d'après Lin et al.

La figure 1-22 présente les diagrammes de dispersion obtenus dans des conditions d'injection du jet Diesel. L'axe des abscisses représente le nombre d'onde de la perturbation et l'axe des ordonnées le taux de croissance spatiale de la perturbation. Le calcul se base sur des vitesses d'injection de U_l*=130* et *227 m/s*, associées à des pressions d'injection de *20* et *60 MPa*. Le calcul tient également compte d'une vitesse d'entraînement du gaz environnant le jet de U_g*=90 m/s*. Le nombre de Reynolds est basé sur la vitesse du liquide et le nombre de Weber sur la différence U_l-U_g. On observe tout d'abord l'effet de l'augmentation de la pression d'injection sur la longueur d'onde des perturbations. Dans le cas U_l*=227 m/s* et U_g*=90 m/s*, ce calcul permet de dégager un ordre de grandeur de la longueur d'onde la perturbation de *13 µm* pour un injecteur de diamètre *200 µm*. On note également que le taux de croissance de la perturbation est d'autant plus grand que la vitesse relative de l'injection est grande. D'après cette modélisation, les phénomènes d'épluchage aérodynamique sont donc censés se produire d'autant plus près de l'injecteur que la pression d'injection est grande.

Dans certaines configurations, ce type d'instabilité peut conduire à l'émergence de structures ligamentaires de l'interface appelées « doigts de Rayleigh-Taylor » (figure 1-21-(b)).

En réalité, Les instabilités de *Kelvin-Helmoltz* et de *Rayleigh-Taylor* co-existent dans les phénomènes d'épluchage aérodynamiques. Dans un article récent, *Marmottant & Villermaux [83]* ont proposé un modèle d'atomisation primaire et secondaire appliqué à un jet coaxial d'eau, non turbulent. Pour ces auteurs, le cisaillement produit par le fort gradient de vitesse entre le jet et le fluide provoque la déformation de l'interface via la création de vortex (de type *Kelvin-Helmoltz* figure 1-23-*(a)*). Localement, les particules fluides sont donc déplacées transversalement relativement à l'axe de l'écoulement. Une seconde instabilité de type *Rayleigh-Taylor* dépendant de la vitesse du gaz se met donc en place, provoquant l'émergence de ligaments (figure 1-23-*(b)*). Dans leurs expérimentations, la forte vitesse de l'écoulement gazeux conduit à une poussée aérodynamique de ces ligaments qui les accélère et conduira à leur détachement du jet principal.

(a) Effets du cisaillement **(b) Effet de l'accélération transversale**

figure 1-23 Visualisation de la complémentarité des deux principaux types d'instabilités d'interface [83]

Huh & Lee [55] ont développé un modèle en considérant que les gouttelettes se détachent d'un cœur liquide uniquement via la croissance d'instabilités de type *Kelvin-Helmoltz* qui sont initiées en sortie de l'injecteur par la turbulence. On note qu'un tel modèle ne tient pas compte des effets de la cavitation et de la turbulence.

D'autres modèles exploitent ces effets d'un point de vue purement énergétique. A partir de leurs observations expérimentales, *Baumgarten et al.[12] (2002)* ont proposé un modèle d'atomisation qu'ils ont utilisé dans leur code de calcul (figure 1-24). Ce modèle est principalement basé sur le transfert énergétique imposé par l'implosion des bulles de cavitation.

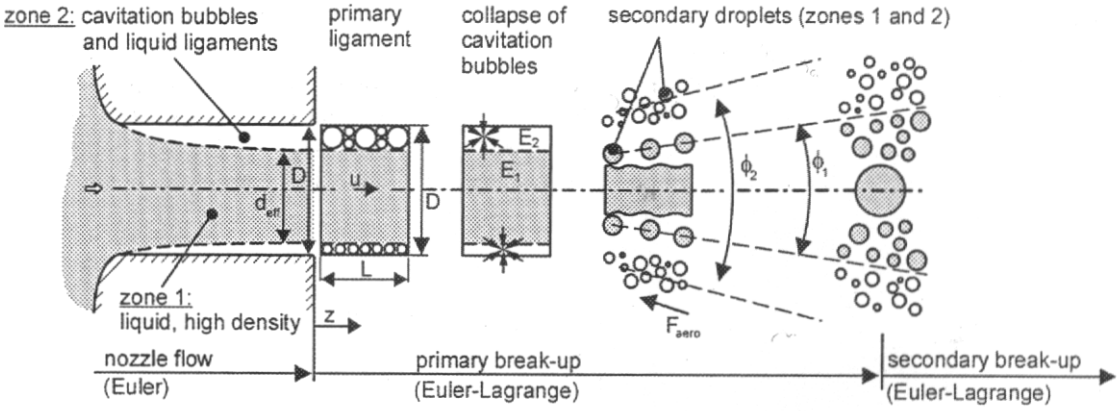


figure 1-24 Le modèle d'atomisation proposé par Baumgarten et al. [12]

Pour ces auteurs, l'atomisation primaire est initiée dans l'injecteur via les phénomènes de cavitation. Ils distinguent, dans l'injecteur, une zone liquide (zone 1) et une seconde zone (2) moins dense le long de la paroi, constituée de bulles de cavitation et de ligaments liquides. Les vitesses moyennes ainsi que les rapports de densités des deux phases sont issues d'un code CFD qui tient compte de la géométrie de l'injecteur (figure 1-12). Les auteurs estiment qu'un large ligament émerge de l'injecteur sur une longueur *L* liée à la section effective du jet en sortie d'injecteur. Ainsi, plus la cavitation est développée dans l'injecteur, plus en sortie de celui-ci, la longueur de liquide intacte est courte. Sur ce tronçon du jet, coexistent les zones 1 et 2. Le taux de cavitation étant connu, les auteurs établissent une loi de répartition Gaussienne de la taille des bulles de cavitation à l'intérieur de la zone 2. Ils déduisent ainsi un nombre de bulles de cavitation ainsi que leur temps de survie avant implosion. L'implosion de ces bulles libère une énergie qui se propage sous forme d'ondes de pression vers l'interface entre les deux zones. Cette énergie est en partie consommée dans la création d'interface via l'apparition de petites gouttes provenant de la zone 2 et transmise sous forme d'énergie cinétique à ces gouttes. Elles subiront, par la suite, les forces aérodynamiques et une déstabilisation de type *Kelvin-Helmoltz* lors de leur atomisation secondaire. Par ailleurs, le ligament (zone 1) qui émerge de

l'injecteur avec une grande vitesse, subit également les ondes de pressions libérées par l'implosion des bulles de cavitation. Cette énergie est convertie en énergie de turbulence qui va déformer l'interface de cette zone et conduire à la rupture en gouttes.

Nishimura & Assanis [88] ont associé dans leur modèle les effets de la cavitation dont l'énergie de l'implosion est convertie en énergie de turbulence aux phénomènes aérodynamiques et de tension de surface.

Les phénomènes transitoires jouent bien évidemment un rôle important dans les processus d'atomisation primaires. Nous avons vu qu'aux touts premiers instants de l'injection, les vitesses d'écoulement sont relativement faibles et qu'un jet laminaire émane de l'injecteur (figure 1-14). Ce pré-jet forme un champignon qui va fortement modifier les interactions aérodynamiques du jet qui le suit. Plus tard, l'écoulement est pleinement turbulent. En fin d'injection, de gros ligaments sont formés en sortie d'injecteur, conduisant à la formation de plus grosses gouttes via un processus de déstabilisation tel que décrit par *Rayleigh*.

Il faut donc être conscient que l'ensemble de ces phénomènes coexistent dans les processus d'atomisation primaires et qu'ils sont dépendants d'une multitude de paramètres (aspect transitoire, écoulement cavitant, variation de la pression d'injection, la densité ambiante, l'écoulement du milieu environnant, son éventuelle turbulence, la géométrie de l'injecteur, sa rugosité, le mouvement de l'aiguille etc…).

3 Les analyses globales du spray

Les phénomènes d'atomisation primaire décrits dans la section précédente se produisent en champ proche de l'injecteur et tout au long du dard liquide, si tant est qu'il existe. Seule une faible fraction volumique de gouttes parfaitement atomisées est produite dès la sortie de l'injecteur.
La majorité du carburant injecté résultant de l'atomisation primaire est constituée d'éléments liquides qui sont instables de par leur taille et leur morphologie. Ces éléments liquides vont, par conséquent, subir l'atomisation secondaire.
Les processus d'atomisation secondaire ont lieu sur un vaste domaine du spray, principalement le long de l'axe d'injection. L'extrême densité de ce milieu rend pratiquement impossible l'observation de la rupture secondaire des paquets liquides, si bien que le jet Diesel est le plus souvent étudié dans sa globalité. Cette section va présenter les différentes investigations faites à ce jour sur cette approche globale du jet Diesel.

3.1. L'atomisation secondaire

Les paquets liquides issus de l'atomisation primaire du jet Diesel sont expulsés de l'injecteur à très grandes vitesses. Ces paquets liquides se concentrent le long de l'axe du jet, ce qui rend cette partie du spray particulièrement dense optiquement. Les paquets les plus larges sont amenés à se déformer du fait de leur dynamique interne et des importantes forces aérodynamiques qu'ils subissent. Ce processus d'atomisation secondaire est fondamental pour deux raisons. Tout d'abord, pour l'obtention d'un spray fin et ensuite pour la dispersion spatiale de celui-ci, dans la chambre de combustion. Les principaux phénomènes physiques participant à cette atomisation secondaire, ainsi que les principaux modèles utilisés vont maintenant être présentés.

En *1955*, *Hinze [50]* entreprend l'observation des mécanismes de l'atomisation des éléments liquides. Il dénombre ainsi *3* principaux types de déformation des éléments liquides : en lentille, en cigare et en bulbe (figure 1-25).

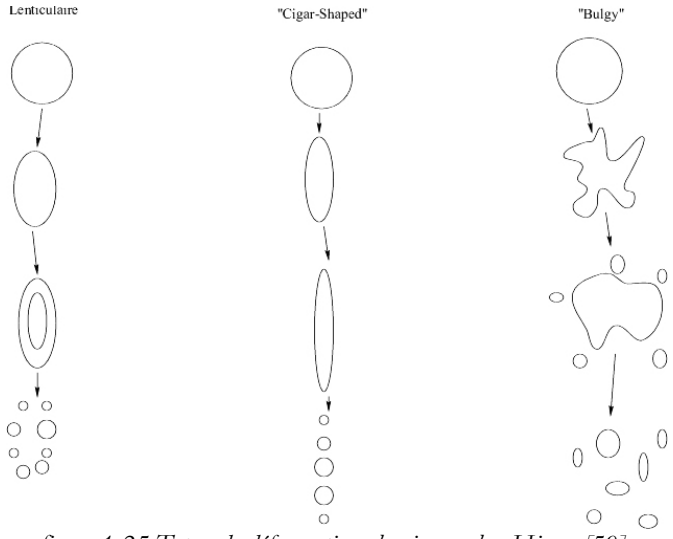


figure 1-25 Types de déformation classique selon Hinze [50]

Hinze [50] attribue à la déformation de type lenticulaire, les écoulements parallèles, axisymétriques hyperboliques et les écoulements animés d'un mouvement de rotation. La déformation de type « *cigar-shaped* » est attribuée aux écoulements plans hyperboliques et aussi aux écoulements rotatifs ou de Couette. La troisième catégorie serait liée aux écoulements irréguliers. Les déformations alors observées seraient dues à des variations locales de pression à l'interface.

Hinze [50] analyse la stabilité des éléments liquides au travers d'un nombre de Weber $We=(\tau D)/\sigma$ représentant le rapport des contraintes déstabilisatrices (pression dynamique et frottement) sur les forces de cohésion moléculaires (tension de surface). Plus le nombre de Weber est grand, plus l'élément liquide est instable. Au-delà d'un nombre critique $(We)_{crit}$, la goutte est amenée à se désintégrer. De plus, les observations montrent que plus on dépasse ce nombre critique, plus les mécanismes de rupture se complexifient.
La viscosité du fluide participe à la dissipation de l'énergie et par conséquent à la stabilisation de la goutte. *Hinze [50]* introduit donc la relation suivante : $(We)_{crit}=C(1+\Phi Z)$, où $Z=\mu/\sqrt{\rho\sigma D}$ est le nombre d'Ohnesorge qui compare le rôle des forces de viscosité sur celui des forces de tension de surface, C est le nombre de Weber critique lorsque l'effet de la viscosité est négligeable et Φ est un paramètre dépendant du type d'écoulement.

Dans le but d'associer les forces déstabilisatrices de surfaces τ à l'écoulement environnant, *Taylor* a proposé l'emploi du nombre de *Weber* généralisé $We=(\mu GD)/\sigma$. Dans cette expression, G représente le gradient maximum de vitesse de l'écoulement environnant l'élément liquide. Ainsi, la vitesse relative de l'élément liquide intervient dans le calcul du nombre de Weber, représentatif du mode d'atomisation mis en jeu.

Pour mettre en évidence le rôle joué par les forces aérodynamiques dans les phénomènes d'atomisation secondaire, *Lenard* a proposé le nombre suivant : $We=(\rho U^2D)/\sigma$. Dans cette expression, ρ est la masse volumique du gaz et U la vitesse maximale dans l'écoulement.

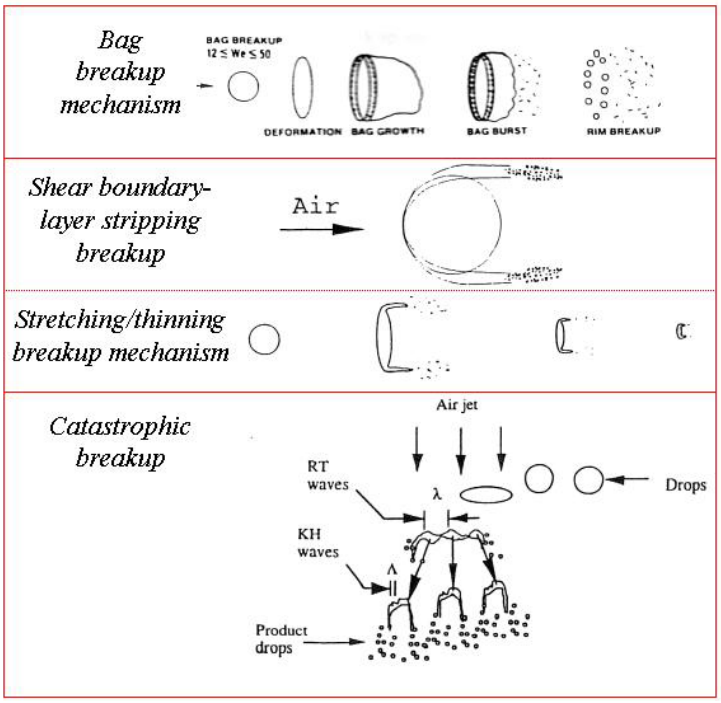


figure 1-26 Les régimes d'atomisation secondaire [77]

Liu & Reitz [77] (1996), ont étudié la rupture des gouttes pour chacun des trois régimes cités précédemment, avec des gouttes injectées dans un écoulement transversal.
Trois régimes d'atomisation secondaire ont alors été proposés (figure 1-26) :

- « **Bag breakup regime** » (*Kennedy & Roberts 1990*),

Type de déstabilisation qui conduit à la rupture en forme de « sac ». L'écoulement contourne la goutte, il y a ainsi compression des lignes de courant et donc variation de la pression dynamique de façon locale autour de l'élément liquide. Ceci conduit, via la loi de Laplace, à la déformation de la goutte. Lorsque l'épaisseur de la goutte devient suffisamment fine, il y a apparition de trous qui s'agrandissent et forment des ligaments. Des perturbations dans l'écoulement ou la présence de particules dans le film liquide, peuvent être à l'origine de l'apparition de ces trous.

- « **shear or boundary layer stripping** » (*Ranger & Nicholls 1969*),

Ce type d'atomisation secondaire se produit sur le bord des gouttes sous forme d'apparition de ligaments et peut être attribué à l'arrachage de gouttes par cisaillement ou par développement de couches limites.
Par la suite, *Liu & Reitz* ont montré que le nombre de Weber est le paramètre de contrôle de ce phénomène et le nombre de Reynolds n'est pas déterminant. Ces auteurs ont donc conclu que le modèle de couche limite n'est pas adapté à la situation.

- « **catastrophic breakup regime** » (*Reinecke & Waldman 1970*)

Dans cette situation, la vitesse relative de l'élément liquide est très élevée. Sa déformation est alors brutale. Sous l'action d'ondes capillaires (instabilités de *Rayleigh-Taylor*), les bords des paquets liquides se cassent en filaments qui vont à leur tour se rompre et former des gouttes de plus en plus petites.

Ranger & Nichols ont tenté d'expliquer le troisième régime « *catastrophic breakup regime* » en attribuant l'épluchage des gouttes à un phénomène lié aux couches limites qui se développent autour de la goutte dans son mouvement. Pour ces auteurs, le nombre de Reynolds est donc important dans la description de ce régime d'atomisation. Cependant, ce régime a été interprété différemment par *Hinze* et *Engel* qui ont proposé que ce régime soit lié à la formation et à la brisure d'ondes capillaires à la surface de la goutte, exposée à l'écoulement de gaz.

D'autres études se sont concentrées sur la dynamique de déformation des éléments liquides conduisant à leur rupture. Par exemple, *Brenn & Frohn [16]*, ont exprimé la déformation d'une goutte en utilisant les polynômes de Legendre pour différents ordres d'oscillation. L'oscillation de gouttes peut être d'ordre 1 ou 2. Le mode 3, par exemple, semble approprié à la dynamique d'une goutte résultante de la coalescence entre une goutte et un satellite. La comparaison avec l'expérience parait assez satisfaisante mais toujours dans des situations où les forces aérodynamiques ne sont pas dominantes.

Hsiang & Faeth [53] ont étudié la déformation et la rupture des gouttes à l'aide d'une onde de choc, pour simuler la déformation de la goutte en fin d'atomisation primaire d'une part, et par un écoulement transverse continu d'autre part, pour simuler sa chute libre. Selon ces auteurs, le nombre de Weber est primordial dans la classification des processus d'atomisation secondaire. Le nombre d'Ohnesorge est également à prendre en compte dans le cas de fluide visqueux (cas du gazole). *Hsiang & Faeth* ont montré que l'amplitude de déformation dépend principalement du Weber et que le rapport des densités, le nombre de Reynolds et d'Ohnesorge n'ont qu'un rôle secondaire dans leurs conditions expérimentales :

$$\frac{d_{\max}}{d_{\min}} = \left(1 + C\sqrt{W_e}\right)^3 \qquad \textit{equ. 1-6}$$

où *dmax* et *dmin* sont les amplitudes de déformation maximale et minimale de l'élément liquide exposé à l'écoulement d'air.

Liu & Reitz [77], ont calculé numériquement la déformation d'un système fluide ovoïde. Ils ont ainsi trouvé un déplacement et une déformation de l'élément fluide en accord avec les expérimentations. Ils ont mis l'accent sur l'importance de la déformation de la goutte dans les processus d'atomisation secondaire. Ces déformations entraînent une variation de la surface de l'élément fluide exposée aux forces aérodynamiques. Ainsi, le rôle des forces aérodynamiques dans les processus d'atomisation des paquets liquides n'est pas constant dans le temps mais participe de façon globale à une déformation plus ou moins prononcée de l'élément fluide.

Grizzuti & Bifulco [43], ont approfondi les phénomènes de coalescence dans les mélanges de polymères non miscibles. Ils ont montré que la rupture en gouttes est la plus favorable lorsque les deux fluides ont la même viscosité, d'où l'importance du rapport de ces deux nombres.

Les expérimentations ont ainsi montré le rôle joué par la déformation des éléments liquides dans les processus conduisant à leur rupture en gouttelettes. La relation entre les déformations des gouttes et l'écoulement interne ne peut être étudiée expérimentalement. Les modélisations numériques ont permis une avancée dans la compréhension de ces phénomènes.
Murray & Heister [86] se sont intéressés à l'aspect non linéaire de l'oscillation des gouttes à l'aide d'une étude numérique (*Boundary Element Method*). Ils ont virtuellement appliqué à la goutte une perturbation de pression de façon périodique. Lorsque la fréquence de cette perturbation est multiple de la fréquence naturelle de la goutte, celle-ci entre en résonance et montre d'importantes oscillations. Les auteurs ont ainsi mis en évidence le rôle du rapport des masses volumiques gaz-liquide et du rapport fréquence de perturbation-fréquence d'oscillation naturelle dans les processus de déformation des gouttes.

On retrouve principalement deux modèles de rupture secondaire des gouttes dans les modélisations numériques. Le modèle « **Taylor Analogy Breakup** » considère les gouttes individuellement et associe leur rupture à une amplitude d'oscillation élevée et tient compte :

- des forces de viscosité,
- des forces aérodynamiques du gaz,
- des forces de tension de surface.

Le modèle d'instabilité d'ondes de surface est basé sur les instabilités de type *Kelvin-Helmholtz* sur la surface de liquide. Les gouttes produites sont considérées de diamètres proportionnels à la longueur d'onde d'amplitude prédominante calculée à partir l'analyse linéaire d'instabilité.

Récemment, *Reichelt & Renz [93]* ont proposé un modèle basé sur le modèle TAB mais qui ajoute les instabilités aérodynamiques lorsque le nombre de Weber devient suffisamment important.

Un modèle original d'atomisation secondaire développé par *Gorokhovski [41],* propose que l'atomisation secondaire, se produisant dans les sprays soumis à de très grands nombres de Weber, soit dépendante d'un nombre tellement important de paramètres physiques que le processus peut être décrit de manière stochastique. Il intègre dans son code de calcul des contraintes stochastiques qui vont déterminer le type de désintégration que va subir chaque élément liquide considéré sphérique.

Cette section nous a montré que la déformation des éléments liquides et les modes de ruptures observés sont caractéristiques des forces mises en jeu dans les processus d'atomisation secondaire. Ainsi, l'analyse morphologique des gouttes est une étape essentielle quant à la caractérisation des phénomènes d'atomisation secondaire. Cependant, nous verrons dans la section 4.1. du présent chapitre, qu'il n'existe pas de diagnostic permettant une analyse statistique et quantitative de la morphologie des gouttes.

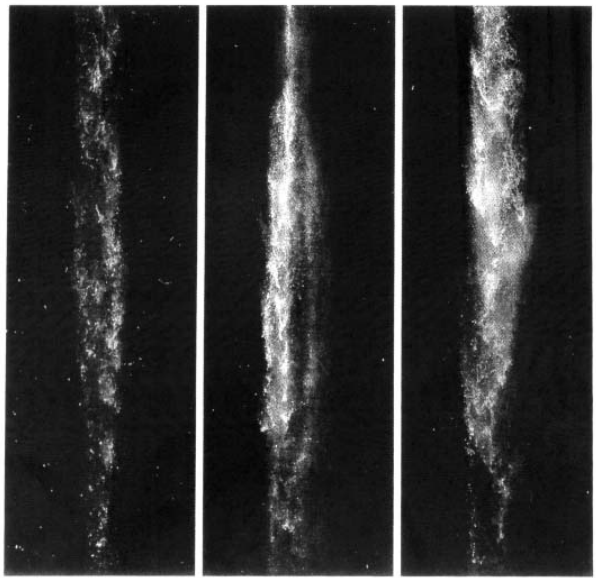
3.2. Les diagnostics

Le spray Diesel est connu pour son importante densité optique. L'observation des structures liquides qui le compose est ainsi extrêmement difficile. L'investigation des sprays denses est motrice de l'amélioration et du développement de nouveaux diagnostics pour permettre l'observation des structures internes du jet. La mesure de la longueur de dard liquide en sortie d'injecteur n'est pas possible à partir d'images du jet obtenues par imagerie en fond clair ou par ombroscopie *(Takahashi et al. [110])*. Une approche consiste à utiliser des lames (skimmers) qui évacuent mécaniquement le spray environnant le jet afin de faciliter l'accès optique à la partie centrale du spray. Bien entendu cette technique est particulièrement intrusive.

D'autres techniques telles que la conductivité ont largement été utilisées pour mesurer la longueur du dard liquide (*Hiroyasu & Arai [52]*). Il s'agit de placer des bornes électriques dans le spray et de mesurer la résistance entre ses bornes. Le passage de gros paquets liquides est diagnostiqué par la diminution de la résistance mesurée. Là encore, cette technique a été délaissée car elle perturbe l'écoulement.

Dans le but de diagnostiquer la structure du spray dense *Cavaliere et al. [20]* dès *1988*, ont utilisé la tomographie laser à *90°* et ont observé que le jet est fragmenté en sortie d'injecteur pendant les périodes transitoires de l'écoulement. En *1994, Smallwood et al. [103]* ont également illuminé un spray Diesel avec une nappe laser. Par ailleurs, ils ont mesuré la transmission de la lumière le long de l'axe du jet grâce à une rangée de diodes placées de l'autre coté du jet. Cette technique leur à permis de calculer une vitesse de pénétration du spray maximale de *250 m/s* pour une pression d'injection de P_i*=32 MPa* dans l'air ambiant. D'autre part, les auteurs ont soulevé le problème de la multidiffusion de la lumière. Selon eux, la diffusion multiple est due aux gouttelettes en défaut de mise au point qui n'interceptent pas la nappe laser. Ainsi, les auteurs montrent que cet effet peut être atténué par la diminution de l'ouverture de la caméra ou en appliquant un filtre passe haut sur les images obtenues. A une distance de *50* à *140* diamètres de l'injecteur, les auteurs n'observent pas la présence d'un cœur liquide.

Smallwood et al. proposent l'existence d'une longueur de rupture d'un jet dense jusqu'à la distance de *30* diamètres de l'injecteur. Ils ne concluent pas quant à la nature de ce jet, rappelant que celui-ci peut être un véritable cœur liquide aussi bien qu'un enchevêtrement de ligaments et poches liquides dès la sortie de l'injecteur.



P_i=19 MPa ***P_i=27 MPa*** ***P_i=32 MPa***

figure 1-27 Visualisation du spray dense par tomographie [103]

La LIF (Laser Induced Fluorescence) est utilisée dans le but de quantifier la fraction volumique de gazole dans la phase dense du jet Diesel. Le signal diffusé par le spray après excitation par une nappe laser pulsée est proportionnel au volume de liquide. *Megahed & Roosen [84]* ont mesuré la vitesse de pénétration de leur spray à l'aide de cette technique. Cependant, cette technique ne permet pas de dire si la zone dense du spray est constituée de gros paquets liquides d'un cœur liquide ou d'un spray particulièrement dense.

Il existe d'autres techniques comme la radiologie X pour tenter de diagnostiquer les structures du jet dense (*Baev et al.[10]*). L'holographie a aussi été utilisée pour l'investigation du jet Diesel (*Huang [54]*). Mais ces techniques sont assez contraignantes du fait du dispositif nécessaire et du coût de ces expérimentations et n'apportent pas pour l'instant de nouvelles informations.

De nouvelles sources de laser pulsées de durées ultra courtes (femto-seconde, 10^{-15} secondes) sont maintenant disponibles et leur application aux sprays denses tel que le jet Diesel peut s'envisager dans un futur proche. Cette technique est susceptible d'apporter de nouvelles informations sur ces milieux.

Les diagnostics précités permettent la description de la répartition spatiale de la phase liquide dans la chambre de combustion pour diverses conditions d'injection. Mais ces diagnostics ne permettent pas la description des processus d'atomisation secondaire sur les paquets fluides. Les effets de l'atomisation secondaire sur le spray ne sont diagnostiqués que par des grandeurs macroscopiques du spray. C'est pour cela que la plupart des études se contentent de paramètres tels que la longueur de pénétration ou l'angle de cône. De plus, ces paramètres sont facilement accessibles par des techniques expérimentales relativement simples (techniques d'imagerie classiques).

3.3. Longueur de pénétration et angle de cône

De nombreuses études ont été appliquées à la mesure de la longueur de pénétration et de l'angle de cône du spray. La longueur de pénétration est relative au parcours des gouttes à un instant donné, dans la chambre de combustion. Cette grandeur est directement associée à la qualité de l'atomisation du carburant. Dans leur revue sur l'atomisation Diesel, *Smallwood & Gülder [104]* concluent que la longueur de pénétration est principalement dépendante du diamètre de l'orifice de l'injecteur et ce d'une façon linéaire. Ces auteurs précisent que d'autres paramètres comme le rapport L/D ou la pression d'injection, ont une influence bien moindre sur la longueur de pénétration.

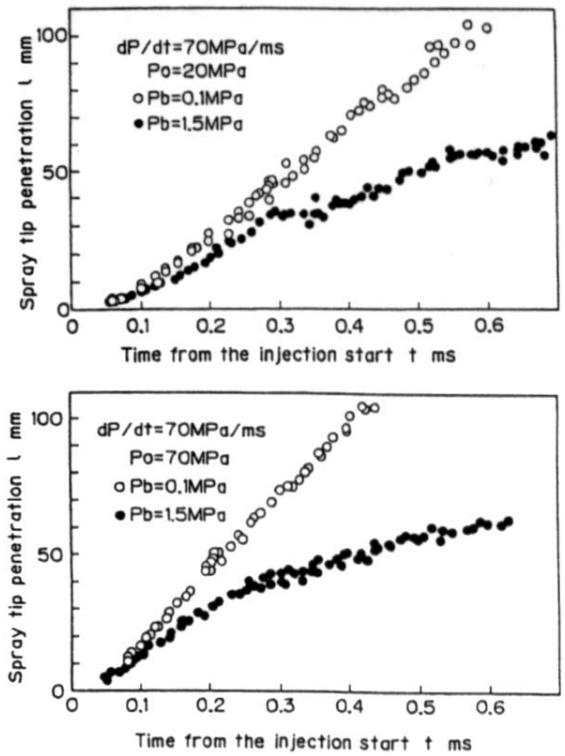


figure 1-28 L'influence de la pression ambiante sur la longueur de rupture [110]

Takahashi et al.[110] ont étudié l'influence de la pression ambiante sur la longueur de pénétration du spray. Leurs résultats montrent que lorsque la pression ambiante est élevée, l'évolution de la longueur de pénétration au cours de l'injection se décompose en deux temps (figure 1-28) :

1. Sur les premiers instants de l'injection, la pression ambiante n'a aucune influence sur la vitesse de pénétration du spray. Le spray est alors encore très dense et ne subit que faiblement les forces aérodynamiques. Le contour du spray est par ailleurs lisse.
2. Plus tard dans l'injection, les forces aérodynamiques prennent place et perturbent l'interface du jet ce qui ralentit la pénétration du spray. Ces forces sont d'autant plus importantes que le milieu ambiant est dense.

Ces observations sont particulièrement intéressantes dans le contexte de l'analyse du jet en proche sortie d'injecteur. En effet, cela signifie qu'il faut un certain temps au fluide injecté avant de subir les effets des forces aérodynamiques. Ainsi, si la pression ambiante n'a pas d'influence sur le fluide lors de ses premiers instants de sa pénétration dans le milieu gazeux, on s'attend à ce que les phénomènes se produisant en proche sortie d'injecteur, dans des conditions réalistes d'injection, peuvent être conduite à pression atmosphérique. Il est cependant à noter que la pression ambiante est un facteur essentiel dans l'établissement des phénomènes de cavitation (Chapitre 1 :1.3.b).

Une seconde grandeur représentative de la qualité de l'atomisation est la longueur de rupture. Selon *Hiroyasu et al. [52]*, des portions de fluide non-totalement atomisées subsistent jusqu'à *10* ou *30 mm* de l'injecteur. Cette longueur est de l'ordre de grandeur de la distance qui sépare l'injecteur du piston ou de la paroi du cylindre. La longueur de rupture est donc à associer au phénomène d'impaction du carburant non atomisé sur ces parois. Ce phénomène joue un rôle primordial dans la qualité du spray formé. *Hiroyasu et al.* ont mesuré la longueur de rupture du jet injecté de façon stationnaire à l'aide de la technique de conductivité. Ils ont montré que l'augmentation de la pression ambiante diminue cette longueur à cause du développement de la micro-turbulence sur la surface liquide « wavy flow ». Tout comme la longueur de rupture, ce paramètre est largement dépendant du diamètre de la buse d'injection.

L'angle de cône permet de qualifier la dispersion du spray perpendiculairement à l'axe du jet. *Lefebvre [75]* définit l'angle de cône comme l'angle formé par les segments provenant de l'orifice et passant par l'interface du jet à une distance égale à *60* fois le diamètre de l'orifice. Cet angle de cône est associé à la dispersion du spray due aux forces aérodynamiques. Ainsi, *Lefebvre[75]* recense différents auteurs ayant proposés des relations permettant le calcul de l'angle de cône θ.

Parmi eux, ont retrouve *Abramovich* (*cité dans Lefebvre[75]*) :

$$\tan(\theta)=0.13(1+\frac{\rho_a}{\rho_l})$$ *equ. 1-7*

Bracco et al (*cité dans Lefebvre[75]*) :

$$\tan(\theta)=\frac{2\pi}{\sqrt{3}A}\sqrt{\frac{\rho_a}{\rho_l}}$$ *equ. 1-8*

Où A est une fonction du rapport L/D qui doit être déterminée expérimentalement.

Hiroyasu & Arai (*cité dans Lefebvre[75]*) on proposé l'expression suivante :

$$\theta=0.025\cdot\left(\frac{\rho_a \Delta P_l D^2}{\mu^2}\right)^{0.25} \text{ (en radians)}$$ *equ. 1-9*

Hiroyasu & Arai. [52] ont étudié l'influence de la vitesse d'injection du fluide sur l'angle de cône et la longueur de rupture en injection continue. Ils ont montré qu'il existe une vitesse de transition entre deux valeurs de l'angle de cône. Pour cette même vitesse, la longueur de rupture chute brutalement. La vitesse de transition est, selon les auteurs, dépendante de la nature du fluide (viscosité) et non de l'injecteur lui-même.
D'autres définitions sont proposées dans la littérature pour la mesure de l'angle de cône dans les injections pulsées. *Bae et al. [9]* ont proposé la mesure de l'angle formé par les segments connectés à l'injecteur et le contour de l'injecteur à une demie distance de la longueur de pénétration. *Seneschal et al [100]* ont observé la variation de ce paramètre sur la durée de l'injection. Ils ont montré que cet angle est grand en début d'injection avant de diminuer et converger vers une valeur théorique basée sur un écoulement stationnaire. Par ailleurs, ces auteurs ont observé une importante fluctuation de l'angle de cône d'une injection à une autre, en début d'injection.
Les forces aérodynamiques ont une influence majeure sur la longueur de pénétration et l'angle de cône, calculés en champ lointain. Dans la section 2.2. , nous avons mentionné les fluctuations de l'angle de cône en proche sortie d'injecteur causées par l'instationarité de l'écoulement et la présence éventuelle de la cavitation dans l'injecteur. Cet angle de cône était défini sur les premiers millimètres du jet. D'après les conclusions de *Takahashi et al.[110]*, ce paramètre ainsi défini est bien représentatif de la nature de l'écoulement en sortie d'injecteur.

La pénétration du spray a été récemment modélisée par *Roisman & Tropea [95]* en tenant compte de la forme de champignon du spray due aux effets aérodynamiques sur la partie frontale du spray. Ce modèle se base principalement sur l'inertie des gouttes de la phase dispersée dans l'écoulement considéré stationnaire et conique. Les résultats obtenus sont comparés aux résultats expérimentaux et sont en parfait accord.

La longueur de pénétration et de rupture du spray Diesel ainsi que son angle de cône sont des grandeurs macroscopiques, globalement représentatives des processus d'atomisation secondaire. L'étude de l'atomisation du jet Diesel via ces paramètres a principalement permis de quantifier le rôle des forces aérodynamiques en faisant varier la densité du gaz ambiant. L'aspect instationnaire de l'écoulement a également été mis en évidence via l'observation des fluctuations de l'angle de cône. Il est reconnu que les forces aérodynamiques jouent un rôle déterminant dans les phénomènes d'atomisation secondaire. Cependant, la structure du spray et la description des paquets liquides qui le constituent, demeurent inconnues du fait de la grande densité optique de ce milieu. De nouveaux diagnostics tels que l'illumination par laser femto-seconde sont attendus pour permettre la description de cette partie dense du spray Diesel et ainsi obtenir une modélisation plus complète des phénomènes d'atomisation.

4 Les analyses en champ lointain

Le champ lointain est défini par la portion du spray totalement atomisée. Les gouttes rencontrées dans le champ lointain sont principalement sphériques, mais pas nécessairement. Il peut subsister quelques éléments liquides possédant une dynamique interne et qui ne subiront pas pour autant de nouvelles ruptures. La caractérisation du spray ainsi généré consiste à mesurer la distribution de taille des gouttes de ce spray. Cette caractérisation permet l'appréciation de la qualité de l'atomisation dans son ensemble. Dans cette section, nous allons décrire le formalisme mathématique des distributions de tailles de gouttes (granulométries) et lister les différents diagnostics permettant leur obtention. Nous présenterons, pour finir, quelques résultats concernant l'analyse granulométrique du spray Diesel.

4.1. Les distributions de tailles des gouttes d'un spray

La granulométrie d'un spray est la mesure de la taille des gouttes de ce spray. Le paramètre de taille est le diamètre de la goutte qui est, le plus souvent, considérée sphérique. Il s'agit de mesurer le taux de présence de gouttes dans un volume de mesure, par classe de diamètres. Le spray est ainsi caractérisé par sa distribution de taille de gouttes.
Il y a deux principale distributions de taille de gouttes :

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

On définit la distribution numérique f_n ainsi :
La probabilité de mesurer une goutte de diamètre compris entre D_1 et D_2 est :

$$P_n[D_1 \rightarrow D_2] = \int_{D_1}^{D_2} f_n(D)dD \qquad \textit{equ. 1-10}$$

Ainsi, si N gouttes ont été mesurées, $Nf_n(D)dD$ est le nombre de gouttes mesurées dont les diamètres sont compris entre D et $D+dD$.

On définit la distribution volumique f_v ainsi :

$$P_v[D_1 \rightarrow D_2] = \int_{D_1}^{D_2} f_v(D)dD \qquad \textit{equ. 1-11}$$

$f_v(D)dD$ est le volume des gouttes de diamètres contenus entre D et $D+dD$ divisé par le volume total des N gouttes mesurées.
Souvent, on utilise une autre forme que les distributions décrites précédemment. Il s'agit de la forme cumulative des PDF numériques et volumiques.
La première donne la probabilité qu'une goutte soit de diamètre inférieur à un diamètre D et la seconde donne la fraction volumique du spray pour les gouttes de diamètre inférieur à D.

$$F_x = \int_0^D f_x(D)dD \text{ , avec } x = n \text{ ou } v \qquad \textit{equ. 1-12}$$

Les distributions de taille des gouttes sont donc représentatives d'un injecteur, d'un fluide, de la pression d'injection et de tous les paramètres participants aux processus d'atomisation. La modification d'un de ces paramètres d'injection modifie dans son ensemble la distribution de taille de gouttes obtenue. La comparaison des PDF, pour un nombre important de cas d'étude, est souvent lourde. Il est, par conséquent, pratique d'utiliser des grandeurs qui synthétisent les granulométries en vu de les comparer.

Pour cela, il existe une série de diamètres moyens qui se calculent comme un rapport de moments de différents ordres (equ. 1-13). L'intérêt de ces diamètres tient dans le fait qu'ils sont indépendants du type de distribution.

$$(D_{qp})^{q-p}=\frac{\int_0^{+\infty} f_n(D)D^q dD}{\int_0^{+\infty} f_n(D)D^p dD}=\frac{\int_0^{+\infty} f_v(D)D^{q-3} dD}{\int_0^{+\infty} f_v(D)D^{p-3} dD} \qquad \textit{equ. 1-13}$$

Ainsi on obtient la relation :

$$(D_{qp})^{q-p}=\frac{(D_{q0})^q}{(D_{p0})^p} \qquad \textit{equ. 1-14}$$

La grandeur D_{10} nous informe de la moyenne arithmétique du diamètre des gouttes. D_{43} donne la moyenne arithmétique de la distribution volumique. D_{20} est le diamètre de la goutte dont la surface est la surface moyenne des gouttes (la surface totale d'interface liquide-gaz est $S=N\pi(D_{20})^2$). De même, D_{30} est le diamètre de la goutte dont le volume est le volume moyen des gouttes : Si V est le volume de fluide contenu dans le spray mesuré, alors $V=N\pi(D_{30})^3/6$.
De l'équation (equ. 1-14), on peut exprimer le diamètre de Sauter : $D_{32}=(D_{30})^3/(D_{20})^2$ qui est donc équivalent au rapport $6V/S$. On sait que ce nombre est particulièrement significatif pour la combustion : plus le diamètre de Sauter est petit, plus la surface d'interface liquide est grande pour un même volume de spray injecté, ce qui est favorable à la combustion complète du carburant.
On note que dans le cas d'un spray constitué de gouttes sphériques, les distributions numériques et volumiques sont liées par la relation suivante :

$$f_v(D)=\frac{f_n(D)\cdot D^3}{D_{30}^3} \qquad \textit{equ. 1-15}$$

On définit également des diamètres représentatifs du spray : $D_{x\alpha}$.
Si $x=n$, α est le rapport du nombre de gouttes de diamètre inférieur à $D_{n\alpha}$ sur le nombre total de gouttes N. Si $x=v$, α est le rapport du volume des gouttes de diamètre inférieur à $D_{v\alpha}$ sur le volume total de gouttes.
Ces diamètres sont définis par :

$$F_x(D_{x\alpha})=\alpha=\int_0^{D_{x\alpha}} f_x(D)dD \text{, où } \alpha\in]0,1[\text{ avec } x=n \text{ ou } v \qquad \textit{equ. 1-16}$$

Un autre diamètre caractéristique d'une distribution est le diamètre D_p correspondant au diamètre le plus probable si $x=n$ ou au diamètre prépondérant de la distribution volumique si $x=v$.

$$\left(\frac{df_x(D)}{dD}\right)_{D_p}=0 \qquad \textit{equ. 1-17}$$

Un diamètre caractéristique n'est souvent pas suffisant pour caractériser la distribution de taille d'un spray. On utilise souvent le facteur de largeur relatif représentatif de la dispersion de la distribution :

$$\Delta_x=\frac{D_{x0.9}-D_{x0.1}}{D_{x0.5}} \qquad \textit{equ. 1-18}$$

Nous venons d'établir une série de paramètres qui caractérisent chacun, à leur manière, une distribution de taille de gouttes. La valeur de ces paramètres est naturellement associée aux phénomènes physiques de l'atomisation. Il est possible de formaliser la loi de distribution de certains sprays à l'aide de quelques paramètres. Les lois mathématiques les plus utilisées sont les suivantes :

La distribution normale

$$f_x(D)=\frac{1}{\sqrt{2\pi}S}\exp\left(-\frac{1}{2}\left(\frac{D-D^*}{S}\right)^2\right) \qquad \textit{equ. 1-19}$$

D^* est un paramètre de translation de la gaussienne et S l'écart type de la distribution.

La distribution log-normale

$$f_x(D)=\frac{1}{\sqrt{2\pi}S}\exp\left(-\frac{1}{2}\left(\frac{\ln(D)-\ln(D^*)}{S}\right)^2\right) \qquad \textit{equ. 1-20}$$

La distribution de Nukiyama et Tanasawa

$$f_n(D)=aD^p\exp\left(-(bD)^q\right) \qquad \textit{equ. 1-21}$$

La distribution de Rosin-Rammler

$$1-F_v(D)=\exp\left(-\left(\frac{D}{D^*}\right)^q\right) \qquad \textit{equ. 1-22}$$

La MEF

Dumouchel & Malot. [31] ont proposé l'utilisation d'une distribution basée sur le Formalisme d'Entropie Maximum (MEF). Le formalisme d'entropie maximum permet l'obtention d'une granulométrie la plus probable répondant à des contraintes imposées. 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 :

$$f_v(D)=q\frac{\Gamma^4\left(\frac{5}{q}\right)(D-D_0)^3}{\Gamma^5\left(\frac{4}{q}\right)(D-D_0)^4}\exp\left[-\left(\frac{\Gamma\left(\frac{5}{q}\right)}{\Gamma\left(\frac{4}{q}\right)}\left(\frac{D-D_0}{D_{43}-D_0}\right)\right)^q\right] \qquad \textit{equ. 1-23}$$

Γ étant la fonction gamma généralisée.

Dans certains cas, les distributions présentent deux pics, elles sont dites bi-modales. Ce type de distribution est observé lorsque deux types d'atomisation différents co-existent. Il est possible de modéliser ces distributions en combinant deux distributions (*Harari & Sher [46]*) :

$$F_v(D)=(1-\alpha)F_{v1}(D)+\alpha F_{v2}(D) \qquad \textit{equ. 1-24}$$

Le nombre de gouttes mesurées par les granulomètres ne permet pas toujours l'établissement de distributions continues. Les distributions sont donc discrétisées. Le taux de discrétisation de la distribution influe sur le calcul des diamètres caractéristiques. Cette discrétisation influe également sur la relation entre la distribution numérique et volumique (equ. 1-25). En considérant que la discrétisation se fait entre les diamètres D et $D+\delta D$, que la population des gouttes est constituée de gouttes sphériques réparties de façon homogène entre ces deux diamètres, alors la nouvelle relation devient :

$$f_v=\frac{f_n}{4}\frac{\left((D+\delta D)^4-D^4\right)}{D_{30}^3\,\delta D} \qquad \textit{equ. 1-25}$$

4.2. Les granulomètres

Il existe toute une variété de granulomètres. Le choix d'une méthode dépend de l'information recherchée et du milieu étudié. *Lefebvre [75]* a recensé les conditions qu'elles devraient idéalement vérifier :

- le système de mesure ne doit pas perturber la distribution,
- caractérisation fiable de la taille des gouttes sur un grand intervalle de diamètres : le rapport de la plus grande taille sur la plus petite doit valoir *100*,
- permettre une mesure spatiale et temporelle,
- rendre la mesure valide pour des domaines contenant un grand nombre de gouttes (plus de *5000*),
- supporter les variations physiques du liquide et du gaz (mesure dans des chambres de combustion par exemple),
- permettre une comptabilisation automatique (objective) et rapide.

L'ancêtre des méthodes granulométriques est sans nul doute le tamis. Les particules de taille inférieure à la taille des mailles tombent à travers le tamis. La mesure de poudre déposée sur une lame de verre à l'aide d'un microscope est une autre technique beaucoup plus précise mais extrêmement fastidieuse. *Lefebvre* a considéré les différentes méthodes de granulométrie d'éléments liquides suivant le classement suivant :

- **Mécanique** :
  - Un paternator mesure de volume de liquide déposé dans des tubes pendant un temps donné. La disposition de ces tubes permet de mesurer la densité spatiale du spray.
  - Technique de gel : pendant leur chute, les éléments liquides du spray sont brutalement gelés pour permettre leur manipulation à la manière de particules solides. Solidification : on injecte un liquide spécial qui va se solidifier rapidement après l'injection.
  - Mesure par impaction. On présente sous le spray une plaque recouverte d'un film adéquat qui marquera l'impact des gouttes. L'analyse de ces impacts donne, après correction, la taille des gouttes.
- **Électrique** :
  - Deux aiguilles en vis a vis, présentent une différence de potentiel. Lorsqu'une goutte passe entre les électrodes le courant circule. Le passage des gouttes dans ce champ électrique nous informe de leur taille via la variation du courant traversant les électrodes. La limite de cette méthode vient du fait que la résistance de la goutte est liée à sa vitesse et à la profondeur d'immersion des aiguilles dans la goutte.
  - Liquide chargé : plus les gouttes sont grosses, plus elles contiennent de charges électriques. Ces charges sont transférées sous forme de pulses de tension mesurables (suivant la conductivité électrique du liquide). On remonte, là encore, au volume des éléments liquides.
  - On mesure le temps d'évaporation des gouttes qui, dans leur chute, s'attachent à un fil électrique chauffé par un fort courant qui le traverse. La présence de la goutte refroidit le fil et change sa résistance. On sait ainsi le temps d'accrochage de la goutte et donc son temps d'évaporation et par conséquent le volume de liquide qu'elle contenait. Cette méthode est profondément intrusive, elle est aussi limitée par la vitesse des gouttes et leur taille (elles peuvent ne pas s'attacher complètement au fil).
- **Optique** : ce sont les seules véritables méthodes non intrusives, réparties en deux sous classes :
  - Celles qui exploitent la diffusion, la diffraction ou l'absorption de la lumière par les éléments liquides.
  - L'imagerie : par holographie, ou par transmission. Ce sont les seules méthodes qui permettent l'étude morphologique des éléments liquides.

Aujourd'hui, les méthodes optiques sont les plus couramment employées. Elles sont non-intrusives, fiables et rapides. Parmi cette famille de granulomètres on distingue trois techniques usuelles :

- **Les mesures par diffraction.**

On mesure la diffraction de la lumière cohérente par une particule de taille supérieure à la longueur d'onde de la lumière. On compare la figure diffractée à celle obtenue avec une goutte parfaitement sphérique. On en déduit un diamètre. La non sphéricité de l'élément liquide mesurée va biaiser les résultats.

- **PDPA (Phase Doppler Particle Analyser) : mesure par diffusion.**
  Les gouttes traversent un réseau de franges lumineuses et les diffusent. On mesure la diffusion de la lumière cohérente par une particule à l'aide de photo-multiplicateurs placés à différentes positions. Le déphasage entre ces signaux conduit au diamètre de la particule considérée sphérique. Le traitement est immédiat mais le dispositif est encombrant et sensible à la non-sphéricité.

- **L'imagerie par transmission** :
  Il s'agit de photographier avec un temps de pose suffisamment court pour figer, de manière nette, les éléments liquides qui constituent le spray. Cette technique permet de déterminer la taille des gouttes, leur forme et même, éventuellement, la vitesse des gouttes. Le temps de pose devant être assez court, on utilise souvent une lumière pulsée de forte intensité pour impressionner la pellicule photographique ou le capteur CCD de la caméra. On peut ainsi, avoir recours à des arcs électriques, à des flashs ou encore des lasers pulsés. L'éclairage par lumière incohérente est couramment utilisée pour sa simplicité d'utilisation et pour éviter les problèmes d'interférences. Le problème principal lié à cette technique est le défaut de mise au point des gouttelettes. On retrouve une description générale de l'imagerie des sprays dans l'étude menée par *Chigier[24]*.

Les granulomètres à diffraction et diffusion sont décrits dans le Chapitre 2 :7 . D'autre part, dans le cadre de ce travail de thèse, un granulomètre par imagerie a été mis au point. Le 0 présente en détail ce diagnostic ainsi qu'une revue sur les différents problèmes associés à ce diagnostic et les traitements d'images utilisés pour les résoudre.

D'autres méthodes optiques peuvent être appliquées à la mesure granulométrique :

- **L'holographie** : un faisceau laser élargi traverse la zone d'étude et impressionne une plaque photographique. Le réseau de franges, résultant d'interférences entre les ondes lumineuses diffusées par les objets et une onde de référence, code l'information. La visualisation postérieure de la mesure reconstitue le domaine en trois dimensions. La vitesse des particules peut même être déduite d'une double prise de vues séparées d'un court instant. C'est une méthode particulièrement délicate à mettre en oeuvre. L'holographie numérique exploite le même phénomène physique en enregistrant le signal d'interférence à l'aide d'une caméra. La reconstruction des images dans le volume se faisant de façon numérique, elle est beaucoup plus rapide qu'en holographie traditionnelle. *Buraga et al.[17]* ont appliqué la transformée en ondelettes au signal d'interférence. Ils ont ainsi pu déterminer la taille des gouttes d'un spray ainsi que leur position dans le volume de mesure.

- **L'imagerie par diffusion** d'une nappe laser. Le spray interceptant une nappe laser, diffuse plus ou moins la lumière dans toutes les directions, comme le prédit la théorie de Mie (pour des gouttes sphériques). L'intensité diffusée est proportionnelle à la surface des gouttes. Ainsi une cartographie spatiale du D_{20} est possible. D'autre part, l'ajout d'un traceur adéquat dans le fluide peut conduire à l'absorption puis à l'émission retardée de la phase liquide (Laser Induced Fluorescence). L'intensité lumineuse ainsi diffusée, mesurée par une caméra, est proportionnelle au volume des gouttes (D_{30}). Le PDS (Planar Droplet Sizing, *Domann & Haralapulas [30]*) est l'utilisation combinée de ces deux techniques. Il permet l'obtention d'une cartographie du diamètre de Sauter (D_{32}).

- **L'imagerie par diffusion en défaut de mise au point**. Cette technique permet l'observation de réseaux de franges dont le pas est directement lié au diamètre des gouttes. Les franges sont le produit de l'interférence entre la lumière qui parvient à la caméra après une réflexion directe sur les gouttes et les faisceaux ayant parcouru un trajet à l'intérieur des gouttes et qui ressortent parallèlement aux faisceaux directement réfléchis. Ces franges sont incluses dans un disque dont la dimension est liée au système optique, notamment à l'ouverture de la caméra (figure 1-29). Cette technique à l'avantage de permettre l'analyse de gouttes qui seraient en superposition par un dispositif d'imagerie par transmission. Elle permet également l'application d'algorithmes permettant la mesure de la vitesse des gouttes (de type PIV). Cependant, les réseaux de franges sont très vites inexploitables si le spray est trop dense ou si les gouttes ne sont pas sphériques.

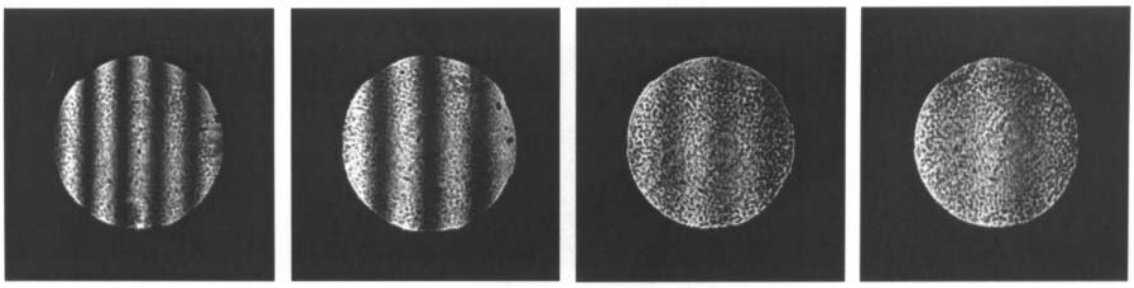


figure 1-29 Exemple d'images de gouttes de diamètres différents par diffusion en défaut de mise au point [18]

- L'imagerie de la diffusion du speckle par les gouttes a été introduite par *Ineichen [58]*. L'auteur utilise une source laser élargie spatialement dans le volume de mesure via une fibre optique, afin de former un fond homogène appelé speckle. Une seconde fibre optique placée dans le même axe enregistre le signal réfracté et réfléchi par les gouttes. Cette technique permet l'obtention de réseaux de franges dépendants de la taille et de la morphologie des éléments liquides (figure 1-30).

La plupart des diagnostics présentés reposent sur l'hypothèse de sphéricité des gouttes. Au contraire du phase-Doppler qui possède un critère de non-sphéricité qui lui permet de rejeter des gouttes non sphériques, le granulomètre à diffraction, par exemple, n'a aucun moyen de contrôle de la sphéricité des gouttes mesurées. Les techniques d'imagerie en défaut de mise au point permettent l'observation de franges d'interférence dont la fréquence spatiale est directement liée au diamètre des gouttes. La non-sphéricité des gouttes induit une figure d'interférence, soit déformée, soit intraitable. Cependant, si ces diagnostics peuvent détecter la non-sphéricité, ils ne permettent pas une caractérisation quantitative de la morphologie de la goutte. L'imagerie en lumière incohérente reste (hormis l'holographie) la seule technique permettant l'analyse morphologique quantitative.
La description stéréoscopique 3D de la morphologie de gouttes utilisant une paire de caméras est techniquement très difficile à mettre en œuvre et nécessite un traitement complexe des images obtenues pour reconstituer virtuellement la forme en 3D, mais aussi afin d'en extraire une mesure quantitative de leur forme. L'analyse systématique de la forme des gouttes est donc, pour le moment, restreinte à l'analyse 2D de la projection de la forme 3D sur le capteur de la caméra.

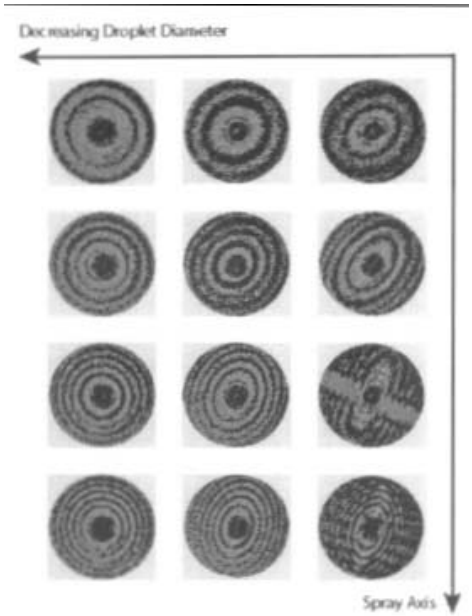
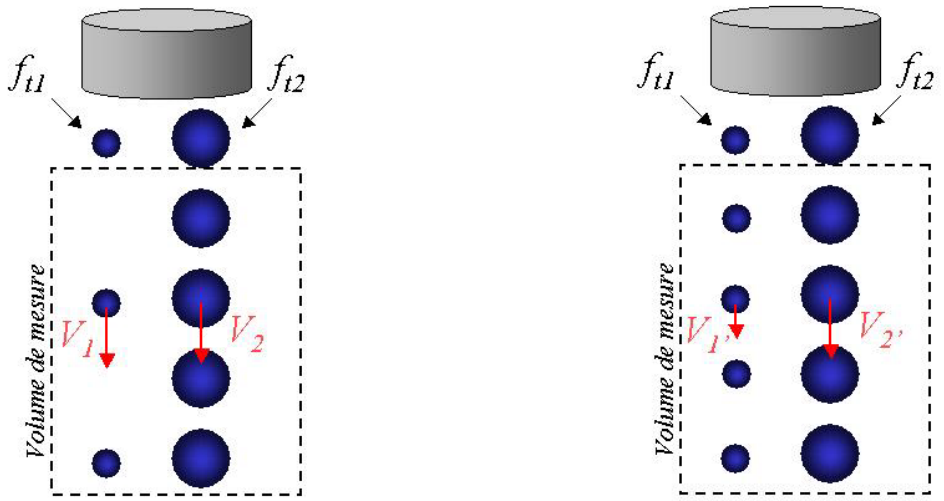


figure 1-30 Effet de la déformation des gouttes sur les images de diffusion de gouttes éclairées par speckle Laser[58]

4.3. Comparaison entre mesure spatiale et temporelle

Parmi tous ces granulomètres, il existe deux types de mesures. La mesure spatiale et la mesure temporelle. La première effectue une mesure granulométrique à un instant donné, dans un volume de mesure donné. C'est le cas de tous les granulomètres basés sur l'imagerie et également du granulomètre à diffraction. Les mesures temporelles correspondent à un comptage continu, dans le temps, des particules mesurées dans un volume de mesure restreint (PDPA).
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, intégrerons 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 d'une éventuelle corrélation entre le diamètre et la vitesse des gouttes. Ceci a clairement été expliqué par *Dodge et al. [29]* :
Considérons un injecteur qui génère des gouttes de diamètre D_1 à la fréquence temporelle f_{t1} animées d'une vitesse V_1 et 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 1-31-(a) présente la répartition spatiale de gouttes animées d'une même vitesse. Le mesure spatiale compte deux fois plus de gouttes D_2 que de gouttes D_1 tout comme c'est le cas pour la mesure temporelle puisque ($f_{t2}=2\,f_{t1}$).



(a) vitesses homogènes **(b) vitesses inhomogènes**

figure 1-31 Effets de la corrélation diamètres-vitesses sur la mesure granulométrique spatiale et temporelle.

La figure 1-31-(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 présente 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 mesure, 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 par la vitesse moyenne des gouttes de cette classe de diamètres. Ensuite, il reste à normaliser la distribution de taille calculée.

4.4. Les distributions de tailles du spray Diesel

Du fait de l'importante densité optique du spray Diesel, la mesure granulométrique n'est accessible qu'au loin de l'injecteur. En plus de son importante densité optique, ce spray est constitué de paquets liquides de morphologies complexes qui sont animés de très grandes vitesses. L'aspect transitoire de l'injection ne facilite, bien entendu, pas la tâche des granulomètres.

L'hypothèse d'un cœur liquide dense en sortie d'injecteur se décomposant en paquets liquides devrait conduire à la mesure de plus grosses gouttes le long de l'axe d'injection. Certaines analyses par PDPA confirme ce diagnostic.
Hardalupas et al. [47] ont ainsi diagnostiqué un injecteur à *5* trous de diamètres *0.18 mm* injectant le fluide à la vitesse de *132 m/s* dans un milieu à pression atmosphérique. Ils ont observé, à différents instants de l'injection, une diminution du diamètre moyen de Sauter avec l'éloignement de l'axe de l'injecteur.
Guerrassi & Champoussin [45] ont également analysé le spray Diesel obtenu à pression atmosphérique pour une pression d'injection de *17 MPa* pour un injecteur monotrou de diamètre *0.2 mm* et un rapport $L/D=4$, à l'aide d'un anémomètre phase Doppler. Les mesures ont été réalisées entre les distances $z=10$ et *50 mm* de l'injecteur. Ces auteurs montrent une diminution du diamètres des gouttes en éloignant la mesure de l'axe de l'injection. Ils observent également une importante diminution du D_{32} dans l'axe de l'injecteur, en s'éloignant du nez de l'injecteur. Ceci indique que les phénomènes d'atomisation secondaire sont particulièrement présents dans cette zone du spray. Par ailleurs, les auteurs concluent que les phénomènes de coalescence ne sont pas prépondérants dans le cas de l'injection dans un environnement à pression atmosphérique.

Cependant, un important nombre d'expérimentations observent des phénomènes contraires à ceux précédemment exposés. Parmi elles, certaines utilisent de nouveaux diagnostics.

Labs & Parker [69] ont effectué des mesures granulométriques par diffusion infra-rouge à *25 mm* de l'injecteur. Les auteurs ont choisi cette gamme de longueur d'onde pour son aptitude à pénétrer les zones plus denses que les lumières visibles. L'analyse de la lumière diffusée leur permet de calculer la fraction volumique et le diamètre de Sauter. Pour une pression d'injection de $P_i=62$ *MPa* dans l'air ambiant et un injecteur de diamètre d'orifice $d=0.31$ *mm* et un rapport $L/D=2$, ils ont observé un diamètre plus faible sur l'axe du jet (*2-3.25 µm*) que sur le bord (*6-8 µm*). Au contraire, la fraction volumique semble maximale sur l'axe du jet.

D'autres auteurs comme *Gülder & Smallwood [44]*, ont diagnostiqué le spray Diesel à l'aide d'un granulomètre à diffraction. Ils obtiennent la même tendance d'évolution du diamètre de Sauter pour une pression d'injection beaucoup plus faible ($P_i=26$ *MPa)*, un diamètre d'injecteur plus petit ($d=0.26$) et une distance deux fois plus grande de l'injecteur (*50 mm*) (figure 1-32). Cependant, le diamètre de Sauter relevé est beaucoup plus grand, ce qui confirme qu'il faut une pression élevée pour l'obtention d'un spray fin.
Dans ce cas de figure, il est à rappeler que l'augmentation du SMD dans la partie dense du spray peut être associée au phénomène de multidiffusion et que ce diagnostic considère les gouttes comme étant sphériques (voir Chapitre 2 :7.1.).

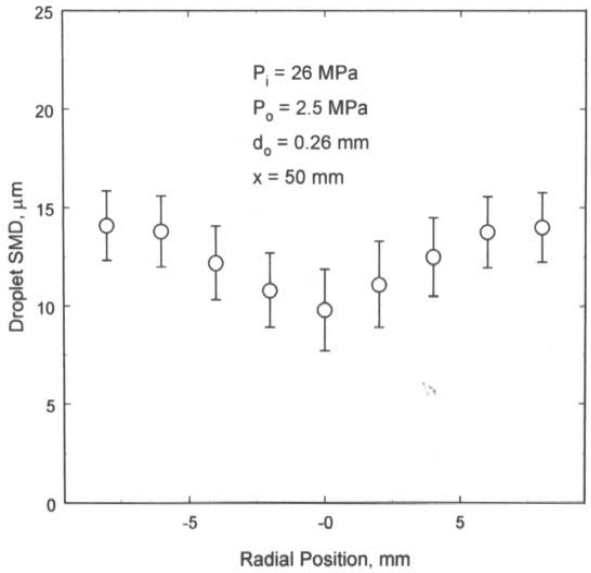


figure 1-32 Evolution radiale du D_{32} avec $P_i=26$ MPa, $P_a=2.5$ MPa, $d_0=0.26$ à une distance de 50 mm depuis l'injecteur [44]

Des modèles tentent d'expliquer ce phénomène de diminution de la taille des gouttes au centre du jet par une séparation spatiale des gouttes par une force centrifuge qui serait susceptible d'écarter les plus grosses gouttes de l'axe de l'injection. Cependant les observations faites par tomographie laser (*Smallwood et al. [103],* figure 1-27*)* laissent supposer que les zones denses du spray Diesel sont constituées de grosses structures liquides.

Guerrassi & Champoussin [45], ont observé à $z=10$ *mm* de leur injecteur, en analyse temporelle, des bouffées de gouttes dans leur volume à la fréquence de *2KHz*,, associées à des fluctuations de la vitesse des gouttes (figure 1-33). Les auteurs attribuent ces bouffées aux déformations du jet en proche sortie d'injecteur et en début d'injection. Cependant on constate que cette fluctuation est observée tout au long de la phase d'injection du carburant.

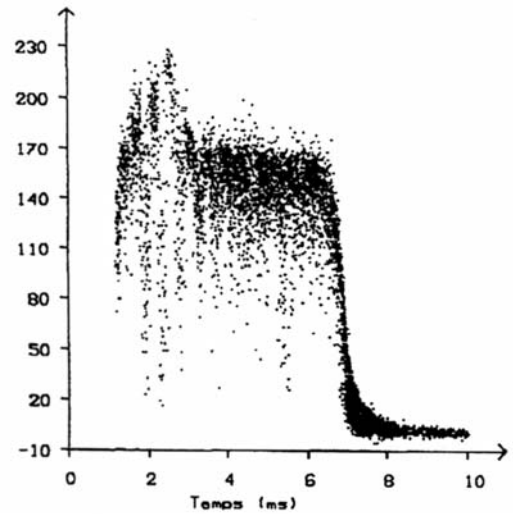


figure 1-33 Evolution temporelle de la vitesse des gouttes dans l'axe de l'injecteur, P_i=17 MPa, P_a=1 atm, z=10 mm [45]

5 Conclusion

Cette revue de la littérature a mis en évidence l'ensemble des phénomènes physiques qui sont supposés participer aux processus d'atomisation du jet Diesel, en injection directe.

Nous avons ainsi montré que dans certaines conditions de pression d'injection et de géométrie de la buse, l'écoulement peut devenir cavitant. Dans ce cas, des structures gazeuses se développent à l'intérieur de la conduite d'injection avant d'imploser brutalement le long ou à l'extérieur de cette conduite. Ce phénomène peut initier l'atomisation primaire à l'intérieur même de l'injecteur. L'implosion de ces structures gazeuses libère des ondes de pression qui semblent favoriser la turbulence de l'écoulement et ainsi initier la déformation de l'interface du jet en proche sortie d'injecteur. Les perturbations de l'interface du jet ou des fragments liquides, vont croître sous l'action des forces aérodynamiques, associés à l'importante vitesse de pénétration du jet dans la chambre de combustion et à la densité du gaz qui y réside. Cette croissance des perturbations conduit au détachement du jet principal de ligaments et de gouttes.
On note que la structure interne du jet en proche sortie d'injecteur, c'est à dire la présence d'un cœur liquide où de paquets fragmentés, n'est pas encore clairement identifiée à ce jour.

De larges paquets liquides sont injectés le long de l'axe du jet. Ces fragments vont subir les processus d'atomisation secondaire. Ils vont ainsi se déformer puis se rompre. Ces déformations sont générées par l'écoulement interne de ces paquets liquides, mais aussi par l'action des forces aérodynamiques auxquelles ils sont soumis.

Les éléments fluides en cours d'atomisation secondaires sont particulièrement concentrés le long de l'axe du jet. Ceci conduit à une importante densité optique qui rend impuissant la plupart des diagnostics existant à ce jour. De ce fait, le jet (ou spray) Diesel est le plus souvent étudié dans son ensemble (longueur de pénétration, angle de cône etc…). Ces mesures permettent l'observation des effets des paramètres d'injection (pression d'injection, diamètre de l'injecteur, rapport longueur sur diamètre de la buse d'injection, géométrie de l'écoulement …) sur la formation globale du spray. Cependant, le rôle joué par chacun des phénomènes précédemment cités, dans l'atomisation du gazole, n'est pas clairement identifié.
Ces lacunes de connaissance sont clairement mises en valeur par la diversité des modèles d'atomisation primaire et secondaire rencontrés dans la littérature.

On peut conclure de cette analyse que des expérimentations sont encore à mener afin de comprendre le rôle de chacun des phénomènes mis en jeux dans les processus d'atomisation.
Pour ce faire, les études expérimentales nécessitent de nouveaux diagnostics et méthodes d'analyses pour :

- observer l'établissement et la structure de la cavitation dans le jet Diesel, en sortie de l'injecteur,
- observer le rôle de la dynamique transitoire de l'écoulement sur la déstabilisation du jet et sur les phénomènes d'atomisation primaire.
- développer des analyses permettant la description en terme de volume mais aussi de forme des structures présentes dans le spray et subissant les phénomènes d'atomisation secondaire, au plus près possible de l'axe du jet.

CHAPITRE 2 : LE DISPOSITIF EXPERIMENTAL

1 Le dispositif d'injection 51
1.1. La pompe 51
1.2. L'injecteur 52
2 Caractéristiques du fluide et débitmétrie 53
3 Le système d'acquisition vidéo 54
3.1. L'imagerie par transmission 54
3.2. La caméra rapide 55
4 Les sources lumineuses 55
4.1. La source incohérente 55
4.2. La source cohérente 56
5 La synchronisation des sources de lumière 57
5.1. Synchronisation sur la commande de l'injecteur 57
5.2. Prise en compte de la fluctuation de l'injection 57
6 Les signaux mesurés 59
6.1. La température et la pression d'injection 59
6.2. La levée d'aiguille 59
7 Les granulomètres 60
7.1. Le granulomètre à diffraction 60
7.2. Le phase Doppler 61
8 L'analyse accélérométrique de l'injecteur 63
8.1. La réponse vibratoire du système en fonctionnement. 64
8.2. La réponse vibratoire impulsionnelle du système 67
8.3. Conclusion 68

Chapitre 2 : Le dispositif expérimental

L'étude entreprise sur l'injection directe Diesel se base sur un injecteur prototype. Elle s'intéresse au comportement du jet en toute proche sortie d'injecteur et au spray formé en champ lointain. La structure interne du jet en proche sortie d'injecteur est diagnostiquée par l'utilisation d'un dispositif tomographique. La morphologie de l'interface de ce jet, ainsi que l'analyse granulométrique en champ lointain, sont étudiées par analyses d'images obtenues par un dispositif d'imagerie en fond clair diffus. Par ailleurs, deux granulomètres commerciaux ont été utilisés.
Cette section recense et explique le fonctionnement du matériel ainsi que des diagnostics utilisés pour l'élaboration de ce travail.

1 Le dispositif d'injection

1.1. La pompe

Le système d'injection utilisé a été développé en *1995* par *D. Lisiecki* à l'occasion d'un projet *GSM* effectué au *Coria*. Une pompe pneumatique est utilisée pour la mise sous pression du carburant. L'utilisation d'un tel type de pompe évite les problèmes d'interférence électromagnétique des signaux de commandes d'injection, d'illumination ou encore d'acquisition vidéo.

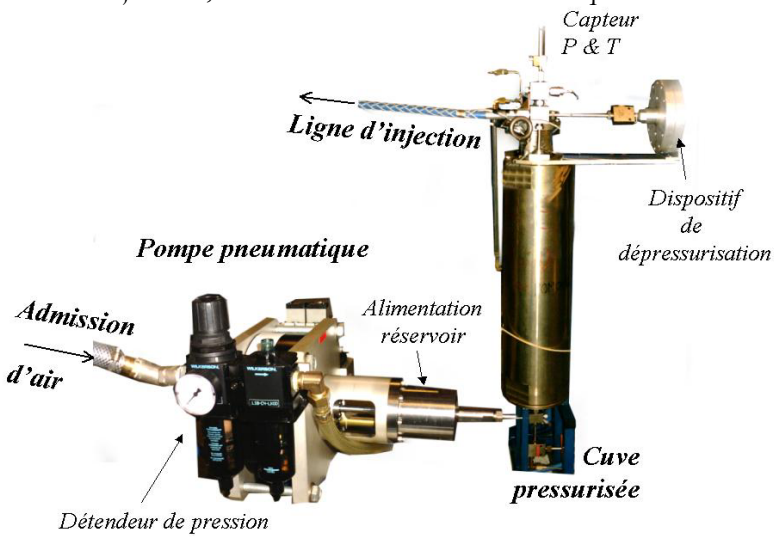


figure 2-1 Dispositif de pressurisation du fluide

La pompe, conçue par *Top Industrie*, est alimentée par un circuit d'air comprimé. Elle permet une pressurisation maximale du fluide dans la cuve de *200 MPa*. Un détendeur de pression de l'admission d'air permet d'adapter de façon proportionnelle la pressurisation de la pompe. Cette pompe actionne le déplacement d'une tige (jusqu'à *100* allers-retours par minute). L'intérêt de cette pompe est son autorégulation. En effet, à chaque aller, cette tige métallique introduit du carburant dans la cuve pressurisée. En fonction de la pression atteinte dans la cuve, l'effort à produire pour introduire à nouveau du carburant est de plus en plus grand. La course de la tige diminue en conséquence pour maintenir une pression de commande. Un asservissement pneumatique conduit à la mise en équilibre de la pression d'injection.

1.2. L'injecteur

L'injecteur utilisé tout au long de ce travail de thèse provient de la société *Ganser-Hydromag* (injecteur de type VCO avec mesure de la levée d'aiguille). Cet injecteur est muni d'un unique trou central de diamètre *200 µm* et de longueur *800 µm (+/- 100 µm)*. Ces grandeurs sont très proches de celles rencontrées dans les injecteurs utilisés actuellement dans les moteurs automobiles Diesel.
Lorsque le solénoïde (rectangle rouge) est alimenté, un champ électromagnétique actionne la remontée de l'aiguille sur un débattement de *0.26 mm*. L'alimentation en carburant (circuit bleu), proche de la tête de l'injecteur, crée une contre pression qui facilite d'autant plus la levée de l'aiguille que la pression d'injection est importante. Lorsque la traction effectuée par le solénoïde cesse, l'aiguille reprend sa position de butée via un puissant ressort. La géométrie exacte de cet injecteur est présentée dans la figure 2-2.

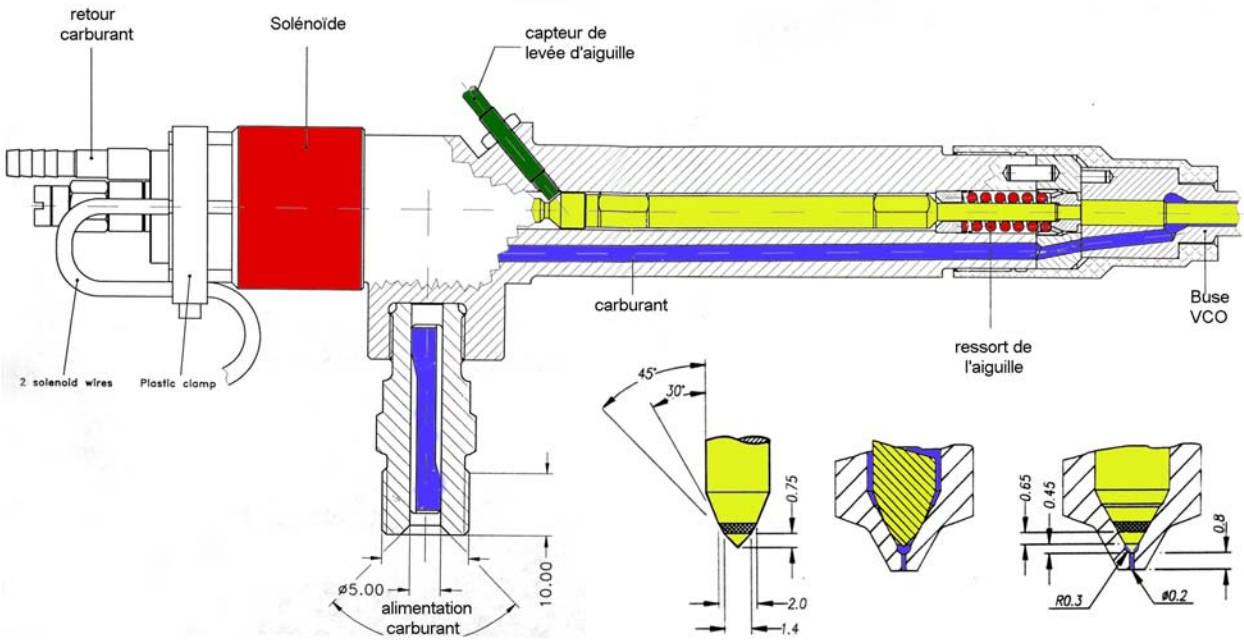


figure 2-2 Schéma de l'injecteur.

Le solénoïde est commandé par une unité de contrôle galvaniquement découplée du système de commande, via l'utilisation d'optocoupleurs. L'unité de contrôle est électriquement alimentée par une batterie *12V* Diesel classique.
La mesure du déplacement de l'aiguille est effectuée grâce à un capteur de levée d'aiguille (vert sur la figure).

Pour commander l'injection, l'unité de contrôle de l'injecteur perçoit deux signaux TTL de durées variables. Le premier correspond au signal de commande de la levée de l'aiguille et le second à son maintien à l'état haut. L'intensité associé au signal de levée de l'aiguille est supérieur à celui associé au maintien de l'aiguille à l'état haut. Ceci a pour conséquence de provoquer une levée de l'aiguille plus rapide que sa descente. En fait, la levée de l'aiguille est provoquée par la pression du carburant, suite à la libération de la contrainte de maintient en position fermée exercée par la tige actionnée par le solénoïde.

Pour générer les deux signaux de commande de levée d'aiguille, nous avons conçu un boîtier de commande figure 2-3.
A l'arrière de ce boîtier, sont accessibles deux résistances variables qui permettent le réglage des durées *T1* et *T2* des signaux respectifs de montée et de maintien de l'aiguille. Ce boîtier fonctionne sur un créneau montant TTL, qui marque l'instant de la commande de l'injection T_0.

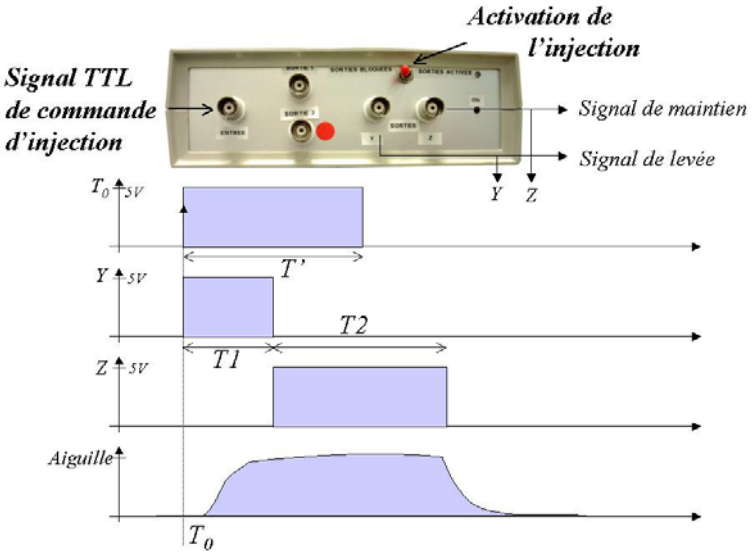


figure 2-3 La commande de l'injection

A la détection de ce créneau, le boîtier génère les deux signaux successifs *Y* et *Z* de durées respectives *T1* et *T2*. Dans notre analyse, la durée totale de l'injection est de *2 ms* répartie sur les durées *T1=600 µs* et *T2=1400 µs*. Il est à noter qu'il existe un retard de quelques centaines de microsecondes entre le front montant du signal de commande d'injection et l'instant de sortie effective du fluide de l'injecteur. Ce retard est en général peu fluctuant d'une injection à l'autre pour une même série d'injections. Cependant, ce retard s'accentue d'une série de mesure à l'autre.
Enfin, un interrupteur permet l'activation ou non de la commande d'injection.

2 Caractéristiques du fluide et débitmétrie

L'ensemble des expérimentations menées pendant ce travail de thèse sont restreintes au cas de l'injection libre à **pression atmosphérique** et **température ambiante**. Par conséquent, cette étude ne tiendra pas compte des effets de la pression ambiante et de la température sur la morphologie et la structure interne du jet Diesel ainsi que sur le spray produit.
Ces conditions d'injection limitent les risques d'auto inflammation du spray formé. Par souci de réalisme, nous n'avons pas utilisé de fluide de substitution. Le fluide utilisé pendant l'ensemble des expérimentations est du gazole commercial. Le gazole est un fluide très volatil, l'injection a donc lieu dans une cuve sous dépression permettant l'évacuation du brouillard formé.
Voici les caractéristiques du fluide étudié :

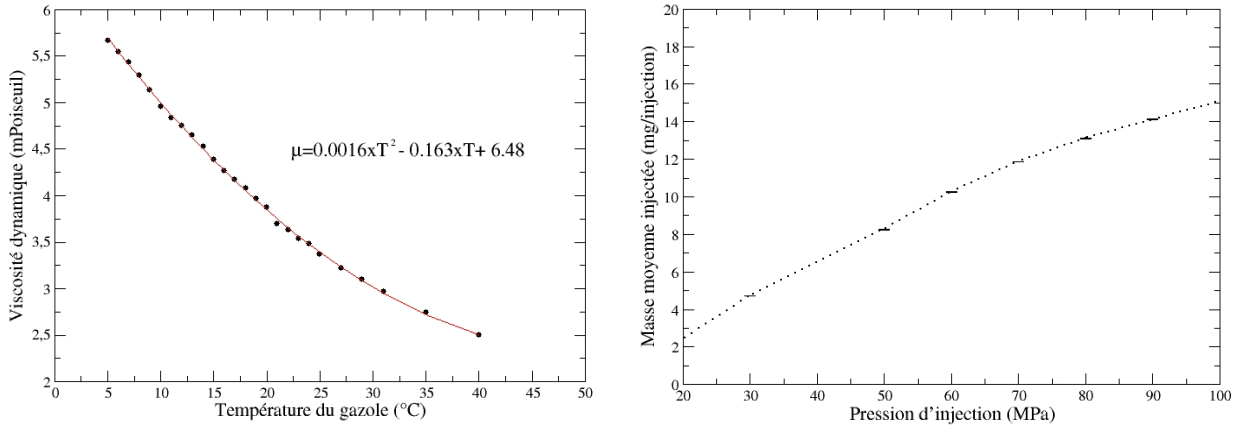
Masse volumique	***840 Kg/m³***
Indice de réfraction	***1.458***
Point éclair	***55 °C***
Point ébullition	***180 °C***
Tension de surface[6]	***28.78+/- 0.05 mN/m***
Pression de vapeur saturante	***0.002 MPa***
Quantité de chaleur dégagée par la combustion (PCI)	***42 MJ/Kg***

tableau 2-1Caractéristiques du fluide (conditions normales, 1 bar, 20 °C)

Par ailleurs, nous avons utilisé un viscosimètre *Brookfield LV DV3* ainsi qu'un bain thermostaté réfrigéré *Lauda RE 104* pour mesurer la sensibilité de la viscosité du fluide à la température. On

[6] La mesure de tension de surface a été effectuée par *Jérôme Dechoz* avec le dispositif expérimental développé pendant son travail de thèse [28]

observe une importante sensibilité de la viscosité du fluide à la température ambiante. On note, par exemple, qu'une augmentation de la température de *20* à *25 °C* conduit à une diminution de *12 %* de la viscosité dynamique du fluide.



(a) Viscosité ***(b) Débitmétrie***

figure 2-4 Viscosité du fluide et débimétrie de l'injecteur

La figure 2-4-(a) présente les résultats de cette analyse ainsi que la débitmétrie de l'injecteur. Cette débitmétrie mesure la masse moyenne injectée pour différentes pressions d'injections. Celle-ci augmente du fait de l'augmentation de la vitesse d'injection du fluide mais aussi parce que la pression d'injection assiste la levée de l'aiguille raccourcie le délai d'ouverture.

3 Le système d'acquisition vidéo

3.1. L'imagerie par transmission

figure 2-5 système d'acquisition d'images

Le système d'acquisition est constitué d'une caméra à déclenchement asynchrone *SONY XC-8500*. Elle permet l'acquisition d'images noir et blanc sur une période d'intégration variable. Le capteur est constitué de *763* pixels par *581*.

L'image est codée en *256* niveaux de gris via une carte vidéo *Matrox Genesis*. Un logiciel d'acquisition exploitant la librairie *Matrox* de cette carte a été conçu par nos soins en langage C et propose deux modes de déclenchement. En déclenchement interne, la caméra est complètement pilotée par l'ordinateur. Le programme permet alors la visualisation d'images en continu, ce qui facilite les réglages optiques. Il est possible d'enregistrer des images dans ce mode (images de mires par exemple). Le second mode de déclenchement permet la visualisation et/ou l'acquisition d'images sur un signal externe. Dans tous les cas, l'utilisateur peut modifier la durée d'intégration de la caméra (entre *4μs* et *2ms*). Dans nos conditions d'utilisation, le jet (ou le spray Diesel) est illuminé par des flashs lumineux extrêmement brefs afin de figer les phénomènes. Le temps d'exposition de la caméra est, par conséquent, déterminé par la durée du flash et il est indépendant de la durée d'intégration. Celle-ci est choisie la plus longue possible *(2 ms),* afin de couvrir le plus long temps d'injection possible.

Dans le but d'obtenir un champ de visualisation le plus petit possible, nous avons utilisé un microscope à visée lointaine *INFINITY* de la société *ISCOOPTIC*. Ce microscope est constitué de

plusieurs éléments optiques dont un zoom permettant l'obtention de champ compris entre *0.6*0.4 mm²* et *30*23 mm²*. L'intérêt principal de ce microscope est de pouvoir être placé à plus de *5 cm* de la zone étudiée. Ainsi, on limite au maximum les problèmes de projection de carburant sur l'objectif.
Afin d'exploiter au maximum le champ obtenu, les prises de vues ont été effectuées en pivotant la caméra de *90°* de manière à ce que l'axe du jet corresponde au plus grand coté du champ couvert par le système optique.

3.2. La caméra rapide

figure 2-6 La caméra rapide

Une caméra rapide a été utilisée afin d'observer la vitesse de pénétration d'une même injection. Nous avons utilisé la caméra « *Kodak Ektapro HS 4540* ». Cette caméra est capable d'acquérir jusqu'à *4500* images par secondes en pleine résolution et jusqu'à *40500* images par secondes en exploitant qu'une portion du capteur de la caméra. En pleine résolution, le capteur compte *256*256* pixels et une dynamique de *256* niveaux de gris. Le temps d'exposition de la caméra varie entre *25* et *222 µs* suivant le mode d'utilisation. Les phénomènes observés étant extrêmement rapides, on synchronise cette caméra avec une source lumineuse pulsée (voir section suivante).

4 Les sources lumineuses

Le jet, à sa sortie de l'injecteur, est animé d'une très grande vitesse (jusqu'à *250 m/s* dans nos conditions expérimentales). Etant donné la dimension du champ étudié et, pour figer totalement les structures apparentes sur l'image à cette vitesse, le temps de pose de la caméra devrait être de *6 ns*. Ce temps très court, nécessite un éclairage extrêmement puissant afin d'exposer le capteur. Une autre alternative consiste à utiliser des sources lumineuses de très courtes durées. C'est cette seconde solution qui est utilisée avec deux sources de lumière différentes.

4.1. La source incohérente

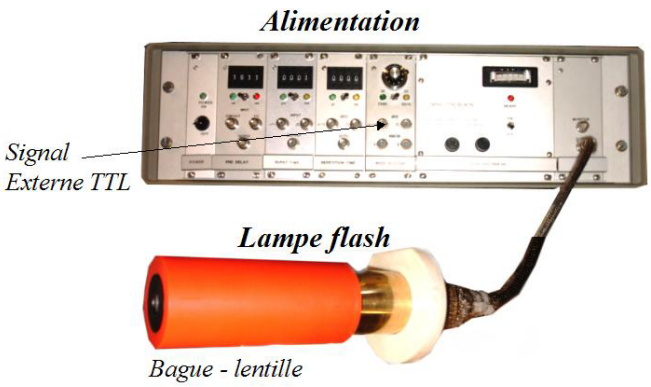


figure 2-7 système d'acquisition d'images

Dans l'ensemble de nos expérimentations, une source incohérente de lumière polychromatique (*Nanolite* de la société *High-Speed Photo-Systeme*) a été utilisée. Cet appareil est parfaitement adapté pour l'illumination à haute cadence de petits champs comme c'est le cas dans notre étude. Il permet l'obtention via la production d'une décharge électrique d'un flash lumineux intense *(14mJ)* de très courte durée *(11ns)*. Cet appareil délivre à haute fréquence (*20KHz*) quelques flashs successifs ou à plus faible fréquence, un aussi grand nombre de flashs que souhaité.

Afin de condenser le flux lumineux dans le plan d'observation de la caméra, une lentille fixée sur une bague coulissante est placée devant l'anode et la cathode de décharge.
Pour les plus petits champs observés, on a noté une importante inhomogénéité de la répartition spatiale de la lumière, variable entre chaque flash produit. Ceci est dû à la variation de la position de l'arc électrique grossi par la lentille. L'ajout d'un filtre diffuseur conduit à une atténuation trop grande de la lumière, nous avons donc opté pour un traitement adapté des images (Chapitre 3 :1.2.).
Dans cette configuration optique, la distance entre la lentille de la source lumineuse et le champ étudié est de *7.7 cm*.

4.2. La source cohérente

La seconde source lumineuse utilisée pour l'analyse interne du jet Diesel est un laser YAG « *Twin Ultra* » vendu par *Quantel*. Il possède deux têtes pour une application à la PIV. Seule une tête a été utilisée dans notre cas. C'est une source de lumière cohérente monochromatique d'une longueur d'onde de *532 nm*. Ce laser permet l'obtention maximale d'une énergie de *30 mJ* par pulse. Nous avons agi sur le retard entre le flash et le Q-switch du laser afin de diminuer l'intensité lumineuse fournie par le laser, tout en conservant une bonne stabilité de ce faisceau. Dans l'ensemble de nos manipulations, les flashs lumineux ont été générés à une cadence de *10 Hz*.
Le faisceau produit par le laser est rendu parallèle grâce à l'utilisation d'un télescope.
Afin de former une nappe, une lentille cylindrique de focale *30 mm* a été placée en aval du télescope du laser. Le profil d'intensité de la lumière perpendiculairement au plan de la nappe suit une répartition Gaussienne. L'endroit de la nappe où cette répartition est la plus mince, le « *beam weast* » peut être positionné en déplaçant la lentille (à l'aide d'un platine de micro-déplacement) le long du faisceau en sortie du télescope.
Il convient de mesurer l'épaisseur de la nappe ainsi que la position du « beam weast » relativement à la lentille. Pour ce faire, nous avons utilisé un analyseur constitué d'un capteur CCD linéaire de *1728* diodes espacées de *13 µm,* d'une hauteur de *39 µm*. Pour éviter la saturation de ces cellules, une paire de polariseurs a été intercalée entre la source laser et le capteur.
En déplaçant la position de cette ligne de capteurs le long de la nappe, nous avons pu déterminer la position exacte du « beam weast » à *71.5 mm* de la lentille.

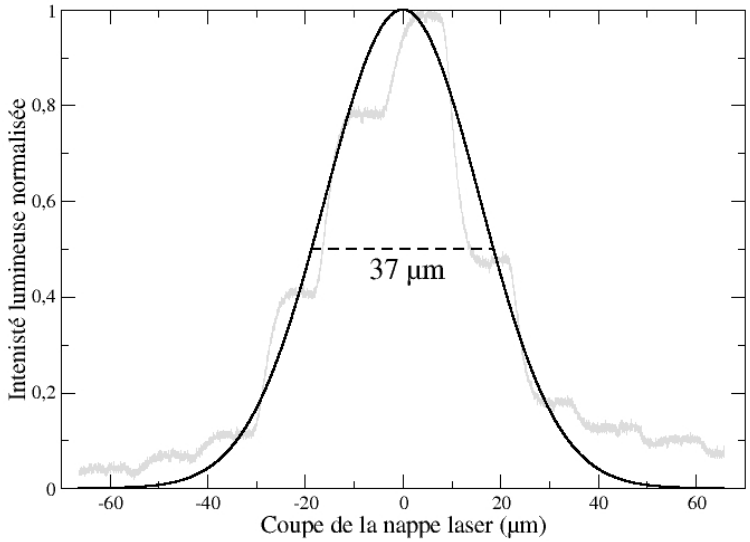


figure 2-8 Profil de la nappe laser

La figure 2-8, montre en gris, le profil de la nappe laser mesuré par l'analyseur. On observe que le signal obtenu est fortement discrétisé du fait que la largeur importante des pixels (courbe grisée). La courbe noire est le résultat d'une régression de forme Gaussienne de cette courbe. A partir de cette

régression, on déduit une largeur de la nappe à mi-hauteur de *37 µm*. Dans ce qui suit, nous considérerons une valeur qui majore cette mesure à *50 µm*.

5 La synchronisation des sources de lumière

5.1. Synchronisation sur la commande de l'injecteur

La synchronisation des éléments pré-cités est prise en charge par un générateur de retards de marque *Standford DG 535*. Ce générateur génère un signal de synchronisation T_0 qui est directement envoyé au boîtier de commande d'injection. Un second signal *cam* est généré avec un retard variable η_c, relativement à l'instant T_0. Ce signal, destiné à la carte d'acquisition vidéo, initie le début de l'intégration du capteur de la caméra asynchrone. Un troisième signal, retardé de η_f, est envoyé à la source lumineuse. Ce signal détermine l'instant de l'injection qui sera illuminé (relativement à la levée d'aiguille qui est représentée par la courbe grisée, figure 2-9). Le nombre de créneaux de tensions générés par cet appareil étant limité à deux, un second boîtier de retard est utilisé dans le cas d'une utilisation simultanée des deux sources lumineuses.
Le signal de référence T_0 peut être généré de façon périodique ou sur commande manuelle de l'utilisateur.

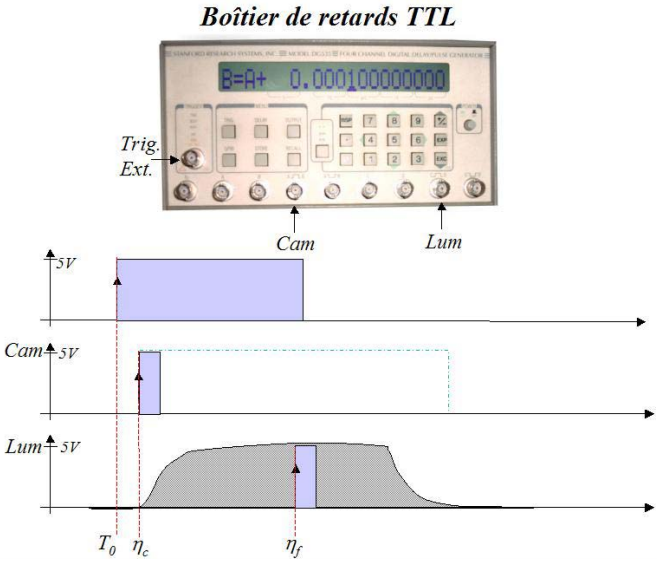


figure 2-9 Synchronisation sur la commande de l'injecteur, de la vidéo et de la source lumineuse

5.2. Prise en compte de la fluctuation de l'injection

En utilisant la synchronisation précédente, les flashs lumineux sont toujours générés avec le même retard par rapport à la commande d'injection. L'observation de la pénétration du jet, faite avec cette configuration, a montré une importante fluctuation de l'état de pénétration du jet. Certaines observations permettent de voir un jet correctement établi alors que dans d'autres cas, avec le même retard flash η_f, le jet n'est même pas encore injecté. Le fonctionnement hydromécanique de l'injecteur est responsable de cette fluctuation temporelle de l'injection. *Badock et al. [7]* ont également observé ces fluctuations en sortie de leur injecteur transparent. Ils ont estimé un débattement temporel de l'ordre de *20 µs*.
Certaines de nos expérimentations se basent sur des séries d'images correspondant à des instants très proches les uns des autres. Dans l'analyse morphologique du champ proche, par exemple, on utilise un pas temporel minimum de *100 µs*. Il est donc important de quantifier la fluctuation

temporelle de l'injection. Pour ce faire, nous avons utilisé un détecteur de jet. Celui-ci est constitué d'une paire de diodes ultra-violettes émettrice et réceptrice. Celles-ci sont positionnées en vis-à-vis de part et d'autre de l'injecteur, séparées de celui-ci de quelques millimètres, de façon à ne pas perturber l'entraînement d'air provoqué par l'injection.
Lorsque la phase liquide passe au travers des deux diodes, la lumière n'est plus transmise. Le signal électrique amplifié, fourni par la diode réceptrice, chute alors avec un temps de réponse de quelques nanosecondes. Le signal est traité afin de fournir un top de synchronisation à chaque détection du passage d'un jet.
Il est ainsi possible de générer un flash retardé par rapport à cette détection du jet. Le chronogramme est associé à cette configuration est représenté sur la figure 2-10.

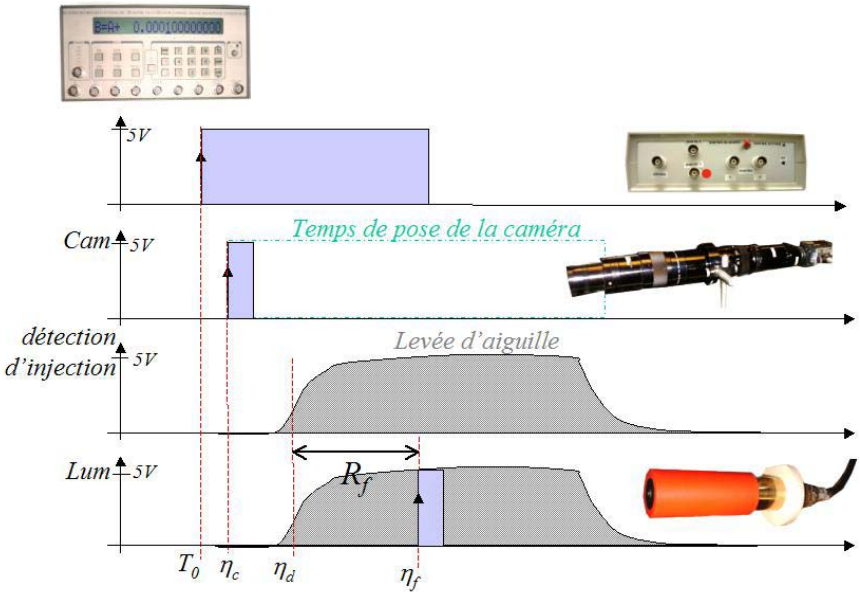


figure 2-10 2ème Synchronisation de l'injection, de la vidéo et de la source lumineuse

Le générateur de créneaux commande l'injection et la caméra. Lorsque le jet est détecté, à l'instant η_d, relativement à la commande d'injection T_0, un retard variable R_f est imposé avant l'émission du flash lumineux qui a donc lieu à l'instant $T_0 + \eta_f$.

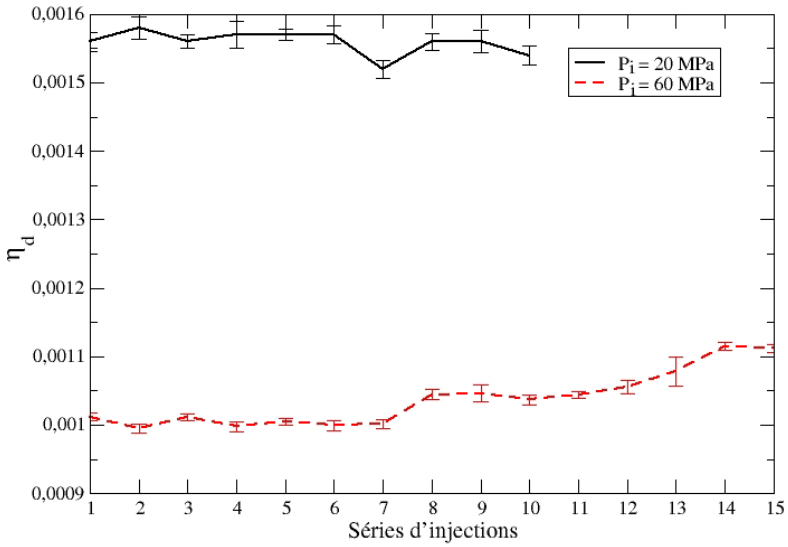


figure 2-11 Mise en évidence de la dérive de l'instant de pénétration du jet (en secondes)

La stabilité du retard à l'injection a été testée pour deux pressions d'injection distinctes. Différentes séries d'acquisition ont été faites comptant chacune *400* injections. Pour chaque série, l'instant moyen de détection du jet η_d ainsi que son écart type sont calculés (figure 2-11). Grâce à cette

méthode de synchronisation, on observe que la fluctuation de la détection du jet au cours d'une série d'acquisition n'excède pas *10 µs* (barres d'erreur). Ce temps reste moins de *10%* inférieur au pas de temps de l'analyse temporelle. On ne peut néanmoins pas en déduire que la fluctuation temporelle du jet est négligeable. En effet, on observe une dérive croissante de l'instant de détection du jet η_d entre les différentes séries de mesures. Dans le cas de la pression d'injection à *60 MPa*, cette dérive provoque un écart qui atteint *100 µs*.
D'autre part, le début de l'injection n'est pas du tout le même suivant la pression d'injection. La levée de l'aiguille étant assistée par cette pression d'injection, la levée est d'autant plus rapide que la pression d'injection est importante. Ceci est parfaitement illustré par les mesures de la levée d'aiguille (6.2.).
Dans toutes nos expérimentations, la courbe de levée de l'aiguille nous permet de définir temporellement l'état de l'injection. La technique de détection du jet nous permet de suivre une éventuelle dérive de l'instant de l'injection.

6 Les signaux mesurés

figure 2-12 L'oscilloscope

L'ensemble des signaux sont mesurés et enregistrés avec l'oscilloscope numérique *Yokogawa DL1740*. Il possède quatre voies de mesure plus une entrée de synchronisation extérieure. Le front montant du signal de commande d'injection sert à la synchronisation temporelle de l'appareil. La première voie de l'oscilloscope mesure le signal de levée de l'aiguille. La seconde, l'instant du (ou des) flash(s) lumineux. La troisième et la quatrième voie sont dédiées à la mesure de la pression et de la température du fluide injecté. L'acquisition des mesures par l'oscilloscope est autorisée ou non par la carte d'acquisition vidéo. Ainsi, chaque signal enregistré correspond bien à une injection capturée par la caméra.

6.1. La température et la pression d'injection

Un capteur *Kistler* de mesure de la température et de la pression du fluide est utilisé. Les mesures sont effectuées en sortie de la cuve pressurisée (début de la ligne d'admission). Une conversion linéaire de la tension mesurée est faite afin d'obtenir ces grandeurs.
Durant les acquisitions, la pression d'injection est contrôlée afin d'éviter une éventuelle dérive.

6.2. La levée d'aiguille

Nous avons vu précédemment qu'un capteur de déplacement était positionné dans l'injecteur. Ce capteur (de marque *Micro-epsilon*) mesure la levée de l'aiguille. Il délivre, après amplification, une tension électrique proportionnelle à la distance entre ce capteur et le chanfrein usiné dans l'aiguille. La distance maximale mesurable par ce capteur est de *500 µm*. L'information délivrée par ce capteur est le seul témoin du fonctionnement interne de l'injecteur.

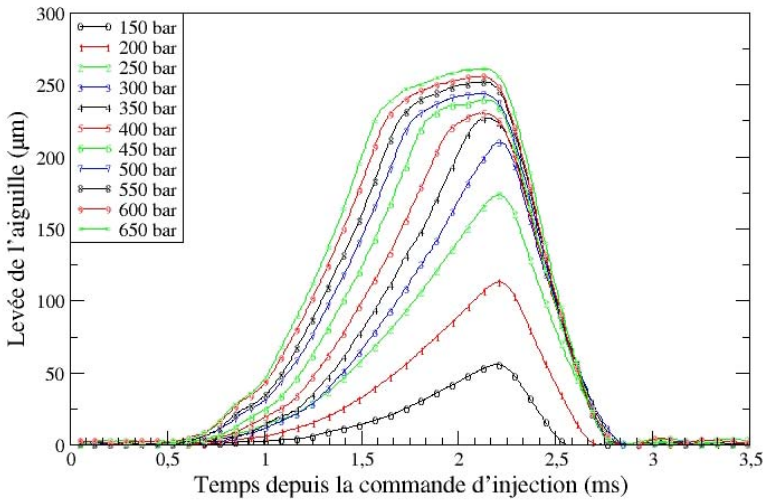


figure 2-13 Variation de la levée de l'aiguille avec la pression d'injection

La figure 2-13 montre les courbes de levée d'aiguille pour différentes pressions d'injection. On vérifie que l'augmentation de la pression provoque une accélération de la levée de l'aiguille. Cette accélération conduit à une injection plus longue.

7 Les granulomètres

Trois granulomètres ont été utilisés tout au long de ce travail de thèse. L'un d'entre eux, basé sur l'analyse d'images, a été développé au cours de ce travail. Les deux autres granulomètres sont des granulomètres commerciaux : il s'agit de granulomètres basés respectivement sur la diffraction et la diffusion de la lumière par les gouttes. Le granulomètre à diffraction est un outil assez simple d'emploi, ce qui explique sa large diffusion dans les industries concernées par ce type de métrologie. Le second, plus délicat est largement exploité dans le secteur de la recherche. Nous allons décrire maintenant leurs modes de fonctionnement.

7.1. Le granulomètre à diffraction

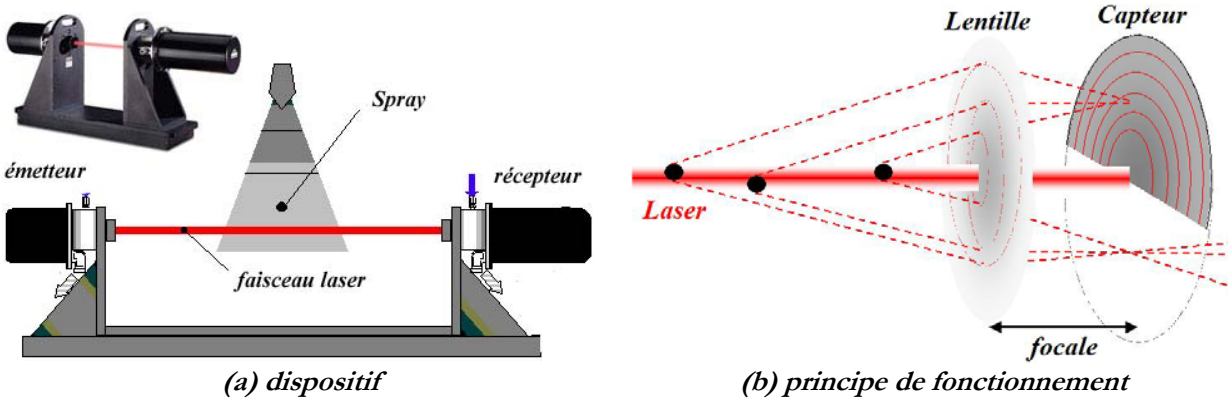


figure 2-14 Le granulomètre à diffraction

Nous avons utilisé lors de nos expérimentations sur un jet ultrasonique (Chapitre 4 :8.2.) un granulomètre *Malvern-Insitec Spraytec RTS 5000*. Ce granulomètre exploite le principe de la diffraction de la lumière cohérente, ici un laser Hélium-Néon, par des gouttes. Les gouttes du spray qui interceptent le faisceau, diffractent cette lumière avec un angle privilégié, inversement proportionnel à leur diamètre. L'ensemble des gouttes d'une même gamme de diamètres diffracte la lumière avec le même angle (figure 2-14-(b)). Un détecteur est constitué de cellules photo sensibles demi-circulaires,

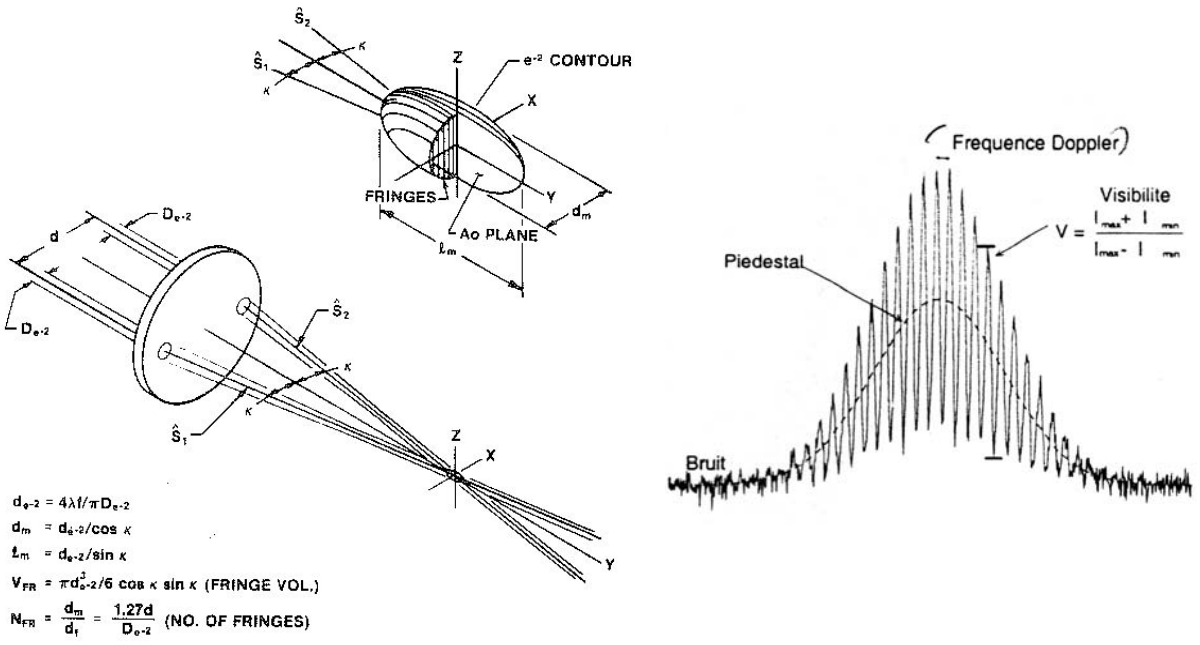
centrées sur l'axe du faisceau laser. Une lentille est positionnée à sa distance focale du capteur. Cette configuration permet d'associer à chaque classe de taille de gouttes une concentration lumineuse sur une même portion du capteur. La mesure granulométrique est faite sur la base de la diffraction simultanée de nombreuses gouttes interceptant le faisceau laser. Cette intersection définit le volume de mesure de l'appareil. Le signal délivré par le capteur permet la mesure de la répartition de la lumière diffusée autour de l'axe du faisceau laser, on peut ainsi calculer la distribution de taille des gouttes. Ce type de diagnostic effectue une mesure spatiale de la distribution de taille des gouttes.
Nous avons utilisé une lentille de focale *450 mm*, ce qui permet la mesure d'une distribution de taille de gouttes comprises entre *2.25* et *850 μm*. La fréquence de décharge des capteurs peut atteindre *2500 Hz*, ce qui permet une analyse de sprays transitoires.
Une nouvelle génération d'appareil permet la correction de la granulométrie obtenue en incluant les effets de diffusion des très petites gouttes prédits par la théorie de *Lorenz-Mie*. Cette correction amoindrit une surestimation de la population des petites gouttes.
Il y a trois inconvénients majeurs associés à cette technique de mesure :

1. Le premier est lié à l'intégration spatiale du spray. En effet, si le spray est inhomogène spatialement, seule une analyse de celui-ci par balayage du faisceau permet le calcul par déconvolution d'une granulométrie exacte du spray. Ce type d'analyse a été menée par *Dodge et al. [29]*, sur un spray inhomogène présentant un axe de symétrie. Les auteurs ont comparé leurs résultats aux granulométries obtenues par phase-Doppler.
2. Le second est lié à la densité optique du spray. En effet, lorsque le spray est dense ou large, les gouttes qui interceptent le faisceau laser sont nombreuses. Ainsi un faisceau déjà diffracté peut rencontrer d'autres gouttes. Ce phénomène est appelé *multi-diffraction*. La déviation des faisceaux étant accrue, ce phénomène conduit l'appareil à surestimer la présence de 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 censés corriger cette aberration. Cependant, une étude conduite par *Triballier et al.[114]* a récemment montré que cette correction n'est pas efficace pour les sprays larges et qu'il faut l'appliquer que dans le cas de sprays conduisant aux phénomènes de multi-diffraction (transmission inférieure à *40%*). Par ailleurs, cette étude a montré que ce type d'appareil est capable de mesurer des distributions bi-modales.
3. Le dernier inconvénient associé à 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 par un obstacle circulaire. Il n'y a aucun moyen de savoir quelle est la fiabilité de cet appareil à la mesure de sprays constitués de gouttes non sphériques.

7.2. Le phase Doppler

Le phase Doppler est une extension de l'anémométrie Doppler Laser, ce dernier diagnostic est utilisé pour la réalisation de cartographies de vitesses des sprays. Un faisceau laser monochromatique est découplé en deux faisceaux distincts qui s'interceptent avec un angle *2K*. La nature ondulatoire des faisceaux forme un réseau de franges d'interférences à l'intérieur du volume d'intersection de ces deux faisceaux. Etant donné le profil Gaussien des faisceaux laser, le réseau de franges forme un volume de mesure dont la forme et les dimensions sont explicitées dans la figure 2-15-(a). L'interfrange est liée à l'angle entre les deux faisceaux ainsi qu'à la longueur d'onde du faisceau laser. 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 donc une succession d'illuminations à une fréquence appelée fréquence « hétérodyne Doppler » dépendante de la vitesse de la goutte et de sa direction relativement à l'orientation du réseau de franges : c'est l'effet Doppler.

L'analyse fréquentielle de la lumière diffusée permet donc la mesure d'une composante de vitesse d'une particule qui traverse le volume de mesure. Pour obtenir une autre composante de la vitesse de la particule, il est nécessaire de superposer au réseau de franges, un autre réseau formé par une lumière d'une autre longueur d'onde. Deux détecteurs analysent la diffusion de chaque réseau en filtrant la longueur d'onde du signal lumineux perçu.



(a) La génération du réseau de franges ***(b) Le signal diffusé par une particule***

figure 2-15 Dispositif de l'Anémomètre Doppler Laser

La fréquence hétérodyne Doppler mesurée ne nous informe pas du sens de propagation de la particule. Le défilement des franges lumineuse permet d'accéder à cette information. Les gouttes diffusent la lumière lors de leur passage dans les franges en fonction de leur vitesse relative par rapport à la vitesse de défilement de ces franges. Ainsi, une fréquence de diffusion nulle correspond à une vitesse non nulle de la particule. La connaissance de cette vitesse de défilement permet donc le calcul signé de la vitesse de la particule.

Lorsque la goutte est suffisamment grosse pour intercepter plusieurs franges simultanément, le signal diffusé n'est jamais totalement obscur (figure 2-15-(b)). La modification du contraste du signal est, par conséquent, liée à la taille des gouttes mais pas uniquement. La trajectoire de la goutte à l'intérieur du volume de mesure modifie également la nature du signal diffusé. Si l'analyse fréquentielle du signal détecté permet une bonne analyse de la vitesse, elle ne permet pas une mesure fidèle de la taille de la goutte.

En fait, 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 au diamètre des gouttes. 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 (Phase Doppler Particul Analyser)* de mesurer le diamètre d'une goutte.

Une bonne utilisation et un bon réglage de ce type d'instrumentation nécessite une expérience de l'utilisation de ce diagnostic. Lors de l'analyse du spray Diesel, nous avons utilisé une chaîne PDPA

Dantec avec une lentille émettrice de *310 mm* et réceptrice de *160 mm* de focale. Les longueurs d'ondes des deux faisceaux laser sont *488* et *514.5 nm*. Le volume de mesure formé par les franges vertes contient *37* franges espacées de *3.996* μm, obtenues par l'intersection des deux faisceaux verts formant un angle $K=1.85°$. Le volume ainsi formé est de $53.10^{-3} mm^3$. Ce volume est superposé à un second volume constitué de *37* franges bleues espacées de *3.790* μm obtenues avec le même angle *K* que précédemment. Ce second volume de mesure occupe un volume spatial de $45.10^{-3} mm^3$. Dans cette configuration, l'appareil est capable de mesurer des gouttes de diamètre inférieur à *67.36* μm et des vitesses inférieures à *140 m/s*. Le récepteur est placé à *31°* de l'axe de l'émetteur car cette orientation correspond à une importante intensité de diffusion de la lumière par les gouttes de gazole. Les mesures sont synchronisées avec la commande d'injection, ce qui permet la reconstruction de granulométries à posteriori dans des fenêtres temporelles déplaçables.
Cet appareil est très apprécié pour sa capacité à fournir la vitesse dans le plan formé par les deux réseaux de franges et la taille des particules. Son volume doit être très petit de façon à ce qu'il ne soit pas traversé simultanément par plusieurs gouttes. L'analyse se fait donc goutte par goutte dans le temps, on parle de « mesure granulométrique temporelle ».
Chaque goutte est associée à un instant de détection, ce qui permet, à posteriori une analyse temporelle fine pour les sprays non-stationnaires.

Les principaux inconvénients de cette technique sont sa lourdeur expérimentale. En effet le matériel nécessaire est très encombrant et les réglages optiques sont particulièrement délicats.
Le volume de mesure étant petit, l'analyse devient très vite laborieuse pour cartographier un spray.
Cette analyse est également dépendante de la densité optique du spray. La densité du spray peut conduire à la présence simultanée de plusieurs gouttes dans le volume de mesure et, un spray large peut conduire à la diminution de l'intensité du signal diffusé par la goutte. Tout comme le granulomètre à diffraction, le PDPA considère les gouttes sphériques pour le calcul de leur diamètre. Néanmoins, celui-ci possède un critère de rejet des gouttes non-sphériques. En effet, l'appareil que nous avons utilisé possède trois détecteurs. Ceci lui permet de faire deux mesures de déphasage afin de confirmer la mesure. Si les déphasages mesurés ne concordent pas, on considère la présence de plusieurs particules ou la non sphéricité d'une particule et la mesure est alors rejetée de l'analyse. Le PDPA est donc un granulomètre pour sprays pas trop denses et constitués de gouttes sphériques.

8 L'analyse accélérométrique de l'injecteur

Nous avons vu, au chapitre précédent, que la dynamique instationnaire de l'écoulement contribue, entre autres, à la formation de la cavitation dans l'injecteur. Mais il a été aussi montré que l'impulsion générée par la levée et la descente de l'aiguille pouvait avoir une influence sur la génération du spray. Afin de caractériser au mieux notre injecteur, nous avons entrepris une étude accélérométrique de celui-ci. Il s'agit de mesurer dans le temps, la réponse vibratoire de l'injecteur à une excitation impulsionnelle (excitation marteau) ou la réponse à l'utilisation normale de l'injecteur en fonctionnement. Ceci a été fait à l'aide d'une station d'analyse *OROS OR36* et d'une cellule piézo-électrique apposée sur le montant de l'injecteur. Les signaux obtenus sont proportionnels à l'accélération subie par le capteur et sont enregistrés en phase avec le signal de levée d'aiguille. Dix mesures successives de signaux sont faites. L'analyse fréquentielle est faite par transformée de Fourier classique ou par transformée en ondelettes[7] sur chaque signal mesuré. Les transformées en ondelettes sont obtenues par l'utilisation de l'ondelette de *Meyer*.

[7] Le transformée en ondelettes est présentée en annexe (page 243).

8.1. La réponse vibratoire du système en fonctionnement.

Le système étudié est donc constitué de l'injecteur et de la potence qui le soutient. Lorsque l'injection a lieu, un certain nombre de modes de vibration se mettent en place. La figure 2-16 présente deux courbes d'accélérométries dans le cas de la pression d'injection de *60 MPa* en vis-à-vis des courbes de levées d'aiguilles associées. La synchronisation temporelle ($T_0=0$) correspond à l'instant de la commande d'injection. On observe, tout d'abord, une parfaite reproductibilité du signal mesuré. Du fait de cette excellente reproductibilité, l'analyse fréquentielle proposée est moyennée sur l'ensemble des analyses fréquentielles des *10* signaux mesurés.

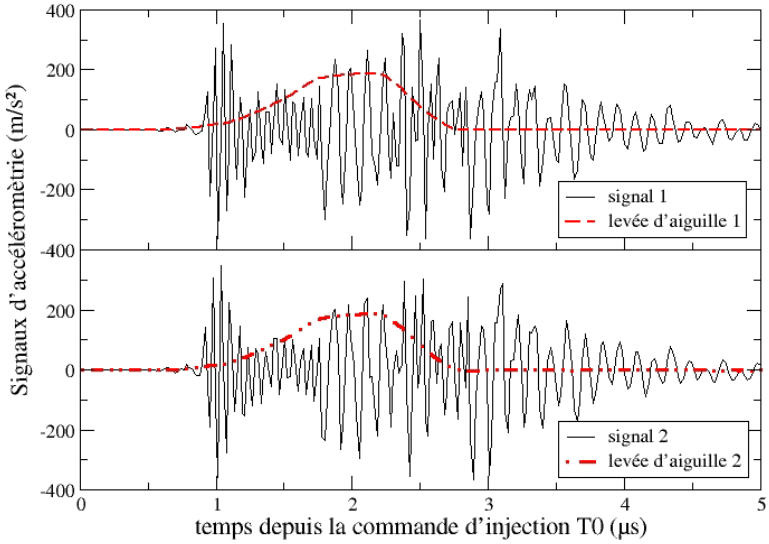


figure 2-16 Signal d'accélérométrie obtenue lors d'une injection à la pression P_i=60 MPa

Ces intenses vibrations sont génératrices de bruit acoustique. L'intensité de se bruit est généralement mesuré en décibel. *Tamaki & Shimizu [113]* ont utilisé la mesure du bruit de cavitation dans les injecteurs à l'aide du même dispositif expérimental. Le paramètre de bruit acoustique est le VAL (Vibration Acceleration Level), il est défini comme suit :

$$VAL=20\log_{10}\left(A_{rms}/A_0\right) \qquad \textit{equ. 2-1}$$

Où A_{rms} est l'écart type du signal d'accélérométrie et A_0 est une valeur universelle ($A_0=10^{-5}\ m/s^2$). La figure 2-17, représente la variation du bruit généré par l'injecteur en fonction de la pression d'injection.

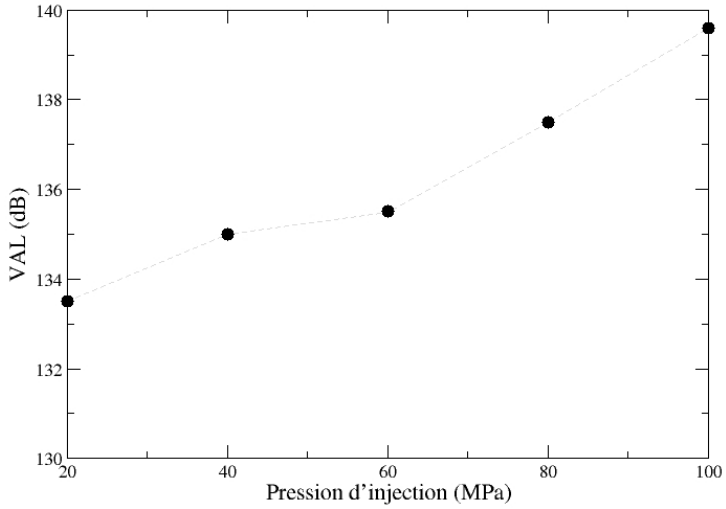


figure 2-17 Variation du bruit généré par l'injecteur en fonction de la pression d'injection

On observe une augmentation de l'intensité vibratoire. Les valeurs trouvées par *Tamaki et al.* sont comprises entre *70* et *110 dB*, mais correspondent à des pressions d'injection de *10 bar*. Il est donc normal que le bruit soit plus intense pour les pressions d'injection utilisées avec notre injecteur.

La figure 2-18 présente les spectres de puissance moyennés, associés aux différentes pressions d'injections. Cette analyse considère les *19 ms* qui suivent la commande d'injection. Deux pics sont observés correspondant aux fréquences de *8.04* et *16 KHz*. Le pic de plus haute fréquence correspond à une période temporelle de quatre pas d'acquisition du signal. Le signal est, par conséquent, peu résolu à cette fréquence. L'énergie contenue dans ce mode reste à peu près identique pour toutes les pressions d'injections (ligne pointillé de référence). Le premier pic, quant à lui, correspondant à une période de *124 µs*, est mieux résolu (*6* pas de temps). Ce mode de vibration est d'autant plus énergétique que la pression d'injection est élevée. Il existe donc une fréquence propre d'excitation de l'injecteur à *8 KHz*, qui devient prédominante avec l'augmentation de la pression d'injection. Les fréquences de vibration associées à la cavitation sont bien plus élevées (*30 KHz*) et n'étaient pas mesurables avec le pas de temps de notre acquisition. Le pic de fréquence mesuré doit, par conséquent, correspondre à un mode de vibration associé à l'injecteur.

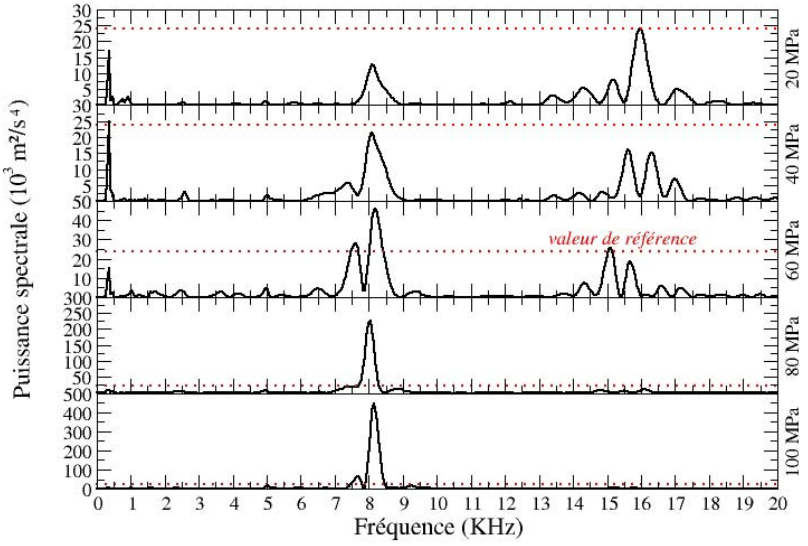


figure 2-18 Spectres de puissances moyennés des signaux d'accélérométrie mesurés

Afin de localiser temporellement cette fréquence propre très énergétique, nous appliquons aux signaux d'accélérométrie une transformée en ondelettes (voir Annexe). La cartographie obtenue présente les coefficients en ondelettes calculés pour une certaine position temporelle et un certain coefficient de dilatation de celle-ci. Lorsque les coefficients en ondelettes sont maximums, cela révèle à quel instant un mode de vibration est observée, dont la fréquence est associée à la valeur du coefficient de dilatation de l'ondelette.

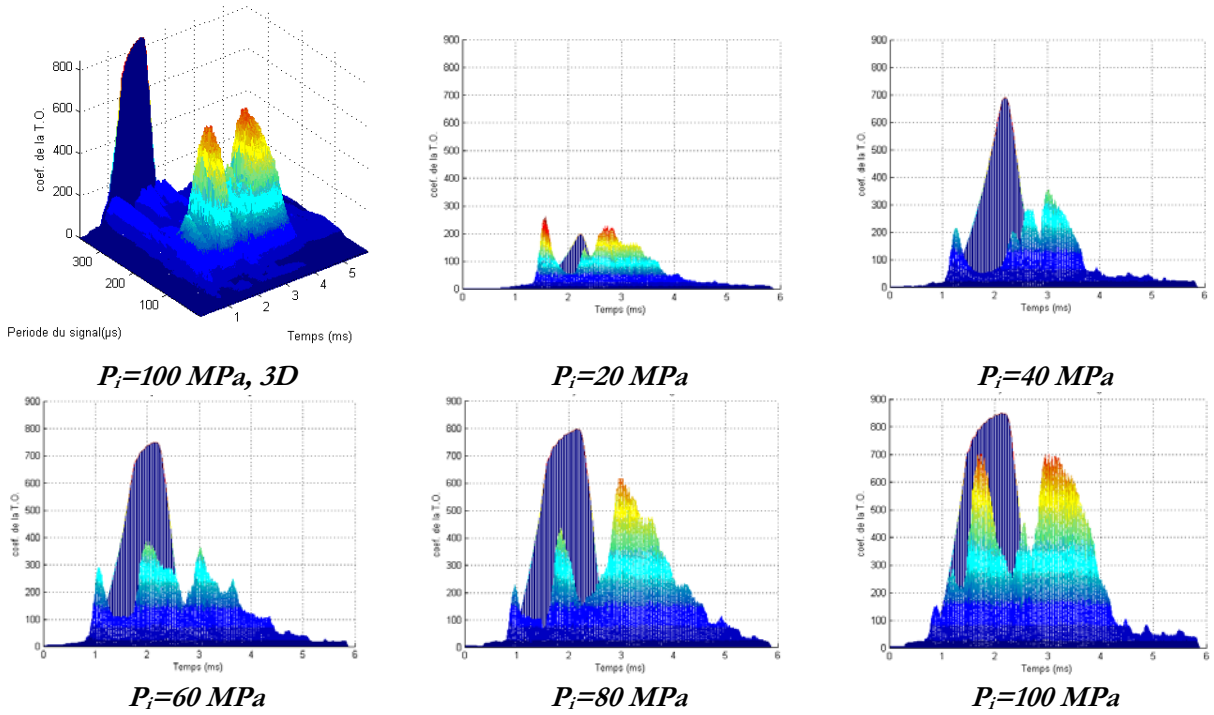


figure 2-19 Analyse en ondelettes des signaux d'accélérométrie pour les hautes fréquences temporelles

Le premier cadre de la figure 2-19, présente la cartographie *3D* obtenue par cette analyse. On vérifie la présence d'une périodicité de l'ordre de *120 µs* dans le signal, correspondant à la fréquence précédemment observée de *8 KHz* par l'analyse de Fourier. A titre de référence temporelle, l'ombre projetée correspond à la courbe de levée d'aiguille. Cette analyse montre également que l'énergie contenue dans ces modes de vibrations (*8 KHz*) croît avec la pression d'injection mais en plus, elle permet de localiser dans le temps les instants où ces fréquences se produisent. Pour les plus faibles pressions d'injection (P_i*=20* et *40 MPa*), ce mode de vibration est observé en début de levée et en fin de descente de l'aiguille. Pour les pressions plus importantes, l'aiguille atteint une butée lors de sa levée et se stabilise quelques temps avant de redescendre. On observe alors des pics de présence de ces modes vibratoires au début de la levée de l'aiguille, lorsqu'elle atteint sa levée maximale, au début de sa descente et lorsque qu'elle retrouve sa position basse.
En définitive, ces oscillations à hautes fréquences sont observées lorsque l'aiguille quitte un état stable.

Cette analyse en ondelettes a permis l'observation de modes fréquentiels très énergétiques manifestement profondément liés à l'aiguille et plus particulièrement à son mouvement. Mais cette analyse s'est focalisée à une gamme de très hautes fréquences. L'analyse en ondelettes suivante permet l'observation de l'état vibratoire du système à de plus grandes périodes (inférieures à *10 ms*). Les cartographies obtenues sont présentées dans la figure 2-20. On retrouve en haut de ces cartographies les très hautes fréquences qui deviennent, encore une fois, de plus en plus énergétiques avec la pression d'injection. Ces hautes fréquences sont excitées pendant la levée de l'aiguille et perdurent sur une durée de *5 ms*, alors que se met en place un mode de vibration d'une période de 3 ms sur une longue durée (plus de *10 ms*). Cette oscillation est moins énergétique mais a une durée de vie plus longue. Plus la pression d'injection est élevée, plus tôt apparaît ce mode. Il semble que cette vibration soit liée au mode propre du système : le coup de bélier provoqué par l'injection excite le système dans un état vibratoire qui lui est propre.

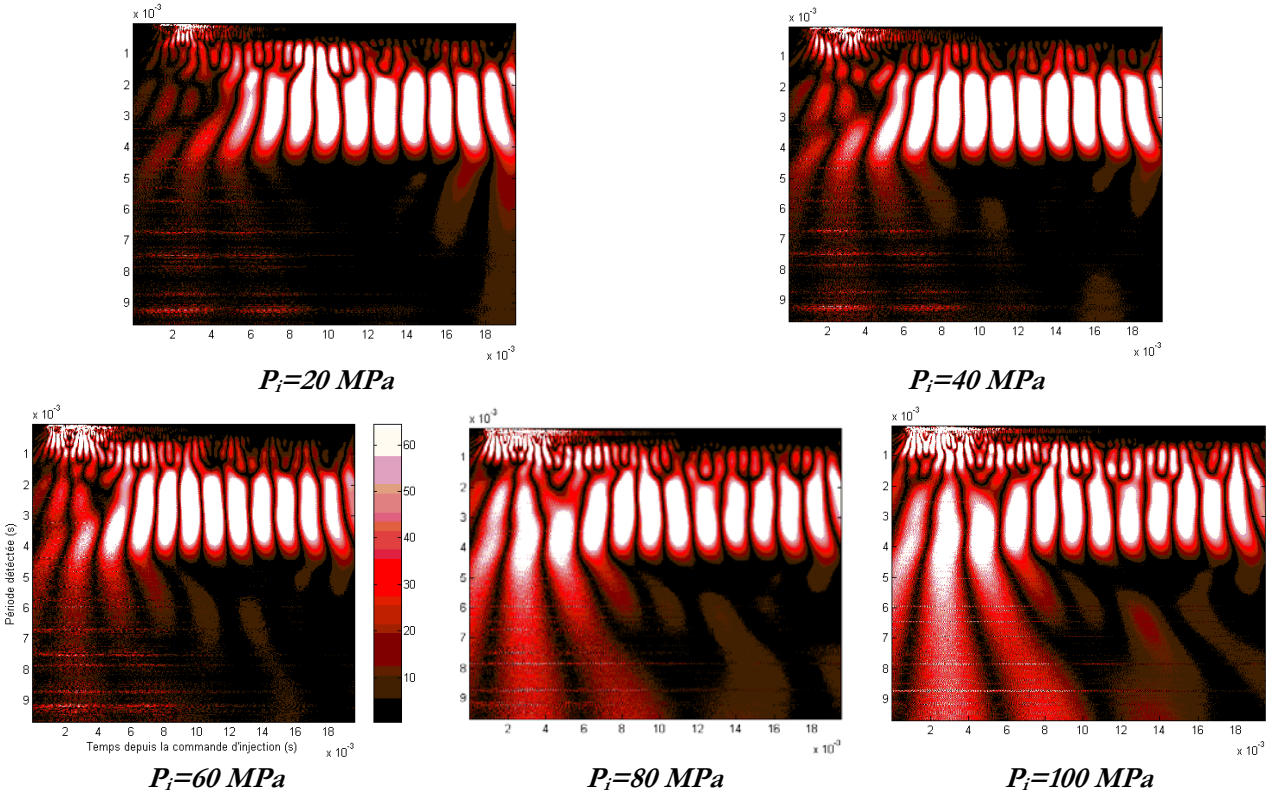


figure 2-20 Analyse en ondelettes des signaux d'accélérométrie à basses fréquences

Afin de vérifier cette hypothèse, nous avons entrepris une analyse similaire sur la réponse du système à une excitation brève.

8.2. La réponse vibratoire impulsionnelle du système

Pour étudier les modes propres de vibrations de ce système, on enregistre le signal d'accélérométrie dans le temps en réponse à une excitation brève obtenue par une impulsion au marteau. Ce procédé ne permet pas d'exciter le système à des fréquences supérieures à *4 KHz*. Ces mesures ont été faites pour deux positions distinctes de la cellule piézo-électrique. Dans le premier cas, celle-ci est positionnée suivant l'axe de l'injecteur, dans le second cas, elle est positionnée transversalement par rapport à celui-ci. Les signaux obtenus sont encore une fois parfaitement reproductibles.

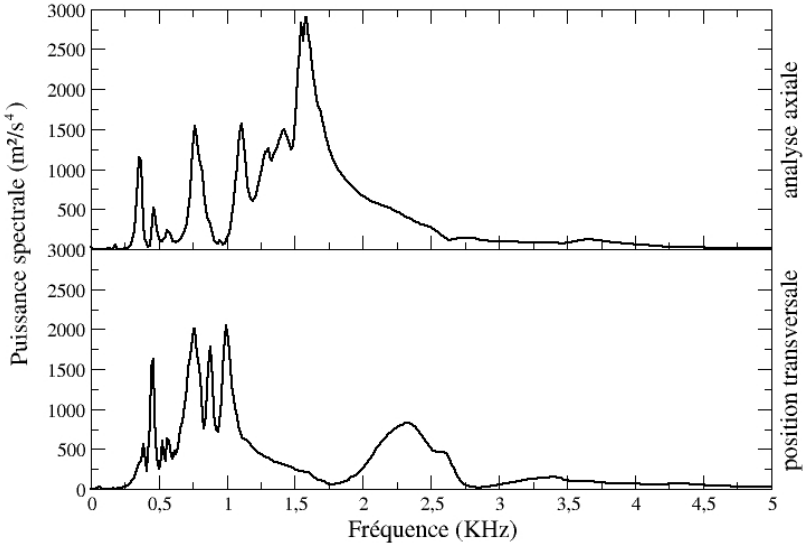
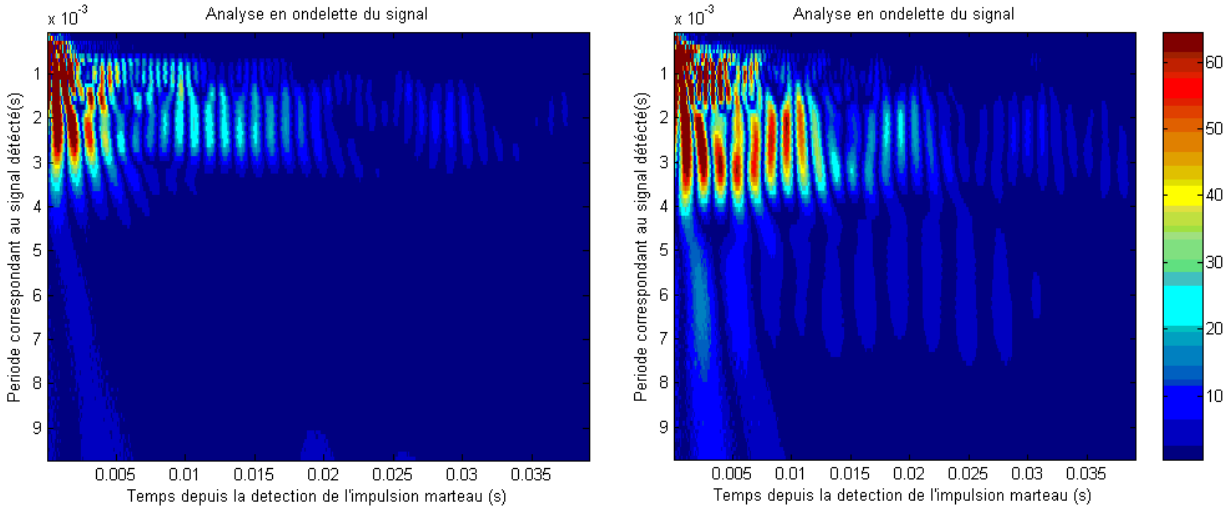


figure 2-21 Spectres de puissances moyennés des signaux d'accélérométrie en réponse à l'impulsion marteau

L'analyse de Fourier permet l'observation d'un pic de fréquence maximal de 1.58 KHz dans l'axe de l'injecteur. Il est intéressant d'observer que la fréquence entre chaque mode dominant suit une progression linéaire. On a donc à faire à des fréquences multiples d'un mode propre. Ces modes sont dix fois moins énergétiques que ceux observés dans les conditions d'injection et les fréquences beaucoup plus faibles. L'analyse dans les deux directions ne montre pas les mêmes pics de fréquence, cependant les fréquences concernées correspondent aux mêmes ordres de grandeurs.
On note dans les deux directions d'analyse un pic très énergétique, à de faibles fréquences (*460 Hz* dans le cas transversal). Ces fréquences sont révélatrices du mode durable précédemment observé dans les conditions d'injection, par l'analyse en ondelettes (période proche de 3 ms).
Afin d'observer l'instant d'apparition de ces modes une nouvelles analyse en ondelette est faite. Les cartographies moyennées sont présentées dans la figure 2-22. On vérifie sur ces cartographies l'apparition du mode précédemment observé (figure 2-20). Sa durée de vie apparaît très longue (300 ms), la dissipation progressive de cette excitation est observée suivant les deux axes d'analyse.



(a) Analyse transversale ***(b) Analyse axiale***

figure 2-22 Analyse en ondelettes de la réponse du système à l'impulsion marteau

8.3. Conclusion

L'analyse en ondelettes a permis de détecter le rôle joué dans le temps par les basses et hautes fréquences. Ainsi, l'analyse de la réponse à l'excitation au marteau a montré la présence de modes propres vibratoires (périodes proches de *3 ms*) de la structure étudiée (injecteur, mécanisme interne et structure supportant l'injecteur). Ces modes sont également visibles dans l'analyse des réponses vibratoires du système lors des injections. L'impulsion générée par le passage du fluide et par la levée de l'aiguille « éveille » durablement cette fréquence propre. On a également pu observer que plus la pression d'injection est élevée, plus ce mode apparaît tôt.
Par ailleurs, ces cartographies de coefficients d'ondelettes montrent la présence de hautes fréquences d'excitation de la structure pendant la période d'injection. L'analyse de Fourier a parfaitement mis en évidence la présence de ces hautes fréquences très énergétiques qui ne sont pas attribuées au phénomène de cavitation dont les fréquences propres sont bien plus élevées. Dans l'analyse de la vibration en cours d'injection, nous avons observé deux pics à *8* et *16 KHz* (on observe un rapport *2*). Nous avons également remarqué que le pic associé à la fréquence de *8 KHz* devient de plus en plus intense avec la pression d'injection au point que le second pic devient négligeable à la pression d'injection de *100 MPa*. L'analyse en ondelettes à hautes fréquences a permis de localiser temporellement ces vibrations qui semblent être liées au délogement de l'aiguille d'un de ses états de repos.

CHAPITRE 3 : LES OUTILS D'ANALYSE D'IMAGES

« A mon avis, vous ne pouvez pas dire que vous avez vu quelque chose à fond si vous n'en avez pas pris une photographie. »
(Emile Zola)

1 Les outils de base 71
1.1. Description d'une image numérique 71
1.2. La normalisation 72
1.3. Le seuillage classique 73
1.4. Les filtres 74
1.5. Le seuillage par Transformée en Ondelettes 75
1.6. Le suivi de contour sub-pixel 78
1.7. Remplissage et labellisation 80
2 Les opérateurs morphologiques 80
3 Un exemple d' analyse morphologique : application au jet de Rayleigh 83
3.1. Le jet de Rayleigh 83
3.2. Analyse morphologique par segments 84
3.3. Mesure du taux de croissance spatial 87
3.4. Application à la mesure de la longueur d'onde 90
3.5. Critique du modèle / Application de la P.O.D. 91
3.6. Conclusion 94
4 L'analyse entropique d'images 94
4.1. Calcul de la cartographie entropique 95
4.2. Comparaison entropie /écart-type 95
4.3. L'analyse entropique appliquée à des séries d'images 96

Chapitre 3 : Les outils d'analyse d'images

La compréhension des processus d'atomisation du jet Diesel est basée sur une observation expérimentale du jet liquide et du spray formé. Dans ce travail de thèse, ces observations sont obtenues à l'aide d'un dispositif d'imagerie. L'analyse d'image joue, par conséquent, un rôle essentiel à l'extraction d'informations représentatives des phénomènes mis en jeu dans les processus d'atomisation du jet Diesel.
Ce chapitre décrit les outils d'analyse d'images (de base) utilisés dans notre étude. Nous présenterons également deux nouveaux outils statistiques d'analyse d'images : l'analyse morphologique statistique et l'analyse entropique d'images.

1 Les outils de base

Du fait de l'importante diversité de ses domaines d'application, le traitement d'images est devenu une discipline à part entière du traitement du signal. Le nombre de déclinaisons de l'analyse d'images implique que cet outil doit s'adapter à chaque nouvelle application. Néanmoins la plupart des traitements d'images se basent sur un panel d'outils de base dont le formalisme va être présenté maintenant.

1.1. Description d'une image numérique

Les images numériques sont constituées d'un grand nombre de **pixels** qui sont les éléments de base d'une image numérique. Chaque pixel est associé à un **niveau de gris** (ou trois niveaux dans le cas d'une image en couleurs). Ces niveaux sont proportionnels à l'énergie lumineuse perçue pendant la période de charge des cellules photo-sensibles qui recouvre le capteur. Un niveau de gris est par conséquent une grandeur positive. La numérisation des images implique une discrétisation des niveaux de gris. Une numérisation *8* bits, par exemple, décompose la gamme d'intensité lumineuse perceptible par le capteur en *256* niveaux de gris. Alors qu'une caméra *16* bits utilisera une plus large **dynamique** de *65536* niveaux. Toutes les images utilisées dans ce qui suivra sont issues d'une caméra 8 bits. Le niveau de gris du pixel de l'image *m* positionné sur la ligne *i* et la colonne *j* vérifie donc la relation suivante :

$$0 \leq I_m(i, j) \leq 255 \qquad \textit{equ. 3-1}$$

Le système optique qui forme l'image de l'objet observé sur le capteur est caractérisé par son grandissement γ représentant le rapport de la taille de l'image formée sur le capteur de la caméra par celle de l'objet. La **résolution** d'une image numérique est directement dépendante du grandissement optique et de la dimension des pixels. La résolution indique le nombre de pixels définissant une longueur unitaire sur l'objet étudié. Ce nombre, calculé ici en Pixels/mm, est essentiel pour la mesure de longueur sur des images.
L'ensemble des images traitées dans ce travail de thèse est obtenue par transmission de la lumière. Les objets observés (jet ou spray) sont éclairés par un fond clair. La présence d'objets dans le champ de la caméra implique une diminution locale de la transmission de la lumière et donc des niveaux de gris plus faibles que pour le fond de l'image.

1.2. La normalisation

La source lumineuse utilisée pendant l'expérimentation peut conduire à la formation d'un fond lumineux inhomogène. Il se peut également que certains pixels n'aient pas la même réponse à un flux lumineux donné. La normalisation a pour but de corriger ces inhomogénéités. Ceci est possible si la réponse du capteur est linéaire à l'intensité lumineuse qu'il perçoit et à condition de posséder pour chaque expérimentation, deux images particulières :

- La **porteuse** I_p, est l'image du fond clair en absence d'objet dans le champ. On utilise le plus souvent plusieurs images de la porteuse que l'on moyenne.

- La seconde image est appelée **obscurité** I_o, elle est obtenue en enregistrant le signal perçu par la caméra, sans la source de lumière. Les faibles niveaux de gris de cette image correspondent à la réponse des cellules photo-sensibles à l'obscurité ou bien aux bruits lumineux d'autres sources polluantes de lumière.

Le calcul de l'image normalisée I_n est donné par l'équation suivante :

$$I_n(i,j) = \alpha \frac{I(i,j) - I_o(i,j)}{I_p(i,j) - I_o(i,j)} N_{fond} \qquad \textit{equ. 3-2}$$

Lorsqu'il n'y a pas de fluctuations temporelles de l'intensité du fond lumineux, les inhomogénéités de niveaux de gris de la porteuse sont corrigées par l'equ. 3-2 avec $\alpha = 1$. Le fond lumineux de l'image normalisée est alors uniforme à la valeur de niveau de gris N_{fond}. L'opération de normalisation est illustrée dans la figure 3-1.

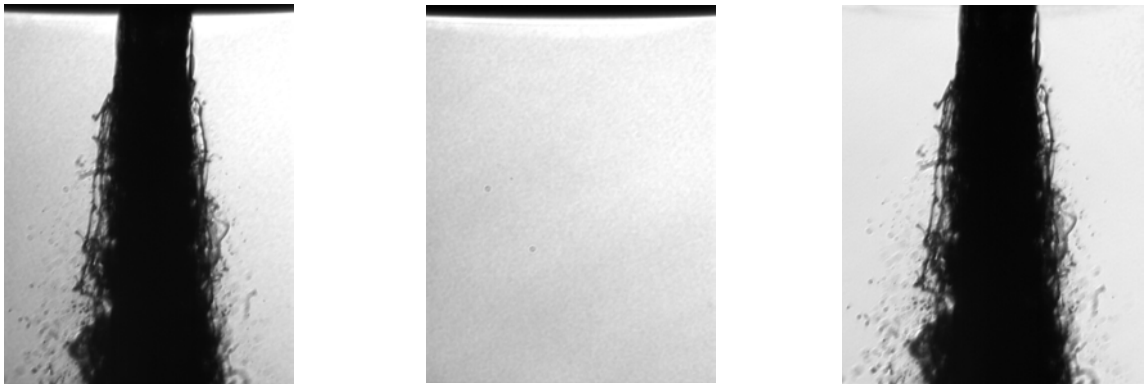


Image originale : I ***Image porteuse : I_p*** ***Image normalisée : I_n***

figure 3-1 illustration de la normalisation

Lorsque l'intensité du fond lumineux fluctue temporellement sans varier spatialement, il faut tenir compte de cette fluctuation à l'aide de la variable correctrice α. Celle-ci peut être obtenue en divisant le niveau global du fond lumineux de la porteuse par celui de l'image étudiée. Ces niveaux sont obtenus grâce au pic de population observé pour les hauts niveaux de gris dans l'histogramme des niveaux de gris (expliqués dans le paragraphe suivant).
Dans le cas où les inhomogénéités ne sont pas stables spatialement et temporellement, une porteuse doit être calculée pour chaque image. Il s'agit alors de décomposer l'image en différentes zones rectangulaires, associées chacune à un histogramme de niveaux de gris. Ces différents histogrammes nous renseignent sur la valeur locale du niveau de gris du fond lumineux. Ensuite, une image porteuse est reconstituée en calculant pour chaque pixel de celle-ci un niveau de gris interpolé sur l'ensemble des pixels précédemment calculés. Cette image porteuse virtuelle est utilisée dans le cas de l'analyse du spray Diesel, dont l'extrême densité optique crée des inhomogénéités fluctuantes dans les images. Il n'y a donc, dans ce cas, pas besoin d'une image porteuse moyenne.

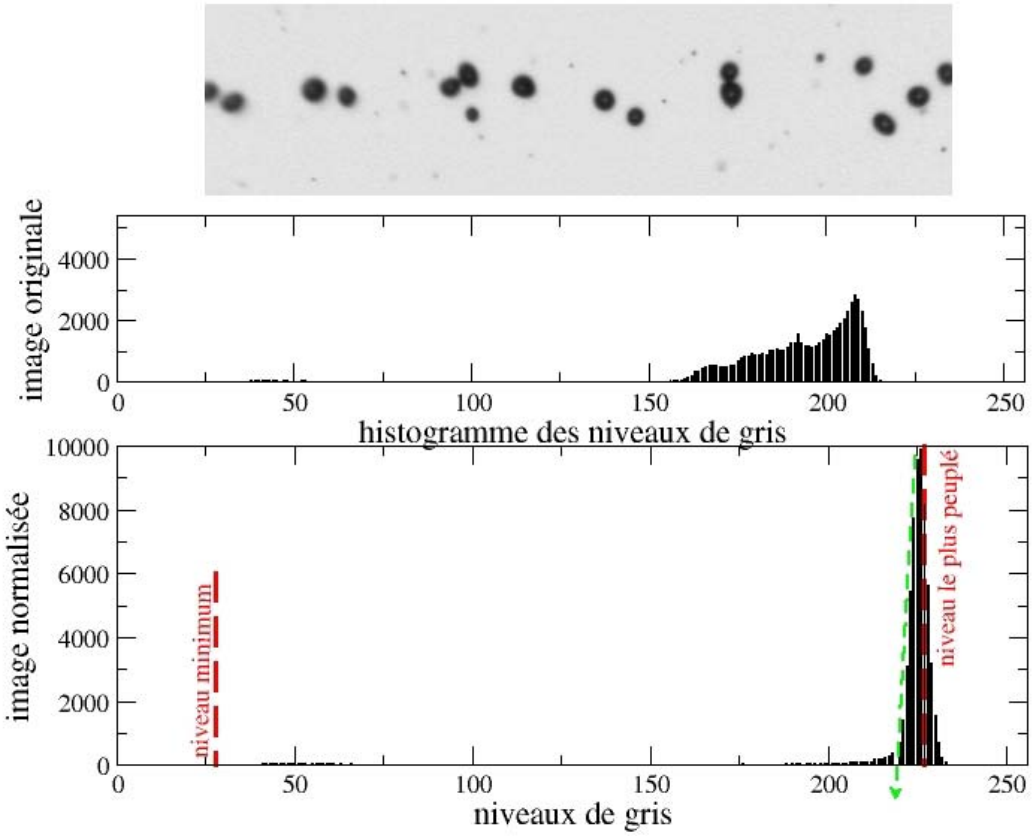


figure 3-2 exemple d'histogramme des niveaux de gris

L'histogramme des niveaux de gris d'une image comptabilise le nombre de pixels ayant chaque niveau de gris. Dans notre cas, les images sont principalement constituées de deux états physiques : liquide (niveaux de gris faibles) et gazeux (fond lumineux, niveaux de gris élevés).
La figure 3-2, présente les histogrammes de l'image d'un spray avant et après normalisation. On observe que l'ensemble des niveaux de gris, de l'image normalisée, est réparti autour d'un niveau de gris $N_{max}= N_{fond}$ (imposée par l'équation equ. 3-2) avec une dispersion plus faible que pour l'image initiale.

1.3. Le seuillage classique

L'opération de seuillage de base est la binarisation d'une image. Si l'image est constituée de pixels sombres représentant le jet ou le spray et que les pixels clairs représentent le fond lumineux, le seuillage donnera une image à deux niveaux représentant l'état « liquide » en noir et l'état « gaz » en blanc. De manière générale, le seuillage permet la segmentation des niveaux de gris en un nombre distinct de niveaux chacun associé à différents états physiques dans l'image. La principale difficulté du seuillage est la détermination du (ou des) niveau(x) de seuil, c'est-à-dire les niveaux qui définissent la frontière entre les états physiques. Considérons le cas du seuillage binaire. Le niveau de seuil N_{seuil} peut être fixé de manière arbitraire mais il est, le plus souvent, déterminé à l'aide de l'histogramme des niveaux de gris (figure 3-2).
Deux paramètres de l'histogramme sont utilisés pour déterminer N_{seuil} : le niveau de gris le plus peuplé *Nmax*, représentant le niveau de l'image porteuse et le niveau de gris le plus sombre *Nmin* représentant le niveaux des éléments liquides.
Le choix du seuil agit sur la taille apparente des éléments seuillés. Ainsi, pour la mesure granulomètrique, on peut trouver dans la littérature différents modes de calcul du niveau de seuil basé sur l'histogramme des niveaux de gris. Par exemple *Kim et al. [62]* considèrent que le niveau de seuil est lié au gradient de la population des niveaux de gris du fond clair. Ces auteurs utilisent pour

niveau de seuil, *80%* du niveau de gris pointé par la tangente présentant la pente la plus élevée (flèche verte sur la figure 3-2). *Otsu* [90], a développé un calcul de niveau de seuil basé sur les moments d'ordre *0* et *1* de l'histogramme afin de séparer les deux pics de population représentant les deux phases à dissocier. *Lee et al.[74]*, ont considéré la demi valeur de *Nmax*. D'autres méthodes utilisent les mesures des niveaux *Nmax* et *Nmin* et considèrent le niveau de seuil comme un pourcentage de l'intervalle *Nmin-Nmax* (equ. 3-3).

$$l = \frac{Nseuil - Nmin}{Nmax - Nmin} \qquad \textit{equ. 3-3}$$

Différentes valeurs de la variable *l* sont utilisées. *Koh et al.[68],* ont choisi la valeur *l=50%*. *Lebrun et al.[71]* et *Malot & Blaisot [79]* ont utilisé les valeurs respectives de *l=0.55* et *0.61*. Nous verrons plus tard que ces derniers utilisent un modèle d'imagerie qui permet, lors du seuillage d'une goutte isolée par cette méthode, de déterminer la taille réelle de cette goutte. Cette technique sera utilisée dans nos travaux et son formalisme sera clairement exposé dans le chapitre 4.

1.4. Les filtres

Le filtrage d'images a différents rôles. Il peut, par exemple, lisser les bruits sur une image. Ceci est fait avec le filtre moyen, le plus simple et le plus connu des filtres appartenant à la famille des filtres linéaires. Comme tout filtre linéaire, le filtre moyen est le résultat d'un produit de convolution entre l'image à filtrer *I* et le filtre lui-même M^f:

$$I^f = I \otimes M^f \qquad \textit{equ. 3-4}$$

Dans l'ensemble de nos analyses, on définit la taille du masque par le paramètre *Niv*, tel que le masque carré a pour dimension *(2Niv+1)* par *(2Niv+1)* et présente un pixel central.
Dans le cas du filtre moyen, un pixel filtré aura pour niveau, le niveau de gris moyen de l'ensemble des pixels de l'image contenu dans le masque centré sur ce pixel. Le filtre moyen a pour effet de filtrer les hautes fréquences spatiales et de conserver les basses fréquences, on parle alors de **filtre passe-bas**. Le niveau de seuil fréquentiel d'un tel filtre est directement lié à la dimension de celui-ci.
Le tableau 3-1, présente trois filtres linéaires avec un paramètre de taille *Niv=1*.

1/9	***1/9***	***1/9***	***-1/8***	***0***	***1/8***	***1/8***	***2/8***	***1/8***
1/9	***1/9***	***1/9***	***-2/8***	***0***	***2/8***	***0***	***0***	***0***
1/9	***1/9***	***1/9***	***-1/8***	***0***	***1/8***	***-1/8***	***-2/8***	***-1/8***
M^m : Moyen			***M^{sh} : Sobel horizontal***			***M^{sv} : Sobel vertical***		

tableau 3-1 exemples de filtres linéaires

Le filtrage peut éventuellement conduire à la détection de contours d'objets ou des zones de variation des niveaux de gris. Les filtres Sobel sont un exemple de tels filtres. Le filtre Sobel horizontal et vertical donne le gradient local de niveau de gris suivant l'axe horizontal et vertical respectivement. Ces filtres sont issus de la décomposition du premier ordre, en série de Taylor, de l'expression des niveaux de gris voisins relativement au niveaux de gris central.
La transformée en ondelettes[8] (T.O.) est également un filtre linéaire. Dans ce cas, le masque contient une figure oscillante et dilatable qui mettra en évidence, à certains endroits de l'image, une certaine fréquence de variation des niveaux de gris.

La famille des filtres non-linéaires représente l'autre grande famille de filtres. C'est une vaste famille pour laquelle le pixel filtré n'est plus nécessairement le résultat d'une combinaison linaire des pixels

[8] La transformée en ondelette est une analyse spatiale (ou temporelle) et fréquentielle décrite en annexe. Elle est également appliquée dans les sections : Chapitre 2 :8 et Chapitre 3 :1.5.

voisins. On retiendra par exemple le filtre médian qui est, comme le filtre moyen, un filtre passe-bas. Le pixel ainsi filtré aura le niveau de gris médian des pixels voisins présents dans le masque.

5	*4*	*0*	*4*	*10*					
4	*3*	*2*	*7*	*6*		*4*	*4*	*6*	
5	*6*	*3*	*25*	*7*		*4*	*6*	*6*	
2	*8*	*4*	*6*	*8*		*4*	*6*	*6*	
3	*4*	*7*	*5*	*5*					
Tableau de valeurs initial					***Tableau de valeurs filtré***				

tableau 3-2 exemple d'application du filtre médian, Niv=1

Le tableau 3-2, représente une cartographie de valeurs et sa cartographie filtrée. On observe que ce filtre a complètement fait disparaître le pic de valeur *25*. En effet le classement ordonné des valeurs de ses pixels voisins est : *2,3,4,6,6,7,7,8,25* dont le nombre médian est *6*.
La valeur moyenne des niveaux de l'image n'est pas égale à celle de l'image ainsi filtrée. On a purement et simplement éliminé les valeurs trop « exubérantes » contrairement au filtre moyen qui les auraient réparties sur ses pixels voisins. Par exemple, l'application d'un filtre médian sur une image binaire (seuillée) va simplement éliminer les pixels isolés comme un pixel noir sur un fond blanc, alors que le filtre moyen va diffuser la tache sur son voisinage.
Nous détaillerons dans le paragraphe « 2 » une autre sous famille des filtres non linéaires.

1.5. Le seuillage par Transformée en Ondelettes

Le seuillage classique permet une bonne détection des gros éléments dans l'image. Il en est tout autrement pour les petits éléments. En effet, les petits objets présentent des contrastes plus variés et généralement plus faibles que les plus gros objet[9]. Lorsque l'image d'une goutte est faiblement contrastée, les niveaux de gris qui la caractérisent sont généralement inférieurs au niveau de seuil qui est calculé pour l'ensemble de l'image. Ces gouttes sont donc, le plus souvent, perdues par l'application d'un seuillage classique.
Il existe des algorithmes de détection des creux et des crêtes de niveaux de gris permettant la segmentation des images en plusieurs domaines. Certains d'entre eux utilisent les filtres mathématiques basés sur des modèles prétopologiques *[99]* ou encore des algorithmes d'auto organisation utilisant les réseaux neuronaux (*Aldasoro & Carlos [2]*).
Pour une utilisation rapide, simple et efficace, nous avons décidé de développer un nouveau type de seuil qui devra détecter le plus grand nombre d'objets présents dans une image malgré la variété de leur contraste.
Ce nouveau seuillage unifie l'image seuillée classiquement (Chapitre 3 :1.3.) avec le seuillage de cette même image après application d'un filtre. Ce filtre résulte de l'application de la transformée en ondelettes qui est utilisée pour détecter l'interface des gouttelettes et ceci pour une vaste gamme de contrastes.
Comme il est expliqué en annexe, la transformée en ondelettes est le résultat du produit de convolution de l'image à analyser *I* par une ondelette à deux dimensions ψ qui représente une fonction oscillante de moyenne nulle :

$$W_{\Psi,f}\left(\vec{b},a\right)=I\left(\vec{X}\right)\otimes\Psi_{\vec{b},a}(\vec{X}) \qquad \textit{equ. 3-5}$$

Le vecteur ***X,*** désigne un pixel de l'image et *W* représente le coefficient d'ondelette. Ce coefficient dépend bien entendu du choix de l'ondelette ψ, mais aussi de deux paramètres ***a*** (paramètre de dilatation) et ***b*** (paramètre de translation) :

[9] Ceci sera clairement modélisé dans le 2

$$\Psi_{\vec{b},a}(\vec{X}) = \frac{1}{\sqrt{a}}\psi\left(\frac{\vec{X}-\vec{b}}{a}\right),\ a > 0 \qquad \textit{equ. 3-6}$$

Ce dernier paramètre permet de localiser l'analyse fréquentielle sur l'image. Le vecteur ***b***, pointe donc un pixel de l'image à analyser. Le paramètre de dilatation *a*, comme son nom l'indique, dilate l'ondelette. Lorsque l'ondelette recouvre en dimension une structure ayant la même forme qu'elle, la convolution confère une importante valeur au coefficient d'ondelette. Ainsi, le paramètre *a* modifie la sensibilité de l'analyse à différentes fréquences d'oscillations spatiales.

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 » :

$$\psi(r) = \left(1 - r^2\right)e^{-\frac{r^2}{2}} \qquad \textit{equ. 3-7}$$

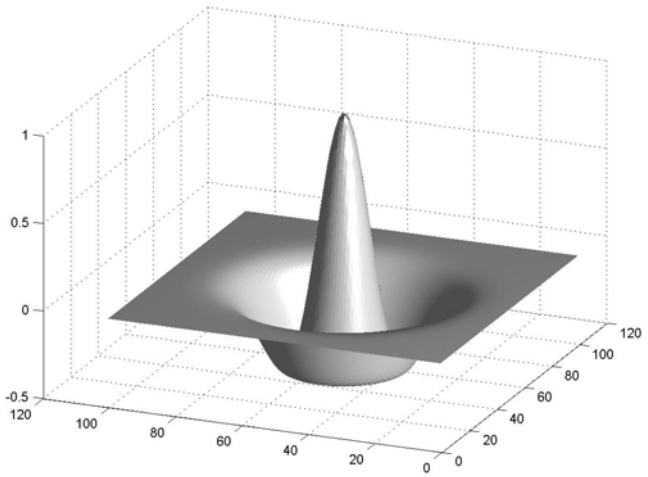


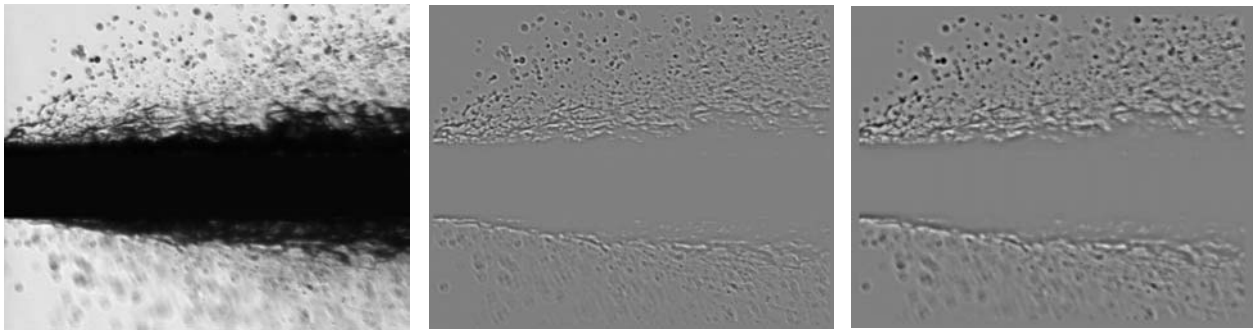
figure 3-3 L'ondelette « Chapeau-Mexicain »

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 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.
En ce qui nous concerne, 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. 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.

Comment pouvons-nous appliquer la T.O. à une image?
Pour pouvoir appliquer l'ondelette à une image, celle-ci doit être discrétisée. La transformée en ondelettes doit donc être caractérisable par un masque de dimensions *(2Ech+1)*(2Ech+1)* où *Ech* est lié au paramètre de dilatation. La relation entre le paramètre de dilatation *a* et la dimension du masque *Ech* est choisie de façon à ce que l'ondelette soit définie de manière continue dans le masque de cette dimension (voir equ. 3-8).

$$a = Niv / 3.5 \qquad \textit{equ. 3-8}$$

L'ondelette est positionnée au centre du masque du filtre. Pour que la moyenne de l'ondelette soit exactement nulle, on retranche le résidu (somme de chaque pixel) à la valeur du pixel central. 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 fixé.
La dimension de l'image convoluée est inférieure à celle de l'image originale, elle a perdu une bande de largeur *Ech* sur tout son contour.



(a) image originale ***(b) T.O. avec Ech=8*** ***(c) T.O. avec Ech=15***

figure 3-4 Exemple de calculs de transformées en ondelettes

La figure 3-4 présentés deux calculs de transformées en ondelette d'une image. Comme la transformée en ondelette peut aussi bien présenter des coefficients positifs que négatifs, pour permettre sa représentation en image on associe le coefficient d'ondelette nul au niveau de gris médian *127*.
On vérifie, comme attendu, que les coefficients d'ondelettes sont caractéristiques des variations de niveaux de gris. Les gouttes en plus fort défaut de mise au point sont mieux détectées avec l'ondelette fortement dilatée '*C*' qu'avec l'autre '*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.

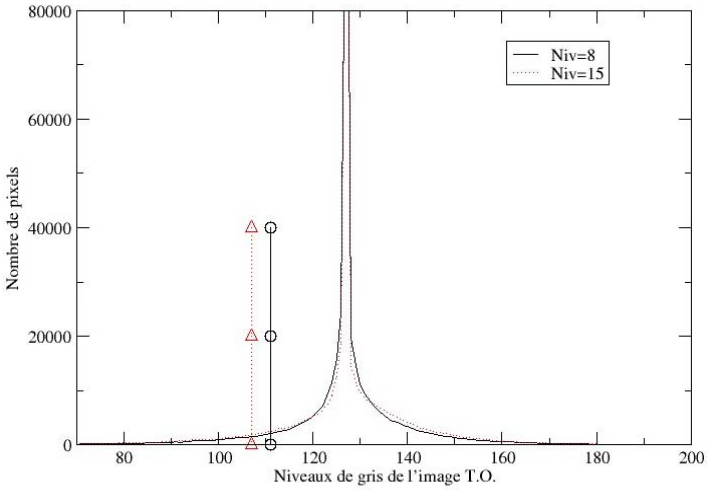
Le choix du niveau de seuil de la transformée en ondelettes est, comme dans le cas du seuillage classique, une opération délicate.
Encore une fois, cette information sera extraite de l'histogramme des niveaux de gris de la T.O. Les coefficients d'ondelettes inférieurs à *127* sont représentatifs de la concavité du signal. Plus ce coefficient tend vers *0* plus la concavité est accentuée (bonne mise au point du contour de la goutte).
Le choix du critère de seuillage se base sur deux hypothèses relatives à la nature des image sources :

- Nous considérons que le fond de l'image est uniforme et représente une surface de l'image plus importante que celle des objets photographiés.
- On considère, par ailleurs, que dans le champ de vision du dispositif d'imagerie, la probabilité de présence de gouttes en défaut de mise au point est relativement constante dans les différentes prises de vues à traiter.

Dans la mesure où la première condition est respectée, l'histogramme de l'image de la transformée en ondelette (*hist*) entre *0* et *127*, indiquera en quelque sorte, la proportion dans l'image d'objets associés à différents contrastes. Ainsi, pour des valeurs proches de *0*, l'histogramme nous indique la surface de contour de gouttes en parfaite mise au point. A l'opposé, la valeur de l'histogramme pour le niveau *127* représente la surface de l'image où le niveau de gris reste uniforme (fond de l'image).
Si l'on accepte la seconde condition, on s'attend à ce que l'allure de l'histogramme de *0* à *127* soit globalement la même d'une image à une autre. Par conséquent, on définit le critère de choix du seuil suivant :

$$\frac{\sum_{niv=0}^{seuil} hist(niv)}{\sum_{niv=0}^{127} hist(niv)} = C^{st}, \text{ avec } seuil < 127 \qquad \textit{equ. 3-9}$$

Plus la constante est proche de *1*, plus le seuillage de l'image de la T.O. conserve toutes les variations de niveaux de gris. Plus cette constante est proche de 0, plus les objets conservés après le seuillage seront des objets présentant un bon contraste.



(a) histogramme de l'image T.O.

(b) Ech = 8

(c) Ech = 15

figure 3-5 Union de l'image seuillée classiquement avec l'image seuillée par T.O., pour deux tailles d'ondelettes

La figure 3-5-(a), présente l'histogramme des niveaux de gris des images issues de la transformée en ondelettes pour les deux niveaux précédents. On y présente les niveaux de seuils associés à ces images. Les cadres 'B' et 'C' représentent en noir, le seuillage classique de l'image initiale et en gris le seuillage obtenu par la T.O. On vérifie que la plupart des gouttes détectées par le seuillage T.O. auraient été ignorées par le seuillage classique. D'autre part, le seuillage T.O. avec *Ech=15* semble mieux détecter les grosses gouttes qu'avec *Ech=8*. Cependant ce dernier est plus sensible aux très petits éléments. Par exemple, certains ligaments sont intégralement détectés avec *Ech=8* et fracturés avec la plus grande ondelette.
Lorsque l'image étudiée présente une grand diversité de tailles d'éléments liquides et de contrastes, il convient de faire une transformée en ondelettes multi-échelle, c'est-à-dire d'associer à l'image seuillée finale, les seuils des images de transformées en ondelettes associés à différents échelles de dilatation (*Ech*) de l'ondelette.

1.6. 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. Pour l'analyse de cet objet, une description de son contour est particulièrement intéressante. 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.

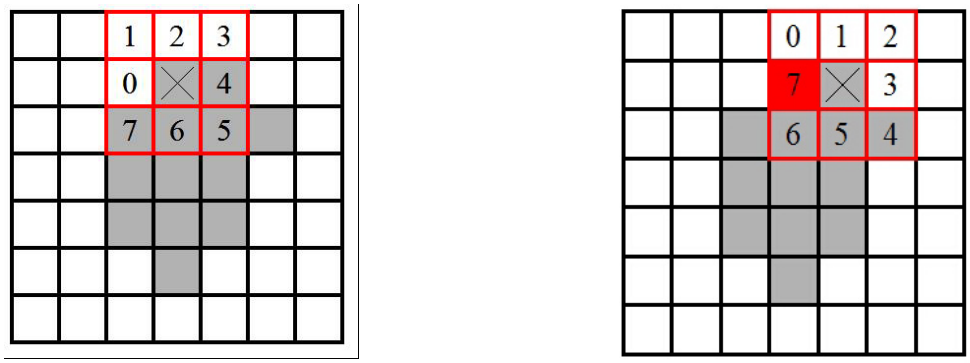


figure 3-6 La détection de contour

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). 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 Niv_{seuil} (figure 3-7). 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.
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 Sobel (1.4.). 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, répondant au niveau de seuil (equ. 3-10).

$$norme = \sqrt{gx^2 + gy^2}\ ,\quad \begin{aligned} dx &= gx\left(Niv_{seuil} - Niv\right)/\,norme^2 \\ dy &= gy\left(Niv_{seuil} - Niv\right)/\,norme^2 \end{aligned} \qquad \textit{equ. 3-10}$$

Ainsi, le contour de l'objet étudié, répondant à un niveau de seuil donné, est connu en coordonnées sub-pixel.

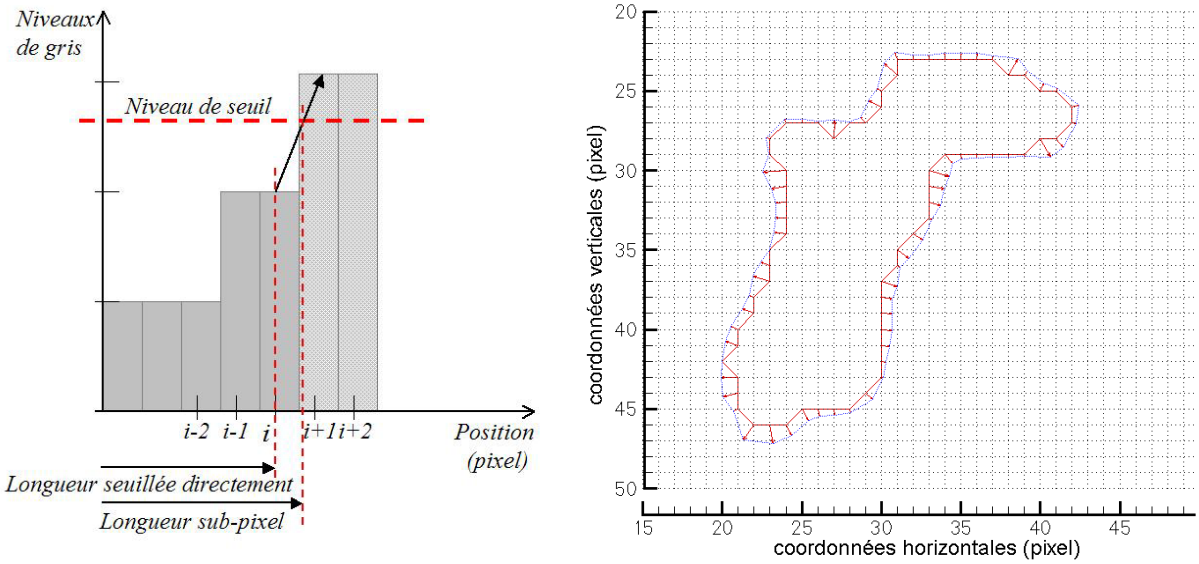


figure 3-7 Détermination du contour sub-pixel de l'image d'une goutte

1.7. Remplissage et labellisation

Les images de gouttes présentent parfois des zones claires en leur centre. Après application du seuillage, les gouttes sont ainsi « trouées ». Il faut donc remplir ces trous qui correspondent à une phase liquide. Par ailleurs, l'image d'un spray seuillé est constituée de plusieurs ensembles de pixels noirs connexes qui permettent la localisation de gouttes. Dans le but de traiter individuellement ces gouttes, nous les différencions à l'aide d'un masque affecté d'un label, on parle de labellisation des masques.
Ces deux opérations utilisent un algorithme récursif qui vise à déterminer des ensembles connexes de pixels.
Un masque relatif de numérotation des voisins est utilisé comme pour l'algorithme de détection des contours. On se place sur le premier pixel rencontré et on lui affecte une couleur, un label. Ensuite, en suivant l'ordre numérique du masque, on visite les pixels voisins. Si ceux-ci sont noirs, ils sont labellisés et le masque relatif est alors centré sur ce pixel. L'analyse est relancée de ce pixel et ce jusqu'à ce qu'il n'y ait plus de pixels noirs à labelliser.

2 Les opérateurs morphologiques

Les opérateurs morphologiques mathématiques sont largement utilisés en traitement d'images. Nous verrons que l'application de tels opérateurs permet l'obtention d'informations quantitatives, relatives à la topologie de surfaces. Ces opérateurs, aussi bien applicables aux images binaires qu'aux images en niveaux de gris, appartiennent à la famille des filtres non-linéaires. Nous ne présenterons ici que le formalisme lié à l'application du filtre morphologique à des images binaires.
Le filtrage morphologique binaire s'applique à un ensemble de pixels définissant des surfaces (figure 3-8). Cet ensemble X est constitué, par exemple, des pixels noirs d'une image ayant été précédemment seuillée.

$$X = \{P, niv(P) \leq niv_{seuil}\} \qquad \textit{equ. 3-11}$$

Dans l'équation ci-dessus, l'ensemble X est constitué des pixels P dont le niveau de gris est inférieur au niveau de seuillage niv_{seuil}.
La **dilatation** et l'**érosion** sont les deux opérateurs de base de l'analyse morphologique. Ces opérateurs sont dépendants du choix d'une surface particulière appelée **élément structurant** (*ES*). Le type d'élément structurant conditionne la sensibilité de l'analyse morphologique à une forme particulière. Prenons l'exemple classique de l'élément structurant circulaire utilisé notamment en granulométrie. Cet élément structurant est un disque défini par son diamètre et par son point d'application, le centre du disque C.

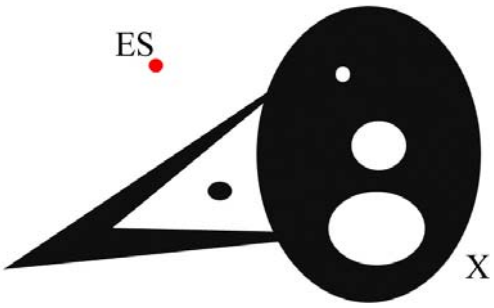
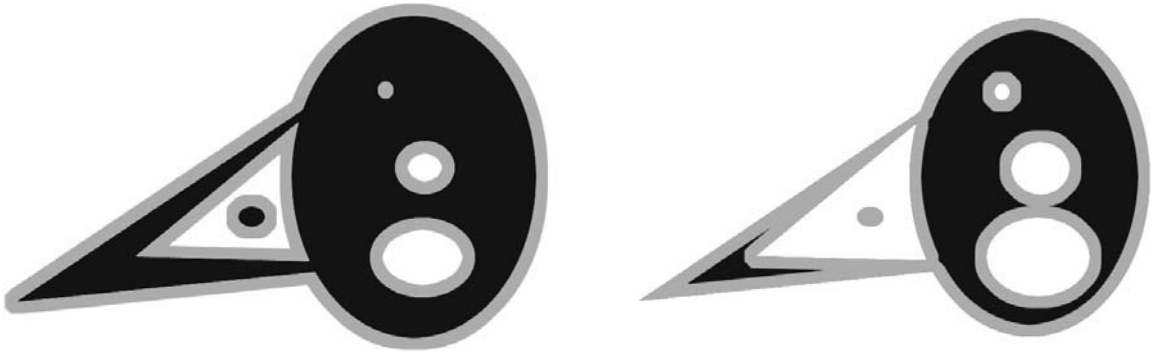


figure 3-8 L'ensemble initial à analyser

On positionne l'élément structurant, via son point d'application C, sur l'ensemble des pixels P de l'image à analyser.

On définit la dilatation D de l'ensemble X, comme l'ensemble des positions des centres de l'élément structurant tel que cet élément ait une intersection non nulle avec l'ensemble X.
L'érosion E de l'ensemble X est constitué de l'ensemble des centres de l'élément structurant tel que ce dernier soit complètement inclus dans l'ensemble X :

$$D = \{C / ES \cup X\} \qquad E = \{C / ES \cap X\}$$



La dilatation ***L'érosion***

figure 3-9 Les opérations morphologiques de base

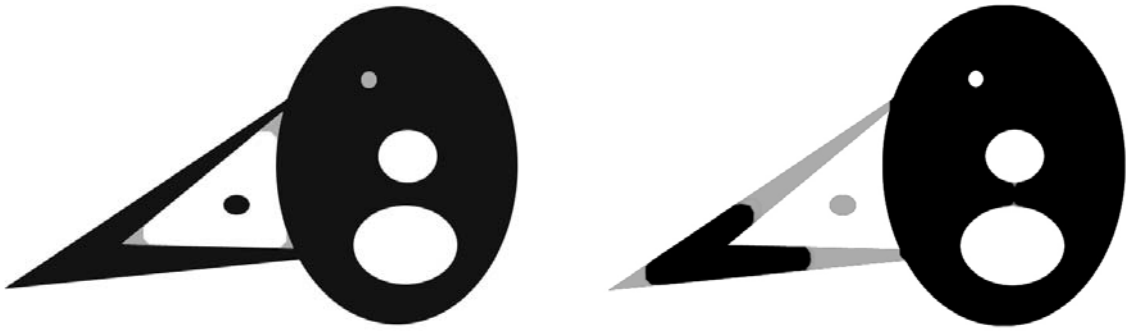
La figure 3-9, présente les images dilatées et érodées de l'image initiale. Dans le cas de la dilatation, la surface grise représente la surface ajoutée à l'ensemble initial X alors qu'elle représente la surface perdue dans le cas de l'érosion. On observe que la dilatation remplit les trous de taille inférieure à celle de l'élément structurant et adoucit les angles-externes vifs. Au contraire, l'érosion élimine les îlots de X isolés et de petites tailles et lisse les angles-internes vifs. On vérifie que les surfaces ainsi définies contiennent ou sont contenues par la surface initiale :

$$E \subset X \subset D \qquad \textit{equ. 3-12}$$

Deux nouveaux opérateurs peuvent être définis sur la base de la dilatation et de l'érosion. Ainsi, la **fermeture** morphologique F est la surface résultante de l'application successive de la dilatation puis de l'érosion alors que **l'ouverture** morphologique O est définie par l'application successive de l'érosion puis de la dilatation. On vérifie la loi d'inclusion suivante :

$$O \subset X \subset F \qquad \textit{equ. 3-13}$$

La figure 3-10 illustre ces deux opérateurs. Ici encore, la surface grise est ajoutée à la surface noire dans le cas de la fermeture et soustraite dans le cas de l'ouverture.



La fermeture ***L'ouverture***

figure 3-10 La fermeture et l'ouverture morphologique

La fermeture comble les trous et angles vifs sans dilater les grandes surfaces. La surface obtenue par la fermeture de l'ensemble X via un élément structurant de taille croissante tend vers l'enveloppe convexe de l'ensemble X par remplissage croissant des concavités.

L'ouverture considère l'ensemble des surfaces de taille inférieure à celles de l'élément structurant comme des irrégularités qu'elle élimine comme le fait l'érosion. Cependant, on n'observe plus l'effet de l'érosion sur les grandes structures.
Ainsi, la taille de l'élément structurant est un facteur primordial dans l'analyse morphologique. L'application de λ dilatations suivi de λ érosions par un élément structurant de taille ξ équivaut à l'opération de fermeture par l'opérateur dont la dimension $\lambda\xi$:

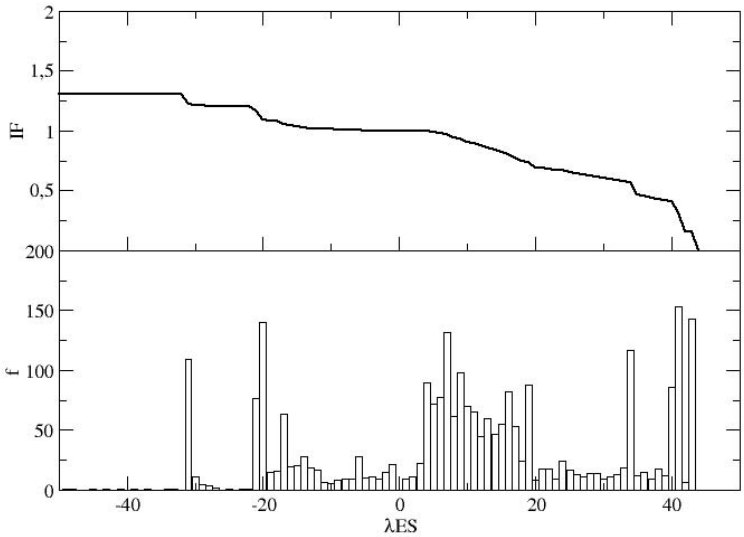
$$F^{\lambda} = \lambda D + \lambda E \,,\; O^{\lambda} = \lambda E + \lambda D \qquad \textit{equ. 3-14}$$

Pour une taille $\lambda\xi$ donnée de l'élément structurant, la surface ajoutée ou soustraite à l'ensemble X par les opérations de fermeture F^{λ} et d'ouverture O^{λ} est caractéristique de la taille et de la forme des structures présentes dans l'image analysée. On définit un diagramme morphologique comme étant l'évolution de la mesure de la surface de l'image filtrée *(Mes)* par les opérateurs en fonction de la taille de l'élément structurant (figure 3-11). L'axe des abscisses correspond à la taille de l'élément structurant (négatif pour la fermeture et positif pour l'ouverture). L'axe des ordonnées correspond à la mesure de la surface du domaine étudié après application du filtre morphologique. *Coster & Chermant [25]*, ont proposé de normaliser cette courbe par la surface initiale du domaine :

$$IF(\lambda)=\frac{Mes\left(T^{\lambda}(X)\right)}{Mes(X)}, \text{ avec } T = \left| \begin{array}{l} O \; si \; \lambda > 0 \\ F \; si \; \lambda < 0 \end{array} \right. \qquad \textit{equ. 3-15}$$

Ce diagramme morphologique, présenté figure 3-11-(a), renseigne sur la nature spectrale de l'ensemble étudié.
La variation de surface du domaine étudié entre deux échelles de taille successive λ_1 et λ_2 de l'élément structurant pour l'application de l'ouverture, est associée à la disparition de structures de taille comprise entre λ_1 et λ_2. Ainsi, la division de cette variation de surface par la surface de l'élément structurant de dimension médiane de λ_1 et λ_2 nous renseigne sur le nombre de structures dont la taille est comprise entre λ_1 et λ_2 dans l'image. Par ce procédé, il est possible de calculer la distribution de taille des objets de l'image, en appliquant l'équation ci-dessous, illustrée dans la figure 3-11-(b).

$$f(\lambda)=-A\cdot\frac{d\left(IF(\lambda)\right)}{d(\lambda)}\Big/_{\lambda} Mes(\lambda ES), \; A>0, \text{ constante de normalisation} \qquad \textit{equ. 3-16}$$



(a)

(b)

figure 3-11 Le diagramme morphologique

L'ensemble des informations exploitables est donc contenu dans le diagramme morphologique. On peut, par exemple, définir la taille maximale de la particule détectée. Les maxima de la distribution représentée figure 3-11-(b), permettent de définir la concavité et la convexité les plus fréquemment rencontrées. La dissymétrie de cette courbe renseigne sur la prévalence de concavités ou de convexités.

Pour donner une dimension statistique à l'analyse morphologique et ainsi conférer à nos mesures une certaine robustesse, le diagramme peut être construit par une analyse morphologique sur un grand nombre d'images. Le diagramme morphologique représente ainsi, pour chaque tailles de l'élément structurant, la mesure cumulée de la surface de l'ensemble des images analysées.
Nous verrons, dans la section suivante, qu'il est possible d'adapter cette analyse d'images à des mesures de grandeurs physiques liées aux processus d'atomisation.

3 Un exemple d'analyse morphologique : application au jet de Rayleigh

L'analyse morphologique-statistique précédemment présentée est une analyse relativement simple et robuste pour décrire des phénomènes physiques. Avant d'appliquer cette analyse à la description quantitative de la morphologie du jet Diesel, on illustre cette analyse sur un jet plus simple : le jet Rayleigh. Cette application aura le double intérêt de valider la méthode utilisée dans le contexte de l'atomisation des fluides et de dégager le potentiel de cette méthode d'analyse.

3.1. Le jet de Rayleigh

La désintégration d'un jet cylindrique plein a été étudiée par *Lord Rayleigh* en *1879 [91]*. Il pose alors les fondements de la physique de l'atomisation. Il observe que le jet cylindrique n'est pas stable du fait de la présence de forces de tension de surface et que l'apparition d'une infime perturbation de cette interface peut conduire à la déstabilisation du jet. Rayleigh postule que la rupture en gouttes doit avoir lieu dès lors que l'amplitude de perturbation devient égale au rayon du jet (figure 3-12). La perturbation qui est à l'origine de la désintégration du jet peut être d'origine naturelle (vibration de l'injecteur, perturbation du profil des vitesses du fluide, perturbation aérodynamique de l'interface par le gaz environnant, etc…). Dans le cas contraire, le jet est excité (application du cellule vibrante de type piézo-électrique au nez de l'injecteur, environnement électromagnétique oscillant autour d'un jet de liquide chargé électriquement).

Rayleigh a modélisé l'interface du jet en considérant un jet cylindrique de rayon a, le long duquel il ajoute une oscillation de l'interface de pulsation **temporelle** ω et d'amplitude initiale η_0. Il montre, par son analyse fondamentale, que la croissance des ondes de perturbation de l'interface dépend de leur longueur d'onde.

L'observation par imagerie de la désintégration du jet libre permet la mesure de la croissance spatiale de la perturbation alors que l'analyse de Rayleigh est temporelle. Le passage de la représentation temporelle à la représentation spatiale, proposée par *Keller et al. [61]*, s'effectue par un simple changement de variable $x=x+U_l x t$ avec U_l la vitesse de propagation de l'onde de perturbation.
Ainsi, on obtient l'expression de l'évolution spatiale de l'amplitude de perturbation (equ. 3-17). Pour chaque image n de l'analyse correspondant à un instant t_n et à un déphasage $\varphi_n=-\omega_r t_n$ de l'oscillation de l'interface (equ. 3-18).

$$\eta(x,t) = \eta_0 \exp(i(kx - \omega t)) \text{ avec } k = k_r + ik_i \text{ et } \omega=\omega_r+i\omega_i \qquad \textit{equ. 3-17}$$

$$y(x,n)=a+\eta(x,t_n)=a+\eta_0\exp(-k_i x)\cos(k_r x-\omega_r t_n) \qquad \textit{equ. 3-18}$$

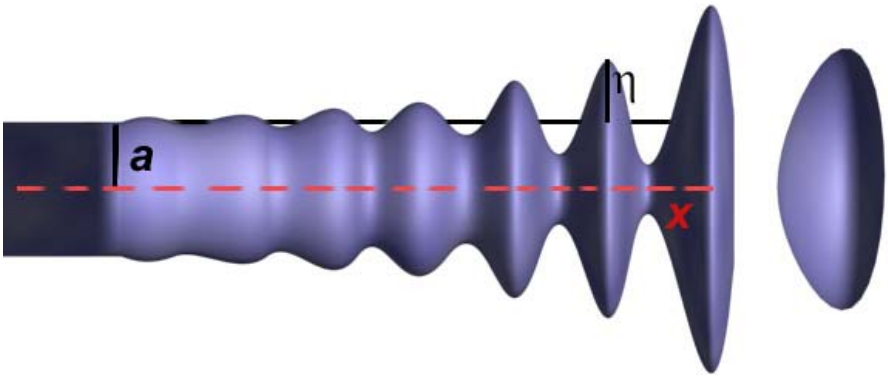


figure 3-12 Désintégration du jet Rayleigh

Dans son travail de thèse, *Sylvère Adeline [1]*, a utilisé un dispositif d'imagerie anamorphique afin d'obtenir une bonne résolution spatiale de la désintégration du jet (figure 3-13). La perturbation de l'interface a été initiée par un dispositif d'excitation électrohydrodynamique (EHD). L'amplitude de perturbation initiale est ainsi contrôlée par le potentiel électrique auquel est soumis l'électrode.

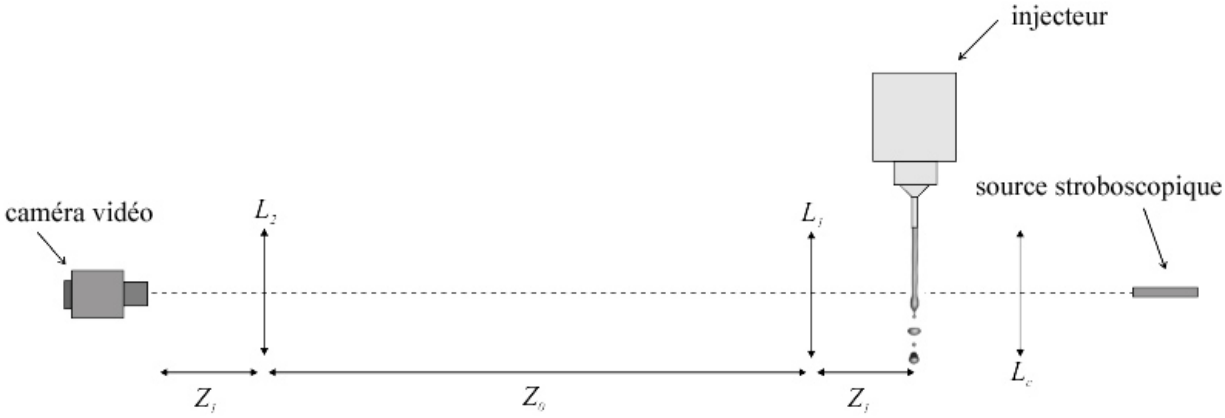


figure 3-13 Dispositif expérimental

La figure 3-14 présente deux exemples d'images du jet excité après divers traitements (seuillage, remplissage des creux, découpage du jet en deux…). On observe très clairement sur ces images, la croissance de l'onde de perturbation. Pour calculer ce taux de croissance, *Adeline[91]* a appliqué divers traitements (dont la transformée en ondelettes) pour détecter chaque crêtes d'oscillation et ceci sur l'ensemble des images acquises expérimentalement.

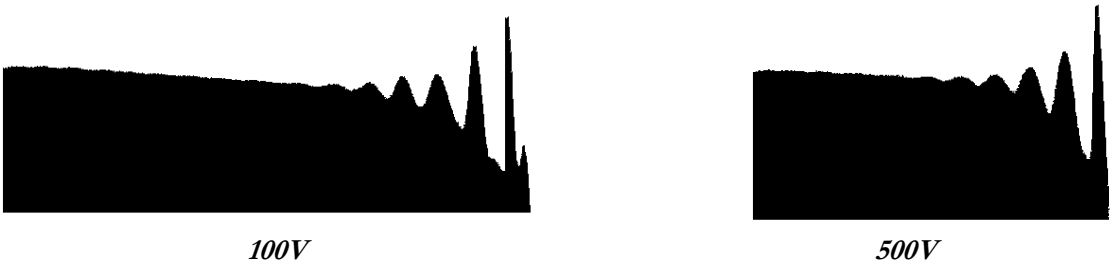


figure 3-14 Exemples d'images du jet excité (500V)

3.2. Analyse morphologique par segments

L'observation des images présentées figure 3-14 montre la dépendance de la croissance de l'onde à la longueur des lignes noires verticales. De même que la longueur d'onde semble être liée à la longueur

des lignes horizontales noires et blanches. Il est ainsi naturel de penser qu'une description des lignes noires et blanches, horizontales et verticales doit contenir les informations que nous recherchons.
Afin d'extraire une information contenue dans la distribution de lignes horizontales et verticales, il est évident que nous devons utiliser comme éléments structurants les segments horizontaux et verticaux.

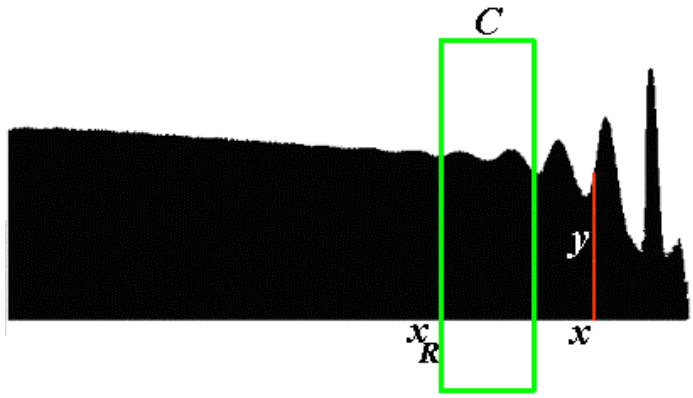
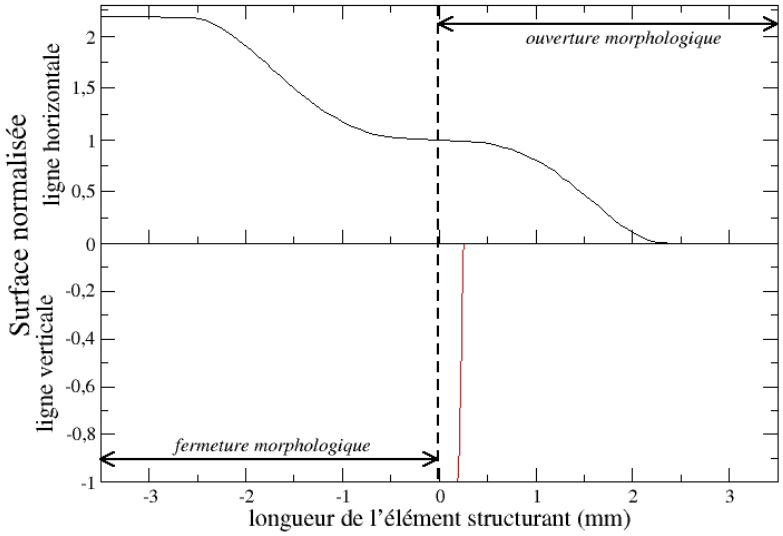


figure 3-15 Définition du domaine d'étude

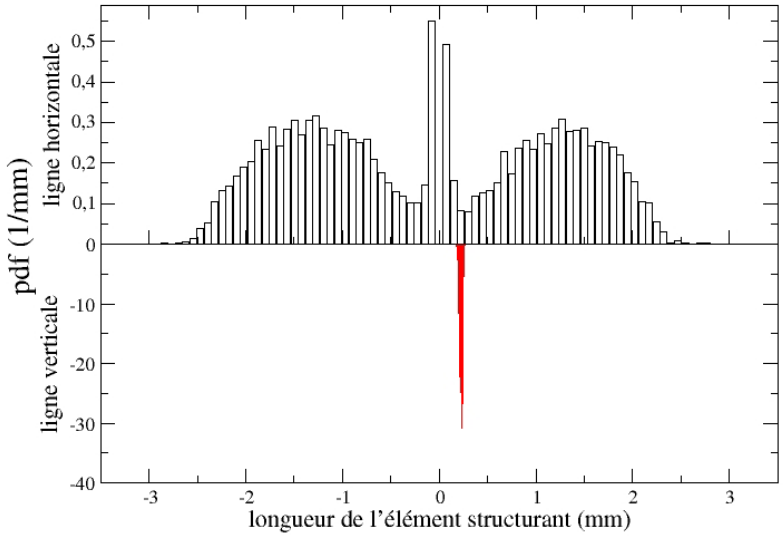
Dans le cas de l'analyse morphologique avec ces deux éléments structurants, le diagramme obtenu est, par conséquent, directement lié aux distributions de taille des lignes verticales et horizontales noires et blanches.

L'amplitude des oscillations recherchée croît avec la distance depuis l'injecteur. On souhaite donc observer une modification du diagramme morphologique avec cette distance. Nous effectuons l'analyse morphologique dans un sous domaine des images qui sera translaté le long du jet. La figure 3-15 présente la région d'intérêt du jet dans laquelle a lieu l'analyse morphologique. Cette région est définie par sa largeur C et sa distance depuis l'injecteur x_R.
Un exemple de diagramme morphologique obtenu sur la base de l'ensemble de la série d'images est présenté en figure 3-16-(a).

La partie positive de l'axe des abscisses est associée à l'opération d'ouverture pour différentes tailles d'éléments structurant. Cela correspond aux lignes noires successivement érodées par le filtrage morphologique. La partie négative de cet axe, est associée aux lignes blanches. La courbe correspondant aux ordonnées positives est le diagramme morphologique par lignes horizontales et les ordonnées négatives par lignes verticales.
On observe que le diagramme correspondant aux lignes horizontales est relatif à un comportement symétrique ouverture-fermeture. Cela indique que la surface de creux et de crêtes des oscillations sont équivalentes. Une information sur les échelles de longueur est également déductible de ce diagramme. Le second diagramme, correspondant à l'analyse par ligne verticales, ne présente aucune surface de fermeture. Cela signifie qu'il n'y a pas d'élément noir en superposition verticale comme ce serait le cas s'il y avait formation de ligaments longitudinaux, ou présence de gouttelettes. Il y aurait, dans ce cas, des lignes blanches verticales bornées entres deux lignes noires. La surface correspondant à l'ouverture par lignes verticales présente un pic de variation pour de petites échelles de longueurs. On observe que les échelles de longueurs sont complètement différentes entre l'analyse par lignes horizontales et verticales. Cela est dû à la différence du grandissement optique suivant les deux axes étudiés. La seconde partie de la figure 3-16-(b) représente les distributions de taille de lignes déduites du précédent diagramme morphologique. On y retrouve la symétrie entre distribution de lignes blanches-noires horizontales et le pic de présence pour les lignes noires verticales.



A : Diagramme morphologique



B : distribution de longueur de lignes

figure 3-16 Résultat de l'analyse morphologique du jet excité à 100V, C=3.7 mm et x_R=30 mm

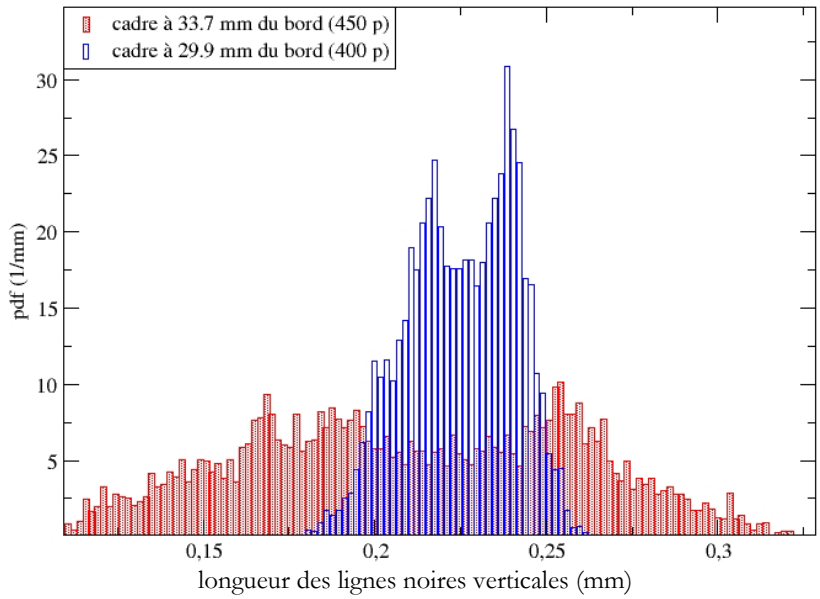


figure 3-17 Comparaison des distributions pour deux positions du cadre d'analyse, C=3.7 mm

A partir du diagramme morphologique correspondant à l'ouverture par lignes verticales et en appliquant l'equ. 3-16, il nous est possible de déterminer les distributions de la longueur des lignes noires verticales mesurées dans le cadre d'étude, pour une certaine distance de celui-ci de l'injecteur. La figure 3-17 montre une dispersion croissante des longueurs des lignes verticales noires avec l'éloignement de l'injecteur. Cette observation est une représentation statistique reposant sur l'ensemble des images de la série. L'écart type de la distribution de taille est, par conséquent, lié à l'amplitude de l'onde de perturbation. Le prochain paragraphe va établir cette relation.

3.3. Mesure du taux de croissance spatial

L'interface du jet est modélisée par les équations (equ. 3-17 et equ. 3-18). Ainsi, nous pouvons associer la variation spatiale de l'écart type de la longueur des lignes verticales noires au taux de croissance de l'onde de perturbation de l'interface.
L'analyse statistique est faite sur le domaine délimité par le cadre d'étude placé à la position x_R (bord gauche) et de largeur C. D'une image à une autre, l'enveloppe des oscillations reste identique puisque l'amplitude de l'oscillation n'est dépendante que de la variable x. Par contre, il existe un déphasage des oscillations φ_i. Ce déphasage est censé être indépendant de la prise de vue et donc, sur un grand nombre d'images, celui-ci est considéré équiprobable.
La longueur moyenne des lignes verticales est calculée sur la base de N images et de la modélisation de l'interface :

$$\bar{y} = \frac{1}{N}\left[\sum_{i=1}^{N}\frac{1}{c}\int_{x=x_R}^{x_R+c} a + \eta_0 e^{-k_i x}\cos(k_r x + \varphi_i)dx\right] \qquad \textit{equ. 3-19}$$

Dans le cas où le nombre d'images N tend vers l'infini et que les déphasages φ_i sont considérés équiprobables, la moyenne tend vers une constante qui est, dans notre cas, proche du rayon a du jet.
Ainsi, le calcul de la variance devient :

$$\sigma^2 = \frac{1}{N}\left[\sum_{i=1}^{N}\frac{1}{c}\int_{x=x_R}^{x_R+c} \eta_0^2 e^{-2k_i x}\cos^2(k_r x + \varphi_i)dx\right] \qquad \textit{equ. 3-20}$$

Avec la même hypothèse que précédemment et après simplification, on obtient l'expression suivante de l'écart-type :

$$\sigma = \sigma^* \cdot A \text{ avec } \sigma^* = \frac{\eta_0}{\sqrt{2}} e^{-k_i x_R} \text{ et } A = \sqrt{\frac{e^{-2k_i C} - 1}{-2k_i C}} \qquad \textit{equ. 3-21}$$

L'expression de l'écart type est ainsi réduite au produit de deux termes :

- σ^*, l'écart-type de l'enveloppe des oscillations dépendant du paramètre k_i.
- A, un terme de lissage lié à la largeur C du domaine d'intérêt.

Le terme de lissage A est clairement dissocié du terme de l'enveloppe des oscillations. La variation de A en fonction de $k_i C$ est représentée sur la figure 3-18. On vérifie que lorsque k_i ou C tendent vers zéro, A tend vers 1. Ceci correspond soit au cas d'une oscillation sinusoïdale sans croissance de l'amplitude ou au cas d'une analyse effectuée avec un domaine de largeur négligeable ne causant aucun effet de lissage sur la mesure de l'écart type.

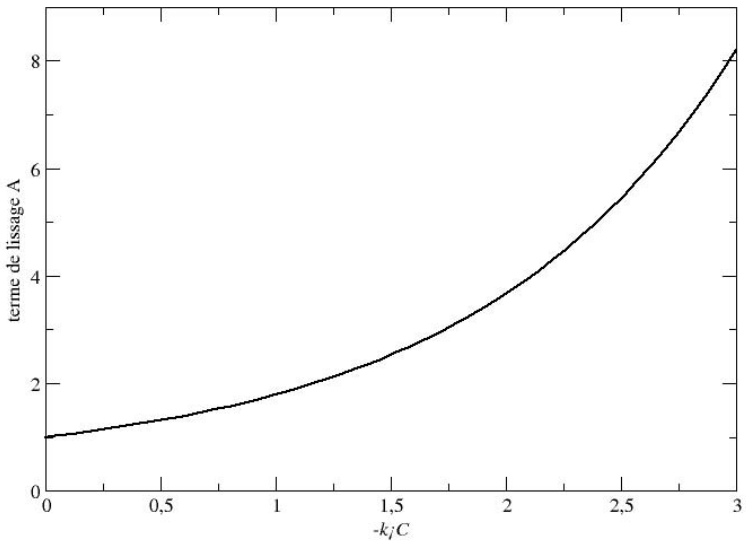


figure 3-18 Terme de lissage dépendant de la largeur du cadre

L'analyse morphologique est effectuée sur une série d'images du jet excité correspondant à un point de fonctionnement donné présentant un taux de croissance k_i constant. Pour chaque analyse, la largeur C du domaine d'étude est fixée. Ainsi, en divisant l'expression de l'écart-type des longueurs de lignes verticales noires issues de deux positions différentes x_{R1} et x_{R2} du domaine d'analyse, on obtient la relation suivante :

$$\frac{\sigma(x_{R1})}{\sigma(x_{R2})} = e^{-k_i(x_{R1}-x_{R2})} \qquad \textit{equ. 3-22}$$

Après application du logarithme, le taux de croissance spatial est exprimé comme suit :

$$k_i = -\frac{\ln(\sigma(x_{R1})) - \ln(\sigma(x_{R2}))}{x_{R1} - x_{R2}} = -\frac{\partial \ln(\sigma(x_R))}{\partial x_R} \qquad \textit{equ. 3-23}$$

On en déduit que le taux de croissance recherché est l'opposé de la pente du logarithme de l'écart-type en fonction de la position du cadre d'étude.

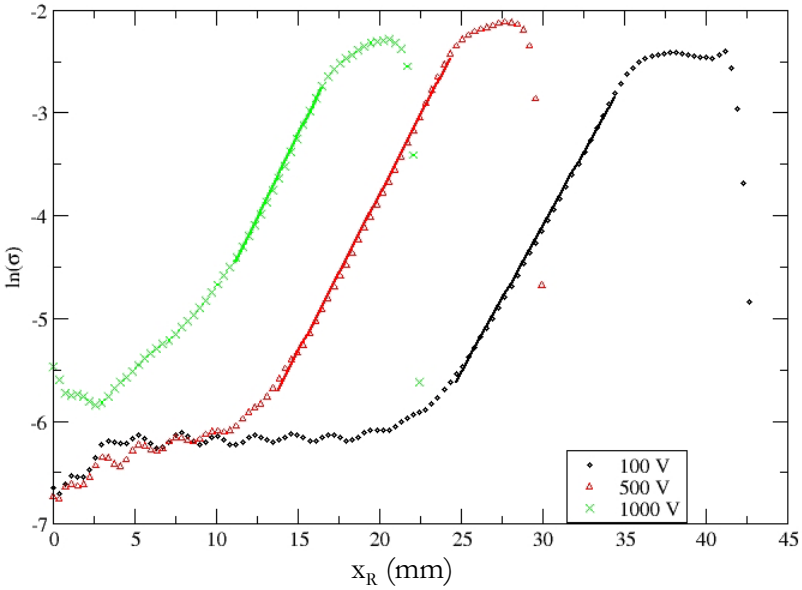


figure 3-19 Mesure du taux de croissance k_i, C=3.7 mm

La figure 3-19, présente le résultat de l'analyse morphologique-statistique basée sur les images du jet pour trois tensions d'excitation distinctes (*100V, 500V, 1000V*), étudiées par *Adeline [1]*.
Chaque courbe est constituée de points représentant le logarithme de l'écart-type calculé pour chaque position du cadre d'étude le long du jet. La largeur du cadre est de *3.7 mm* (*50 pixels*).

On observe trois zones distinctes sur chaque courbe. La première partie de la courbe correspond à la zone du jet où l'amplitude perturbation est trop petite pour être observée via le système optique. La seconde partie correspond à la zone de croissance linéaire de la perturbation. La linéarité de cette portion montre que le modèle utilisé prédit correctement la croissance de l'onde perturbatrice. La dernière portion de courbe correspond à l'apparition de la rupture du jet. Ce phénomène implique une croissance d'oscillation non linéaire sur les derniers millimètres du jet. De plus, la position de rupture du jet fluctue dans le temps. Plus cette fluctuation est importante plus le nombre de lignes prises en compte dans le calcul varie sur une grande distance, ce qui a un effet direct sur la longueur de cette dernière portion.
La mesure du taux de croissance est faite sur la partie linéaire des courbes (segments en traits pleins). Dans le tableau 3-3, les résultats de l'analyse sont présentés et comparés aux résultats de *S. Adeline[1]*.

k_i (mm^{-1})	***100 V***	***500 V***	***1000 V***
Présente analyse	***-0.285***	***-0.307***	***-0.322***
Adeline et al.	***-0.303***	***-0.320***	***-0.320***
Ecart relatif	***5.9 %***	***4.1 %***	***0.6 %***

tableau 3-3 comparaison des taux de croissance spatiale

Les résultats sont en très bon accord avec ceux obtenus par une autre technique d'analyse d'image. On n'observe pas de variations significatives du taux de croissance avec l'amplitude initiale de la perturbation.
On constate sur la figure 3-19, que plus l'amplitude initiale de perturbation est importante (proportionnelle au carré de la tension d'excitation), plus la rupture est proche de l'injecteur. Le taux de croissance spatiale de l'onde étant pratiquement constant, plus η_0 est grand, plus l'amplitude de perturbation atteint rapidement la valeur du rayon du jet et par conséquent, plus la rupture a lieu rapidement.
Analysons maintenant l'effet de la largeur du cadre d'étude. Sur la partie haute de la figure 3-20-(b), sont représentés les résultats de l'analyse du jet excité (100V) pour trois largeurs de la région d'analyse(*C=5*, *50* et *100 pixels*).

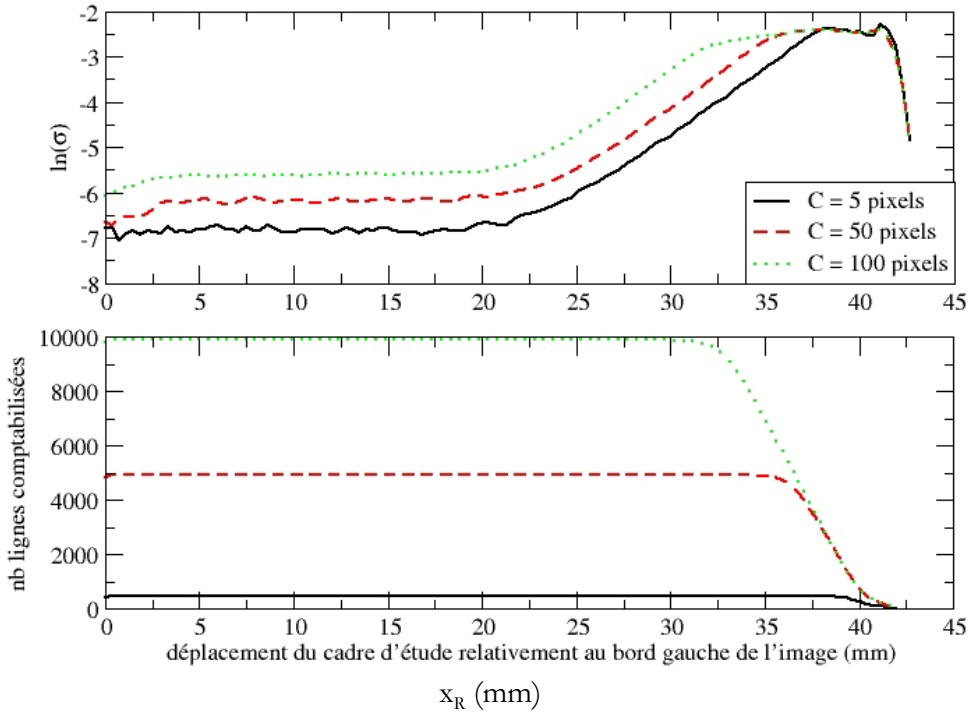


figure 3-20 Effet de la largeur du cadre d'étude sur l'excitation à 100 V : C=0.37, 3.74 et 7.49 mm

Plus le cadre est large plus l'effet de lissage est important, ce qui a pour conséquence de limiter la zone de croissance linéaire. Ceci se vérifie dans la figure 3-20-(b) où est représenté le nombre de

lignes servant au calcul de l'écart type dans la région d'étude. On vérifie que plus le cadre d'étude est large, plus celui-ci atteint tôt la zone de rupture du jet. Et, par conséquent, plus tôt sont ressentis les effets non-linéaires. Par contre, la zone de croissance linéaire est de plus en plus lisse. On vérifie heureusement que la pente de cette zone reste toujours la même.
On observe également un décalage vertical des courbes dépendant de la largeur des cadres. En divisant l'expression de l'écart type (equ. 3-21) associée à deux largeurs de cadres différents, on obtient l'expression suivante :

$$\frac{\sigma_{C1}(x_R)}{\sigma_{C2}(x_R)} = \sqrt{\frac{\dfrac{e^{-2k_iC_1}}{-2k_iC_1} - 1}{\dfrac{e^{-2k_iC_2}}{-2k_iC_2} - 1}} \qquad \textit{equ. 3-24}$$

En appliquant le logarithme à cette expression, on obtient :

$$\ln(\sigma_{c1}) - \ln(\sigma_{c2}) = \ln\left(\sqrt{\frac{e^{-2k_ic_1} - 1}{-2k_ic_1}}\right) - \ln\left(\sqrt{\frac{e^{-2k_ic_2} - 1}{-2k_ic_2}}\right) \qquad \textit{equ. 3-25}$$

En utilisant l'expression de k_i précédemment obtenue on peut ainsi prédire le décalage entre les différentes courbes de logarithme. Ceci est fait dans le tableau 3-4.

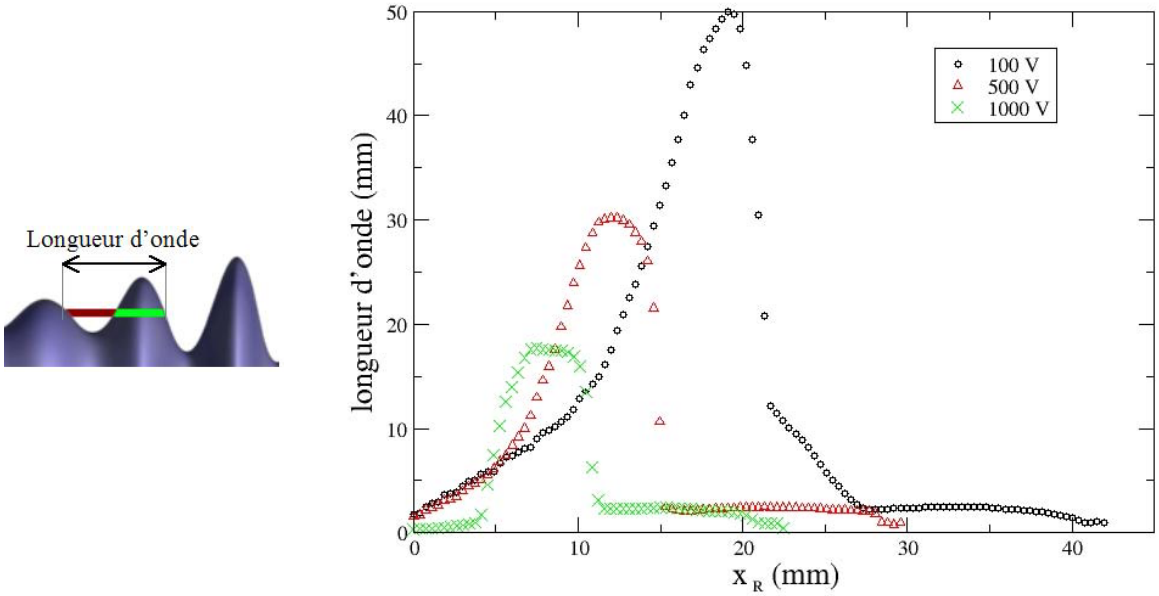
	$\ln(\sigma_{c1}) - \ln(\sigma_{c2})$	$\ln\left(\sqrt{\frac{e^{-2k_ic_1} - 1}{-2k_ic_1}}\right) - \ln\left(\sqrt{\frac{e^{-2k_ic_2} - 1}{-2k_ic_2}}\right)$	***Ecart relatif***
C_1=O.37 & C_2=3.37	***-0.574***	***-0.571***	***0.6 %***
C_1=O.37 & C_2=7.49	***-1.40***	***-1.35***	***3.7 %***

tableau 3-4Effet de la largeur du cadre sur le décalage vertical de la courbe, x_R=27.6 mm, 100V

On vérifie que l'écart entre les courbes est en accord avec le modèle et ainsi que l'effet de la largeur du cadre d'étude est parfaitement pris en compte.

3.4. Application à la mesure de la longueur d'onde

Nous avons remarqué une symétrie dans le diagramme morphologique de l'analyse par ligne horizontale sur la figure 3-16. On peut estimer la longueur d'onde de la perturbation par la somme des longueurs moyennes de lignes horizontales noires et blanches (figure 3-21-(a)). L'évolution de cette longueur avec le déplacement de la zone d'étude le long du jet est représentée dans la figure 3-21-(b).
Sur les premiers millimètres, la mesure n'est pas valide du fait qu'il n'y a pas d'oscillations observables sur les images. Les grandes longueurs obtenues sont dues à la légère inclinaison du jet qui crée l'apparition de longues lignes ouvertes et fermées. Les trois jets étudiés présentent une longueur de rupture différente, comme cela avait été remarqué sur la figure 3-19. On observe une stabilisation de la longueur calculée sur les *15* derniers millimètres de chaque jet étudié. Cette zone correspond à la zone de croissance de l'onde où les oscillations sont observables par le système optique. On vérifie que cette longueur d'onde varie peu le long du jet. Cette longueur d'onde est calculée sur cette zone du graphique, lorsque l'analyse tient compte du plus grand nombre de lignes possibles. La longueur d'onde ne semble pas changer significativement avec l'augmentation de η_0 (Tableau 3-5).



(a) **(b)**

figure 3-21 Analyse morphologique pour différentes séries

Ceci est attendu, puisque c'est la fréquence d'excitation du jet et la vitesse débitante qui contrôlent la longueur d'onde et non pas l'amplitude de perturbation.

λ (mm)	***100 V***	***500 V***	***1000 V***
Présente analyse	***2.07***	***2.14***	***2.17***
Adeline et al.	***2.35***	***2.73***	***2.73***
Ecart relatif	***12 %***	***22 %***	***20 %***

Tableau 3-5 Calcul de la longueur d'onde de perturbation

3.5. Critique du modèle / Application de la P.O.D.

Nous avons vu que des paramètres issus de l'analyse morphologique-statistique semblent être un bon révélateur de phénomènes physiques. Un modèle a été utilisé dans le cas du jet de Rayleigh et son utilisation a permis de mesurer avec une assez bonne précision le taux de croissance spatiale d'ondes de perturbation. Néanmoins, deux hypothèses ont été émises lors du calcul de l'expression de l'écart type. En effet, nous avons considéré un nombre infini d'images dans la série (equ. 3-20) alors que l'échantillon expérimental n'en contient que cent et nous avons postulé l'équiprobabilité des phases des oscillations.

figure 3-22 moyenne des images traitées de la série 500V

La figure 3-22 est l'image moyenne des images de la série après traitement. Ainsi le niveau de gris est proportionnel à la probabilité d'un pixel de représenter l'état liquide. On observe donc que certaines phases d'oscillations sont plus présentes que d'autres. La condition d'équiprobabilité des phases est donc à remettre en cause.

Nous allons maintenant utiliser un traitement d'image particulier en vu de sélectionner une sous-série d'images vérifiant l'hypothèse d'équiprobabilité.
La P.O.D. (Proper Orthogonal Decomposition) est une procédure linéaire qui décompose une série de signaux en un ensemble de fonctions orthogonales. Cette procédure mathématique est utilisée pour l'analyse des champs de vitesses turbulents *(Lumley et al.[78])* obtenus par PIV (Particle Imagery Velocimeter). Le principe de décomposition a été adapté à l'analyse d'images par *Lalizel [70]* dans son étude de l'écoulement d'un jet de gaz annulaire. Cette analyse est également capable de compresser le volume d'une série d'images.
Dans notre étude, les signaux sont les N images. La matrice $R(m,n)$ résulte d'un produit scalaire, pixel à pixel, des niveaux de gris des images de la série prises deux à deux (m et n):

$$R(m,n) = \sum_{i,j} \mathrm{Im}_m(i,j) \cdot \mathrm{Im}_n(i,j) \qquad \textit{equ. 3-26}$$

$Im_m(i,j)$ est le niveau de gris du pixel de la $i^{\text{ème}}$ colonne est de la $j^{\text{ème}}$ ligne de l'image m. La P.O.D. consiste à diagonaliser cette matrice. On définit ainsi des modes propres Φ_t qui sont des matrices de réels de la dimension des images analysées, orthogonales entre elles. Chaque image de la série peut donc être décomposée sur la base des N modes-images propres :

$$\mathrm{Im}_l(i,j) = \sum_{t=1}^{N} a_{t,l} \cdot \phi_t(i,j) \text{ avec } a_{t,l} = \sum_{i,j} \mathrm{Im}_l(i,j) \cdot \phi_t(i,j) \qquad \textit{equ. 3-27}$$

Le coefficient $a_{t,l}$ est appelé coefficient de reconstruction de l'image l à partir du mode t. Ce coefficient a la dimension d'un niveau de gris et sera d'autant plus grand que le rôle du mode t dans la reconstruction de l'image l est important. Chaque mode joue un rôle plus ou moins important dans la reconstruction de l'ensemble des images d'une série. Ce rôle est mesuré grâce à la variable énergétique de ce mode :

$$\lambda_t = \left\langle a_t \cdot a_t^* \right\rangle \qquad \textit{equ. 3-28}$$

Le vecteur a_t est de dimension l, de coordonnées $a_{t,l}$. Ainsi, chaque mode est classé, par ordre croissant de son énergie, selon son rôle dans la reconstruction des images. Dans la figure 3-23, sont représentés les modes les plus énergétiques de notre série d'images. Dans le but de les visualiser, les modes sont convertis en images via une relation linéaire entre niveaux de gris et valeurs des modes. Le blanc correspond à la valeur maximale du mode et le noir à sa valeur minimale.

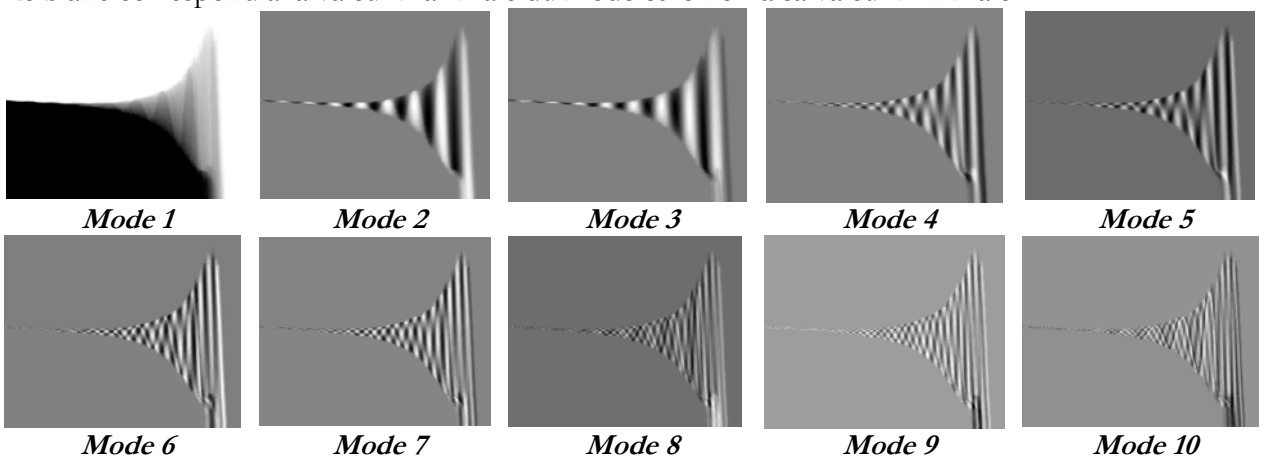


figure 3-23 Modes propres de la P.O.D. de la série d'images

Comme nous l'avons expliqué précédemment, le premier mode (le plus énergétique) est le mode qui contient l'information la plus utilisée dans l'ensemble des images de la série. On observe que l'image de ce mode est très proche de l'image moyenne de la série. Les premiers modes contiennent les structures les plus robustes et communes rencontrées dans la série alors que les modes les moins énergétiques contiennent les petites structures utiles à la reconstruction des détails présents dans quelques images. Cet ainsi que la P.O.D. peut être utilisée en compression d'images, en ne conservant que les modes les plus énergétiques et les coefficients de reconstruction de chaque images associés.

L'observation du mode *2* montre la présence d'oscillations qui sont certainement utilisées, lors de la reconstruction des images, pour la suppression des oscillations persistantes dans notre série d'images.
La figure 3-24, présente les coefficients de reconstruction $a_{1,i}$ et $a_{2,i}$ associés aux modes *1* et *2* pour l'ensemble des images de la série dans leur ordre d'acquisition. Comme attendu, on vérifie que le mode *1* a un rôle largement prédominant dans la reconstruction de l'ensemble des images. De plus, ce rôle semble constant, ce qui signifie que l'on retrouve dans le mode *1* l'information commune à l'ensemble des images. On observe aussi une étrange continuité de la courbe correspondant au mode *2*. Ceci est important car cela montre que l'acquisition temporelle est liée à la dynamique du jet et par conséquent, que la série d'images n'est pas une série statistique. En fait, il s'avère que la fréquence d'excitation du jet[10] était *20* fois la fréquence d'acquisition. Un faible déphasage entre les deux appareils provoque le déplacement continu des oscillations le long de la série d'images.
Le mode *2*, comme les suivants, semble jouer un rôle périodique dans la reconstruction des images. Cette période correspond au nombre d'images nécessaires à la description d'une période d'oscillation de l'interface.

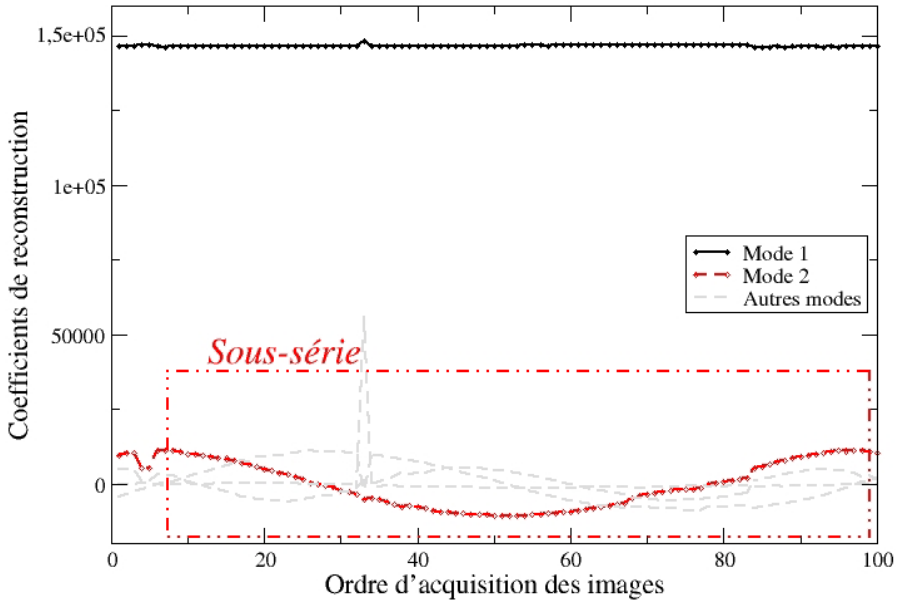


figure 3-24 Coefficients de reconstruction des modes 1 et 2

Ainsi, si nous voulons sélectionner une sous-série d'images dont les phases φ_i sont équiprobables, nous devons sélectionner un ensemble d'images représentant une période. Dans ce but, nous avons sélectionné les images *7-96*. Une légère différence de la morphologie du jet pour une image donnée peut conduire à la discontinuité de la courbe des coefficients de reconstruction (figure 3-24, image *34*).

Série initiale ***Sous-série***

figure 3-25 Effet du filtrage P.O.D. sur l'image moyenne

[10] S. Adeline a excité le jet à la fréquence de 500 Hz, fréquence de perturbation optimum prédite par la théorie de Rayleigh. La caméra enregistrait 25 images par seconde.

Cette sous-série, constituée de *89* images, vérifie l'hypothèse d'équiprobabilité. Nous pouvons, par conséquent, lui appliquer l'analyse morphologique afin de tester la robustesse de la méthode à cette hypothèse de base. La comparaison des résultats obtenus est présentée dans la figure 3-26. On constate qu'il y a une parfaite superposition des courbes issues des deux séries d'images. Nous pouvons donc conclure que l'analyse morphologique est particulièrement robuste à l'hypothèse d'équiprobabilité.
Pour vérifier la robustesse de l'analyse face aux nombres d'images, celle-ci a également été appliquée à une seule image (la *52*ème image). Ce cas est, bien-entendu, le plus statistiquement défavorable. Cependant, on observe bien le comportement attendu, et la mesure du taux de croissance est déjà possible.

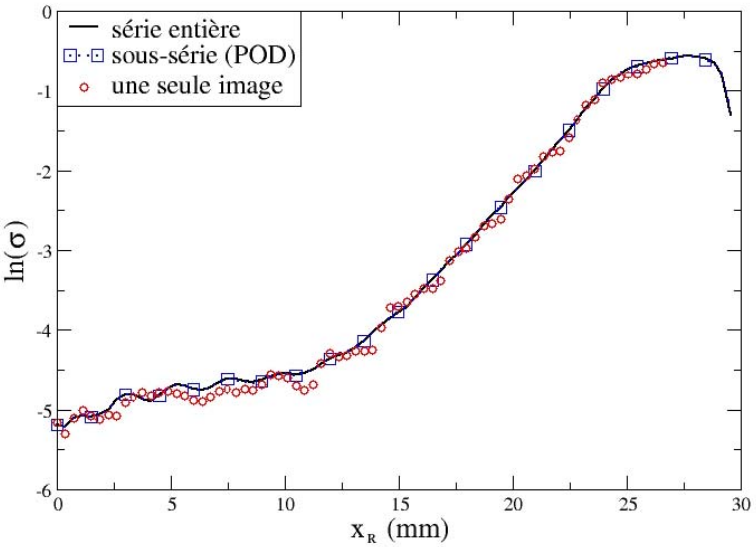


figure 3-26 Analyse morphologique pour différentes séries

3.6. Conclusion

D'après l'étude de la perturbation du jet Rayleigh, on a montré que l'analyse morphologique statistique, semble être particulièrement robuste. Cette analyse est illustrée par un exemple d'exploitation des diagrammes morphologiques obtenus. L'analyse morphologique-statistique est un outil de quantification morphologique capable d'extraire d'une série d'images, des informations exploitables pour l'analyse des phénomènes d'atomisation des jets liquides.
Cette section nous a également permis d'introduire la P.O.D., autre outil original de filtrage non linéaire. L'analyse P.O.D. a permis de mettre en évidence l'aspect dynamique d'une série d'images et d'en extraire une sous série répondant à un critère d'équiprobabilité des états physiques observés.

4 L'analyse entropique d'images

L'analyse statistique d'images nécessite une importante base de données d'images. Le nombre d'images nécessaires à l'extraction d'une information via le traitement d'images est dépendant de tant de paramètres qu'il est impossible d'établir une loi universelle prédisant le nombre d'images à acquérir avant leur traitement.
Par ailleurs, il arrive que quelques images d'une série soient « hors-norme » et, le plus souvent, non exploitables. On doit extraire de la base de données ces images qui sont susceptibles de perturber l'analyse. Il est alors indispensable d'utiliser un outil capable de détecter ces images hors-norme.
Nous proposons ici, un outil basé sur la théorie de l'information de Shannon, capable de répondre à ces deux attentes.

4.1. Calcul de la cartographie entropique

Le calcul entropique d'une image repose sur le fait que le niveau de gris d'un pixel renseigne sur l'état physique d'un point précis du plan observé par la caméra. Dans le cas, par exemple, d'images de jets liquides en fond lumineux, l'application du seuillage va permettre de discerner au moins deux états possibles du pixel : l'état liquide (noir) et celui gazeux (blanc). Si quel que soit le nombre d'images acquises, le pixel étudié est toujours noir, la probabilité de ce pixel d'être noir est par conséquent, égale à un et celle d'être d'un autre niveau de gris est nulle. Le système est alors localement physiquement parfaitement connu. La connaissance d'un système pouvant avoir un nombre fini d'état est quantifiable par le calcul de son entropie. L'entropie statistique, introduite par Shannon, est particulièrement connue pour sa description de l'équilibre thermodynamique (*Boltzman*). Elle se calcule à partir de la probabilité d'occurrence de chacun des états physiques dénombrables. Ainsi, l'ensemble des états i dotés d'une probabilité d'occurrence P_i permet de définir l'entropie :

$$E^* = \sum_i - P_i \ln(P_i) \qquad \textit{equ. 3-29}$$

L'entropie est nulle pour un système parfaitement connu (cas du pixel invariablement noir). Elle est maximum lorsque les états physiques sont équiprobables. L'équiprobabilité dénonce une incapacité à définir l'état du pixel étudié puisqu'il a autant de chances d'appartenir à l'ensemble des états possibles. Si on dénombre ε états possibles, l'équiprobabilité force tous les P_i a être identiques :

$$P_i = 1/\varepsilon \qquad \textit{equ. 3-30}$$

La valeur de l'entropie associée à cette situation est l'entropie maximale :

$$\max(E^*) = \ln(\varepsilon) \qquad \textit{equ. 3-31}$$

On peut donc normaliser l'entropie en la divisant par cette valeur :

$$E = \frac{\sum_i - P_i \ln(P_i)}{\ln(\varepsilon)} \qquad \textit{equ. 3-32}$$

L'entropie $E=1$ indique que le système ne subie aucune contrainte puisque chaque état est visité de la même manière et $E=0$ caractérise une contrainte qui impose un déséquilibre maximum dans la répartition des états. Ainsi, chaque pixel d'une suite de N images est défini par son entropie normalisée. Le nombre d'états ε est soit connu via le seuillage appliqué aux images, soit égal au nombre d'états discernables par l'image (nombre de niveaux de gris). Il peut également être déterminé automatiquement par le nombre d'états rencontrés durant l'analyse. Cependant, ce nombre d'états considérés doit être le même pour l'ensemble des pixels.
La cartographie entropique obtenue est une image de nombres réels qui quantifie et localise les zones de fluctuation et de déséquilibre des états physiques.

4.2. Comparaison entropie /écart-type

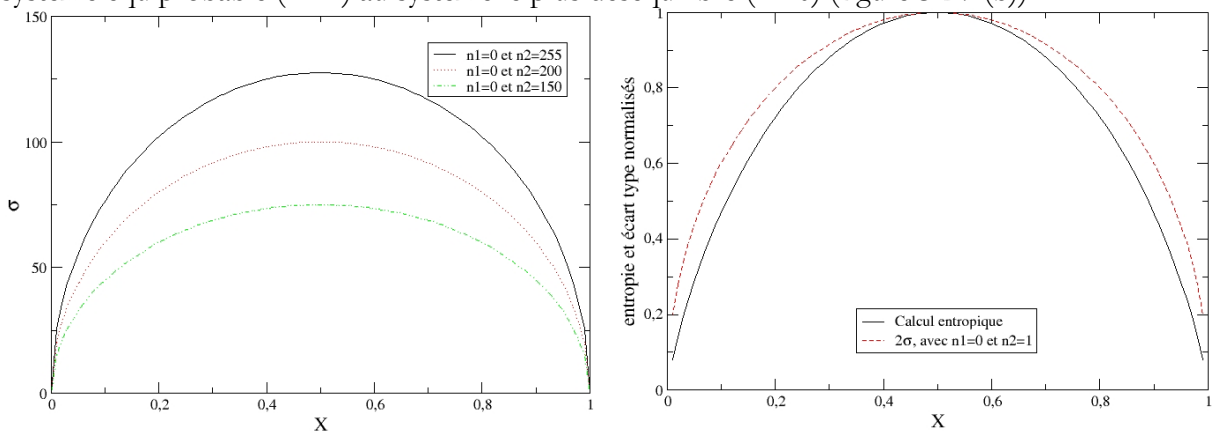
Le calcul de l'écart-type des niveaux de gris d'une série d'images renseigne également sur la fluctuation des états puisqu'il mesure un écart au niveau de gris moyen. Nous allons montrer ici la différence entre les deux analyses. Pour ce faire, considérons tout d'abord la fluctuation d'état d'un pixel mesuré sur N événements pouvant avoir deux états distincts ε_1 et ε_2. L'état ε_1, associé au niveau de gris n_1, est visité m fois, on définit ainsi sa probabilité d'occurrence :

$$X = \frac{m}{N} \qquad \textit{equ. 3-33}$$

Par conséquence, la probabilité d'occurrence de l'état ε_2 définit par le niveau de gris n_2 est $(1-X)$. L'écart-type et l'entropie caractérisant la connaissance de l'état de ce pixel en fonction de la probabilité X sont donc :

$$E = \frac{-X\ln(X) - (1-X)\ln(1-X)}{\ln(2)} \text{ et } \sigma = \sqrt{X(1-X)(n2-n1)^2} \qquad \textit{equ. 3-34}$$

On observe en premier lieu que le niveau de gris utilisé pour chaque état physique intervient uniquement dans le calcul de l'écart type (figure 3-27-(a)) alors que le calcul entropique ne se base que sur la probabilité d'occurrence des états. Dans le cas des états binaires, pour normaliser l'écart-type, il nous faut le diviser par la différence de niveaux de gris et le multiplier par deux. On vérifie sur la figure 3-27-(b) que la courbe de l'écart type, après normalisation, donne la même tendance que celle de l'entropie. L'entropie et l'écart type normalisés évoluent tous deux continûment d'un système équiprobable (E=1) au système le plus déséquilibré (E=0) (figure 3-27-(b)).



(a) différents calculs d'écart-type ***(b) comparaison écart-type / entropie***

figure 3-27 Différence entre écart-type et entropie pour un pixel à deux états

Si les deux courbes ont la même tendance, on note tout de même que l'écart-type majore toujours la courbe entropique. Cela indique que l'écart type est plus sensible à la perturbation d'un état que l'entropie.

Prenons maintenant la cas où le seuillage permet de différencier trois états physiques. Nous utiliserons, par la suite, ce type de seuillage pour différencier le jet Diesel, le spray qui s'en détache et du gaz environnant. Par rapport à la proportion des deux premiers états, l'ajout d'un troisième ne va modifier l'entropie qu'en fonction de l'occurrence de ce troisième état. Alors que l'écart-type dépendra également de la valeur de son niveau de gris. Dans ce cas, il est impossible de normaliser la « connaissance du système » via le calcul de l'écart type entre les valeurs *0* et *1*.

Ainsi, l'usage de l'entropie ou de l'écart type pour caractériser la connaissance d'un système dépend de la façon dont les états sont distingués les uns des autres.

Si l'analyse est effectuée sur une série d'images seuillées présentant un nombre variable d'états parfaitement distingués les uns des autres, l'entropie est plus objective que l'analyse par écart-type. Par contre, si l'analyse se produit directement sur des images en niveaux de gris continus, l'entropie n'est alors peut être pas le meilleur indice. En effet, des niveaux de gris très proches et parfois fluctuants vont indiquer la proximité à un même état physique, qui seront pourtant dissociés par le critère entropique. L'information du niveau de gris est alors importante et l'utilisation de l'écart-type semble plus appropriée.

L'entropie mesure la connaissance d'un système caractérisé par un certain nombre d'états distincts sans être influencé par ce qui les différencient les uns des autres.

4.3. L'analyse entropique appliquée à des séries d'images

Considérons un pixel visité tour à tour par deux états physiques distincts de façon équiprobable (*0, 1, 0, 1, 0, 1* etc.…). Si un nombre infini de mesure des états du pixel est effectué, on conclura à l'équiprobabilité des états et, par conséquent à l'entropie *E=1*. Cependant, un nombre de mesures infini des états n'est pas réalisable et, il est intéressant de savoir à partir de combien de mesures on

peut conclure à la connaissance de l'état du système. La figure 3-28 montre l'évolution de l'entropie de ce pixel en fonction du nombre d'évènements pris en compte.

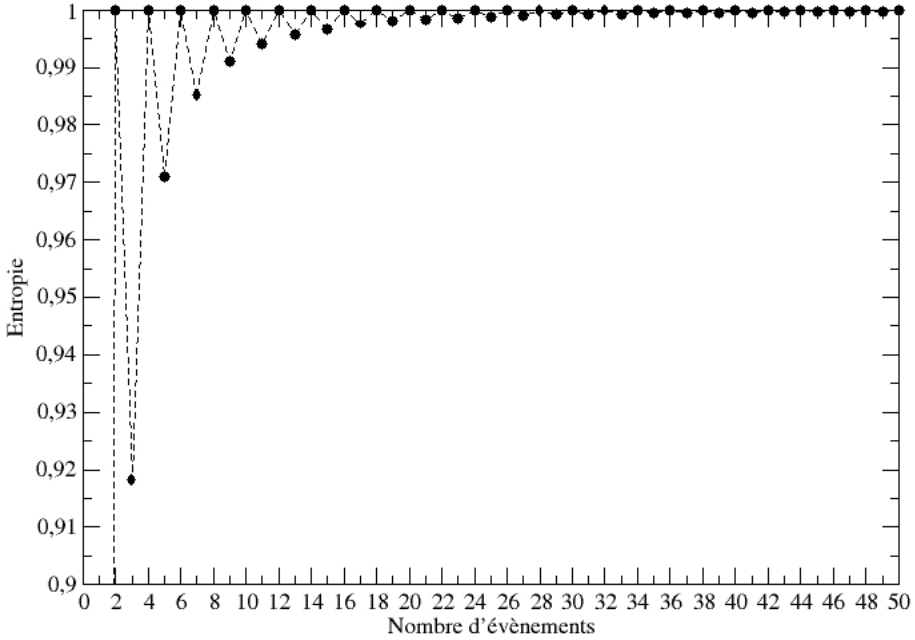


figure 3-28 Evolution entropique de l'état d'un pixel binaire en fonction du nombre d'échantillons

Avec un seul état du système connu, l'entropie est toujours nulle. Pour un nombre pair d'échantillons, les deux états ont été visités le même nombre de fois, l'équiprobabilité est respectée est l'entropie vaut *1*. Dans le cas d'un nombre impair d'échantillons, l'un des deux états est surpeuplé d'un événement relativement à l'autre. La convergence de l'entropie vers la valeur 1 indique que cette surpopulation devient négligeable devant le nombre d'échantillons utilisés pour le calcul. Cet exemple montre bien que la stabilisation de l'évolution de l'entropie en fonction du nombre d'évènements est bien révélatrice d'un nombre suffisant d'évènements pour décrire statistiquement l'état du pixel étudié.

Ainsi, un critère permettant la détermination d'un nombre suffisant d'évènements, pour décrire statistiquement l'état d'un pixel, dépend de la variation de l'entropie des états de ce pixel.

Reprenons le cas d'un pixel caractérisé par deux états. Considérons que la probabilité d'occurrence de l'état ε_1 est X_{N-1} lorsque la série contient $N-1$ échantillons. La probabilité d'être à l'état ε_2 est alors $1-X_{N-1}$. Le $N^{ème}$ évènement déstabilise l'état du système. Nous choisissons de faire correspondre ce $N^{ème}$ évènement à l'état ε_1. La probabilité de cet état après lecture du $N^{ème}$ échantillon devient :

$$X_N = \frac{X_{N-1} \cdot (N-1) + 1}{N} \qquad \textit{equ. 3-35}$$

Ainsi, la variation de l'entropie correspondant à l'ajout d'un $N^{ème}$ évènement vaut :

$$\Delta E_N = \frac{-X_{N-1}\ln(X_{N-1}) - (1-X_{N-1})\ln(1-X_{N-1}) + X_N \ln(X_N) + (1-X_N)\ln(1-X_N)}{\ln(2)} \qquad \textit{equ. 3-36}$$

La figure 3-29 présente ΔE_N pour différents nombre d'évènements et différentes valeurs de X_{N-1}.

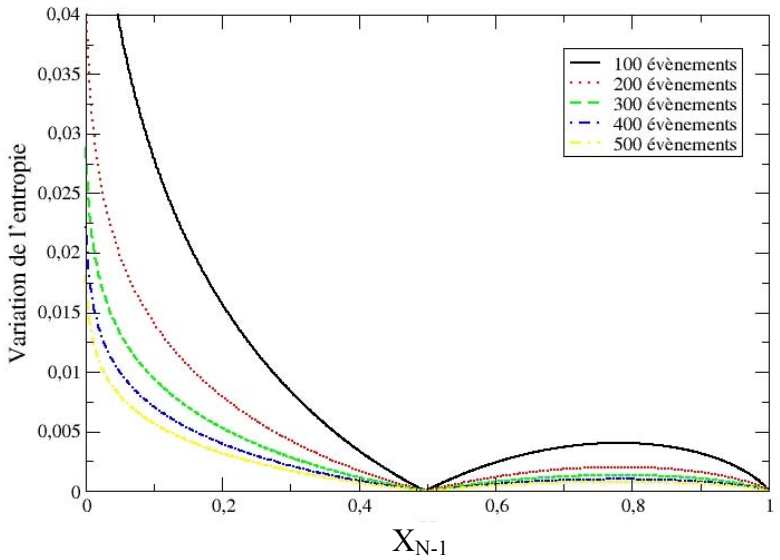


figure 3-29 Variation entropique en fonction du nombre d'évènements et de la probabilité des états binaires

On observe, comme attendu, que lorsque $X_{N-1}=1$ (tous les événements ont désigné l'état ε_1), l'ajout d'un nouvel évènement à ce même état ne change rien à l'entropie. De même, lorsque l'ajout d'un évènement conduit à l'équiprobabilité des états, l'entropie varie très peu ($X_{N-1}=0.5$). A l'opposé, lorsque $X_{N-1}=0$, l'ajout d'un état ε_1 coïncide avec l'apparition de cet état ce qui conduit à une variation de l'entropie importante.
On vérifie également, sur cette figure, que plus le nombre d'évènements est important, plus la variation d'entropie est faible. Un critère pour estimer que le nombre d'évènements est suffisant pour caractériser l'état du système peut consister à tenir compte d'un nombre d'évènements suffisant pour que la variation de l'entropie soit inférieure à une valeur limite.

Jusqu'ici, nous avons étudié l'évolution entropique d'un seul pixel alors que les images en contiennent un très grand nombre. Nous devons donc observer l'évolution et la variation d'une entropie globale de l'image. Pour cela nous définissons deux paramètres dépendants de l'expression de l'entropie du pixel p défini sur les N premières images de la série E_N^p.
L'entropie généralisée correspond à la moyenne de l'entropie de chaque pixel divisée par le nombre de pixels actifs *Nbpa*. Un pixel est considéré actif lorsqu'il change au moins une fois d'état et participe à la création de l'entropie généralisée.

$$E_N = \frac{\sum_p E_N^p}{Nbpa} \qquad \textit{equ. 3-37}$$

On mesure également la variation entropique :

$$V_N = \sqrt{\frac{\sum_p \left(E_N^p - E_{N-1}^p\right)^2}{Nbpa}} \qquad \textit{equ. 3-38}$$

Ces deux fonctions ont un intérêt triple :

- La convergence de E_N vers une valeur fixe (équivalant à la convergence de V_N vers 0) indique que l'apport de nouvelles images conforte l'information déjà apportée par les images précédentes. Le nombre d'évènements pris en compte est alors statistiquement suffisant.
- Une évolution continue de ces courbes indique que les états rencontrés suivent une dynamique retranscrite par les images dans leur ordre d'acquisition[11].

[11] Ceci équivaut à l'information obtenue avec les coefficients de reconstruction de l'analyse P.O.D. (Chapitre 3 :3.5.)

- Une brutale variation de ces courbes indique la présence d'une image hors-norme qu'il convient d'extraire de la série.

Pour illustrer ces propriétés, nous allons utiliser une série d'images synthétiques. Les images représentent un détachement périodique de gouttelettes (figure 3-30). Elles contiennent trois états distincts : une nappe liquide en noir, la phase gazeuse en blanc et des gouttelettes en gris. La série est constituée d'un nombre variable d'images dont la largeur correspond à la longueur de trois périodes du phénomène (cadre dans la figure).

figure 3-30 Image gabarit d'un phénomène périodique, constituée de trois états physiques distincts

Les images extraites du gabarit ne sont pas identiques, elles contiennent chacune une portion différente de l'image gabarit. Deux analyses différentes ont été faites :

1. Les images, dans leur ordre d'analyse, correspondent à une translation progressive du phénomène (du cadre). Un total de 186 images est nécessaire pour que la translation balaye une période entière du phénomène.
2. Les images analysées correspondent au positionnement aléatoire du phénomène.

La figure 3-31 représente l'évolution de l'entropie généralisée ainsi que sa variation en fonction du nombre d'images analysées et ceci pour les deux cas précités.
On vérifie que ces courbes sont continues dans le cas de la série ordonnée et discontinues dans l'autre cas. Dans la série ordonnée, à chaque fois que l'analyse tient compte d'un nombre d'images multiple de *186* (traits pointillés verticaux), l'ensemble des états physiques ayant été visités le même nombre de fois, l'entropie généralisée prend sa valeur asymptotique. Ailleurs, l'ajout d'autres états physique crée un déséquilibre de leurs probabilités d'occurrence ce qui diminue l'entropie généralisée.

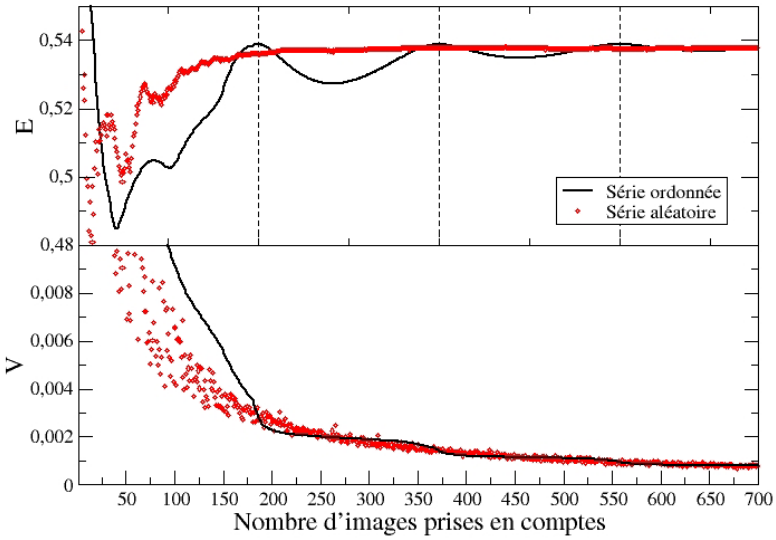


figure 3-31 Evolution de l'entropie généralisée et de sa variation

On observe, comme attendu, que l'écart de l'entropie à sa valeur asymptotique s'amenuise au fur et à mesure que l'analyse tient compte d'un nombre croissant d'états précédemment rencontrés. Cette convergence est atteinte plus rapidement avec la série aléatoire. Dans cette série, les probabilités d'occurrence des différents états physiques ne se peuplent et dépeuplent plus de manière continue comme dans la série précédente. Néanmoins, le paramètre de variation de l'entropie généralisée,

caractéristique de la suffisance statistique d'évènements, décroît de la même manière pour les deux séries.
Dans ce cas l'analyse tient compte d'images de même nature. Voyons maintenant la sensibilité de l'analyse entropique à l'apparition de nouveaux états correspondant à présence d'images « hors-norme ». Pour ce faire, nous remplaçons dans la série continue la 60ème image par une image noir.
La figure 3-32 présente l'entropie généralisée et sa variation pour cette nouvelle série. On observe que l'entropie généralisée chute brutalement à la première prise en compte de l'image hors-norme, ce qui à un effet conséquent sur la valeur asymptotique de l'entropie généralisée. Cependant les occurrences suivantes de cette image noire semblent moins perturbatrices pour ce paramètre. Ceci est dû au fait que l'état physique associé à cette image « hors-norme » a déjà été rencontré. Le paramètre de variation d'entropie généralisée détecte parfaitement la présence de ces images hors norme. La récurrence de cette image tend à faire penser qu'elle est bien représentative du phénomène étudié auquel cas, chaque pic du paramètre V diminue en amplitude. Si cette image fait réellement partie des états physiques possibles du phénomène analysé, l'analyse entropique nous montre qu'il faut encore acquérir un grand nombre d'images afin que cet état soit statistiquement correctement pris en compte.

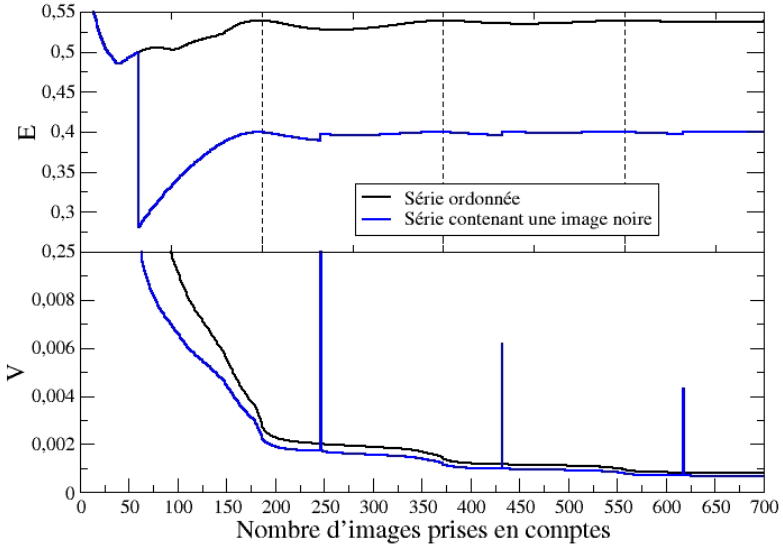


figure 3-32 Effet de la présence d'une image « hors-norme »

La figure 3-33 représente les cartographies d'entropies $E(i,j)$ obtenues en tenant compte de *1860* images (soit *10* périodes) et ceci pour les séries ordonnée et aléatoire.

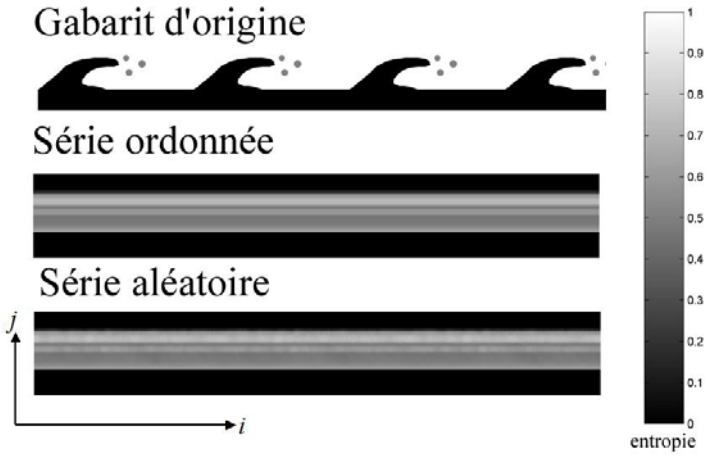


figure 3-33 Comparaison des cartographies d'entropie

La cartographie correspondant à la série ordonnée présente le même profil vertical de niveaux entropiques tout le long de l'image. Ceci s'explique par le fait que le long de chaque ligne horizontale, les pixels ont rencontré les mêmes états de niveaux de gris le même nombre de fois. Ceci n'est plus vrai sur la série aléatoire où certaines images sont apparues plus que d'autres. Dans les deux cas, on recense des bandes horizontales de valeur entropique élevée. Ces bandes correspondent aux lignes sur lesquelles les trois états peuvent être rencontrés. La figure 3-34 présente la variation de l'entropie le long d'une ligne horizontale sur laquelle les trois états sont rencontrés.

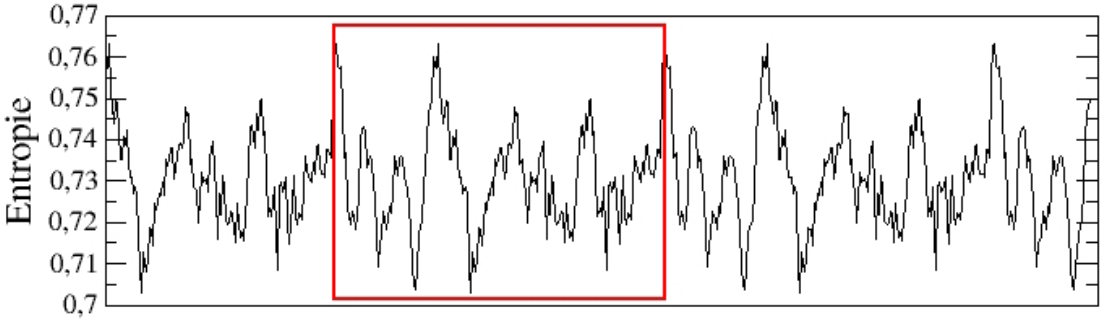


figure 3-34 période de fluctuation de l'entropie le long de l'axe i.

D'importantes fluctuations d'entropie sont observées le long de cette ligne. Certaines images sont analysées plusieurs fois et d'autres pas du tout. Des décalages de la structure étudiée sont donc plus visités que d'autres. Ainsi, à certaines positions, on rencontre davantage certains états qu'à d'autres endroits. Ceci explique les fluctuations qui sont observées ainsi que leur échelle de taille qui sont, par conséquent, liées à la taille des structures rencontrées. Cependant, l'ensemble des images présente toujours une parfaite reproductibilité spatiale des structures. Ainsi, les fluctuations rencontrées à une certaine position sont nécessairement rencontrées de nouveaux après translation d'une longueur d'onde du phénomène. Ceci est vérifié dans la figure 3-34, qui répète un schéma de fluctuation (cadre) dont la longueur est égale à la période du phénomène.
Les fluctuations présentes dans la cartographie d'entropie sont donc liées à la taille et à la longueur d'onde des structures observées.

CHAPITRE 4 : LE GRANULOMETRE PAR IMAGERIE

« La différence se mesure parfois dans les plus infimes détails. » (John Pawson)

1 Revue bibliographique 103
1.1. Le problème du défaut de mise au point 103
1.2. Les paramètres de tailles et de formes des gouttes. 106
1.3. La séparation des objets en superposition 109
2 Le modèle de Réponse impulsionnelle d'un système optique 111
2.1. La modélisation des gouttelettes 112
2.2. La modélisation de l'image de la goutte 113
2.3. La correction du rayon mesuré 115
2.4. Détermination de la position du plan objet 116
3 Les traitements d'images utilisés 119
4 La détection de gouttes sphériques en superposition partielle 121
5 Les paramètres de gouttes 126
5.1. Les paramètres de tailles 126
5.2. Le diamètre et le contraste minimum 127
5.3. Les paramètres de forme 128
5.4. Illustration du filtre morphologique 130
6 L'étalonnage du granulomètre 132
6.1. L'étalonnage de la correction des diamètres mesurés 132
6.2. L'étalonnage de la largeur de la réponse impulsionnelle 134
6.3. L'effet de la morphologie des gouttes sur l'exploitation du modèle 137
7 Le modèle de superposition totale de gouttes 138
8 Validation du granulomètre avec un spray ultrasonique 143
8.1. L'injection ultrasonique 143
8.2. L'analyse par le granulomètre à diffraction 144
8.3. L'analyse par le granulomètre phase-Doppler 145
8.4. La granulométrie par traitement d'images 146
8.4.a Le choix des paramètres de filtrage 147
8.4.b Effet de l'application des filtres sur les paramètres de gouttes 150
8.4.c Calcul de la granulométrie 153
8.5. La comparaison des résultats 155
9 Conclusion concernant le granulomètre développé 157

Chapitre 4 : Le granulomètre par imagerie

Un granulomètre basé sur l'analyse d'images a été développé durant ce travail de thèse. Celui-ci, exploite des outils de base précédemment exposés (Chapitre 3 :1) et un modèle d'imagerie initialement développé par Blaisot & Ledoux [15]. Nous verrons que ce modèle, outre la correction du diamètre mesuré d'une goutte, permet la détermination de la position spatiale des gouttes dans les trois directions, ce qui autorise la définition d'un volume de mesure. Ce granulomètre permet également la caractérisation morphologique des gouttelettes analysées. Ceci élargit le champ de l'analyse granulométrique des sprays à l'analyse de leur forme, et ouvre la voie à une autre forme de caractérisation des phénomènes d'atomisation.
Afin d'apprécier à leur juste valeur les atouts de ce granulomètre, une brève revue concernant les techniques et les problématiques de la granulométrie par traitement d'image est proposée. Nous décrivons ensuite le modèle d'imagerie utilisé ainsi que les traitements d'images utilisés.
Un modèle de correction de la superposition totale des gouttelettes dans les images, basée sur l'équation de Poisson est présenté.
Pour finir, la validation de ce granulomètre est faite sur un spray ultrasonique en comparaison avec les résultats obtenus par deux granulomètres industriels.

1 Revue bibliographique

L'analyse d'image est certainement la plus ancienne des techniques ayant permis l'obtention de granulométries d'un spray. Mais à ses débuts, l'expérimentateur devait analyser goutte par goutte des photographies ou des holographies du spray rétro-projetées. Ce travail, extrêmement laborieux, a été délaissé au profit d'autres techniques comme le granulomètre à diffraction. Le développement récent de l'informatique à permis la démocratisation de micro-ordinateurs extrêmement puissants. Aujourd'hui, l'analyse est directement faite par ordinateur. C'est pourquoi, on observe un retour en force de cet outil qui s'avère de plus en plus puissant et robuste.
La granulométrie par imagerie se base sur l'analyse d'images ou de photographies de sprays. Un fond lumineux diffus est placé derrière le spray. Les images obtenues représentent l'ombre portée des gouttes sur le capteur CCD de la caméra ou la pellicule sensible de l'appareil photographique. On parle en fait d'imagerie par transmission. L'analyse de ces images doit permettre la mesure du diamètre des gouttes. Les scientifiques qui ont développé de tels granulomètres ont été confrontés à des effets optiques menant à des erreurs lors de leur estimation de tailles. Les solutions proposées ont donné lieu à une importante publication dans ce domaine.
Chigier [24] en 1991, a décrit les différentes problématiques de l'analyse d'image liées principalement au défaut de mise au point de certaines gouttes. Un état des lieux plus récent a été fait par *Lee & Kim [73],* qui ont comparé les différents critères permettant d'évaluer les effets du défaut de mise au point ainsi que les méthodes de détection des gouttes en superposition.

1.1. Le problème du défaut de mise au point

Plus une goutte s'éloigne du plan de mise au point, plus son contour devient flou et s'élargit.
La plupart des auteurs utilise un seuillage avec $l=50\%$ pour déterminer la taille d'une goutte (tel que décrit dans le chapitre précédent equ. 3-3). L'application d'un tel seuil (figure 4-1) sur les niveaux de

gris, identifie assez fiablement le diamètre d'une goutte lorsque celle-ci est au point. Ce n'est pas le cas des gouttes en défaut de mise au point dont le niveau de seuil modifie fortement le diamètre apparent de la goutte. *Chigier[24]* explique que plus une goutte est en défaut de mise au point, plus son diamètre mesuré après seuillage surestime le diamètre réel. Ceci a pour conséquence, dans la granulométrie, de sous-estimer la population des petites gouttes.

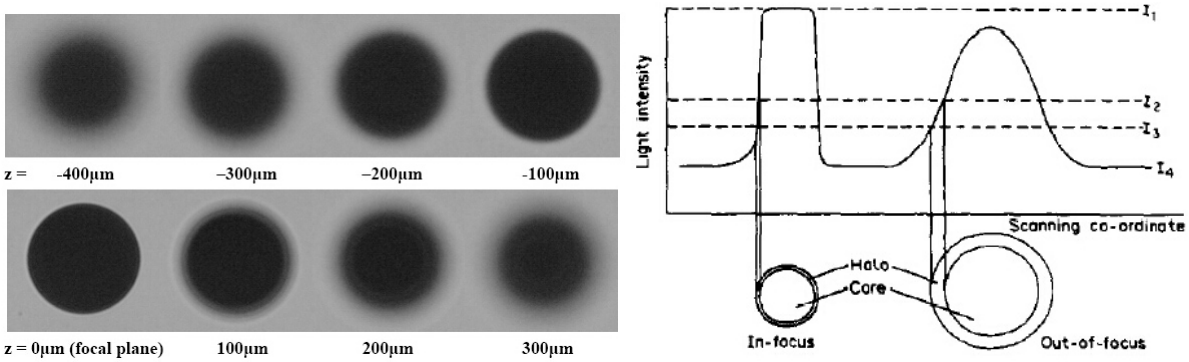


figure 4-1 Illustration du défaut de mise au point. (z est la distance du plan de mise au point)[73]

Une première approche consiste à ignorer l'erreur commise sur l'estimation de chaque goutte et d'apporter une correction globale à la granulométrie obtenue. *Lee et al. [74]* ont ainsi étudié la correction à apporter à la granulométrie obtenue sur la base d'images synthétiques de sprays respectant des distributions du type Rosin-Rammler. Ils ont ainsi montré comment choisir le seuil à appliquer à une image en fonction des paramètres de la distribution synthétique et de la taille des pixels de l'image. Cette correction post-analytique ne s'applique donc qu'à des sprays dont la famille de distribution de taille de gouttes est à priori connue.
Une seconde approche consiste à étudier une à une toutes les gouttes du spray et de ne conserver que les gouttes les plus nettes possibles. Il faut, par conséquent, un critère de défaut de mise au point.

Fantini [32], a proposé de mesurer l'épaisseur du halo h, associé à la variation de niveaux de gris entre deux diamètres résultant de deux seuils I_1 et I_2.

$$h = (d_2 - d_1)/2 \qquad \textit{equ. 4-1}$$

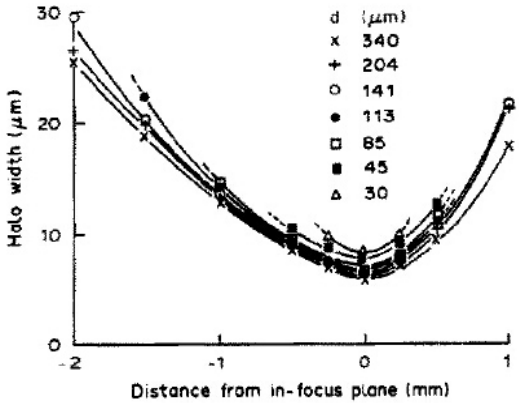


figure 4-2 Quantification du défaut de mise au point [32]

La variation de h en fonction de la position spatiale des gouttes est illustrée sur la figure 4-2. Ainsi, le défaut de mise au point est corrélé de façon **empirique** à la position de la goutte si le diamètre de celle-ci est connu (ou inversement). Un calibrage minutieux permet donc de définir un critère de défaut de mise au point $h<h_{max}(d)$. La valeur maximale de h est choisie de façon à ce que le biais effectué sur la mesure du diamètre d'une goutte en défaut de mise au point soit acceptable. Mais ce critère dépend lui-même de la taille de la goutte : une petite goutte subit plus rapidement les effets du défaut de mise au point qu'une plus grosse.

Il existe d'autres critères de défaut de mise au point qui tiennent compte du gradient de niveaux de gris maximum rencontré dans l'image et du diamètre de la goutte. Par exemple, *Lecuona et al. [72]* utilisent la netteté du spot central apparaissant au centre des gouttes sur les images de spray comme critère de défaut de mise au point. Mais tous ces critères sont toujours basés sur un étalonnage empirique. Et le constat est inchangé : le critère nécessite la connaissance du diamètre de la goutte que l'on ne connaît pas.

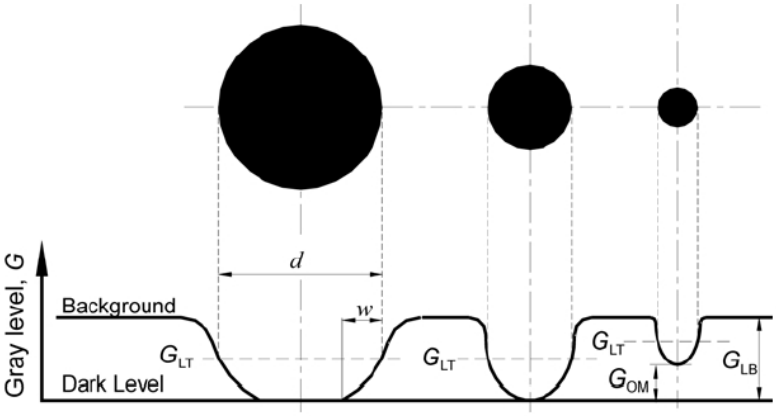


figure 4-3 Illustration du contraste [68]

De plus, *Koh et al. [68]* ainsi que *Lee & Kim [73]* ont mis en évidence que les critères de défaut de mise au point exploitant les gradients de niveaux de gris ne sont pas valides pour les grands diamètres. Pour étendre l'analyse granulométrique à des gouttes plus petites, *Kim & Kim [64]* ont entrepris d'utiliser un critère basé sur le contraste des gouttes. La figure 4-3 présente les profils de gouttes de différents diamètres étant positionnés à la même distance du plan de mise au point. On observe que la plus petite goutte a le plus grand gradient de niveau de gris alors qu'étant la plus petite, elle est la plus susceptible de subir les effets du défaut de mise au point! Par contre, on observe que le niveau de gris minimal n'est pas nul : le contraste a diminué. Cette diminution du contraste est associée aux petits diamètres. Ainsi, le contraste semble un bon indicateur du défaut de mise au point pour les petites gouttes. *Kim et al.* ont alors défini un nouveau paramètre appelé « valeur normalisée du contraste, *VC*» (equ. 4-2). On vérifie sur la figure 4-4 que ce paramètre est effectivement un bon indicateur du défaut de mise au point des plus petites gouttes.

$$VC = \frac{G_{LB} - G_{OM}}{G_{LB}} \qquad \textit{equ. 4-2}$$

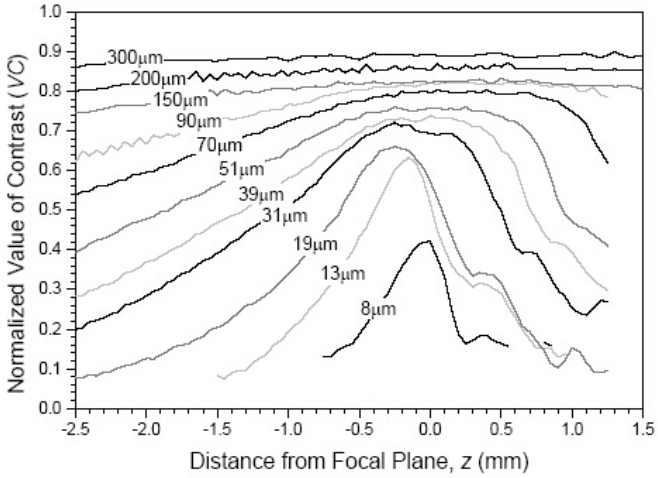


figure 4-4 Etalonnage du défaut de mise au point via le paramètre VC [68]

Le granulomètre idéal doit être capable de mesurer toutes les tailles de gouttes. Il doit donc pouvoir identifier la mise au point de toutes les gouttes. C'est ce qu'ont tenté de faire *Koh et al. [68]* en

utilisant un critère basé sur le gradient de niveaux de gris *GI,* pour les diamètres supérieurs à une valeur critique et le critère basé sur le contraste VC, pour les plus petites gouttes (figure 4-5).

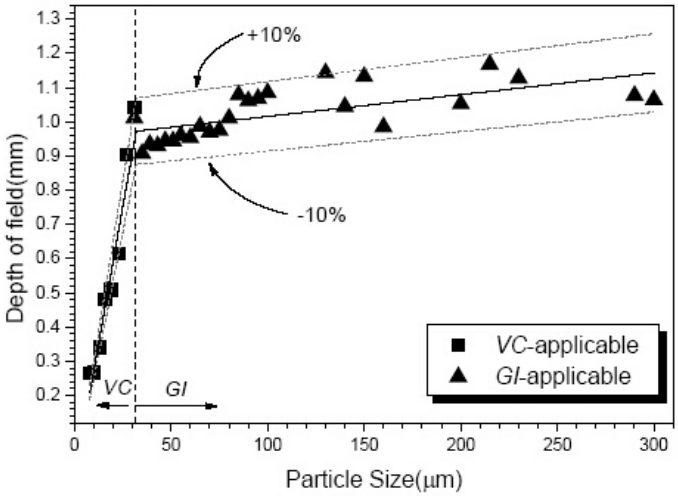


figure 4-5 Utilisation combinée des deux critères [68]

Le diamètre critique est déterminé de façon purement empirique pour chaque configuration expérimentale.
Les auteurs considèrent donc un défaut de mise au point leur permettant une bonne mesure des diamètres. Cependant, étant donné qu'une petite goutte est plus rapidement en défaut de mise au point qu'une plus 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, alors nous éliminons davantage de petites gouttes que de plus grosses. Cet effet surestime également la population granulométrique des gros diamètres.

Une autre approche consiste à analyser l'ensemble des gouttes détectées et de corriger leur diamètre apparent, connaissant leur défaut de mise au point. C'est ce que *Blaisot & Ledoux [15]* ont entrepris à l'aide de la modélisation des processus physiques mis en jeu dans la formation de l'image d'une goutte. Le modèle utilisé permet d'associer à la mesure du contraste d'une goutte la correction à apporter à son diamètre mesuré. Cette correction est indépendante de la distance de la goutte au plan de mise au point. Elle ne tient pas compte de la surestimation des grosses gouttes associée à leur plus grande profondeur de champ.

1.2. Les paramètres de tailles et de formes des gouttes.

Nous avons vu au Chapitre 1 : que la morphologie des gouttes intervient dans les processus d'atomisation secondaire. Des observations qualitatives ont été faites mais on ne trouve pas de véritable analyse quantitative de la morphologie des gouttes. Pourtant en *1991*, *Chigier [24]* recensait l'ensemble des paramètres de formes existant alors dans la littérature. Tous ces paramètres se basent sur les grandeurs caractéristiques représentées dans la figure 4-6.

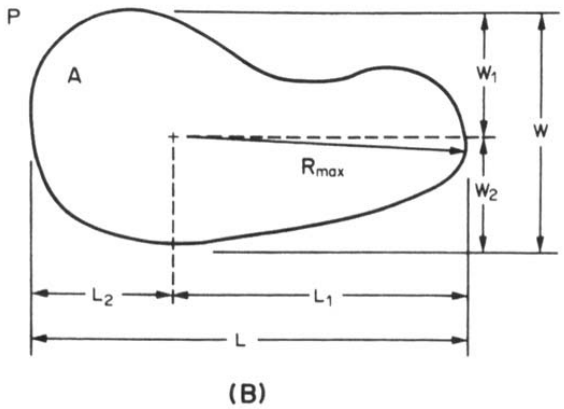


figure 4-6 Illustration des grandeurs caractéristiques d'une goutte déformée. [24]

L'ensemble des paramètres de longueurs repose sur la plus grande longueur détectée *L*.
A partir de ces grandeurs, différents diamètres caractéristiques sont définis :

- D_A, le diamètre d'une goutte sphérique présentant la même surface A : $D_A = \sqrt{4A/\pi}$,
- D_P, le diamètre d'une goutte sphérique présentant le même périmètre P : $D_P = P/\pi$,
- D_{AP},le diamètre équivalent surface/ périmètre : $D_{AP} = 4\,A/P$,
- D_{LW}, le diamètre moyen : $D_{LW} = (L+W)/2$,
- D_{max}, le diamètre majorant : $D_{max}=2R_{max}$.

Le paramètre que nous utiliserons sera le diamètre équivalant sphérique D_A.
A partir de ces mêmes grandeurs, différents paramètres relatifs à la surface projetée de la goutte sont définis :

- A_P, la surface projetée d'une goutte sphérique déduite du périmètre mesuré : $A_P = P^2/4\pi$,
- A_{AP}, le rapport de la surface mesurée par A_P : $A_{AP} = 4\pi A/P^2$,
- A_{max}, la surface majorante : $A_{\max} = \pi R_{\max}^2$,
- A_R, la surface rectangulaire : $A_R = LW$,
- A_E, la surface elliptique : $A_E = \pi\, LW/4$.

A l'aide de ces grandeurs, *Chigier* définit six paramètres de formes :

- *Z*, le facteur d'irrégularité : $Z = D_P/D_A$,
- *EF*, le paramètre d'ellipticité : $EF = A_E/A$,
- *DF*, le paramètre de densité : $DF = A/A_{\max}$,
- *R*, mesure de l'ansiométrie : $R = L/W$,
- *AFW*, le facteur de symétrie : $AFW = L_1/L_2$ et
- *AFL*, un autre facteur de symétrie : $AFL = W_1/W_2$.

Parmi les paramètres de forme précités, seuls les paramètres *EF* et *DF* se basent sur un rapport de surfaces, ce qui est censé leur conférer une importante robustesse[12]. Cependant, ces paramètres utilisent une surface déduite de mesures de longueurs mais aussi de la détection de l'orientation de la goutte. Pour obtenir un paramètre morphologique à la fois robuste et indépendant de l'orientation spatiale de l'élément liquide, *Malot & Blaisot [79]* ont défini le paramètre S_p. Pour définir ce paramètre S_p, on place au centre de gravité de l'élément liquide *S* étudié un cercle S_c de même surface *surface(S)*. L'équation suivante définit le paramètre de sphéricité :

[12] La robustesse est liée à l'erreur relative du comptage des pixels. Cette erreur est plus importante dans le cas d'une mesure d'un périmètre que d'une mesure de surface.

$$\text{Sphéricité} : S_p = \frac{surface[(S \cup S_C) - (S \cap S_C)]}{surface[S]} \qquad \textit{equ. 4-3}$$

Ce paramètre est borné entre 0 et 2. La figure 4-7, présente la variation de ce paramètre pour différentes configurations de formes :

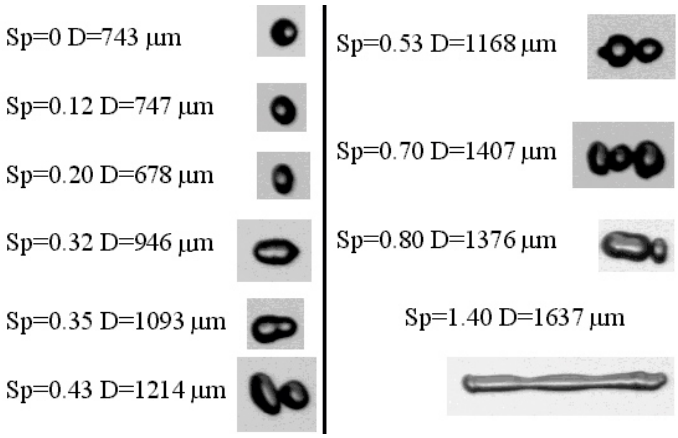


figure 4-7 Illustration du paramètre de sphéricité [79]

On observe que de grandes valeurs de ce paramètre correspondent à la présence de chapelets de gouttes ou d'un ligament.

Il existe une autre possibilité d'analyser la forme d'une goutte à l'aide de son contour. On contourne l'objet étudié et on observe la variation de la distance entre l'interface et le centre de gravité (figure 4-8). Pour que cette fonction soit surjective, il convient de l'exprimer par rapport à la distance parcourue le long du contour (l'abscisse curviligne). On peut, par exemple, imaginer d'appliquer à cette fonction une transformée de Fourier dont la puissance nous informerait de l'irrégularité de ce contour. Une approche analogue de la morphologie des particules est faite par *Garboczi [39]*. Il propose de caractériser de façon mathématique la morphologie d'une goutte en ajoutant à la fonction de contour initiale (le cercle) des harmoniques. Il propose une identification morphologique des particules par le nombre de coefficients harmoniques ajoutés.

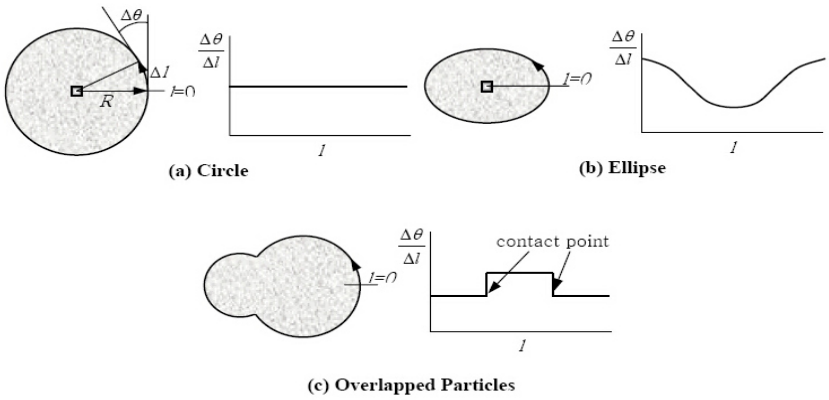


figure 4-8 Utilisation de la fonction de contour [67]

Nous verrons dans la section suivante que ce type de fonction peut également permettre la détection de superposition de gouttes.

On ne trouve pas dans la littérature de réelle analyse du spray en terme de morphologie des gouttes qui le constituent. L'emploi le plus courant de ces paramètres concerne l'élimination des gouttes non sphériques de l'analyse (*Malot & Dumouchel [80]*).

Pourtant, une sélection de paramètres de formes permet la représentation du spray dans un espace des formes. Dans cet espace, se regroupent les objets 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 chapelets de gouttes.

Enfin, *Chigier* ne fait pas état de l'estimation du volume des gouttes non sphériques. Pourtant, un tel paramètre permettrait une véritable analyse en terme de masse de spray atomisé. *Daves et al. [27]* ont comparé différentes méthodes d'évaluation du volume à partir de la projection 2D de celui-ci. Nous utiliserons la méthode qui semble, d'après cette étude, être la plus efficace. Il s'agit de trancher la surface observée perpendiculairement à l'axe principal d'inertie de la goutte. Ce calcul sera explicité lors de son utilisation.

1.3. La séparation des objets en superposition

Dans l'application courante, l'analyse granulométrique est appliquée sur des images de sprays parfaitement atomisés constitués de gouttes sphériques. La densité des gouttes dans le volume de mesure peut cependant conduire à la superposition des images de gouttes. On distingue deux types de superposition : la superposition totale des gouttes, qui n'est pas détectable en imagerie et la superposition partielle des gouttes. A notre connaissance, aucun article ne traite du problème de la superposition totale des gouttes. Un modèle sera donc développé dans ce chapitre pour estimer l'effet de ce type de superposition sur la distribution de taille de gouttes mesurée.

Dans le cas de la superposition partielle des gouttes, soit la portion de l'image des gouttes en superposition est ignorée par l'analyse granulométrique*[65]*, soit elle est analysée afin de les dissocier. Les éléments liquides du spray peuvent être traités systématiquement comme s'ils étaient tous constitués de gouttes en superposition ou, seuls les éléments liquides répondant à certains critères morphologiques sont traités a posteriori.

Une technique originale de tri des gouttes en superposition est basée sur les algorithmes d'intelligence artificielle *[19]*. L'analogie entre ce type d'algorithme et le fonctionnement neuro-biologique tient à la capacité autonome d'apprentissage. Chaque goutte détectée est caractérisée, comme nous l'avons vu à la section précédente, par des paramètres de formes. Un neurone est alors un vecteur dans cet espace des formes. Les neurones sont, tout d'abord, aléatoirement positionnés. Goutte après goutte, les paramètres de formes rencontrés réarrangent la dispersion des neurones dans l'espace des formes. A la fin du processus, l'algorithme a différencié les types morphologiques d'objets rencontrés. Il convient ensuite de rejeter ou de traiter la population de gouttes dont la morphologie correspond au type « gouttes en superposition ».

Une autre approche plus simple, sera utilisée par notre granulomètre. Nous verrons qu'il est possible de représenter chaque élément liquide du spray par un point dans l'espace des formes. Et que les gouttes sphériques ou elliptiques constituent un type de dispersion qui sera isolé dans cet espace. Ainsi, les autres gouttes peuvent correspondre à des gouttes de morphologie complexe ou à des gouttes en superposition.

Kim et al. [67] ont utilisé la fonction de description du contour pour détecter des superpositions éventuelles. On observe effectivement (figure 4-8) que la superposition de gouttes entraîne une discontinuité dans la fonction de contour.

Dans les trois cas précédemment définis, lorsqu'un objet contenant plusieurs gouttes en superposition est détecté, il convient d'appliquer un algorithme capable de déterminer le nombre de gouttes en superposition, leur centre et leur diamètre. Les algorithmes rencontrés dans la littérature

se contentent de détecter le centre de gouttes sphériques. L'ensemble de ces algorithmes exploite le contour de l'agglomérat de gouttes, obtenu après seuillage de l'image.

Kim et al. [59], ont exploité la propriété du cercle circonscrit du triangle. En effet, en chaque point du contour du disque représentant une goutte, on peut faire correspondre le sommet d'un triangle inscrit. L'intersection des médiatrices du triangle indique la position du centre du cercle circonscrit à ce triangle. Le centre de la goutte est considéré comme étant la moyenne arithmétique des centres indiqués par l'ensemble des combinaisons de triangles possibles.

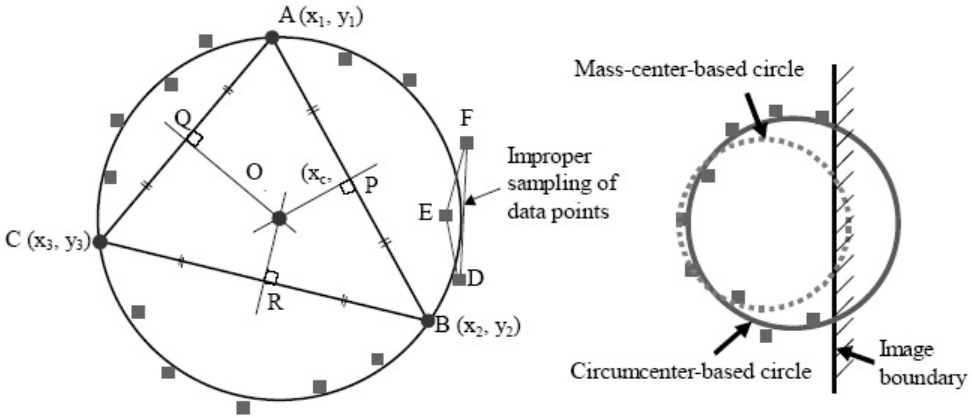


figure 4-9 La détection du centre d'une goutte à l'aide des triangles inscrits [59]

Cette technique permet également le calcul du rayon de la goutte associée au centre détecté. Un algorithme de séparation est ensuite appliqué sur la base des rayons et des centres détectés.
Une autre technique employée notamment par *Kim & Lee [66]* utilise la transformée de *Hough*.

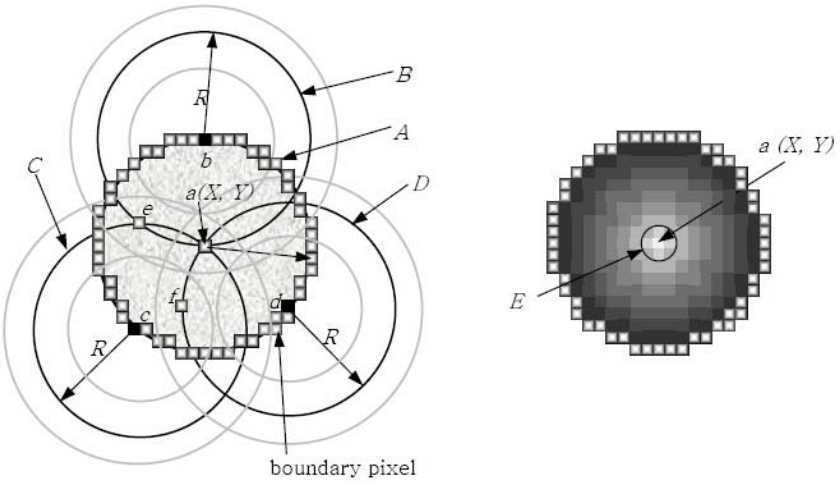


figure 4-10 La détection du centre d'une goutte à l'aide de la transformée de Hough [66]

On fixe tout d'abord le rayon du cercle à isoler à la valeur *R*. On positionne un cercle de ce rayon sur chaque pixel du contour d la goutte. Ces différents cercles s'interceptent. En chaque point de l'espace (*x,y*), et pour chaque rayon *R* étudié, on peut définir une densité de points d'intersection. Cette densité sera maximum lorsque le triplet de paramètres correspond au rayon du disque et à la position de son centre.
Cette méthode est applicable à la détection d'autres géométries en augmentant le nombre de paramètres qui définissent la géométrie recherchée. Mais ceci allonge encore d'avantage une procédure de calcul déjà coûteuse en temps.

Ces deux méthodes se basent sur la description du contour de la goutte. Elles sont donc sensibles à la qualité de cette détection. De plus, plus l'objet est petit, plus le nombre de pixels définissant le contour est lui-même petit. La détection des centres en est d'autant moins fiable.
Enfin, le dernier problème associé à ces techniques basées sur le contour est qu'elles peuvent prendre pour une superposition de gouttes sphériques une simple goutte présentant une morphologie complexe.

Pour combler les faiblesses de ces algorithmes, il faut définir un nouvel algorithme reprenant le principe de la transformée de *Hough* en utilisant une cartographie d'intersection des vecteurs gradients de niveaux de gris. Cette méthode ne se base pas sur un contour de la goutte mais sur l'ensemble des pixels qui la définissent. En plus de la détection de centres de disques et de leurs rayons, cette méthode est capable de nous informer du défaut de mise au point de chaque cercle détecté. Ceci dans le but de dissocier des gouttes distinctes en superposition (présentant des défauts de mise au point différents) de gouttes à morphologie complexe (présentant le même défaut de mise au point tout au long du contour). Cette distinction repose sur l'hypothèse que les dimensions caractéristiques des gouttes à morphologies complexes soient très inférieures à la profondeur de champ. Ce nouvel algorithme sera présenté dans la section 4 de ce chapitre.

2 Le modèle de Réponse impulsionnelle d'un système optique

Les systèmes optiques permettant l'observation de gouttelettes de spray (diamètres inférieurs à *500 µm*) nécessitent un fort grandissement optique. Cela implique une très faible profondeur de champ. Ainsi, dans les images d'un spray, nombre de gouttes sont en défaut de mise au point. Ce défaut de mise au point varie suivant la distance de la goutte au plan de mise au point du système optique. Nous avons vu que ce défaut de mise au point se traduit par un gradient de niveau de gris sur le contour de l'image d'une goutte. Le principal problème associé à ce phénomène est que la taille observée d'une gouttelette, après le seuillage de son image, ne sera pas nécessairement sa véritable taille. Ce défaut d'appréciation est d'autant plus grand que le défaut de mise au point est important.
Nous proposons ici d'utiliser un modèle d'imagerie basé sur la réponse impulsionnelle du système optique précédemment développé par *Blaisot & Ledoux [15],* et de l'étendre la détection de la position des gouttes dans le volume de mesure.
En lumière incohérente, il est possible de considérer que l'image d'une goutte est le résultat du produit de convolution d'une fonction de luminance par la réponse impulsionnelle du système optique :

$$i(x,y) = o(x,y) \otimes s(x,y) \qquad \textit{equ. 4-4}$$

La fonction de luminance *o*, caractérise la façon dont l'objet transmet la lumière. La fonction de transfert *s*, caractérise la réponse du système optique considéré lineaire. L'objet *o(x,y)* et l'opérateur *s(x,y)* sont tous deux définis dans le plan image du système optique.
Si le système optique utilisé est connu, sa fonction de transfert l'est aussi. Ainsi, on peut obtenir la fonction de luminance obtenu en déconvoluant l'image obtenue par la fonction de transfert *[37]*. Cette opération, particulièrement coûteuse en temps, est nécessaire si l'on ne connaît à priori rien de la fonction de luminance. Dans notre cas, la nature de cette fonction étant connue, nous pouvons dégager de l'équation equ. 4-4 une fonction analytique associant le diamètre caractéristique d'une goutte à celui mesuré après seuillage de l'image de cette goutte.

2.1. La modélisation des gouttelettes

Considérons une gouttelette comme un disque circulaire laissant partiellement passer la lumière de façon homogène sur son étendue spatiale. La fonction de luminance doit décrire où et en quelle proportion la goutte transmet la lumière. Le produit de convolution décrit par l'équation equ. 4-4 étant écrit **dans le plan image** du système optique, le rayon du disque de la fonction de luminance n'est pas le rayon réel de la goutte, mais celui de son image géométrique. Il faut, par conséquent tenir compte du grandissement γ, du système optique pour définir la fonction de luminance (figure 4-11). Celle-ci dépend, par conséquent, du rayon de la goutte *a*, du grandissement du système optique γ et d'un coefficient de transmission *τ*.

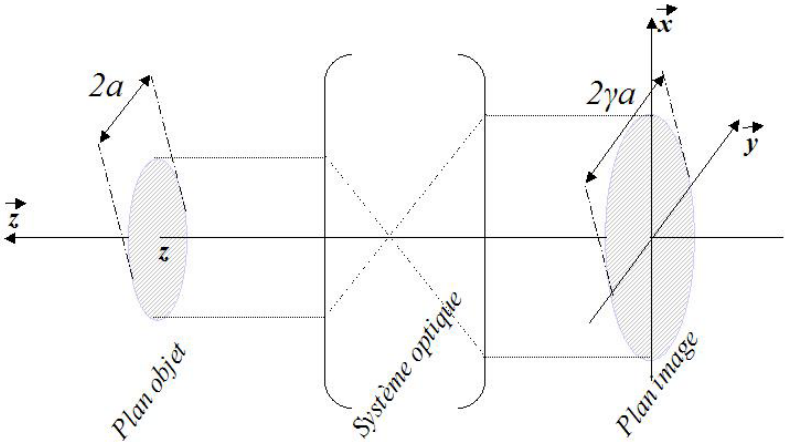


figure 4-11 Illustration du phénomène de grandissement

L'expression de la fonction de luminance décrite dans le plan image du système optique est donnée par l'équation suivante :

$$o(x,y) = 1-(1-\tau)circ\left(\frac{\sqrt{x^2+y^2}}{\gamma a}\right) \qquad \textit{equ. 4-5}$$

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

La fonction *circ* définit l'étendue spatiale de la goutte. Ainsi, en dehors de la surface du disque dans le plan image, la lumière est intégralement transmise. Dans le disque représentatif de la goutte, une proportion de la lumière est transmise, définie par le coefficient de transmission *τ*.

Le système optique agît bien évidement dans le processus physique de formation d'une image. Dans le modèle d'imagerie utilisé, l'action du système optique est définie par sa réponse impulsionnelle. Dans le cas d'un éclairement monochromatique (longueur d'onde *λ*) cette fonction de transfert est définie par l'équation (equ. 4-6) : (*Goodman [42]*)

$$s_\lambda(r) = \left(\frac{I_1(\alpha_\lambda r)}{\alpha_\lambda r}\right) \text{ avec } r=\sqrt{x^2+y^2} \qquad \textit{equ. 4-6}$$

α_λ est un paramètre de largeur de la réponse impulsionnelle dépendante de la longueur d'onde.
En imagerie en fond clair, l'éclairement est polychromatique. La réponse impulsionnelle ne dépend, par conséquent, plus d'une seule longueur d'onde et s'exprime sous la forme d'une Gaussienne (equ. 4-7).

$$s(r) = \frac{2}{\pi\chi^2}\exp\left(-\frac{2r^2}{\chi^2}\right) \qquad \textit{equ. 4-7}$$

Cette fonction dépend d'un paramètre χ qui définit la demi-largeur de la réponse impulsionnelle à *13.5% (e^{-2})* de son amplitude.
Cette modélisation des phénomènes physiques participant au processus d'imagerie a été comparée avec la modélisation complexe des phénomènes optiques par la théorie de Lorenz-Mie généralisée (GLMT) avec succès (*Ren et al. [94]*).
Dans ce modèle, χ est directement représentatif du 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. Au contraire, c'est dans le plan de mise au point que la réponse impulsionnelle est la plus fine. Or, l'image d'une goutte est d'autant plus en défaut de mise au point que cette goutte est éloignée du plan de mise au point. De ce fait, chaque image de goutte est obtenue par la convolution de la fonction objet *o(x,y)* par la fonction *s(r)* dont la demi-largeur χ, et uniquement dépendante de la distance z de la goutte au plan de mise au point.

2.2. La modélisation de l'image de la goutte

Le résultat analytique du produit de convolution (equ. 4-4) est donné dans l'équation (equ. 4-8) et représenté dans la figure 4-12.

$$i(r) = 1 - \frac{4(1-\tau)}{\chi^2} e^{-2\frac{r^2}{\chi^2}} \int_0^{\gamma a} \rho e^{-2\frac{\rho^2}{\chi^2}} I_0\left(\frac{4\rho r}{\chi^2}\right) d\rho \qquad \textit{equ. 4-8}$$

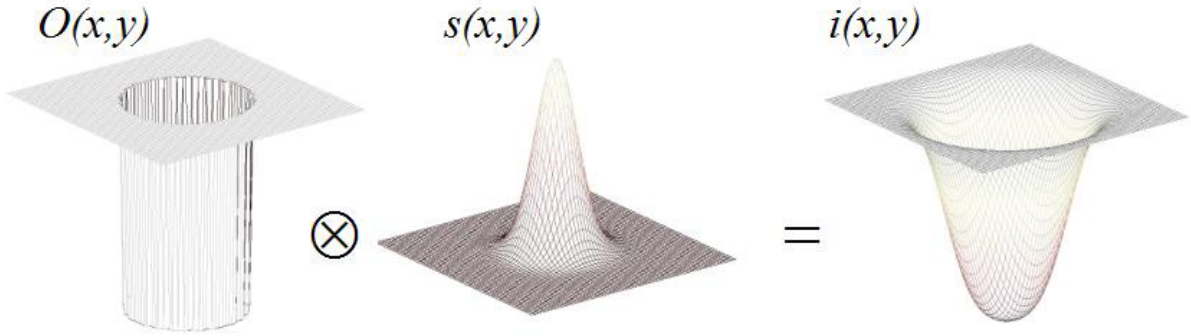


figure 4-12 Illustration du produit de convolution

Mis à part le grandissement γ, qui sera considéré comme constant, l'expression analytique de l'image dépend de trois paramètres (*a*, le rayon réel de la gouttes, *r* la distance au centre de la goutte sur son image, χ la largeur de la réponse impulsionnelle associée à la position de la goutte relativement au plan de mise au point). ρ est une variable d'intégration. On définit trois nombres adimensionnels comme suit :

$$\tilde{a} = \frac{\sqrt{2}a}{\chi}, \ \tilde{r} = \frac{\sqrt{2}r}{\chi} \text{ et } \tilde{\rho} = \frac{\rho}{a} \qquad \textit{equ. 4-9}$$

En injectant ces nombres dans l'équation equ. 4-8, on obtient l'expression de l'intensité lumineuse transmise sur le plan de la caméra :

$$i(\tilde{r}) = 1 - 2\tilde{a}^2(1-\tau)\exp(\tilde{r}^2)\int_0^{\gamma} \tilde{\rho}\exp(-\tilde{\rho}^2\tilde{a}^2) I_0(2\tilde{\rho}\tilde{r}\tilde{a}) d\tilde{\rho} \qquad \textit{equ. 4-10}$$

La figure 4-13 représente la variation de l'intensité lumineuse dans l'image par une goutte opaque et différentes largeurs de réponse impulsionnelle associées à différents degrés de défaut de mise au point. On vérifie que la caractérisation du défaut de mise au point est liée au gradient de niveau de gris au niveau de l'interface de la goutte mais aussi à la transmission de la lumière en son centre.

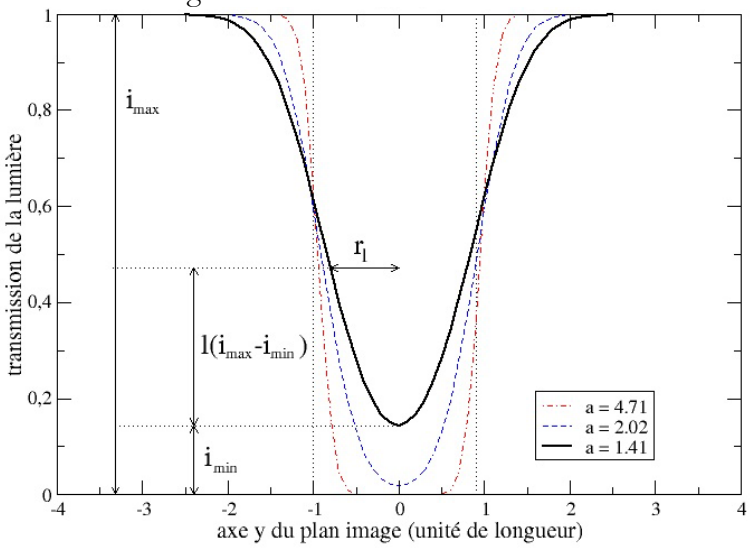


figure 4-13 Profils de l'image d'une goutte de rayon 1 avec $\tilde{a}$ et τ=0 et γ=1.

La fonction *i(r)* représente l'éclairement du capteur de la caméra. Les niveaux de gris de l'image de la goutte sont linéairement liés à l'éclairement transmis au capteur de la caméra :

$$i_{min} \leftrightarrow niv_{min}$$
$$i_{max} = 1 \leftrightarrow niv_{max} \qquad \textit{equ. 4-11}$$

La figure 4-14, montre l'effet du coefficient de transmission de la lumière sur les profils d'intensité obtenus. On observe une grande dépendance entre le niveau minimum d'intensité et le coefficient de transmission.

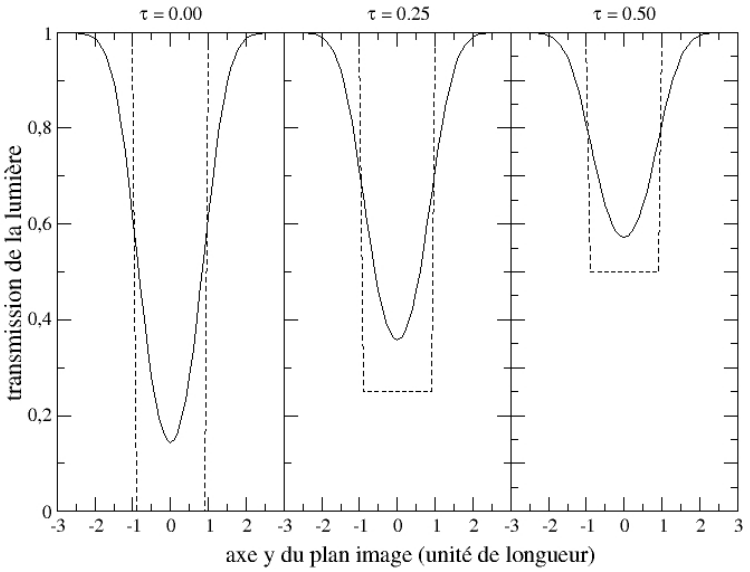


figure 4-14 Profils de l'image d'une goutte de rayon 1 avec τ variable, $\tilde{a}$ =1.41 et γ=1.

Cette dépendance est explicitée à l'aide de l'équation 4-10 pour *r=0* :

$$i_{min} = 1 - (1-\tau)\left[1 - \exp(-\gamma^2 \tilde{a}^2)\right] \qquad \textit{equ. 4-12}$$

Nous avons vu qu'une petite goutte relativement à la largeur de la réponse impulsionnelle ou/et présentant une faible transmission de la lumière, peut conduire à un éclairement perçu au centre de l'image de la goutte non nul (niv_{min} différent de *0*). L'image de la goutte ainsi formée, n'exploite donc pas l'ensemble de la dynamique des niveaux de gris du capteur. Cette goutte est dite peu **contrastée**.

Le contraste est un paramètre relatif à la transmission de la lumière par la goutte, il est défini par la transmission maximale et minimale de lumière par la goutte associée aux niveaux respectifs i_{max} et i_{min} :

$$C = \frac{i_{\max} - i_{\min}}{i_{\max} + i_{\min}} \qquad \textit{equ. 4-13}$$

Le contraste est nul lorsque la goutte est invisible et vaut un lorsque l'éclairement est nul au moins en un point du plan image.
Dans notre modèle, $i_{max}=1$ et i_{min} est donné par l'équation 4-12. L'expression du contraste d'une goutte devient :

$$C = \frac{(1-\tau)[1-\exp(-\gamma^2\tilde{a}^2)]}{2-(1-\tau)[1-\exp(-\gamma^2\tilde{a}^2)]} \qquad \textit{equ. 4-14}$$

Le contraste est dépendant de τ et de $\tilde{a}$. Lorsque les gouttes sont grosses relativement à la largeur de la réponse impulsionnelle, $\tilde{a}$ tend vers l'infini. Dans ce cas de figure, i_{min} tend vers τ. Ainsi le contraste C^+ ne dépend plus que du coefficient de transmission du liquide:

$$C^+ = \frac{1-\tau}{1+\tau}\ ,\ \tau = \frac{1-C^+}{1+C^+} \qquad \textit{equ. 4-15}$$

Si le coefficient de transmission τ du liquide est identique pour toutes les gouttes du spray, il alors possible de le calculer à partir de la mesure du contraste d'une grosse goutte ($C=C^+$), (equ. 4-15).

2.3. La correction du rayon mesuré

Sur l'image d'une goutte, à partir de l'histogramme des niveaux de gris, il nous est possible de mesurer son contraste. D'autre part le seuillage relatif au niveau *l* permet de définir une surface de goutte et ainsi un rayon. Ce rayon est un rayon mesuré qui n'est pas nécessairement égal au rayon réel de la goutte (dans le plan image). Ainsi, le rapport $a/r_l = \tilde{a}/\tilde{r}$ est caractéristique de l'erreur faite lors de la mesure du rayon mesuré r_l au niveau de seuil *l*, mais également la correction à apporter à cette mesure pour retrouver le rayon réel de la goutte. Il est attendu que cette erreur est d'autant plus grande que la goutte est en défaut de mise au point. Or le contraste est un paramètre révélateur du défaut de mise au point. Nous pouvons, par conséquent utiliser le modèle afin d'exprimer la correction à apporter en fonction du contraste mesuré de la goutte (figure 4-15).

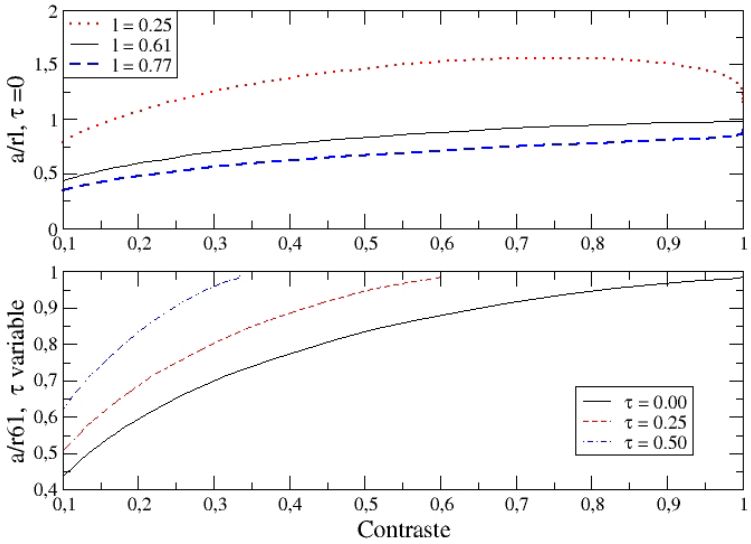


figure 4-15 Correction à apporter au rayon mesuré pour τ et l variables, $\tilde{a}$ =1.41 et γ=1.

Sur cette figure, nous observons l'effet du paramètre de seuillage *l* sur la courbe de correction du rayon par le contraste. La valeur *l=61%* a été choisie car elle permet une regression polynomiale simplifiée de la courbe de correction.
La seconde partie de la figure 4-15 présente l'effet de τ sur la courbe de correction du rayon. D'une série de traitement granulomètrique à l'autre, τ peux changer. Cependant, pour chaque granulométrie, ce coefficient peut être défini (equ. 4-15). Nous observons qu'il existe une loi homothétique reliant la courbe de correction du contraste pour un τ donné avec celle pour $\tau=0$.
En effet, de l'équation 4-14, l'expression du **contraste normalisé** correspondant à $\tau=0$ est :

$$C_0 = \frac{1-\exp\left(-\gamma^2\tilde{a}^2\right)}{1+\exp\left(-\gamma^2\tilde{a}^2\right)} \qquad \textit{equ. 4-16}$$

En injectant ce terme dans l'expression du contraste (equ. 4-13), on obtient l'expression suivante :

$$C_0 = \frac{C}{(1-\tau)(C+1)-C} \qquad \textit{equ. 4-17}$$

Ainsi, à partir de la mesure du contraste *C* et de *τ*, il nous est possible d'exprimer un contraste C_0 qui, associé à la courbe de correction pour $\tau=0$, donnera la même correction. Grâce à ce calcul, seule la courbe de correction calculée avec une transmission nulle est nécessaire. Pour l'établissement de ces courbes, le grandissement a été considéré égal à un. Si celui-ci est connu, il suffit de le multiplier par la valeur corrigée du rayon pour obtenir le rayon corrigé de la goutte dans le plan objet.

2.4. Détermination de la position du plan objet

Nous avons vu précédemment, que la réponse impulsionnelle 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 à utiliser. Dans la mesure où cette relation est étalonnée pour le système optique utilisé, la mesure de χ 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.
De même que la courbe de correction du rayon exploite le rapport $\tilde{a}/\tilde{r}$ en fonction du contraste, nous pouvons également associer $\tilde{a}$ au contraste. Ce qui nous permet, le rayon corrigé de la goutte étant connu, de calculer la largeur de la réponse impulsionnelle à partir de la valeur du contraste. Cette relation découle de l'équation 4-16.

$$\tilde{a} = \frac{1}{\gamma}\sqrt{\ln\left(\frac{1+C_0}{1-C_0}\right)} \qquad \textit{equ. 4-18}$$

Cette fonction est représentée dans la figure 4-16.

Comme attendu, on observe une relation d'homothétie entre la courbe associée à $\tau=0$ et les autres.
On observe que les valeurs de $\tilde{a}$ supérieures à *2.5*, ne sont pas discriminables par le contraste. Par conséquent, une goutte dont le diamètre est supérieur à *1.8* ($a=2.5\times\chi/\sqrt{2}$) fois la largeur de la réponse impulsionnelle ne permet pas le calcul de cette dernière. Cette courbe ne permet donc la mesure de χ que pour les gouttes plus petites que la largeur de réponse impulsionnelle.
Cela signifie que le contraste n'est pas un paramètre suffisant pour la mesure de χ.
Nous avons observé (figure 4-13) que le gradient de l'intensité lumineuse transmise sur l'image est révélateur du défaut de mise au point de la goutte et par conséquent de sa distance du plan de mise au point. La gradient de niveau[13] de gris à l'interface de la goutte est lié à la variation du rayon apparent de cette goutte r_l pour deux paramètres de seuillages différents l_1 et l_2.

[13] Nous exprimerons par la suite le calcul de ce gradient.

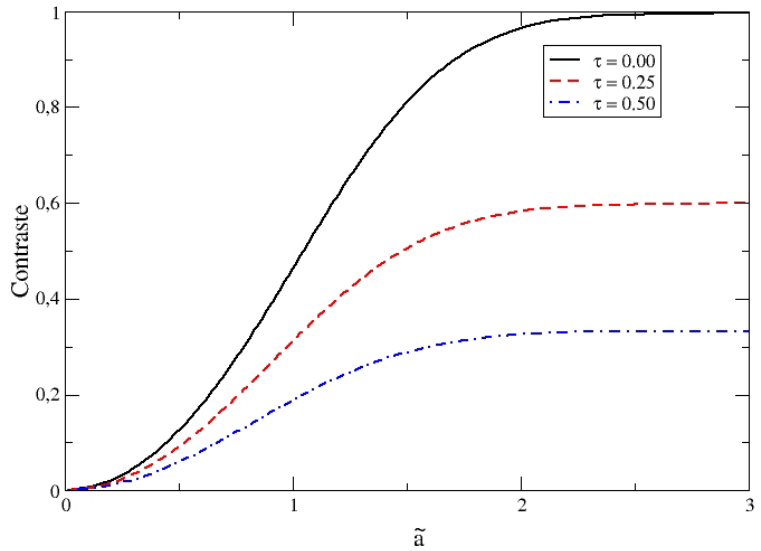


figure 4-16 1ère méthode de mesure de la largeur de la réponse impulsionnelle, τ variable et γ=1.

On peut ainsi définir un nouveau nombre adimensionel associé à la pente du profil apparent de la goutte :

$$\Delta\tilde{r} = \frac{\sqrt{2}\left(r_{0.77} - r_{0.25}\right)}{\chi} \qquad \textit{equ. 4-19}$$

Le choix de *l=0.77* et *l=0.25* permet de définir une variation de rayon significative basée sur des rayons mesurés assez loin des valeurs extrêmes i_{max} et i_{min}. La figure 4-17 présente l'évolution de $\Delta\tilde{r}$ en fonction du contraste normalisé ($\tau=0$). On observe que ce nombre augmente avec le contraste de façon quasi-linéaire.

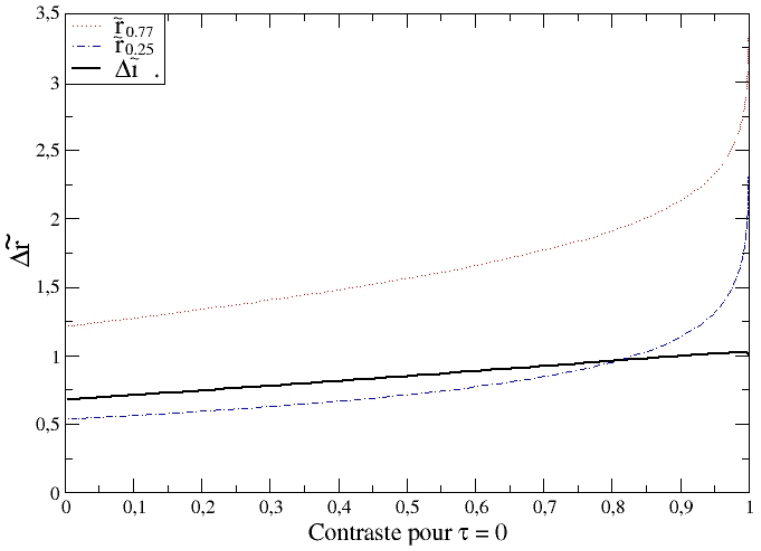


figure 4-17 2ère méthode de mesure de la largeur de la réponse impulsionnelle, τ=0 et γ=1.

La mesure du contraste, de $r_{0.25}$ et de $r_{0.77}$ étant réalisable, la détermination de χ semble donc réalisable pour toutes les tailles de gouttes possibles. Il est intéressant d'interpréter les valeurs limites de cette courbe. Lorsque le contraste normalisé C_0 vaut *1* (les gouttes sont grosses relativement à χ), la mesure de $r_{0.77}$-$r_{0.25}$ est directement égale à $\sqrt{2}\chi$. L'égalité n'est plus vérifiée pour les gouttes dont la diamètre est du même ordre de grandeur que χ ($C_0<1$). Dans le cas extrême, où la goutte est considérée ponctuelle (pic de Dirac), l'image obtenue est celle de la réponse impulsionnelle elle-même :

$$i(r) = (1-\delta(r)) \otimes s(r) = 1 - s(r) = 1 - \frac{2}{\pi\chi^2}\exp\left(-\frac{2r^2}{\chi^2}\right) \qquad \textit{equ. 4-20}$$

Il nous est alors possible d'exprimer le rayon obtenu à un seuillage à *l%* :

$$i_{\max} = 1 \text{ et } i_{\min} = 1 - \frac{2}{\pi\chi^2},\ i(r_l) = l + (1-l)\left(1 - \frac{2}{\pi\chi^2}\right) \qquad \textit{equ. 4-21}$$

$$\tilde{r}_l = \sqrt{\ln\left(\frac{1}{1-l}\right)} \text{ et } \Delta\tilde{r} = \tilde{r}_{0.77} - \tilde{r}_{0.25} = 0.676$$

On retrouve bien la valeur de la courbe pour le contraste normalisé nul.
Nous sommes donc maintenant capables d'évaluer la largeur de la réponse impulsionnelle dont l'étalonnage spatial peut être fait. Ainsi, pour tout type de goutte sphérique, nous pouvons associer une distance depuis le plan de mise au point (défini par χ minimum mesuré). La granulométrie doit comptabiliser les gouttelettes présentes dans un volume de mesure fixé. Ceci est maintenant possible en ne tenant compte que des gouttes associées à une valeur de χ inférieure à une valeur limite maximum. Nous avons vu, à la section 1.1. de ce chapitre, que le rejet d'une goutte en défaut de mise au point basé sur le gradient de niveau de gris de son image ou sur son contraste, associe un volume de mesure différents pour chaque classe de diamètre mesuré. Ainsi, le filtrage spatial est dépendant du diamètre des gouttes.
Pour illustrer ceci, considérons le calcul du gradient de niveau de gris de l'image calculé sur la base des seuils à $l_1=0.77$ et $l_2=0.25$:

$$g = \frac{(1-i_{\min})(l_1-l_2)}{r_1-r_2} = \frac{(1-\exp(-\gamma^2\tilde{a}^2))(l_1-l_2)}{r_1-r_2} \qquad \textit{equ. 4-22}$$

En utilisant l'équation 4-16 on obtient :

$$1-\exp(-\gamma^2\tilde{a}^2) = \frac{2C_0}{1+C_0} \qquad \textit{equ. 4-23}$$

En injectant cette dernière équation dans l'équation equ. 4-22 et en adimentionalisant r_{l1} et r_{l2} par $\chi/\sqrt{2}$ (equ. 4-9), on obtient l'expression du gradient de niveaux de gris normalisé :

$$\tilde{g} = \frac{2C_0(l_1-l_2)}{\Delta\tilde{r}(1+C_0)} \qquad \textit{equ. 4-24}$$

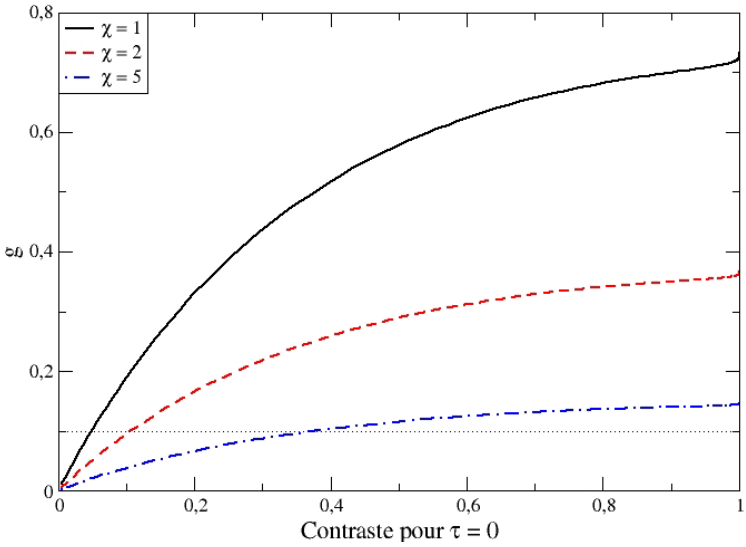


figure 4-18 3ère méthode de mesure de la largeur de la réponse impulsionnelle, par le gradient de niveaux de gris τ=0 et γ=1.

A partir de la fonction $\Delta\tilde{r} = f(C_0)$ (figure 4-17) et de l'équation 4-24, on obtient la relation entre le gradient mesuré et le contraste normalisé. Ceci est représenté dans la figure 4-18 pour trois valeurs de χ. Cette figure montre bien que des gouttes de contrastes différents, associées à des valeurs de χ différentes peuvent conduire au même gradient de niveau de gris. Par conséquent, un critère de rejet

des gouttes par leur gradient de niveaux de gris permet l'acceptation de toute valeur de χ possible (tout l'espace) tant que la goutte est assez grande. Ce type de filtrage surestime donc la population des grosses gouttes.

3 Les traitements d'images utilisés

L'image d'un spray est constituée d'un grand nombre de gouttes, de tailles et de mises au point différentes. Pour obtenir une granulométrie du spray par analyse d'image, il faut pouvoir dissocier chaque goutte afin de les analyser les unes après les autres. Les éléments de base de l'analyse d'image présentés dans le chapitre précédent vont donc être appliqués les uns après les autres sur l'ensemble des images du spray dans le but d'obtenir le contour sub-pixel des gouttes détectées ainsi que leur contraste. Par ailleurs, nous allons proposer un nouvel algorithme de séparation des gouttes sphériques en superposition partielle.

La première étape consiste à normaliser les images (figure 4-19-(c)). Cette opération (décrite en Chapitre 3 :1.2.) permet principalement l'uniformisation du fond lumineux des images du spray. Sur les images obtenues, il convient ensuite de détecter et de différencier les gouttelettes. La détection par un seuillage classique agit comme un filtre sur la population de gouttes étudiée puisque elle est aveugle aux petites gouttes en défaut de mise au point. Le granulomètre doit être en mesure de détecter le plus de gouttes possible et ce pour des contrastes aussi petits que possible. C'est pour cela que le seuillage T.O. (Chapitre 3 :1.5.) a été développé. Les ensembles connexes de pixels noirs obtenus sur l'image seuillée indiquent la présence de gouttelettes. La labellisation permet la différentiation de chacune de ces gouttelettes. Après labellisation, l'image du spray seuillée est constituée d'un ensemble de masques de gouttes de couleurs distinctes (figure 4-19-(d)) qui permettent la différentiation et la localisation des gouttes du spray.

Nous pouvons ensuite analyser masque après masque les gouttelettes détectées. Chaque masque doit donc recouvrir une seule goutte. Pour cela, nous créons une image à partir d'une portion de l'image de base contenant le masque de la goutte à analyser (figure 4-20-(e)). Ensuite, dans cette image nous reportons le masque issu du seuillage T.O. (figure 4-20-(f), couleur noir). Ce masque est ensuite dilaté jusqu'à ce que sa surface triple sa surface initiale, afin d'obtenir un masque relatif à l'environnement de cette goutte (couleur grise). Les masques relatifs à des gouttelettes ayant un label différent sont également dilatés (couleur rouge) de façon à ce que le masque d'environnement ne tienne pas compte des gouttes voisines. A partir de ces différents masques dilatés, nous pouvons définir une nouvelle image de la goutte isolée, où seuls la goutte et son environnement (fond lumineux) sont visibles (figure 4-20-(g)). L'histogramme local des niveaux de gris est calculé sur cette image (figure 4-20-(h)). Ceci permet la détermination du niveau représentatif du fond lumineux et du niveau de gris le plus faible de la goutte. A partir de ces deux niveaux, on calcule le contraste de la goutte, paramètre essentiel à la correction du diamètre mesuré :

$$C = \frac{niv_{\max} - niv_{\min}}{niv_{\max} + niv_{\min}} \qquad \textit{equ. 4-25}$$

Mais on définit également le niveau de seuil sub-pixel niv_{seuil} de l'image à $l\%$ (equ. 3-3)de la goutte :

$$niv_{seuil,l} = niv_{\min} + (niv_{\max} - niv_{\min}) \times l \qquad \textit{equ. 4-26}$$

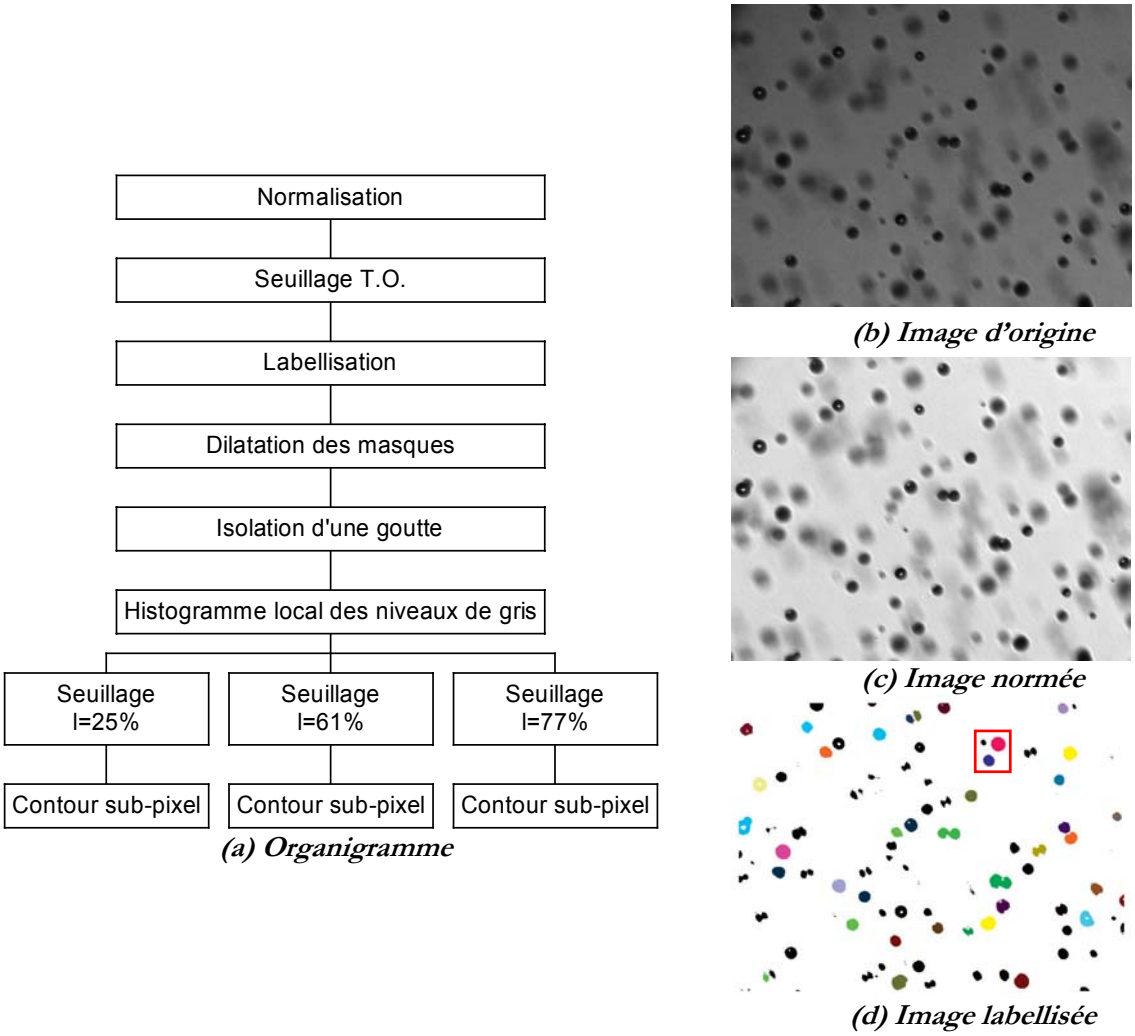
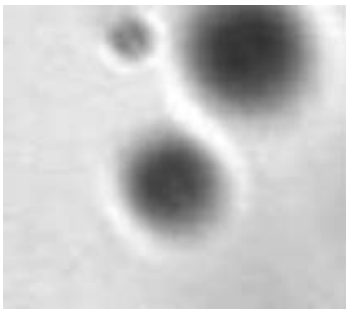


figure 4-19 Etapes de traitements des images du spray

On notera qu'à ce stade du traitement, le seuillage de la goutte isolée doit former le masque d'une seule goutte. Pour vérifier cela, une labellisation est effectuée après application de chacun des seuils. Si le masque comporte une seule goutte, un seul label est déterminé pour chaque niveau de seuil. Si, au contraire, plusieurs labels sont dénombrés pour au moins un des seuils, il est possible que l'on ait à faire à des gouttes en superpositions partielles qui n'ont pu être distinguées les unes des autres par le seuillage T.O. L'analyse de la goutte est donc interrompue et le traitement entame l'analyse d'une autre goutte. Néanmoins, un traitement approfondi de l'image labellisée permet la détection et la séparation des gouttes en superpositions partielles. Ce traitement optionnel est présenté à la suite de ce paragraphe.

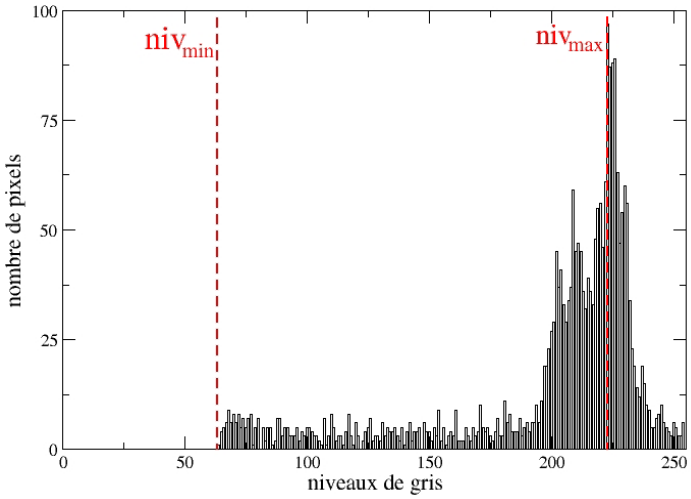
Reprenons le cas d'une goutte parfaitement différenciée des autres. On applique un seuillage relatif à cette image avec le paramètre de seuillage désiré ($l=0.61$, $l=0.25$ ou $l=0.77$). Le contour de la goutte seuillée est extrait. Ensuite, on applique les filtres Sobel horizontal et vertical afin d'obtenir le contour sub-pixel, déduit des gradients de nivaux de gris de l'image de la goutte isolée (voir chapitre précédent). La suite de points formant le contour sub-pixel de cette goutte est indiquée figure 4-20-(i).



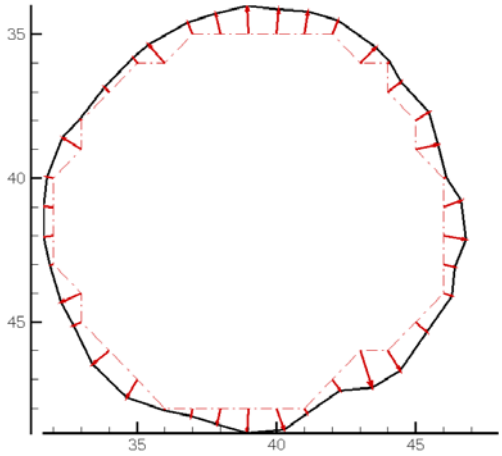
(e) Image goutte isolée

(f) Dilatation des masques

(g) Goutte isolée



(h) histogramme local des niveaux de gris



(i) Seuillage à 1%, contour sub-pixel

figure 4-20 traitements de l'image de la goutte isolée

4 La détection de gouttes sphériques en superposition partielle

Des gouttes très proches les unes des autres ou en superposition peuvent ne pas être distinguées les unes des autres par le seuillage T.O. Nous avons vu, en début de chapitre (section 1.3.), qu'il existe différentes méthodes pour détecter les gouttes en superpositions partielles. Cette détection se fait le plus souvent à l'aide du contour de la goutte (1.3.). De tels algorithmes, sont exploitables si l'on sait que le spray est constitué de gouttes uniquement sphériques. Dans le cas contraire, ces traitements vont décomposer en plusieurs gouttes une simple goutte présentant une morphologie complexe.
Nous proposons ici un nouvel algorithme de détection de gouttes sphériques, en utilisant un critère de défaut de mise au point pour s'assurer que les gouttes détectées ne soient pas, en réalité, une seule et même goutte.
Un autre avantage de ce nouvel algorithme est que sa détection des centres de gouttes se base sur l'ensemble des niveaux de gris de l'image des gouttes, ce qui va conférer à ce traitement une plus grande robustesse qu'avec les techniques basées sur les images binaires.
Ce traitement est optionnel lors de l'utilisation du granulomètre par imagerie. Il s'applique au stade de l'image de la goutte isolée (figure 4-20-G).

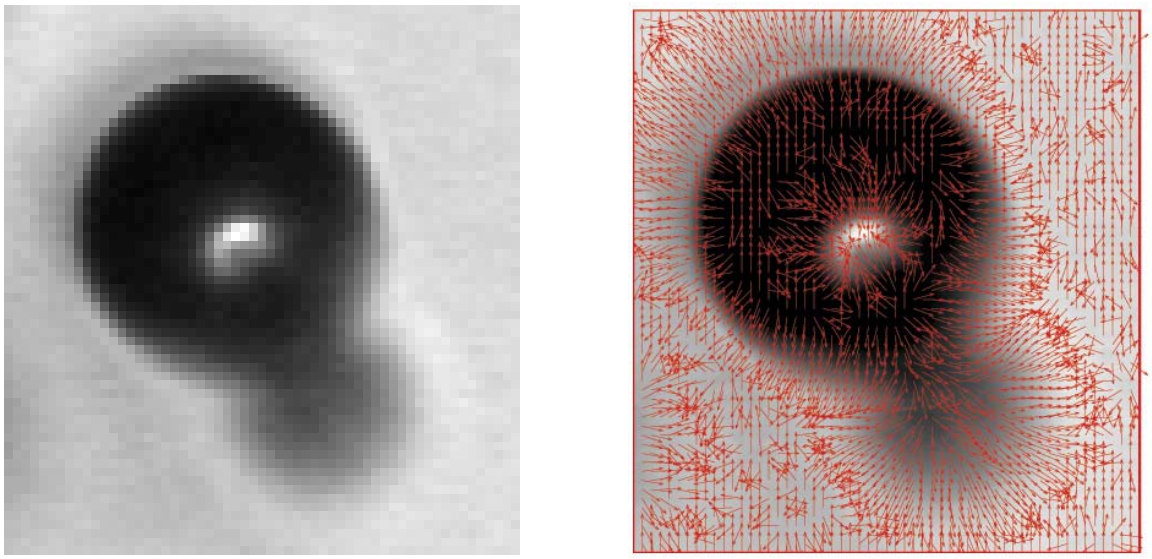
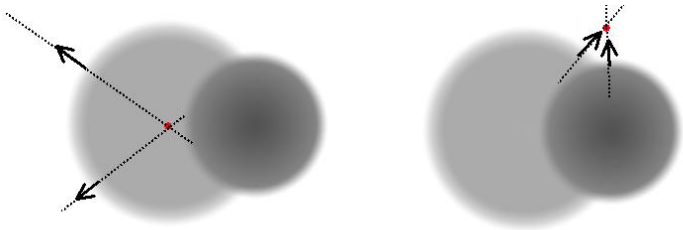


Image d'origine ***Champ de gradients de niveaux de gris***

figure 4-21 Illustration du champ de gradients de niveaux de gris

La figure 4-21, illustre le cas d'une superposition partielle de deux gouttes. Le champ de vecteurs gradients de niveaux de gris est calculé à l'aide des filtres *Sobel*, horizontal et vertical (Chapitre 3 :1.4.). On observe que ces gradients sont perpendiculaires à l'interface des gouttes. Dans le cas d'une goutte sphérique idéale, la direction de chacun des vecteurs situés sur l'interface de la goutte, doit passer par le centre de la goutte. C'est sur cette remarque que se base notre algorithme.
Les vecteurs qui nous intéressent sont situés le long de l'interface de la goutte et sont caractérisés par une norme élevée. On ne considère, par conséquent, que les vecteurs dont la norme est comprise entre *2* et *30* niveaux de gris par pixel. Ces valeurs limites ont été empiriquement déterminées. Pour chaque vecteur pris deux à deux, on calcule leur point d'intersection. Différents cas de figures se présentent alors. Les deux vecteurs appartiennent bien à la même goutte et leur intersection a bien lieu au centre de la goutte (intersection amont) ou bien les vecteurs proviennent de gouttes différentes (cas par exemple de l'intersection aval).



Intersection amont *Intersection aval*

figure 4-22 Intersection des vecteurs gradients

La seule configuration des vecteurs gradients permettant la désignation du centre d'une goutte correspond à l'intersection amont (figure 4-22). C'est-à-dire que le point d'intersection est positionné en amont des points d'application des vecteurs gradients. Pour chaque confrontation de paire de vecteurs, on conserve les trois informations suivantes :

1. la position *(x,y)* du point d'intersection amont,
2. *r*, la distance moyenne entre ce point et les deux points d'application des vecteurs,
3. *n,* la norme moyenne des vecteurs gradients associée au point d'intersection.

Pour chaque pixel de l'image initiale, on peut donc calculer un nombre de points d'intersections *i* ayant lieu dans ce pixel. A ce pixel, on peut également associer la moyenne des distances *r* et des normes *n* associées aux vecteurs ayant pointé ce pixel.

La cartographie de la densité des points d'intersection présente des pics localisés aux centres des gouttes sphériques. Un seuillage sur ces cartographies permet de comptabiliser et localiser les centres des gouttes. Les cartographies des rayons et normes moyennes indiquent, pour ces positions, le rayon des gouttes détectées et la norme des gradients.

Soit N_p, le nombre de vecteurs gradients issus de l'interface visible d'une goutte dont les intersections se produisent dans le pixel central de l'image de la goutte. Ce nombre d'intersections *i* correspond au nombre de combinaisons de vecteurs pris deux à deux :

$$i = \frac{N_p\left(N_p - 1\right)}{2} \qquad \textit{equ. 4-27}$$

La cartographie de densité des points d'intersections indiquera donc des pics à la présence des centres de gouttes dont l'amplitude ne dépend que du nombre de vecteurs N_p décrivant ces gouttes. Considérons, par exemple, une petite goutte nette se superposant avec une plus grosse, en défaut de mise au point. La surface de variation des niveaux de gris sur les contours de la plus grosse gouttes est plus grande que pour la plus petite. Ainsi, le nombre N_p de vecteurs qui ont contribué au comptage des points d'intersection localisés aux centres des gouttes est différent. Par conséquent, bien que les gouttes sont parfaitement sphériques, le centre de la plus petite goutte sera associée à un nombre de points d'intersections plus petit que pour la plus grosse goutte. Le seuillage de la cartographie de densité d'intersection peut donc ne pas révéler la plus petite goutte.

Il ne faut donc pas utiliser la cartographie de densité de points d'intersections *i*, mais celle d'un nombre qui tient compte de la surface de l'interface de la goutte. Cette surface est définie par l'ensemble des pixels N_p,.

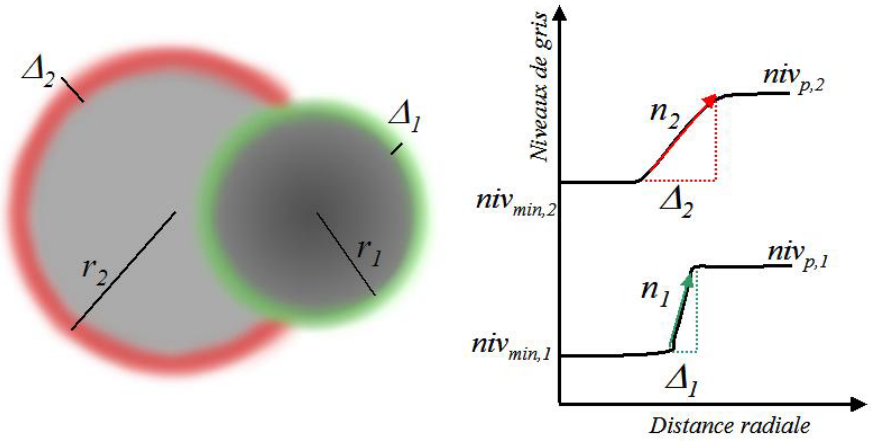


figure 4-23 Surface de l'interface : influence du gradient et du rayon de la goutte

Sur la figure 4-23, les surfaces de variation de niveaux de gris sur les contours des gouttes sont proportionnelles au nombre de pixels ayant pointé les centres de ces cercles respectifs. Les rayons et les normes associés aux centres des deux gouttes sont approximativement connus. La surface totale[14] de l'interface d'une goutte est donc :

$$S = 2\pi \cdot r \cdot \Delta \qquad \textit{equ. 4-28}$$

[14] On calcule la surface totale car on ne peut pas estimer la portion de cette surface recouverte par l'autre goutte.

⊿, l'épaisseur estimée de l'interface de la goutte est liée à la norme *n* du gradient et à la variation de niveaux de gris entre la porteuse et la goutte :

$$\Delta = \frac{niv_p - niv_{\min}}{n} \qquad \textit{equ. 4-29}$$

La surface de l'interface de la goutte est proportionnelle au nombre de vecteurs ayant pointé le centre de cette goutte :

$$N_p \propto S = 2\pi \cdot r \cdot \frac{niv_p - niv_{\min}}{n} \qquad \textit{equ. 4-30}$$

A partir de la cartographie du nombre d'intersections *i* par pixel et en utilisant l'expression (equ. 4-27), on peut calculer le nombre exact de vecteurs N_p ayant conduit au nombre d'intersections à l'intérieur de chaque pixel. En considérant que $i>>20$, N_p mesuré devient :

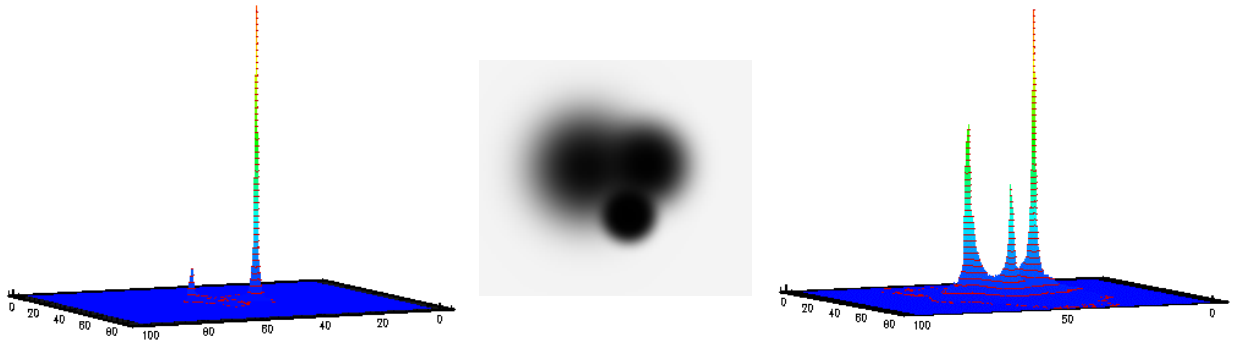
$$N_p = \sqrt{2i} \qquad \textit{equ. 4-31}$$

Pour chaque pixel de l'image, nous proposons de calculer le rapport ρ du nombre N_p **mesuré** (equ. 4-31) par la **surface** déduite de la norme du gradient et du rayon de cette goutte (equ. 4-30) :

$$\rho = \frac{\sqrt{2i} \cdot n}{r(niv_p - niv_{\min})} \qquad \textit{equ. 4-32}$$

Ce nombre est calculé lorsque la variation de niveaux de gris et d'intersections mesurés sont significatifs (niv_p-$niv_{min}>10$) et $i>1500$. Il permet de modifier la cartographie de la densité des intersections de vecteurs de façon à ce que l'amplitude de chaque pic soit indépendant des caractéristiques de la goutte (diamètre et défaut de mise au point).

La figure 4-24 illustre les cartographies de densité de centres comptabilisés par pixel et la cartographie du paramètre ρ calculé sur la base d'une image synthétique. On vérifie que les centres des trois gouttes sont plus facilement identifiables sur la cartographie pondérée par la surface que sur la cartographie initiale.



Densité d'intersections ***Image analysée*** ***ρ : Densité pondérée par la surface***

figure 4-24 Cartographies de détection des centres

A cette étape de l'analyse, nous pouvons associer à chaque centre, un rayon et un gradient de niveaux de gris représentant le défaut de mise au point de la goutte (figure 4-25).

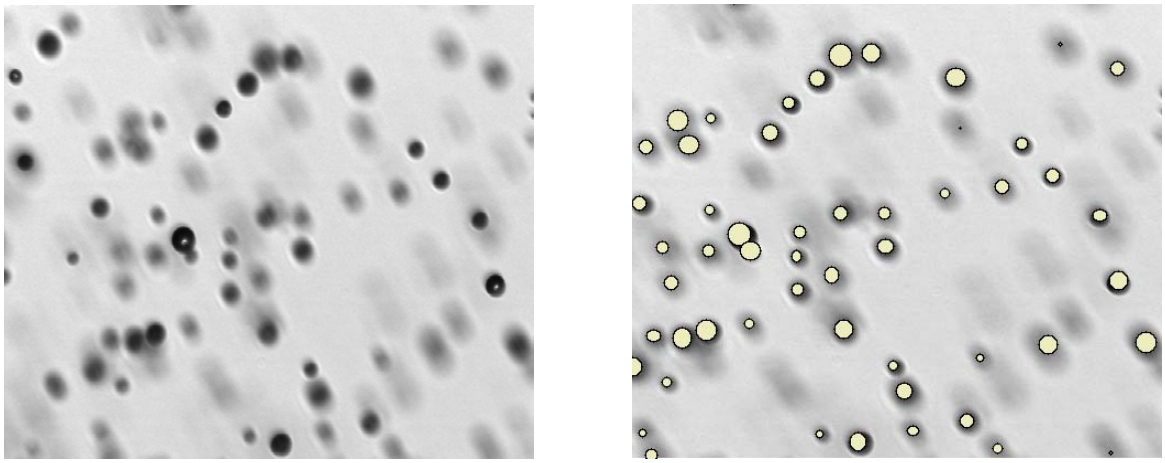


Image Analysée ***Taille et position des gouttes détectées***

figure 4-25 Image de spray et granulomètrie par cette méthode

Cette procédure a pour objectif de séparer un masque de gouttes superposées en plusieurs masques. Ceci doit-être fait si les centres détectés correspondent bien à des gouttes sphériques distinctes. Si les gouttes sont bien en superposition sur l'image, c'est qu'une goutte est placée devant l'autre. Or, nous avons vu que la position spatiale d'une goutte le long de l'axe optique est liée au défaut de mise au point de la goutte. Ainsi, la variation de la norme associée à chaque centre est un critère de séparation des centres détectés.
Une autre condition de séparation de deux centres *i* et *j*, concerne leur degré de superposition. Ainsi, la séparation des centres est effectuée si les deux critères suivant, définis empiriquement, sont vérifiés.
Normes de gradients de niveaux de gris suffisamment différents :

$$\frac{2\left|n_i - n_j\right|}{n_i + n_j} > 0.1 \qquad \textit{equ. 4-33}$$

Distance entre deux gouttes suffisamment élevée :

$$d > 0.9\left(r_i + r_j\right)$$

Le masque initial contenant les différentes gouttes est fractionné en différents masques. Pour chaque paire de centres de gouttes détectées, on fractionne le masque le long d'une droite passant par les intersections des contours des deux gouttes :

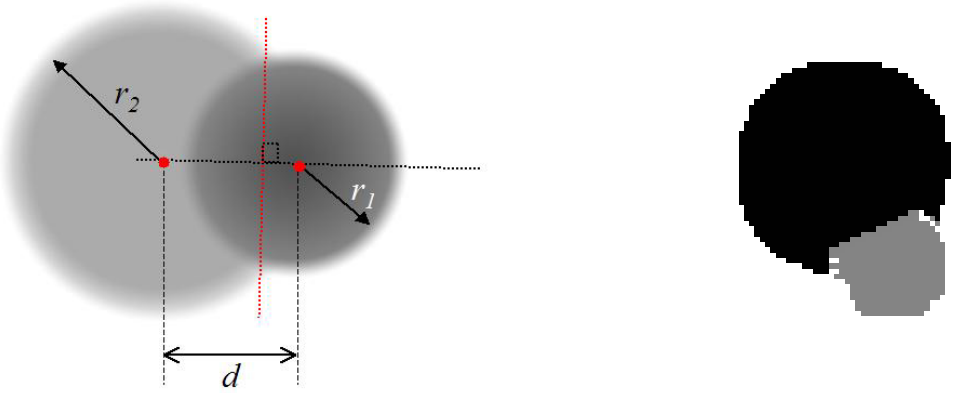


Illustration ***Exemple sur l'image de figure 4-21***

figure 4-26 Séparation des masques

Le cas de la séparation d'un masque en trois masques est traité avec deux images synthétiques. Elles contiennent toutes deux trois disques en superposition de diamètres respectifs *20, 30* et *40* pixels.

Un filtre gaussien est uniformément appliqué sur la première image. Dans la seconde, le rayon de ce filtre est modifié d'un disque à l'autre afin de simuler un défaut de mise au point différent.

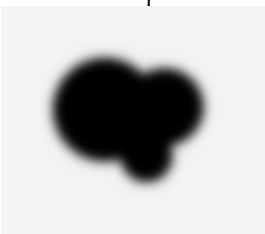


Image virtuelle 1

Image virtuelle 2

Labellisation de l'image 1

Labellisation de l'image 2

figure 4-27 Illustration de la prise en compte du défaut de mise au point dans la séparation des masques.

Dans le cas de l'image virtuelle *1*, l'algorithme ne considère qu'une seule goutte du fait du défaut de mise au point semblable rencontré. L'image virtuelle *2*, est considérée comme la superposition de trois gouttes distinctes. Les trois masques pourront être étudiés distinctement si l'utilisateur le souhaite afin d'extraire les contours et le contraste de chaque goutte détectée.

5 Les paramètres de gouttes

A partir de l'analyse de l'image d'un spray, chaque gouttelette est décrite par son contraste *C* et ses trois contours sub-pixels associésaux niveaux de seuils à *25%, 61%* et *77%*. Différents paramètres peuvent maintenant être extraits afin de décrire chaque gouttelettes.

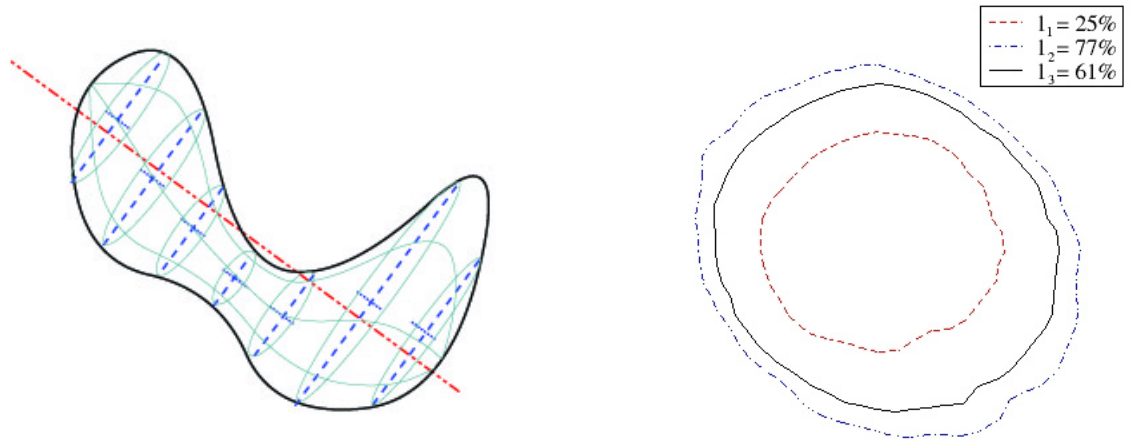
5.1. Les paramètres de tailles

A partir du contour de la goutte issu d'un seuillage relatif défini par le paramètre *l,* nous pouvons calculer la surface de celle-ci, avec une résolution sub-pixel. La connaissance de la résolution dans les deux axes de l'image permet de convertir cette mesure initialement en pixels² en mm². Soit S_l, cette surface, le diamètre sphérique équivalent de la goutte est défini :

$$d_l = \sqrt{\frac{4S_l}{\pi}} \qquad \textit{equ. 4-34}$$

Le paramètre $d_{0.61}$ et le contraste *C* seront utilisés pour le calcul du diamètre réel de la goutte à l'aide de la fonction de correction des diamètres (figure 4-15, page 115). D'autre part, la différence $d_{0.77}$-d_{025} (figure 4-28, page 127) et le contraste *C* seront utilisés pour le calcul de la largeur de la réponse impulsionnelle associée à la gouttelette grâce à l'équation (equ. 4-19, page117).

Lorsque les gouttes sont sphériques, la mesure du diamètre équivalent sphérique d_l permet le calcul du volume de la goutte. Lorsque la goutte n'est pas sphérique, nous proposons l'estimation du volume par la méthode proposée par *Daves et al. [27]*.



Estimation du volume ***Contours sub-pixels associés aux seuils à 1%***

figure 4-28 Paramètres de taille des gouttelettes

Il s'agit de déterminer l'axe principal de moment d'inertie maximum de la forme délimitée par son contour. On tranche ce contour perpendiculairement à cet axe d'inertie, en considérant que ces tranches sont des pièces cylindrique dont l'axe est parallèle à l'axe d'inertie. La somme des volumes de chacune des tranches cylindriques permet l'estimation d'un volume V_l de l'élément liquide étudié (figure 4-28). Le paramètre $d_{v,l}$ est le diamètre équivalent sphérique associé à ce volume estimé :

$$d_{v,l} = \sqrt[3]{\frac{6V_l}{\pi}} \qquad \textit{equ. 4-35}$$

Dans notre cas, ce volume est calculé sur la base du contour obtenu avec l=61%. Ce diamètre issu de l'estimation du volume est corrigé par le contraste, comme il est fait sur le diamètre déduit de la surface $d_{0.61}$.

5.2. Le diamètre et le contraste minimum

Dans l'analyse des gouttes issues de l'atomisation du jet de Rayleigh, *Malot & Blaisot [79]* ont utilisé deux tests sur :

1. le nombre de pixels formant l'image des gouttes seuillées[15] ($nbpixel > nbpixel_{min}$),
2. le contraste des gouttes ($C > C_{min}$).

Bien que notre analyse granulométrique soit définie en sub-pixels, il est évident qu'un nombre minimal de pixels est nécessaire à la définition correcte du contour des gouttes. De même qu'il est raisonnable de définir un seuil sur le contraste aussi petit que possible afin de s'assurer une bonne interprétation du signal perçu. En effet, un contraste minimum mesurable est intrinsèque au système optique utilisé. Cependant, nous avons vu (2.4.) que le filtrage spatial causé par le contraste minimum agit sur le volume de mesure et donc sur la granulométrie.
Il nous faut donc connaître l'influence de telles limitations sur les granulométries calculées.
Pour chaque goutte étudiée, le contour résultant du seuillage à *25%* définit la plus petite surface parmi les trois correspondantes aux trois seuillages. C'est cette surface $S_{0.25}$, qui doit excéder le nombre de pixels minimum. On considère que ce nombre de pixels minimum acceptable est $nbpixel_{min}=10$.
Le diamètre minimum équivalent-sphérique à cette surface est donc :

$$d_{0.25,\min} = \sqrt{\frac{4 \cdot nbpixel_{\min}}{\pi \cdot ResX \cdot ResY}} \qquad \textit{equ. 4-36}$$

[15] Leur calcul de surface n'utilise pas une résolution sub-pixel.

où *ResX* et *ResY* sont respectivement les résolutions horizontales et verticales des images (pixels/mm).

Par conséquent, le diamètre réel minimum mesurable par le granulomètre est celui d'une goutte présentant ce diamètre $d_{0.25,mini}$. Cependant, le diamètre réel de cette goutte dépendra également de son contraste (figure 4-15, courbe *l=0.25,* page *115*). En effet, pour la valeur minimum de $d_{0.25,mini}$ fixée, le plus petit diamètre mesurable correspond au plus petit rapport $a/r_{0.25}$, c'est-à-dire à la goutte présentant le plus petit contraste normalisé $C_{0,min}$.
Par conséquent, on peut définir un diamètre minimum mesurable grâce à la fonction $a/r_{0.25}=f_1(C_0)$:

$$d_{\min} = f_1\left(C_{0,\min}\right)\sqrt{\frac{4 \cdot nbpixel_{\min}}{\pi \cdot ResX \cdot ResY}}\text{, avec } C_{0,\min} = \frac{C_{\min}}{1-\tau\left(C_{\min}+1\right)} \qquad \textit{equ. 4-37}$$

Pour un contraste et un nombre minimum de pixels considérés lors de l'analyse, cette relation permet de calculer le diamètre de la plus petite goutte mesurable par le granulomètre.

Ce diamètre minimum mesurable est donc associé à un défaut de mise au point maximum pour cette taille de goutte et, par conséquent, à une certaine profondeur de champ. Des gouttes plus grosses et parfaitement contrastées peuvent se situer hors de cette profondeur de champ. Afin de ne pas surestimer le taux de présence de ces grosses gouttes, nous devons les éliminer de l'analyse. Il convient donc de déterminer la largeur de réponse impulsionnelle maximum acceptable χ_{max} associée à cette profondeur de champ.
Ce χ_{max} est associé au plus petit diamètre et au plus petit contraste mesurable, c'est-à-dire une petite goutte en fort défaut de mise au point. Ce cas extrême vérifie $\tilde{a} < 3$, ce qui permet l'utilisation de l'équation (equ. 4-18, page 116) pour la détermination du χ_{max} associé. On obtient ainsi :

$$\chi_{\max} = \frac{\gamma \cdot d_{\min}}{\sqrt{2\ln\left(\frac{1+C_{0,\min}}{1-C_{0,\min}}\right)}}\text{, avec } C_{0,\min} = \frac{C_{\min}}{(1-\tau)\left(C_{\min}+1\right)-C_{\min}} \qquad \textit{equ. 4-38}$$

Pour chiffrer ces paramètres limites, calculons les dans la configuration du granulomètre dans notre analyse granulométrique du spray Diesel.
Considérons la résolution moyenne *Res=1260 pixels/mm*. Fixons le contraste minimum acceptable à *0.2* et le nombre de pixels minimum à *10* (choisis empiriquement). Prenons le coefficient de transmission de la lumière par le gazole τ à *0.2* (ordre de grandeur des mesures expérimentales). On obtient alors :

$$d_{\min} = 3.4\mu m \text{ et } 2 \cdot \chi_{\max} = 6.4\mu m \qquad \textit{equ. 4-39}$$

5.3. Les paramètres de forme

Une des particularités de la granulométrie par imagerie est de pouvoir quantifier la morphologie des gouttes rencontrées. Le paramètre de sphéricité, proposé par *Malot & Blaisot [79]*, en est un exemple. Ce paramètre est défini pour décrire l'écart à la sphéricité. Il ne suffit pas à définir la morphologie d'un élément liquide. Nous décidons, par conséquent, de calculer trois nouveaux paramètres parmi ceux déjà rencontrés dans la littérature (1.2.).

L'homogénéité *H* (equ. 4-40) mesure la différence entre l'écart maximum et minimum du contour à son centre de gravité(figure 4-29-(a)). Ce nombre est adimentionalisé par le diamètre sphérique équivalent. Plus *H* est grand, moins la répartition de la masse autour du centre de gravité de la goutte est homogène Le cas homogène idéal est le disque (la sphère en 3D) caractérisé par une homogénéité nulle.

$$\text{Homogénéité : } H = \frac{2(r_{\max} - r_{\min})}{d_s} \qquad \textit{equ. 4-40}$$

La sphéricité S_p utilise la surface S non commune au disque S_C de même surface centré sur le centre de gravité G. Ce nombre équivaut à diviser la surface colorée de la figure 4-29-(b) par la surface de l'élément liquide. Ce nombre est nul dans le cas sphérique et est borné par 2.

$$\text{Sphéricité : } S_p = \frac{surface[(S \cup S_C) - (S \cap S_C)]}{surface[S]} \qquad \textit{equ. 4-41}$$

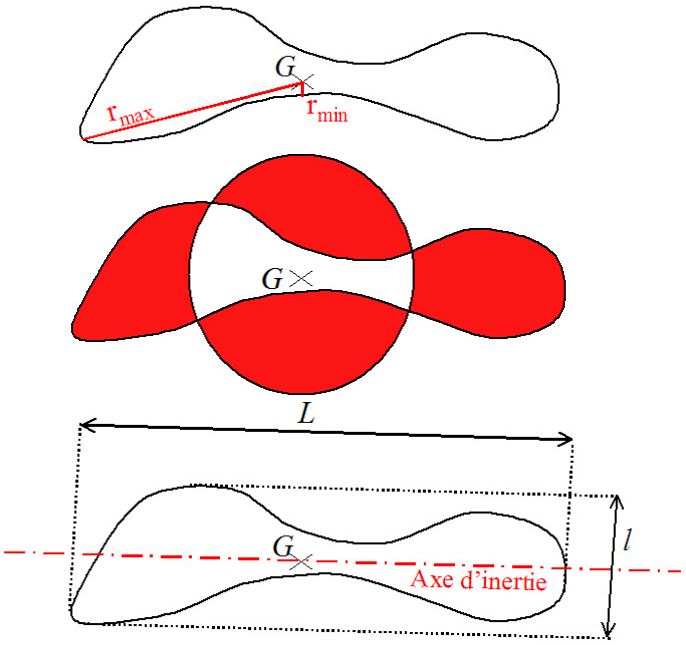


figure 4-29 Paramètres de forme des gouttelettes

L'éllipticité ε (equ. 4-42) mesure l'allongement de l'élément liquide le long de son axe principal d'inertie. Ce paramètre tient son nom de sa capacité à caractériser la forme elliptique (figure 4-29-(c)).

$$\text{Ellipticité : } \varepsilon = \frac{l}{L} \qquad \textit{equ. 4-42}$$

L'irrégularité I_r (equ. 4-43) est un paramètre basé sur le rapport entre le périmètre de l'élément liquide et le périmètre du disque de même surface. Ce paramètre mesure un excès d'interface par rapport à la forme circulaire.

$$\text{Irrégularité : } I_r = \frac{périmètre(S)}{périmètre(S_C)} \qquad \textit{equ. 4-43}$$

Chaque forme de goutte rencontrée est donc associée à un quadruplet de paramètres morphologiques. Ces paramètres définissent un espace des formes. Différentes familles de formes sont associées à des sous espaces de l'espace des formes. Voyons, par exemple, la famille des ellipses. Etant donné qu'une ellipse peut être décrite par le paramètre d'ellipticité uniquement, les autres paramètres de forme sont redondants et sont, par conséquent, fonction de ce paramètre(equ. 4-44, figure 4-30).

$$I_r = \left[\frac{3}{4}\cdot\frac{1+\varepsilon}{\sqrt{\varepsilon}} - \frac{1}{2}\right]^{-1}$$

$$H = \frac{1-\varepsilon}{\sqrt{\varepsilon}} \qquad \textit{equ. 4-44}$$

$$S_p = \frac{4}{\pi}\left[\arcsin\left(\sqrt{\frac{1}{1+\varepsilon}}\right) - \arcsin\left(\sqrt{\frac{\varepsilon}{1+\varepsilon}}\right)\right]$$

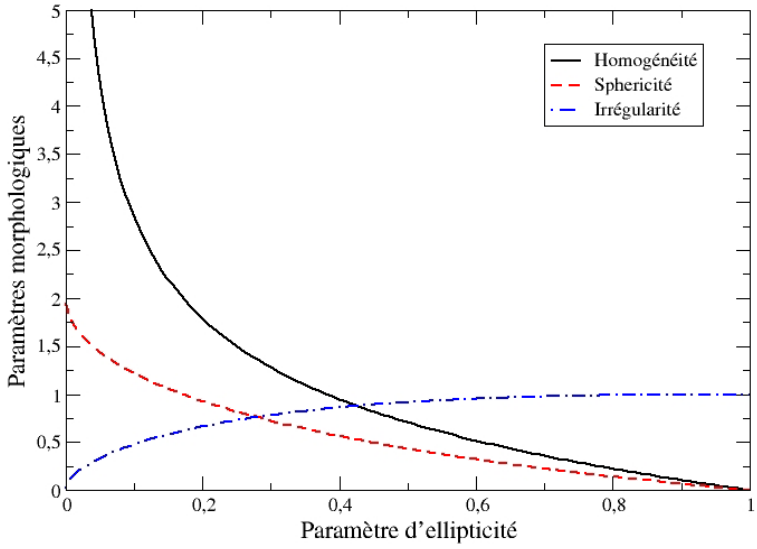


figure 4-30 Relations entre paramètres morphologiques pour la famille des ellipses

On vérifie qu'une goutte sphérique ($\varepsilon=1$), conduit à une sphéricité et une homogénéité nulles et à une irrégularité égale à 1. Et pour ($\varepsilon=0$) qui est un cas singulier correspondant à une droite, la sphéricité tend vers sa valeur maximale, l'homogénéité tend vers l'infini et l'irrégularité vers *0*.

5.4. Illustration du filtre morphologique

Les paramètres de forme ont deux utilisations distinctes :
En premier lieu, on peut former une cartographie morphologique, représentative d'un spray en plaçant un point dans l'espace des formes correspondant aux coordonnées de chaque goutte de ce spray. Ceci permet une cartographie représentative de la diversité morphologique des gouttes du spray.
L'analyse morphologique permet aussi de filtrer des gouttes du spray afin de calculer une distribution de taille de gouttes sur une classe morphologique particulière. Dans leur étude sur le spray formé par un jet Rayleigh, *Malot et Dumouchel [80]* voulaient calculer des granulométries basées sur les gouttes ayant subi l'atomisation secondaire. Pour ne conserver que les gouttes sphériques, ils ont appliqué un filtre morphologique en utilisant le paramètre de sphéricité comme filtre morphologique (S_p<0.2 d'après figure 4-7). Le plus souvent, ce sont les gros éléments liquides qui présentent une morphologie non sphérique. Ainsi, l'application d'un filtre morphologique ne conservant que les gouttes sphériques décale inévitablement les distributions de tailles vers les petits diamètres.
Nous avons analysé de nouveau les images du spray issu de l'atomisation du jet *Rayleigh* utilisées par *Malot et Dumouchel [80]*. Les cartographies morphologiques numériques obtenues sont illustrées d'exemples de gouttelettes :

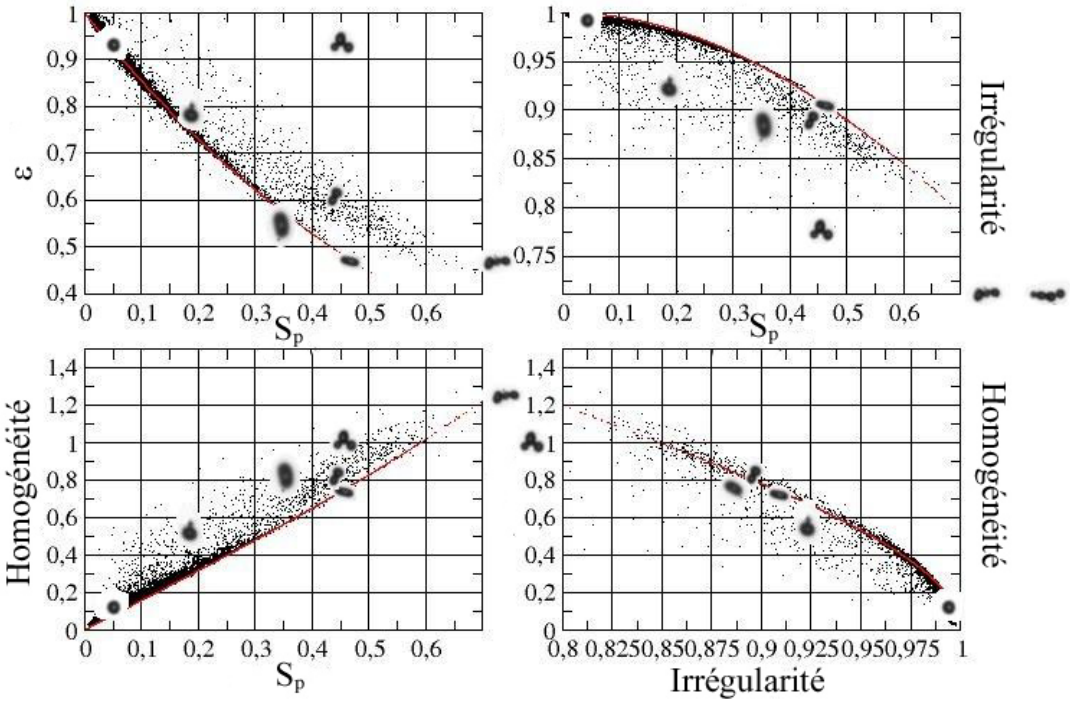
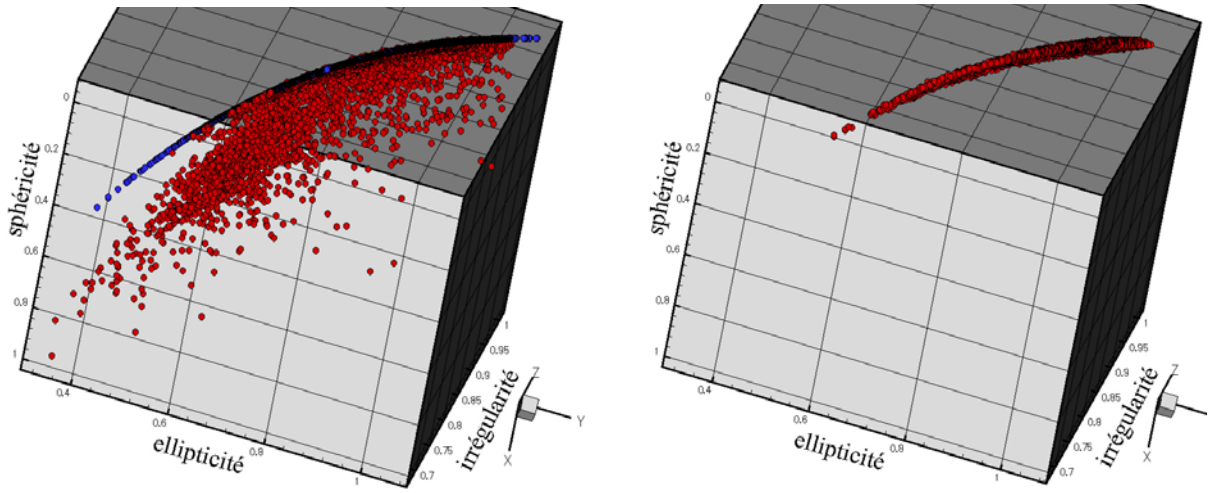


figure 4-31 Cartographie morphologique du jet Rayleigh

On observe un regroupement des gouttelettes rencontrées le long d'une courbe (rouge). Cette courbe représente la famille des ellipses. Ceci indique que la majorité des gouttellettes rencontrées sont de forme elliptique. Les gouttelettes observées s'éloignant de la courbe elliptique sont des agglomérats de gouttelettes. On observe particulièrement bien ce détachement d'agglomérats sur le graphique représentant l'ellipticité ε en fonction de la sphéricité S_p. On observe également sur ce graphique, qu'en se détachant de la courbe elliptique pour des sphéricités inférieures à *0.2*, on peut trouver des agglomérats. Le filtrage basé uniquement sur la sphéricité ignore donc les gouttes elliptique mais accepte tout de même certaines configurations d'agglomérats de gouttelettes.
De cette analyse, nous définissons un filtrage morphologique qui conserve l'ensemble des gouttelettes appartenant à la famille elliptique. Ces gouttes ne pourront, par conséquent, pas correspondre à des agglomérats de gouttes et seront parfaitement analysables en terme de granulométrie. Pour ce faire, on définit, dans l'espace des formes, un tube courbé dont l'axe correspond à la courbe théorique des gouttes elliptiques : A partir de l'ellipticité de la goutte, on en déduit les trois autres paramètres de formes dans le cas où cette goutte est elliptique (basé sur equ. 4-44) : I_r^*, H^*, S_p^*. La goutte appartiendra au « tube elliptique » si :

$$\sqrt{\left(I_r - I_r^*\right)^2 + \left(H - H^*\right)^2 + \left(S_p - S_p^*\right)^2} \le r_\varepsilon \qquad \textit{equ. 4-45}$$

Il reste à définir le rayon de ce tube, r_ε. Plus celui-ci est grand, plus on accepte un écart important à la forme elliptique. La figure 4-32-(a) présente la cartographie morphologique numérique dans l'espace à trois paramètres de formes. L'ensemble des gouttes mesurées après filtrage morphologique par le tube elliptique sont représentées dans la figure 4-32-(b). Dans ce tube, nous sommes sûr de ne pas tenir compte de gouttelettes en superposition.



(a) Ensemble des gouttelettes ***(b) Gouttelettes appartenant au tube elliptique***

figure 4-32 Cartographie numérique 3D du spray Rayleigh

Le granulomètre est maintenant capable d'associer à chaque élément liquide détecté un diamètre tenant compte du défaut de mise au point, un paramètre relatif à sa position spatiale et quatre paramètres de forme. Le calcul du diamètre minimum de validité du granulomètre est proposé. Dans le but d'éviter tout problème de surestimation de la population des grosses gouttes, un filtrage spatial est également proposé, basé sur le paramètre de localisation χ. Pour finir nous avons défini un espace des formes dans lequel chaque spray est caractérisé. Un filtrage morphologique basé sur le « tube elliptique » est proposé. Celui-ci permet la conservation de gouttes faiblement déformées tout en rejetant les gouttes en superposition.

6 L'étalonnage du granulomètre

6.1. L'étalonnage de la correction des diamètres mesurés

Le modèle de réponse impulsionnelle a permis de mettre en évidence les paramètres clefs du processus d'imagerie des gouttelettes. Nous avons vu comment corriger le diamètre apparent d'une goutte mais aussi comment la localiser spatialement. Ce modèle se base sur des considérations théoriques des processus d'imagerie. Il est cependant préférable d'étalonner ce modèle dans la configuration optique utilisée.

Cette section présente l'étalonnage du système optique utilisé dans les visualisations du jet et du spray Diesel ().

Le champ visualisé est de *463 µm* par *606 µm*, ce qui correspond aux résolutions suivantes : *ResX=1260 pixels/mm* et *ResY=1255 pixels/mm*. Le grandissement maximum de la lunette à visée lointaine est utilisé avec une ouverture maximale du diaphragme (ce qui réduit au minimum la profondeur de champ). L'étalonnage utilise un réticule étalon contenant des disques opaques de diamètres calibrés (10-300µm). Le réticule est déplacé de la caméra vers la source lumineuse par pas de *50 µm*. Pour différentes tailles de disques et pour différentes positions de ceux-ci, on utilise le granulomètre par imagerie. Celui-ci mesure les trois rayons r_i et le contraste C des images des disques. Pour l'ensemble des disques étudiés le plus gros (300µm) est naturellement le plus contrasté. Il est utilisé pour le calcul du coefficient de transmission $\tau=1.3\%$. Ce coefficient théoriquement nul est utilisé pour le calcul du contraste normalisé (contraste équivalent pour $\tau=0$).

Pour chaque disque, on divise son rayon réel a par son rayon mesuré $r_{0.61}$. Ce rapport est représenté en fonction du contraste normalisé de la goutte sur la figure 4-33. Si le modèle est juste nous devrions retrouver la courbe théorique.

La tendance est correcte cependant on observe globalement que le rapport $a/r_{0.61}$ expérimental est plus faible que ce même rapport théorique. Cela indique que dans notre configuration optique, le modèle sous-estime la correction à apporter au diamètre des gouttes. D'autre part, on vérifie que les plus grosses gouttes, quelle que soit leur position restent fortement contrastées alors que pour le même déplacement, les petites gouttes explorent une importante gamme de contrastes.
Une importante dispersion des points est observée. Il est à noter que cette dispersion est due à un changement d'appréciation de la taille de la goutte suivant qu'elle se situe en amont ou en aval du plan de mise au point ($C_0=1$). Ceci est dû au fait que le grandissement est considéré constant alors que celui-ci change avec la position du plan objet.
Pour lever cette approximation, nous avons également étalonné le grandissement du système optique en fonction de la position z du plan objet relativement au plan de mise au point. Pour ce faire, nous avons calculé la résolution, dans le plan image, grâce à une mire qui a été déplacée sur deux millimètres autour du plan de mise au point, de la caméra vers la source lumineuse. Au plan de mise au point, le grandissement vaut 1. Cet étalonnage est présenté sur la figure 4-34.

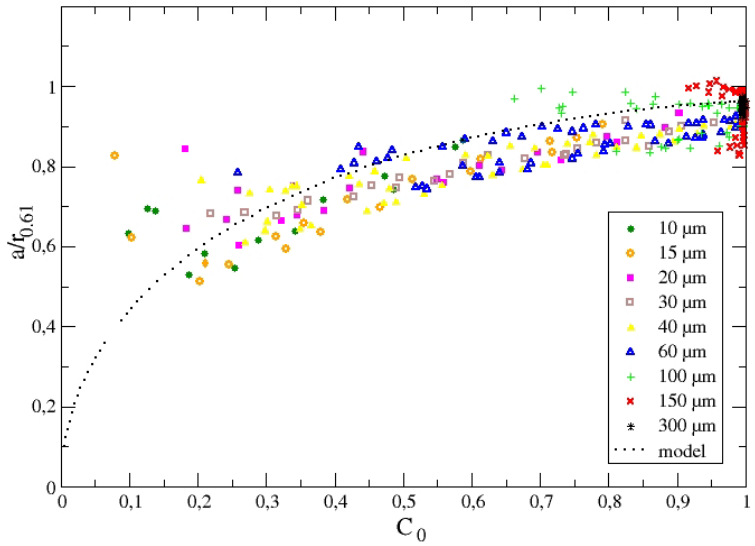


figure 4-33 Etalonnage de la courbe de correction des diamètres avec $\gamma=1$

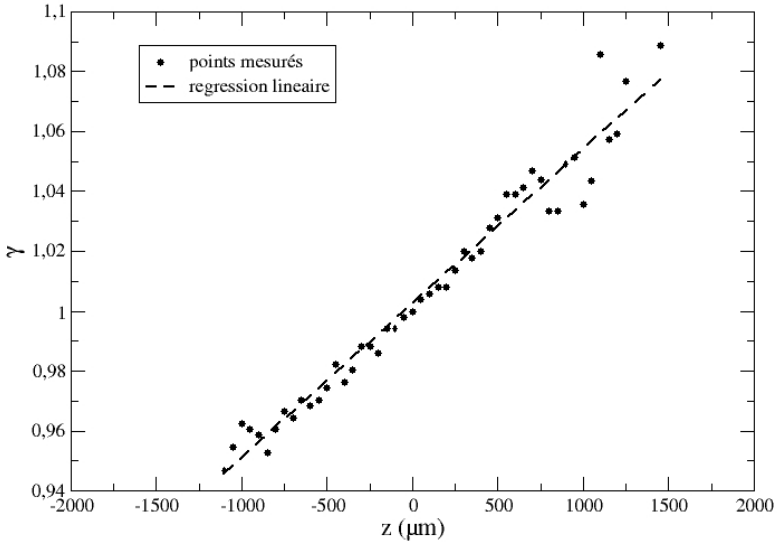


figure 4-34 Mesure du grandissement

Une régression linéaire des points expérimentaux obtenus donne l'équation de droite suivante :

$$\gamma = 1.0024 + 5.1519 \cdot 10^{-5} z \quad (\mu m) \qquad \textit{equ. 4-46}$$

L'étalonnage de la correction à apporter au système optique est donc refait en tenant compte du grandissement optique pour chaque position du réticule. Pour ce faire, on divise le rapport $a/r_{0.61}(z)$

par $\gamma(z)$, on obtient ainsi la courbe représentée sur la figure 4-35. Comme attendu, la dispersion des points a diminuée. L'ensemble des points convergent vers une courbe dont la régression polynomiale est donnée par l'équation (equ. 4-47).

$$\left(a/r_{0.61}\right)_{\exp} = 0.39654 + 1.1025 \cdot C_0 - 0.84537 \cdot C_0^2 + 0.26805 \cdot C_0^3 \qquad \textit{equ. 4-47}$$

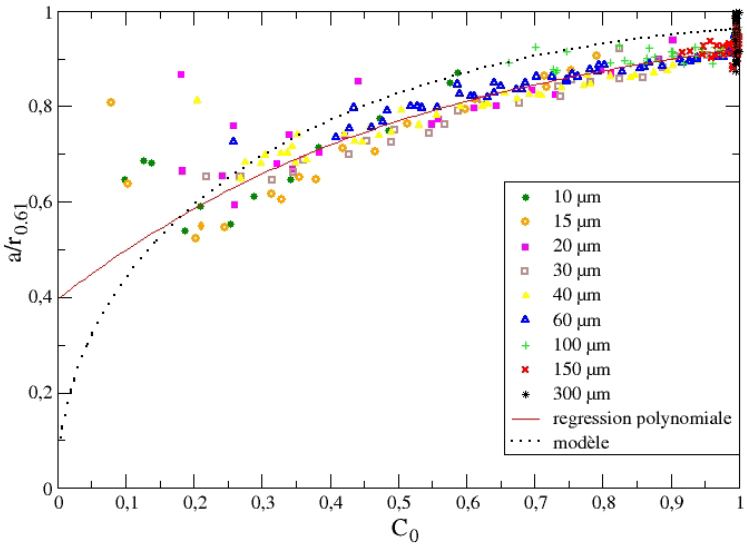


figure 4-35 Etalonnage de la courbe de correction avec prise en compte du grandissement

Dans cette configuration expérimentale, on utilise la régression polynomiale pour corriger les diamètres mesurés. Cet écart au modèle peut être lié à la fonction de transfert utilisée. On peut imaginer, par exemple, que la forme Gaussienne de la réponse impulsionnelle ne soit pas adéquate et que cette forme change avec la position du plan objet.
On note également que dans notre configuration optique, pour de trop faibles valeurs du contraste normalisé, la correction ne semble pas adaptée ($C_0<0.2$).

6.2. L'étalonnage de la largeur de la réponse impulsionnelle

Pour chaque position et chaque disque du réticule étalon, l'analyse des images conduit, via la mesure de $r_{0.77}$-$r_{0.25}$ et de C à la largeur de la réponse impulsionnelle du système optique utilisé, en supposant que celle-ci est de forme Gaussienne.
La figure 4-36 illustre l'évolution de cette largeur le long de l'axe optique. On observe pour chaque disque une évolution parfaitement linéaire de la largeur de la réponse impulsionnelle de part et d'autre du plan de mise au point. Ce comportement est caractéristique d'un dispositif de type microscope. Pour un éloignement du plan de mise au point supérieur à *500 µm*, on observe des pentes d'autant plus grandes que le diamètre de la goutte est grand. Dans les configurations qui seront utilisées, l'ordre de grandeur du χ_{max} est de 10 µm (voir equ. 4-39). Dans ces conditions, la profondeur de champ est particulièrement faible et le changement de pente observé n'est pas discriminatoire.

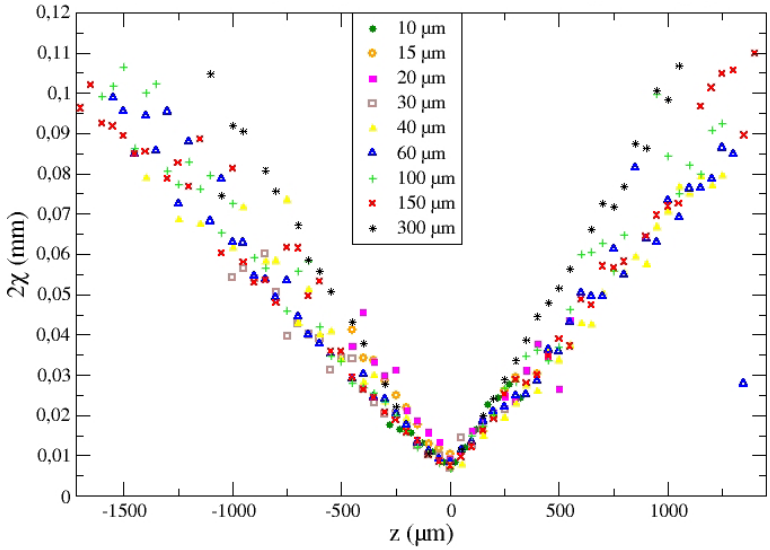


figure 4-36 Etalonnage de la largeur de la réponse impulsionnelle, τ=1.3% et γ=1

Dans le paragraphe 2.4. , nous avons montré qu'il était possible de déterminer la largeur de réponse impulsionnelle à partir de la relation entre $\tilde{a}$ et C (1er méthode de calcul de χ, equ. 4-18). La figure 4-37 présente la comparaison des deux méthodes.

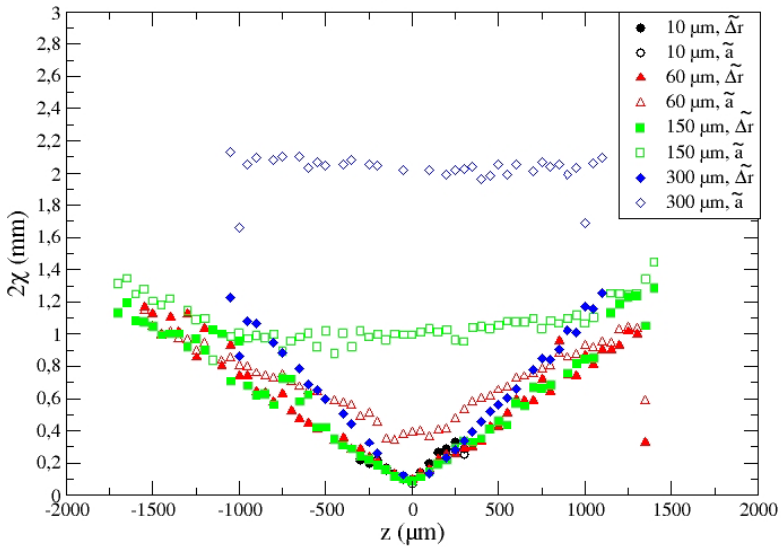


figure 4-37 Comparaison des deux méthodes de mesure de χ

Nous vérifions que la méthode basée sur $\tilde{a}$ et C n'est pas apte à déterminer la variable χ pour les gouttes de diamètres supérieurs à *50 µm*[16].

L'étalonnage spatial de la largeur de réponse impulsionnelle est donc calculé à partir des résultats obtenus par la méthode basée sur la mesure de $r_{0.77}$-$r_{0.25}$ lors du déplacement du réticule étalon du plan de mise au point vers la source lumineuse *(z>0)*. L'équation obtenue par régression linéaire est donnée (equ. 4-48).

$$2\chi(mm) = 6.65.10^{-5}\, z(\mu m) + 8.13.10^{-3} \qquad \textit{equ. 4-48}$$

Maintenant que la loi d'évolution spatiale de la largeur de la réponse impulsionnelle est connue, nous souhaitons l'utiliser pour comparer la mesure $r_{0.77}$-$r_{0.25}$ associée à une position donnée du réticule le long de l'axe optique, avec la mesure théorique. Ceci est fait à l'aide la relation théorique (equ. 4-49 et figure 4-38).

[16] Ceci n'est vrai que dans cette configuration optique

$$\tilde{r}_{0.77} - \tilde{r}_{0.25} = f_3(\tilde{a})$$ *equ. 4-49*

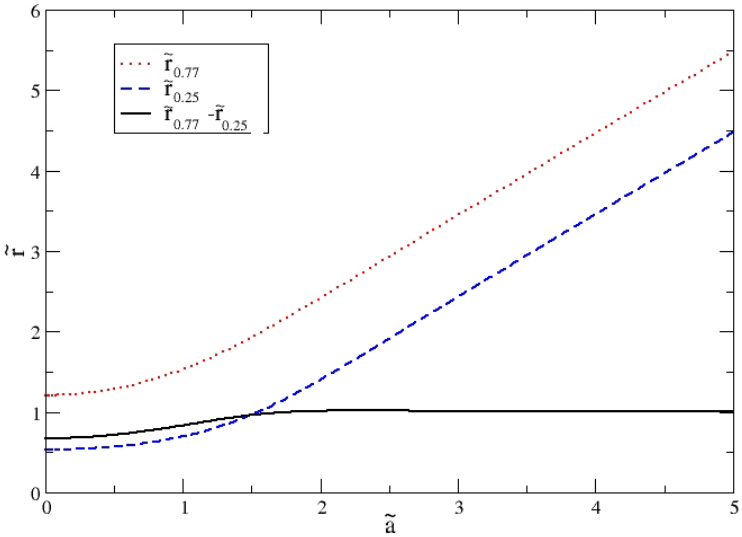
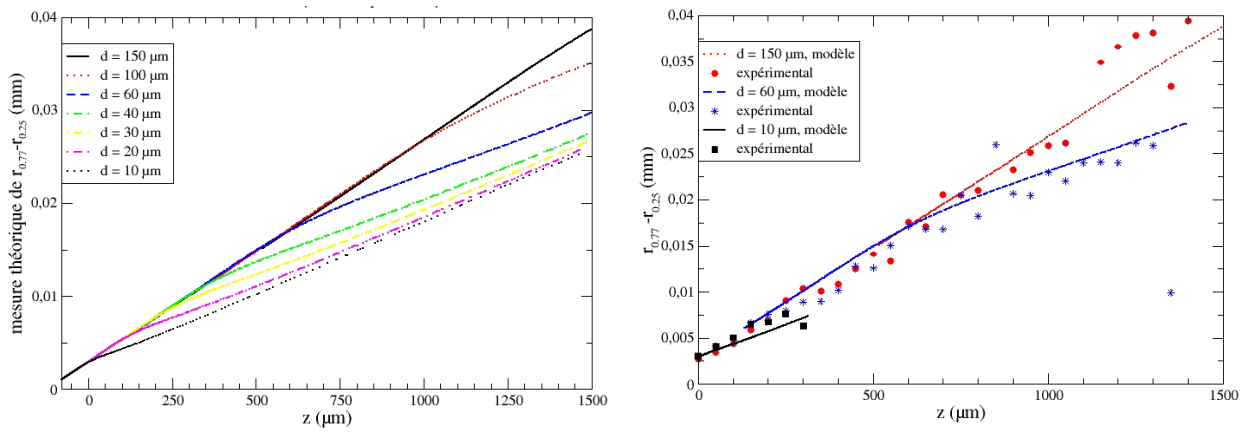


figure 4-38 loi d'évolution du $\Delta\tilde{r}$

Dans cette expression de la variation de $r_{0.77}$-$r_{0.25}$ normalisée par χ, le contraste n'apparaît pas. Pour un disque de diamètre $d=2a$ et pour une certaine position z du réticule connue, on peut retrouver l'expression de la variation des rayons mesurés $r_{0.77}$-$r_{0.25}$ (figure 4-39-(a)).
Plus l'objet est distant du plan de mise au point, moins il est contrasté. Ceci implique naturellement une épaisseur du domaine de variation de niveaux de gris autour de la goutte de plus en plus grande, d'où la croissance de $r_{0.77}$-$r_{0.25}$. On note que cette croissance est constituée de deux lois linéaires et que la position de la transition entre celles-ci dépend du diamètre de la goutte. Ces deux relations linéaires correspondent aux comportements distincts observés sur la figure 4-38, selon que $\tilde{a}$ est supérieur ou non à *2* (disque du même ordre de grandeur que la réponse impulsonelle).



(a) modèle ***(b) comparaison***

figure 4-39 Comparaison expérimental-théorique de $r_{0.77}$-$r_{0.25}$.

En effet, lorsque la goutte est bien plus grande que la largeur de la réponse impulsionnelle ($\tilde{a}$ >*2*, proche du plan de mise au point z=*0*), l'épaisseur de transition des niveaux de gris sur le contour de la goutte est directement proportionnelle à la largeur de la réponse impulsionnelle ($\Delta\tilde{r} = C^{ste}$). Ceci explique que pour l'ensemble des disques, les courbes ont la même pente sur la première partie de la figure 4-39-(a).
La seconde partie linéaire de ces courbes correspond à $\tilde{a}$ <2, c'est-à-dire que le diamètre du disque est du même ordre de grandeur que la largeur de la réponse impulsionnelle. Dans ce cas la loi de variation de $r_{0.77}$-$r_{0.25}$ dépend simultanément de χ et du diamètre de la goutte $\Delta\tilde{r} = f_3(\tilde{a})$. C'est pour

cela que les pentes correspondantes à cette partie des courbes différent suivant le diamètre de la goutte étudiée.
La figure 4-39-(b) présente la comparaison entre l'évolution théorique précédemment expliquée et les mesures effectives de $r_{0.77}$-$r_{0.25}$. On vérifie, comme attendu, le changement de comportement de la mesure en fonction du diamètre étudié et sa bonne position spatiale. En effet, si on considère la goutte de diamètre *60 µm*, la transition entre les deux comportements et observée à la position z=*600 µm*, correspondant d'après l'équation d'étalonnage de χ (equ. 4-48) à 2χ=*48 µm*. La transition a donc lieu lorsque $\tilde{a}$ =*1.76*, ce qui correspond à la prédiction du modèle (figure 4-38).
La technique de mesure de la largeur de la réponse impulsionnelle semble parfaitement s'adapter à toutes les échelles de tailles de gouttes. La variation spatiale de la mesure de $r_{0.77}$-$r_{0.25}$ liée au défaut de mise au point a parfaitement été prise en compte par la modélisation. Le modèle proposé semble par conséquent, parfaitement apte à localiser spatialement les gouttes d'un spray.

6.3. L'effet de la morphologie des gouttes sur l'exploitation du modèle

Nous avons vérifié la pertinence du modèle pour la correction du diamètre mesuré d'une goutte sphérique ainsi que pour la mesure de la largeur de la réponse impulsionnelle. Cependant, l'un des atouts du granulomètre développé est de pouvoir analyser des éléments liquides non-sphériques. Nous devons donc vérifier la capacité du modèle à prendre en compte ce type d'objets.
Pour ce faire, nous avons utilisé des images synthétiques contenant *6* ellipses. Chaque ellipse à un petit diamètre d_1 constant (*50* pixels) et un grand d_2, variable (de *50* à *150* pixels). Le diamètre sphérique équivalent des ellipses est défini par (equ. 4-50 , tableau 4-1 et figure 4-40)

$$d_s = \sqrt{d_1 \cdot d_2} \qquad \textit{equ. 4-50}$$

d_1	50	50	50	50	50	50
D_2	50	70	90	110	130	150
Ellipticité	1	0.71	0.55	0.45	0.38	0.33
d_s	50	59.16	67.08	74.16	80.62	86.6

tableau 4-1 caractérisation surfacique des ellipses

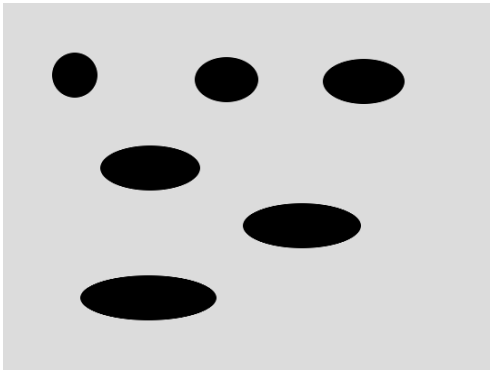


Image originale

Image filtrée par une gaussienne de rayon 50 pixels

figure 4-40 Images d'ellipses

Afin de simuler le défaut de mise au point de ces ellipses, un filtre gaussien a été appliqué sur ces images. Le même filtre est appliqué à l'ensemble des ellipses.
La figure 4-41, présente les résultats de l'analyse de ces images. On vérifie que la détermination du χ est relativement sensible à la morphologie de la goutte. En effet, entre les ellipticités de *1* et de *0.33*, on mesure une variation de la largeur de la réponse impulsionnelle de *0.9* pixels dans le cas de

l'image au point et une différence de 11 pixels dans l'image en plus fort défaut de mise au point. Cette dernière erreur correspond à une erreur relative de *20%*.
Le second graphique représente la qualité de correction du diamètre en fonction de l'ellipticité et du défaut de mise au point. On observe une diminution de la qualité de correction avec l'augmentation du défaut de mise au point quelle que soit l'écart à la sphéricité. Cependant, cette erreur de correction n'excède pas *7%*. La dispersion des points est variable mais reste toujours assez faible.

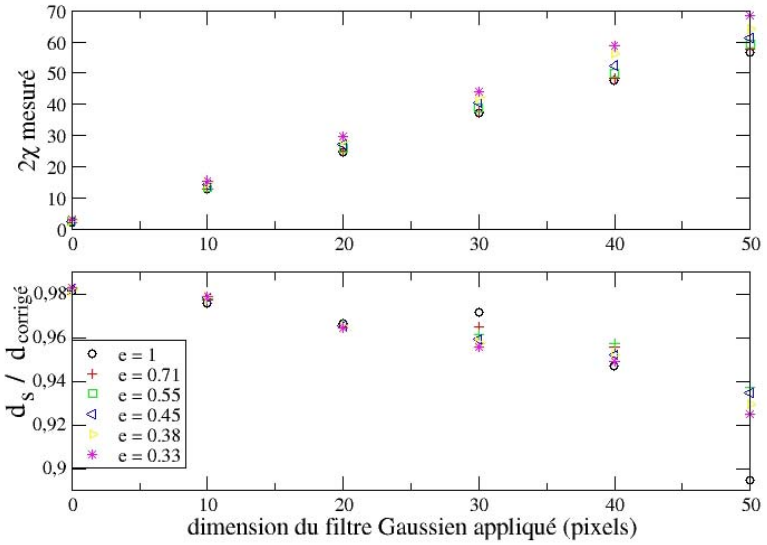


figure 4-41 Effet de l'ellipticité sur la correction des diamètres mesurés et la détermination du χ

On peut donc conclure que la correction du diamètre mesuré semble être relativement robuste face à la morphologie des gouttes. L'erreur sur l'estimation de la largeur de la réponse impulsionnelle croît de façon plus importante. Mais le filtre spatial nécessite une bonne distinction pour des réponses impulsionnelles petites devant la taille des gouttes étudiées auquel cas, la morphologie n'a pas d'influences notables.

7 Le modèle de superposition totale de gouttes

L'analyse d'images de sprays exploite les variations de niveaux de gris d'une image induites par la présence des gouttes. On a montré que le tri morphologique (du type du tube elliptique) ou l'algorithme de séparation des gouttes, sont capables d'extraire (ou de traiter) des gouttes qui sont en superposition partielle. Cependant aucun traitement d'image ne peut déterminer si certaines gouttes sont totalement superposées par d'autres gouttes plus grosses. Or, les plus petites gouttes ont inévitablement une plus grande probabilité d'être cachées que les plus grosses, ce qui implique un biais sur la granulométrie. Ce biais persiste même si la granulométrie mesurée est fidèle à la distribution de taille des gouttes observables.
Moyennant quelques hypothèses, il est possible d'extraire une loi statistique capable de corriger les granulométries de ce biais. Cette analyse nous permet de quantifier l'influence du problème de superposition totale des gouttes en imagerie, sur la robustesse des granulométries obtenues.
Cette analyse est inspirée de l'étude de *Damaschke et al. [26]* appliquée au problème de superposition des franges d'interférences en granulométrie en défaut de mise au point.

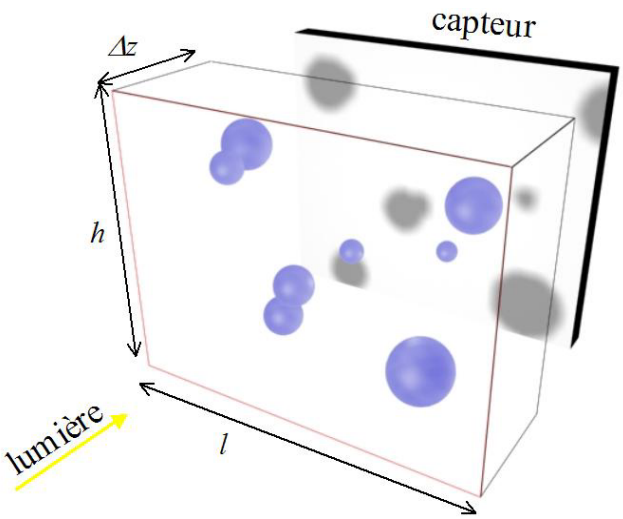


figure 4-42 Volume de mesure

Ce modèle repose sur l'hypothèse **d'une répartition homogène et aléatoire** des gouttes dans le volume de mesure. Cette hypothèse est vérifiée lorsque l'on travaille dans un volume de mesure bien plus petit que les échelles caractéristiques du spray. Le volume de mesure V peut être défini par le champ de l'image $l \times h$, multiplié par la profondeur Δz correspondant à l'épaisseur du spray ou à la profondeur de champ si celle-ci est plus faible que l'épaisseur du spray.

On définit la concentration numérique des gouttes dans le domaine par :

$$C_v = \frac{N}{V} \qquad \textit{equ. 4-51}$$

où N est le nombre moyen de gouttes à chaque instant dans le volume de mesure V, précédemment défini.

Le spray étant caractérisé par sa distribution numérique de taille de gouttes f_n, on peut estimer la concentration numérique des gouttes de diamètre D, dans le volume de mesure, par l'expression:

$$C_v(D) = \frac{N}{V} f_n(D) \qquad \textit{equ. 4-52}$$

Si l'hypothèse de répartition des gouttes est respectée, $C_v(D)$ est indépendant de la position spatiale des gouttes à l'intérieur du volume de mesure.

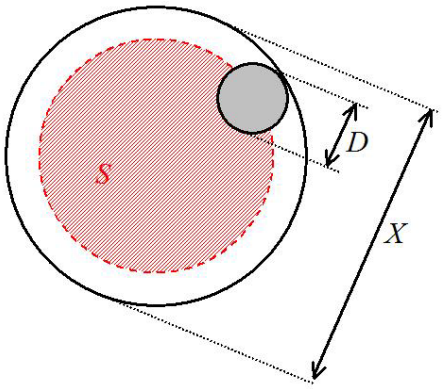


figure 4-43 Surface liée à la superposition

Chaque goutte projette sa surface sur le capteur CCD de la caméra comme indiqué sur la figure 4-42. On peut localiser la goutte dans ce plan grâce à la position projetée de son centre.

Soit D et X les diamètres de deux gouttes G_D et G_X, avec $D<X$. La goutte G_D est cachée par G_X pour un ensemble de positions de son centre représenté par la surface S définie par :

$$S = \pi\left(\frac{X}{2} - \frac{D}{2}\right)^2 \qquad \textit{equ. 4-53}$$

Ainsi, la probabilité que G_D soit recouverte par G_X, dans le champ de la caméra est :

$$p_{DX} = S/lh \qquad \textit{equ. 4-54}$$

La distribution numérique de taille de gouttes nous indique que le nombre de gouttes dont le diamètre est compris entre X et $X+dX$ est :

$$dN_X = \underbrace{lh\Delta z}_{V} \cdot C_v \cdot f_n(X)dX \qquad \textit{equ. 4-55}$$

Chacune d'entre elles possède la même probabilité de recouvrir G_D ainsi, on définit la densité de superposition de G_D par une goutte de diamètre compris entre X et $X+dX$ par le produit $d\xi = p_{DX}.dN_X$:

$$d\xi(X,D) = \frac{\pi}{4}\Delta z \cdot C_v \cdot f_n(X) \cdot (X-D)^2\, dX \qquad \textit{equ. 4-56}$$

Toutes les gouttes de diamètre supérieur à D sont susceptibles de recouvrir G_D dans le champ du capteur. On peut donc étendre l'expression précédente à la densité de superposition de l'ensemble des gouttes de plus grands diamètre.

$$\xi(D) = \frac{\pi}{4}\Delta z \cdot \int_D^{\infty} C_v \cdot f_n(X) \cdot (X - D)^2 \, dX \qquad \textit{equ. 4-57}$$

Ce nombre indique le nombre moyen de fois où la goutte G_D peut être recouverte sur la totalité du capteur compte tenu de la granulométrie réelle du spray. Plus il y a dans le champ, un grand nombre de gouttes de diamètres supérieurs à D et plus $\xi(D)$ est élevé.
Par exemple $\xi(D)=2$ signifie qu'une goutte de diamètre D est, en moyenne, recouverte par deux autres gouttes. Et puisqu'il s'agit d'une densité, ce nombre moyen est valable pour n'importe quelle position de G_D sur le capteur.
Le nombre de superpositions de G_D par une autre goutte a une limite supérieure qui est le nombre de gouttes N_D ayant un diamètre plus grand. La probabilité que la goutte G_D soit recouverte est donc :

$$p(D) = \frac{\xi(D)}{N_D}, \text{ avec } N_D = lh\Delta z \cdot \int_D^{\infty} C_v \cdot f_n(X) dX \qquad \textit{equ. 4-58}$$

A partir de la probabilité qu'une goutte soit cachée par une autre ($p(D)$), la loi binomiale est en mesure d'extrapoler la probabilité que celle-ci soit superposée par k autres gouttes, à savoir $P(D,k)$. Le nombre de combinaisons permettant qu'il y ait k gouttes parmi N_D qui soient en superposition avec G_D est $C_{N_D}^k$ ce qui implique que :

$$P(D,k) = C_{N_D}^k \left(\frac{\xi(D)}{N_D}\right)^k \left(1 - \frac{\xi(D)}{N_D}\right)^{N_D - k} \qquad \textit{equ. 4-59}$$

La taille du champ est choisie de façon à ce que la densité des gouttes ne soit pas trop grande pour permettre à l'analyse de différencier un maximum de gouttes. Ce qui indique que la probabilité qu'une goutte soit recouverte peut être considérée comme très faible. En considérant de plus que N_D assez grand, la loi binomiale se simplifie en la loi de poisson :

$$P(D,k) = \frac{\xi^k(D)}{k!} \exp(-\xi(D)) \qquad \textit{equ. 4-60}$$

On en conclue que la probabilité qu'une goutte de diamètre D soit recouverte au moins une fois est :

$$P(D, k \geq 1) = 1 - P(D,0) = 1 - \exp(-\xi(D)) \qquad \textit{equ. 4-61}$$

Par simplification d'écriture, nous noterons $P(D)$, la probabilité que la goutte de diamètre D soit recouverte. L'erreur relative entre l'utilisation de la loi binomiale et la loi de poisson pour l'obtention de cette probabilité et inférieure à 1% pour $N_D>O$ et $p(D)$ <20%. Les conditions de Poisson sont donc adaptées à nos conditions de calcul. Le calcul est simplifié par le fait que le nombre N_D peut être ignoré.
Soit f_n la distribution numérique réelle de taille des gouttes du spray et f_m la distribution mesurée (ignorant les superpositions).
Considérons le nombre de gouttes dont les diamètres sont compris entre D et $D+dD$ parmi les N gouttes du spray :

$$Nf_n(D) \cdot dD \qquad \textit{equ. 4-62}$$

Le nombre de gouttes cachées de ce diamètre est par conséquent :

$$Nf_n(D)P(D) \cdot dD \qquad \textit{equ. 4-63}$$

Ainsi, la distribution mesurée ne compte plus que la différence des deux expressions précédentes:

$$Nf_n(D)(1 - P(D)) \cdot dD \qquad \textit{equ. 4-64}$$

Soit, d'après l'équation equ. 4-61 :

$$Nf_n(D)\exp(-\xi(D))\cdot dD \qquad \textit{equ. 4-65}$$

L'intégrale de cette dernière équation donne le nombre total de gouttes mesurées. On peut ainsi définir la distribution de taille de gouttes mesurées par :

$$df_m(D)=\frac{Nf_n(D)\exp(-\xi(D))\cdot dD}{\int_0^\infty Nf_n(D)\exp(-\xi(D))\cdot dD} \qquad \textit{equ. 4-66}$$

$$f_m(D)=\frac{f_n(D)\exp(-\xi(D))}{\int_0^\infty f_n(D)\exp(-\xi(D))\cdot dD} \qquad \textit{equ. 4-67}$$

Il nous faut inverser l'équation (equ. 4-67), de manière à retrouver f_n à partir de f_m. Cette inversion se fait numériquement, par itérations.

On n'a à priori, aucune information sur la distribution f_n. On considère par conséquent à l'étape $i=0$ que celle si est égale à la distribution plane $f_{n,0}$ (on répartit de façon équiprobable la population sur le nombre de classes de la distribution). D'étape en étape, nous allons faire converger $f_{n,i}$ vers la véritable distribution f_n à l'aide d'une distribution d'erreur E_i qui doit tendre vers la distribution nulle. A la $i^{ème}$ étape, on définit la fonction erreur comme ceci :

$$E_i(D)=\frac{f_{n,i}(D)\exp(-\xi_i(D))}{\int_0^\infty f_{n,i}(D)\exp(-\xi_i(D))\cdot dD}-f_m(D) \qquad \textit{equ. 4-68}$$

Les diamètres donnant les erreurs les plus grandes sont les diamètres où la distribution recherchée doit être la plus modifiée :

$$f^*_{n,i}=f_{n,i-1}-E_{i-1} \qquad \textit{equ. 4-69}$$

f_n est une densité de probabilité, il convient donc de normaliser cette nouvelle distribution :

$$f_{n,i}(D)=\frac{f^*_{n,i}(D)}{\int_0^\infty f^*_{n,i}(D)} \qquad \textit{equ. 4-70}$$

On peut ainsi calculer l'expression de la densité de superposition correspondante à cette étape :

$$\xi_i(D)=\frac{\pi}{4}C_v\cdot\Delta z\cdot\int_D^\infty f_{n,i}(X)\cdot(X-D)^2\,dX \qquad \textit{equ. 4-71}$$

Après un certain nombre d'itérations, chaque classe de diamètres de la distribution erreur tend vers zéro. L'équation equ. 4-68 est alors identique à l'équation equ. 4-67 et $f_{n,i}$ est alors la distribution recherchée f_n.

On notera que le terme $C_v\Delta z$ est égal au rapport $N/(lh)$ où lh est la surface du capteur. Ce nombre représente donc la densité numérique de goutte sur le capteur.

Considérons, par exemple, que la mesure granulométrique donne lieu à une distribution normale :

$$f_m(D)=\frac{1}{\sqrt{2\pi}\alpha}\exp\left(-\frac{1}{2}\left(\frac{D-D^*}{\alpha}\right)^2\right),\ \text{avec}\ \alpha=0.05mm\ \text{et}\ D^*=0.25mm \qquad \textit{equ. 4-72}$$

Fixons la densité numérique des gouttes à $N/lh=67$ gouttes par mm². C'est-à-dire qu'avec un grandissement optique permettant l'obtention d'un champ de *3 mm²*, par exemple, le nombre de gouttes visualisées est de *200*. Le diamètre moyen de cette distribution est de *0.25 mm*. La surface représentée par *200* gouttes de ce diamètre est de *9.8 mm²*. Ceci montre que dans ces conditions, la probabilité de superposition est très grande. De ce fait, il est attendu que le traitement modifie fortement la granulométrie. Ce cas est illustré dans la figure 4-44.

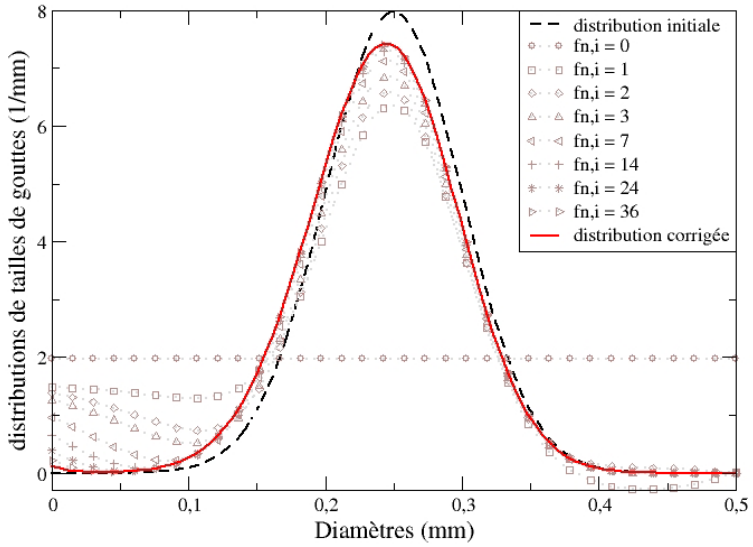


figure 4-44 Etapes de calcul de la distribution numérique de taille de gouttes réelle

Sur cette figure, on observe les différentes étapes du calcul, notamment la distribution initiale $f_{n,i}=0$ qui est plane. On observe que *40* itérations suffisent à la convergence du calcul. Comme attendu, cette opération repeuple les plus petites classes de diamètres sans trop perturber les grosses. Ceci a pour effet de décaler le pic de population vers les petits diamètres.

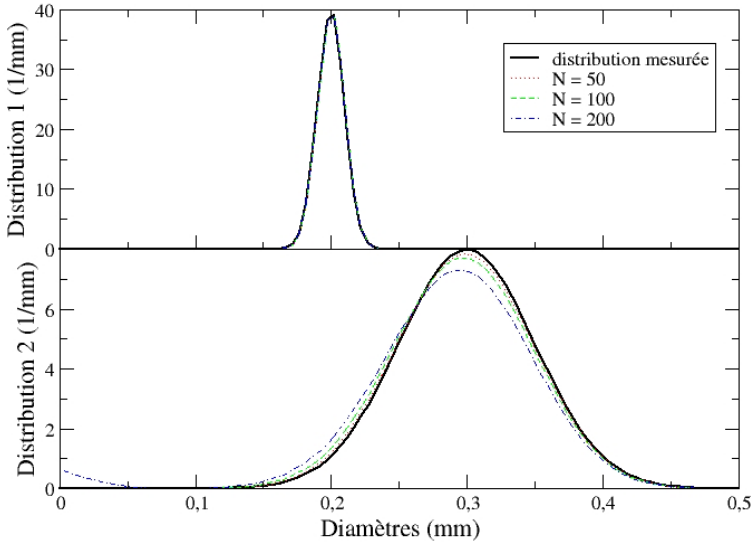


figure 4-45 Etapes de calcul de la distribution numériques de taille de gouttes réelle

La figure 4-45, compare la correction apportée à deux granulométries mesurées pour différentes densités numériques de gouttes. On considère un capteur de *3 mm²*, la densité est modifiée en considérant un nombre moyen de gouttes par images N variables. La première distribution est caractérisée par $\alpha_1=0.01$ *mm* et $D_1=0.2$ *mm* et la seconde par $\alpha_2=0.05$ *mm* et $D_2=0.3$ *mm*. La seconde distribution présente une gamme de diamètres plus large que la première et ses diamètres sont globalement plus grands. Pour les trois densités numériques proposées, la première distribution ne semble pas être biaisée par la superposition des gouttes alors que la seconde y est particulièrement sujette du fait des grosses gouttes qu'elle contient.

On observe, pour la seconde distribution, une population émergente de très petites gouttes. Ceci ne semble pas réaliste physiquement et pour cause, ce cas de figure ne l'est pas : Le champ observé serait beaucoup trop dense optiquement. En effet, dans le cas de la distribution *2* avec $N=200$ gouttes, la surface projetée cumulée de l'ensemble des gouttes est de *14.5 mm²*. Soit pratiquement *5* fois la surface du capteur! En d'autres termes, un pixel a une probabilité d'être partiellement recouvert par *5* gouttes simultanément. L'image serait tout simplement intraitable et pour de telles probabilités de recouvrement la loi de poisson n'est plus applicable.

Cependant, dans le cas de la distribution *1* avec *200* gouttes, la distribution est inchangée alors que la surface projetée des gouttes est *2.1* fois plus grande que le capteur. Là encore l'image serait intraitable.
Cette analyse de la granulométrie mesurée montre de façon théorique que le phénomène de superposition totale des gouttes, dans des conditions réalistes d'imagerie, n'a pas d'influence notable sur les granulométries. Cependant, la probabilité de superposition des gouttes peut être plus grande pour des distributions de taille d'une autre nature que la loi normale. Il est donc conseillé d'appliquer cet algorithme systématiquement sur l'ensemble des granulométries obtenues par imagerie.

8 Validation du granulomètre avec un spray ultrasonique

La validation de notre granulomètre ne peut se faire qu'en comparaison avec d'autres métrologies. Dans ce but, nous retenons les deux granulomètres non-intrusifs les plus répandus en analyse des sprays : le granulomètre à diffraction et le granulomètre PDPA. Nous devons comparer les trois diagnostics sur un spray pour lequel les granulomètres sont fiables.
Il nous faut donc utiliser un spray peu dense, parfaitement atomisé, présentant des gouttes sphériques et dont les vitesses de déplacement sont relativement faibles. Il faut également que le spray soit constitué de gouttes de petite taille, afin de montrer l'aptitude de notre granulomètre à établir des distributions de taille de sprays fins, comme ce sera le cas lors de l'application au spray Diesel. Nous avons opté pour le spray ultrasonique.

8.1. L'injection ultrasonique

L'injection ultrasonique est caractérisée par son aptitude à générer des petites gouttes pour des écoulements à faibles débits. On peut rencontrer ce type d'injecteur dans des dispositifs de combustion, dans des inhalateurs médicaux ou encore dans les systèmes d'humidification de l'air pour les serres, par exemple.
L'injection ultrasonique consiste à soumettre le fluide à atomiser à de très hautes fréquences de vibration. Deux principaux modes d'atomisation sont rencontrés :

1. Des ultrasons sont générés sur la surface libre de la nappe liquide. Cette déstabilisation de l'interface de la nappe va conduire à la formation de gouttelettes. La dimension de ces gouttes dépendra principalement de la tension de surface du fluide employé ainsi que de la dissipation énergétique causée par la viscosité du fluide. Elle reste cependant très homogène.

2. Lorsque l'amplitude des ondes est suffisamment élevée, les ondes ultrasonores peuvent créer localement des creux de pression dans le liquide qui vont conduire à la formation de bulles de cavitation. Ces bulles, lors de leur implosion, vont déstabiliser le film liquide et générer l'arrachage de fines gouttelettes.

La littérature propose de nombreuses études sur la formation de ce type de spray, notamment celles de *Sindayihebura [102],* dont la société POLYSPRAY, nous a fourni l'injecteur.
Le fonctionnement de l'injecteur est schématisé dans la figure 4-46. Le liquide utilisé dans notre cas est l'eau. Un pousse seringue à faible débit, alimente en eau l'injecteur. Le liquide se dépose sous forme d'une fine nappe sur la surface solide située à l'autre extrémité de l'injecteur. Cette surface est soumise à une importante force de vibration causée par des disques piézo-électriques placés dans le corps de l'injecteur.

La géométrie de l'injecteur et notamment la longueur du tube d'amplification mécanique (*L=27mm*) et sa section (de diamètre *6 mm*), vont conditionner la fréquence propre de vibration de l'injecteur. Dans notre cas, la fréquence d'utilisation est de *47 KHz*.

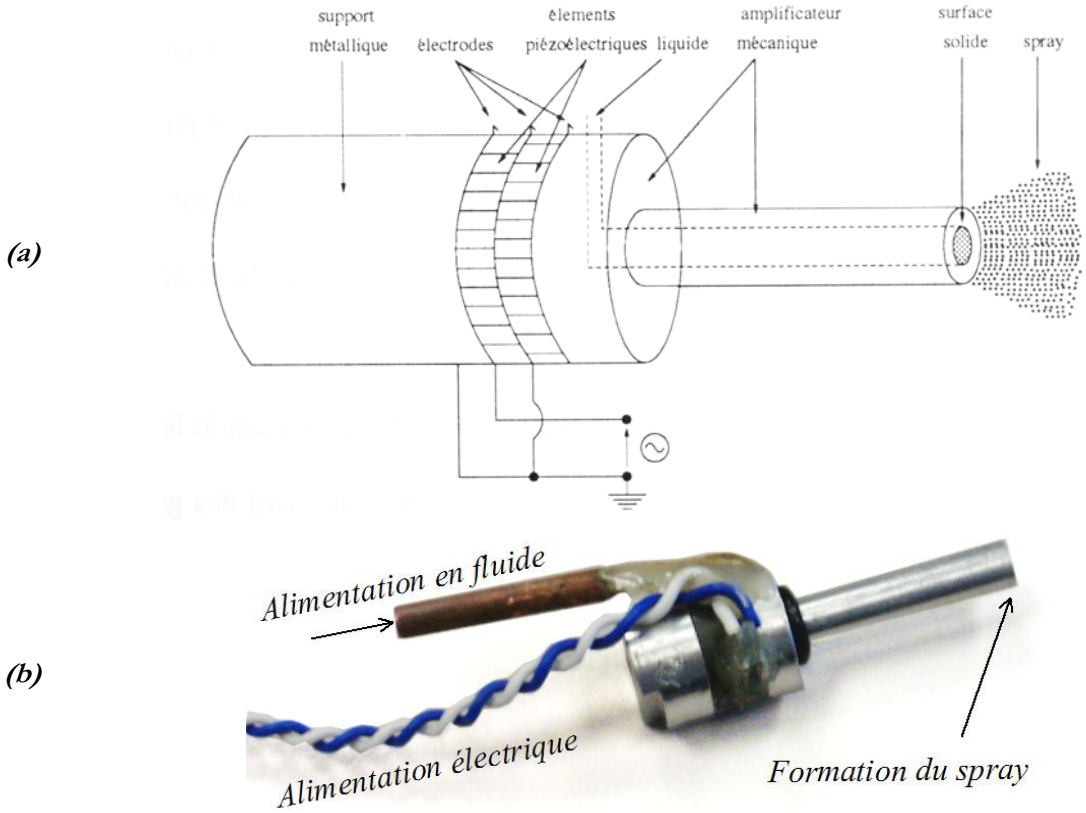


figure 4-46 Dispositif d'injection ultrasonique

8.2. L'analyse par le granulomètre à diffraction

L'analyse du spray avec le granulomètre Spraytec de Malvern, a été faite pour différents débits de fonctionnement (de *4.2* à *65.5 mg/s*) et différentes distances de l'injecteur (*11* et *25 mm*). Nous avons observé une sensibilité de la dispersion du spray due aux perturbations aérodynamiques environnantes. Nous n'avons cependant pas observé de variation notable des granulométries mesurées avec ou sans bâche protégeant le spray de ses perturbations. Pour s'assurer de la stabilité de la mesure et de la formation du spray, trois mesures ont été faites pour chaque point de fonctionnement étudié. Pour plus d'informations sur le fonctionnement et les caractéristiques de l'appareil, reportez vous au Chapitre 2 :7.1. (page 60).
La figure 4-47, synthétise l'ensemble des résultats obtenus avec ce diagnostic. On observe tout d'abord un important effet du débit d'alimentation en eau. Plus le débit est important, plus il y a production de grosses gouttes. On observe également une augmentation de la dispersion en taille avec le débit. Ces phénomènes tiennent au fait que l'épaisseur du film liquide augmente avec le débit du fluide.

Chaque série de mesures correspondant à un point de fonctionnement, semble cohérente avec les autres, ce qui est rassurant du point de vue de la validité de l'analyse et de la stabilité du jet.
Les granulométries semblent inchangées avec la distance d'analyse. Les gouttes qui se détachent du film liquide sont de petites tailles et ne subissent pratiquement pas de forces aérodynamiques du fait de leur faible vitesse. Il n'y a donc pas d'atomisation secondaire.

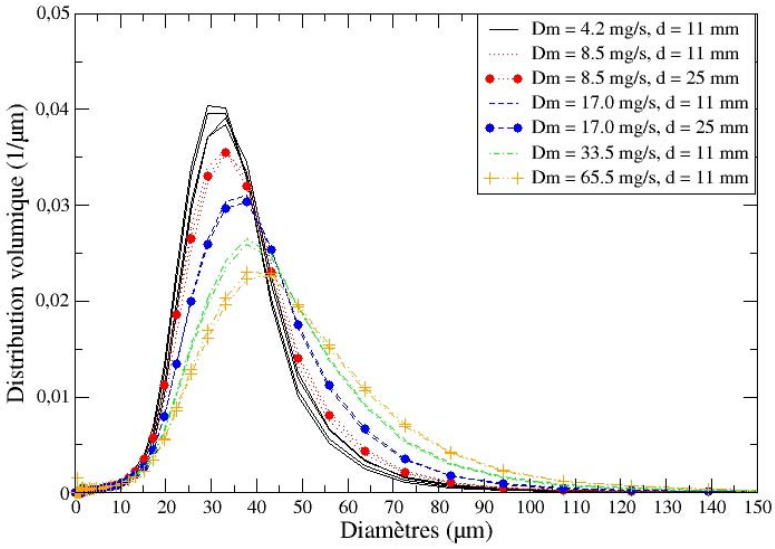


figure 4-47 Les distributions volumiques de taille de gouttes obtenues avec la granulomètre à diffraction

8.3. L'analyse par le granulomètre phase-Doppler

Les mesures granulométriques obtenues avec le phase-Doppler Dantec, ont été menées à *15 mm* de l'injecteur. Comme il a été expliqué dans le Chapitre 1 :4.2. , ce granulomètre effectue un comptage de gouttelettes de façon temporelle, dans un volume de mesure très petit. En ne conservant que les gouttes validées par l'appareil, nous calculons une distribution de taille des gouttes de *50* classes, bornée par un diamètre maximum de *150 µm*.

Nous avons vu que s'il se dégage une corrélation entre la vitesse des gouttes et leur diamètre, il convient de traiter les distributions de façon à ce qu'elles correspondent à une mesure spatiale, en vue de la comparaison avec les deux autres techniques.

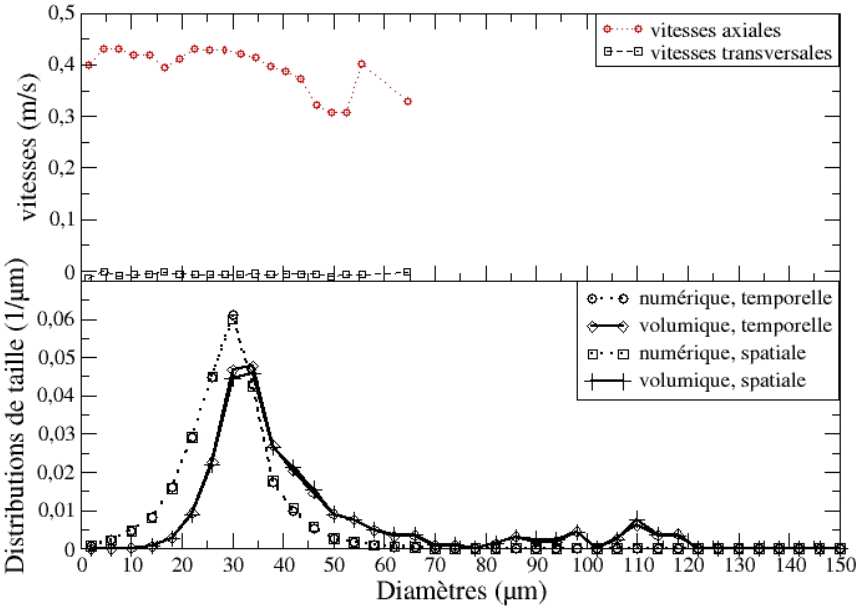


figure 4-48 La conversion des granulométries temporelle en granulométries spatiales

La figure 4-48, correspond à l'analyse du spray ultrasonique pour le débit minimal de *4.2 mg/s*. La partie haute de la figure présente les vitesses axiales et transversales moyennées par classes de diamètres. On vérifie tout d'abord que le jet n'a globalement pas de vitesses transversales. La vitesse axiale est très faible (*0.4 m/s*). La corrélation vitesse-diamètre est faible également, bien qu'on observe une légère diminution de la vitesse pour les plus gros diamètres. Les classes de diamètres

pour lesquelles le nombre d'événement est insuffisant pour définir une vitesse moyenne ne tiennent pas compte de la corrélation diamètres-vitesses dans la conversion mesure temporelle – mesure spatiale. On observe dans la figure 4-48 que la faible corrélation diamètres-vitesses ne provoque pas de modifications notables entre les distributions en mesure spatiale et temporelle. Voici la conséquence de cette transformation sur le calcul des diamètres caractéristique D_{32} et D_{43} :

	D32	***D43***
Mesure spatiale	***34.9***	***28.3***
Mesure temporelle	***35.3***	***28.2***

tableau 4-2 Effet de la conversion mesure spatiale-temporelle sur les diamètres caractéristiques

On note également que la distribution volumique met l'accent sur la présence de gouttes de diamètres supérieurs à *100 µm*, qui n'avaient pas été observées par le granulomètre à diffraction. Ces distributions sont discontinues du fait du trop faible nombre de gouttes valides considérées (*3255* gouttes).

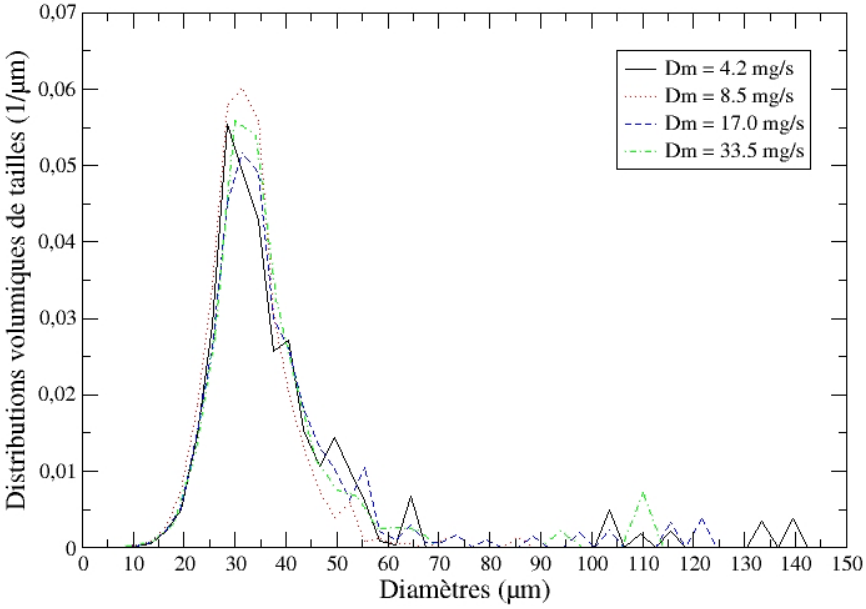


figure 4-49 Les distribution volumiques de taille de gouttes obtenues par PDPA.

On remarque sur la figure 4-49 que l'analyse granulométrique par le phase Doppler ne montre pas de décalage des distributions en fonction du débit comme cela a été observé avec le granulomètre à diffraction.

8.4. La granulométrie par traitement d'images

Une série de mille images du spray ultrasonique a été enregistrée avec le dispositif optique utilisé pour les granulométries du spray Diesel avec un zoom adapté au spray ultrasonique. Le débit massique d'injection de l'eau est de *4.2 mg/s* et la distance de l'analyse est à *15 mm* de l'injecteur.
Le système optique à tout d'abord été caractérisé à l'aide de mires verticales et horizontales et d'un disque calibré de *300 µm* diamètre. On calcule ainsi, une résolution de *639.5* pixels par millimètres, dans le plan de mise au point. Avec la dimension du capteur utilisé, le champ correspondant à cette analyse représente *1193* par *908* micromètres². L'analyse des images du disque calibré a permis d'observer encore une fois l'évolution linéaire de la largeur de réponse impulsionnelle avec la distance au plan de mise au point. Les régressions linéaires obtenues permettent d'associer à une valeur majorante de la largeur de la réponse impulsionnelle, une profondeur d'analyse (figure 4-50) lors de l'application d'un filtre spatial.

Deux analyse des images ont été faites. La première n'utilise pas l'algorithme de séparation des centres de gouttes sphériques en superpositions partielles (4), la seconde l'utilise (respectivement Analyse 1 et Analyse 2).

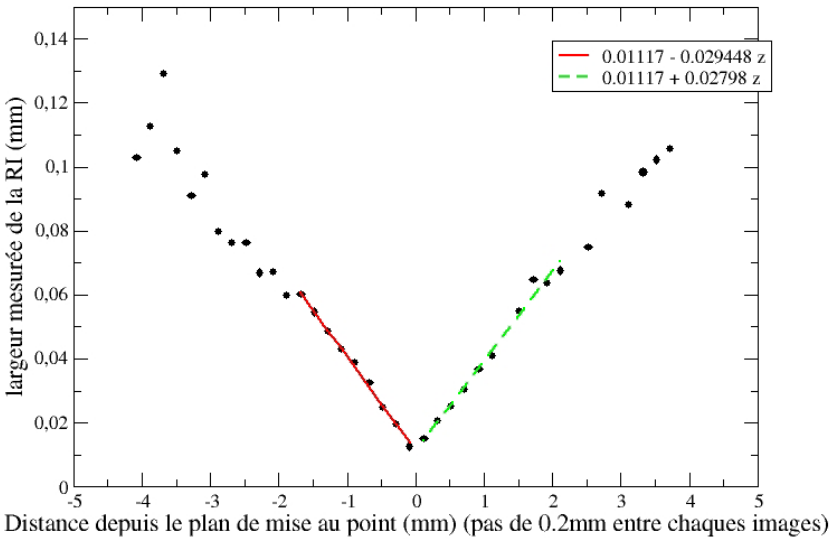


figure 4-50 Etalonnage de la loi d'évolution de la largeur de réponse impulsionnelle.

L'analyse granulométrique a été extraite de l'analyse de l'ensemble des éléments liquides détectés. Mais elle a également été appliquée sur des sous ensembles, correspondant à trois types de filtres :

1. **F0** : pas de filtre appliqué.
2. **FS** : filtre spatial, en ne conservant que les gouttes étant associées à une largeur de réponse impulsionnelle inférieure à une valeur maximum : $2\chi_{max}$.
3. **FM** : filtre morphologique, en ne conservant que les gouttelettes qui appartiennent au tube elliptique dans l'espace des formes (Chapitre 4 :5.4.), défini par son rayon.
4. **FSM** : filtrage spatial et morphologique.

8.4.a Le choix des paramètres de filtrage

Considérons tout d'abord les distributions de taille de gouttes obtenues, lorsque seules les gouttes dont le contraste est inférieur à *0.1* sont éliminées. Nous n'appliquons donc aucun filtre spatial ou morphologique à ce stade (Analyse 1, F0).
La figure 4-51, montre l'effet de la correction des diamètres par le modèle de réponse impulsionnelle sur les distributions volumiques de taille de gouttes.

La distribution sans correction n'est assurément pas exacte du fait que les gouttes sont seuillées à *61%* de leur variation de niveaux de gris. Ceci a pour effet de surestimer la taille des gouttes.

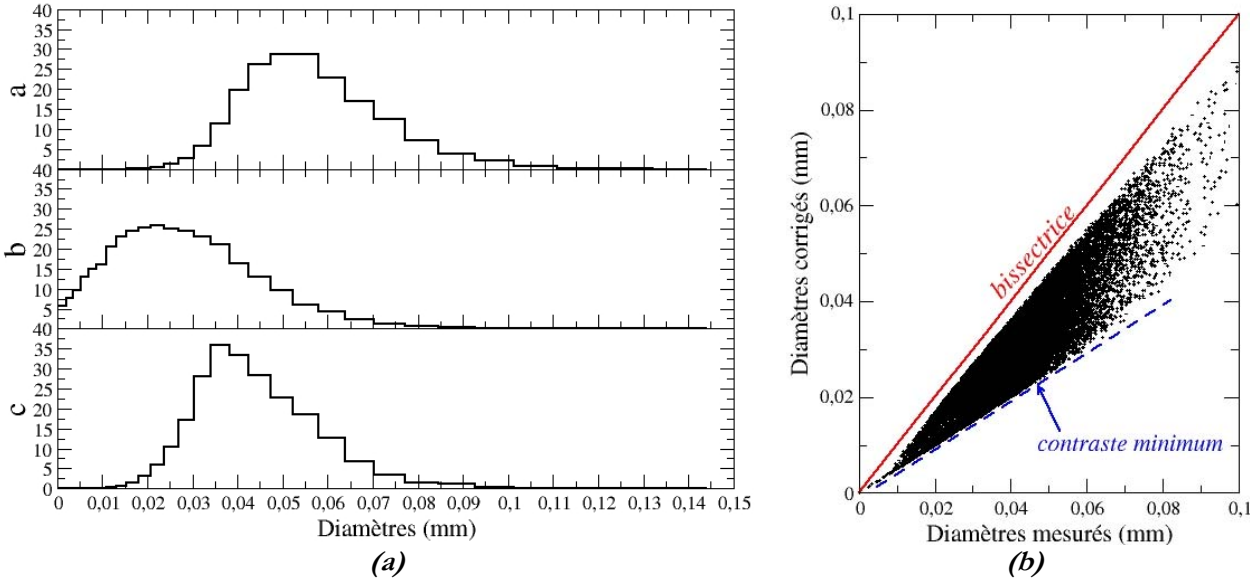


figure 4-51 Effet de la correction des diamètres sur la distribution volumique de taille de gouttes (1/mm).
a : sans correction, b : corrigé par le modèle R.I. théorique (figure 4-15), c : corrigé par le modèle étalonné (figure 4-35)

On observe aussi que la surestimation de la correction du modèle R.I. relativement à la correction étalonnée (figure 4-51-(a)) influe fortement sur la distribution obtenue. La correction étalon utilise la courbe obtenue lors de l'étalonnage du modèle avec les disques calibrés. Cette figure montre bien l'importance de la prise en compte d'un modèle de correction de taille des gouttes.
Chaque point de la partie droite de la figure 4-51-(b) correspond à une goutte analysée. Les points les plus proches de la bissectrice correspondent aux gouttes les plus contrastées. Même une goutte de contraste égal à un ne permet pas d'avoir une correction nulle du diamètre mesuré : on n'atteint jamais la bissectrice. Ceci est encore dû au fait que le diamètre mesuré est issu du seuillage à *l=61%*. La limite inférieure de la dispersion des points correspond à la correction maximum apportée à des gouttes mesurées qui sont, par conséquent en fort défaut de mise au point. Cette limite correspond donc au contraste minimum accepté (*C=0.1*).
Nous utiliserons dorénavant, systématiquement, la correction des diamètres par la courbe étalonnée.

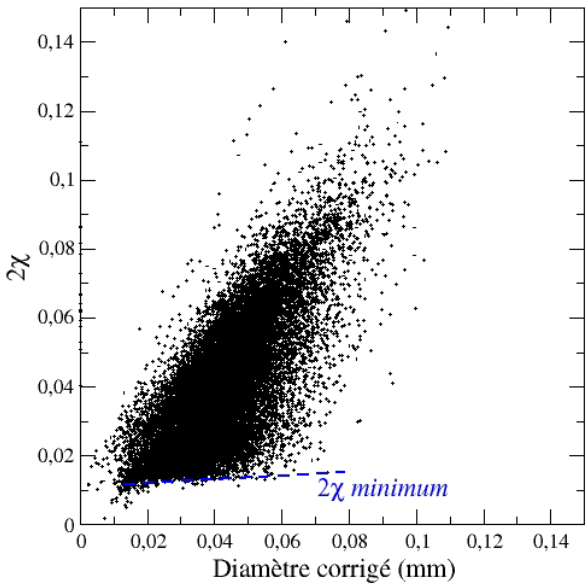


figure 4-52 Corrélation entre le diamètre et la largeur de la R.I.

La figure 4-52, montre la relation entre le diamètre et la largeur de la réponse impulsionnelle. On retrouve, tout d'abord, la valeur minimale de cette largeur qui correspond aux gouttes placées dans le plan de mise au point (figure 4-50). On vérifie également que plus les gouttes sont grosses plus elles peuvent être associées à de grandes valeurs de χ. Et donc, plus elles sont observables loin du plan de mise au point. Cette figure montre clairement l'effet de surestimation numérique des grosses gouttes. C'est à partir de cette figure, que nous pouvons définir une valeur maximum de χ.
Dans nos conditions de filtrage sur le contraste et sur le nombre de pixels minimum accepté, étant donné la résolution des images, le modèle nous permet le calcul de deux paramètres limites (equ. 4-37 et equ. 4-38).

Le premier correspond au diamètre théorique en deçà duquel la détection des gouttes n'est pas assurée par le granulomètre. Par ailleurs, nous avons vu que chaque goutte est associée à un nombre χ relatif à sa position le long de l'axe optique. Le second paramètre, donné par le modèle, correspond à la valeur maximale du nombre χ acceptable, lors de l'application du filtre spatial, permettant que toutes les gouttes aient la même probabilité d'être détectées.

$$d_{\min} = 4.4\mu m \text{ et } 2\chi_{\max} = 0.014mm \qquad \textit{equ. 4-73}$$

La faible densité de points pour les diamètres de l'ordre du diamètre minimum mesurable indique que l'incapacité du granulomètre à détecter de telles gouttes n'affecte pas la validité des distributions de tailles obtenues.

La valeur de $2\chi_{max}$ est très proche de la valeur minimale de ce paramètre (figure 4-50). Ainsi, un filtrage basé sur la valeur maximale de $2\chi_{max}$ prédite par le modèle conduit au retrait quasi-totale des gouttes du spray de l'analyse. Le filtrage spatial doit donc utiliser une valeur majorante plus grande. Au vu des résultats de la figure 4-52, nous décidons de fixer cette valeur maximale du paramètre de largeur de réponse impulsionnelle à la valeur $\boldsymbol{2\chi_{max}=0.04}$ ***mm.*** Ceci pour deux raisons :

- La corrélation d-χ ne devient significative que pour des valeurs de $2\chi>0.04$ *mm.*
- Les diamètres de la gamme de gouttes ignorées par le volume de mesure ainsi défini, ainsi que leur faible population impliquent un poids faible dans le calcul de la distribution volumique de taille de gouttes.

L'étalonnage spatial de la largeur de la réponse impulsionnelle (figure 4-50), permet de définir une profondeur de champ du système optique correspondant au filtre $2\chi_{max}=0.04$ *mm.* On trouve $\Delta z=2$ *mm*, ce qui conduit à un volume de mesure parallélépipédique de $V=2,17\ mm^3$.

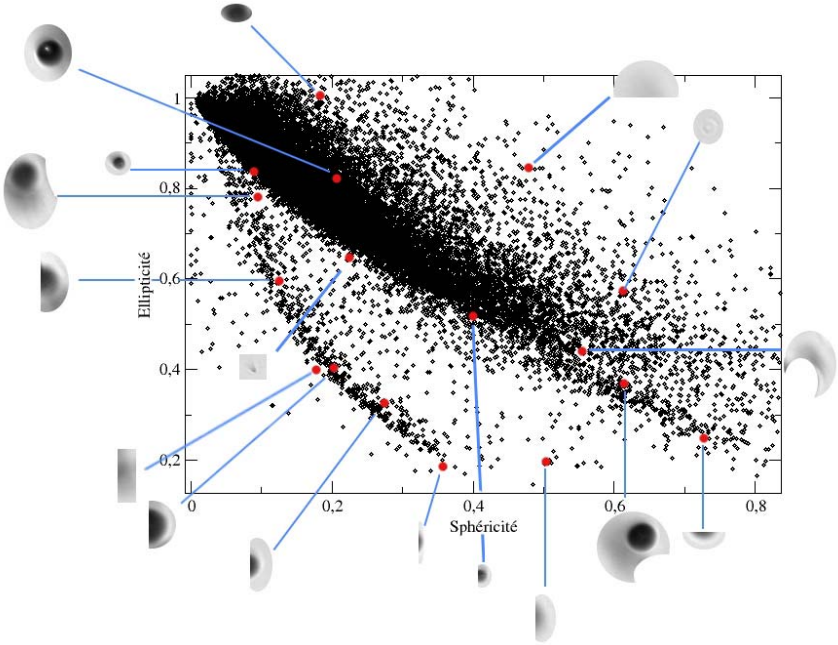


figure 4-53 Cartographie morphologique : Ellipticité-Sphéricité.

Afin de définir également le filtrage morphologique, il nous faut observer la dispersion des gouttes dans l'espace des formes.

La figure 4-53, présente la cartographie ellipticité-sphéricité. Dans cette série, il n'y a pas de limitation sur le contraste, seule la surface minimum de *10* pixels est appliquée. Différentes gouttes sont extraites de l'analyse pour illustrer leur correspondance morphologique. On retrouve une forte densité de points le long de la famille des gouttes elliptiques. En fait, les gouttes formées par l'injection ultrasonique à faible débit sont toutes sphériques. Ainsi, les gouttes qui s'éloignent de la famille elliptique sont des aberrations et correspondent aux cas suivants :

- Gouttes dont le masque a été coupé rectilignement, imposant une morphologie particulière à la goutte,
- gouttes en fort défaut de mise au point dont l'analyse du contour est incertaine,
- gouttes en superposition,
- gouttes dont la différenciation via l'algorithme de séparation des centres de gouttes en trop forte superposition a donné lieu à des gouttes non sphériques.

Néanmoins, aucune goutte présentant une morphologie particulière n'a été rencontrée dans ce spray. Dans le but de construire une granulométrie la plus réaliste possible, nous devons donc extraire de l'analyse toutes les gouttes dont la morphologie est trop éloignée de la morphologie elliptique. Nous allons, par conséquent, utiliser le filtre morphologique par tube elliptique tel que nous l'avons défini dans le paragraphe Chapitre 4 :5.4. . La figure 4-54 montre l'effet du choix du rayon elliptique sur l'importance du filtrage morphologique. Plus le rayon est petit plus les éléments liquides conservés sont proches de la forme elliptique parfaite. Ce rayon doit être choisi relativement petit de façon à ignorer les gouttes parasites, mais aussi suffisamment grand afin de conserver un nombre suffisant de gouttes pour l'élaboration d'une distribution de taille. Dans notre étude, sans filtrage morphologique, le nombre de gouttes est de *22697*. Après application du filtre avec $r_\varepsilon=0.3$, il ne reste plus que *17837* gouttes soit *78%* de la population initiale. Après application du troisième filtre $r_\varepsilon=0.1$, il ne reste plus que *11237* gouttes soit *50%* des gouttes initiales. Pour la suite, nous utiliserons le second filtre (***$r_\varepsilon=0.3$***). Celui-ci permet l'élimination des gouttes aberrantes, tout en conservant un grand nombre de gouttes. De plus, ce filtre permet de conserver des gouttes assez grandes présentant des formes non-idéalement elliptiques.

Les trois filtres applicables sur l'ensemble des gouttes détectées sont maintenant définis. Nous pouvons maintenant observer leur effet sur les paramètres de gouttes.

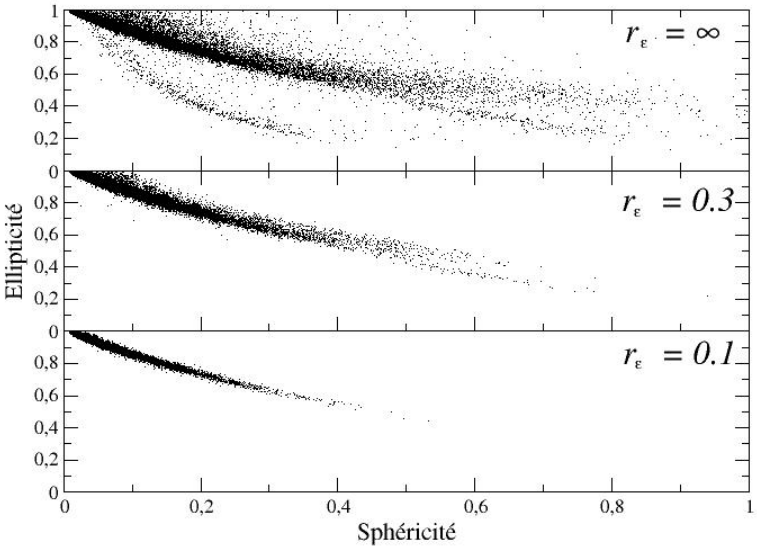


figure 4-54 Effet du rayon du tube elliptique sur le filtre morphologique.

8.4.b Effet de l'application des filtres sur les paramètres de gouttes

Avant de construire une distribution de taille de gouttes basée sur les différents filtres précédemment définis, nous devons observer l'effet de ces filtres sur le nombre de gouttes conservées et sur les différents paramètres de gouttes.

Filtres	Nombre de gouttes	Pourcentage conservé
F0	22697	100%
FM	17837	78%
FS	12407	55%
FSM	10649	47%

tableau 4-3 Effets des filtres sur la population de gouttes conservées.

Le tableau 4-3 recense le nombre de gouttes retenues après application des différents filtrages. On remarque que le filtre spatial est le plus discriminatoire. Le nombre de gouttes conservées par le double filtrage semble être suffisant pour calculer une distribution de taille de gouttes. Les éléments à la fois hors du volume de mesure et morphologiquement rejetés représentent *13%* de la population initiale.

Voyons maintenant l'effet de ces filtres sur les paramètres associés à chaque goutte (vu au paragraphe 5):

1. le $d_{0.61}$, le diamètre **corrigé** issu de la surface projetée de la goutte seuillée à $l=61\%$,
2. le $dv_{,0.61}$, le diamètre **corrigé** issu de l'estimation du volume de la goutte via son contour,
3. C, le contraste de la goutte,
4. 2χ, la largeur de la réponse impulsionnelle associée à la distance de la goutte du plan de mise au point.

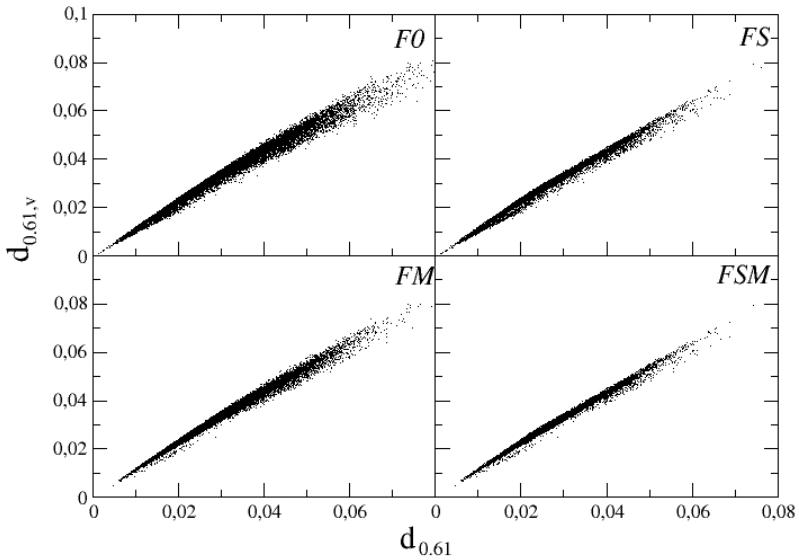


figure 4-55 Corrélation entre diamètre issu de l'estimation du volume et le diamètre surfacique (mm).

La figure 4-55, montre la différence entre le calcul du diamètre correspondant au disque de même surface que la goutte et celui déduit du volume estimé. On s'attend à un écart entre ces deux diamètres dû à la non sphéricité. Or, on observe que l'application du filtre spatial diminue d'avantage la dispersion des points autour de la bissectrice que l'application du filtre morphologique. Cela indique que la forme perçue des gouttes en défaut de mise au point est plus proche de l'ellipse que du cercle. Ceci est lié à une aberration du système optique qui conduit à une variation du grandissement vertical et horizontal différente le long de l'axe optique. Néanmoins, après application combinée des deux filtres (FSM), les deux calculs sont équivalents. L'usage de l'un ou de l'autre ne doit pas avoir d'influence notable sur les granulométries.

Sur la figure 4-56, on vérifie tout d'abord que notre seuil sur la largeur de la réponse impulsionnelle maximum est bien *40 μm* dans le cas de l'application du filtre spatial.
La densité de points éliminés par l'application du filtre spatial indique sur quels diamètres la surestimation des gouttes aurait lieu sans l'application de ce filtre. On observe également que

l'application du filtre morphologique élimine un nombre important de petites gouttes. Lors de l'élaboration du modèle, nous avons déterminé une première équation permettant le calcul de la largeur de la réponse impulsionnelle à partir du diamètre corrigé et du contraste. Cette équation est rappelée (equ. 4-74 pour $\gamma=1$).

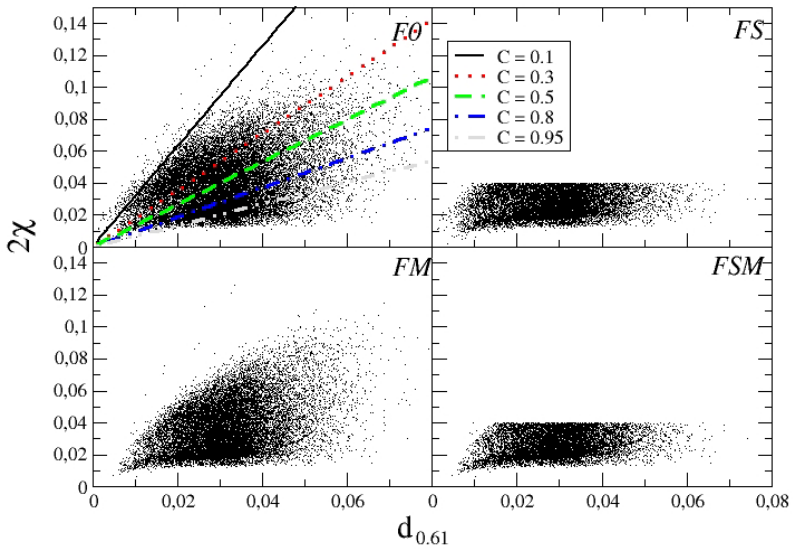


figure 4-56 Corrélation entre le diamètre (mm) et la mesure de la largeur de réponse impulsionnelle (mm).

$$\frac{d}{\sqrt{2}\chi} = \sqrt{\ln\left(\frac{1+C_0}{1-C_0}\right)}, \text{ avec } C_0 = \frac{C}{(1-\tau)(C+1)-C} \qquad \textit{equ. 4-74}$$

On peut ainsi calculer la loi d'évolution de la largeur de réponse impulsionnelle théorique associée à différents contrastes, en faisant varier le diamètre et en connaissant le coefficient de transmission du fluide ($\tau=0.013$). Cette équation est utilisée pour calculer les courbes théoriques présentes dans les figures (figure 4-56, figure 4-57 et figure 4-58).

Ainsi, sur la figure 4-56 nous vérifions que la droite théorique associée au seuil sur le contraste à *0.1* est en accord avec filtrage effectué. Par ailleurs, le filtrage spatial basé sur le contraste a pour effet de supprimer les gouttes placées au-dessus de la droite associée à ce contraste. On vérifie qu'un tel filtre supprime de l'analyse d'avantage de petites gouttes que ne le fait le filtre spatial (FS), ce qui a pour effet la surestimation des plus grosses gouttes.

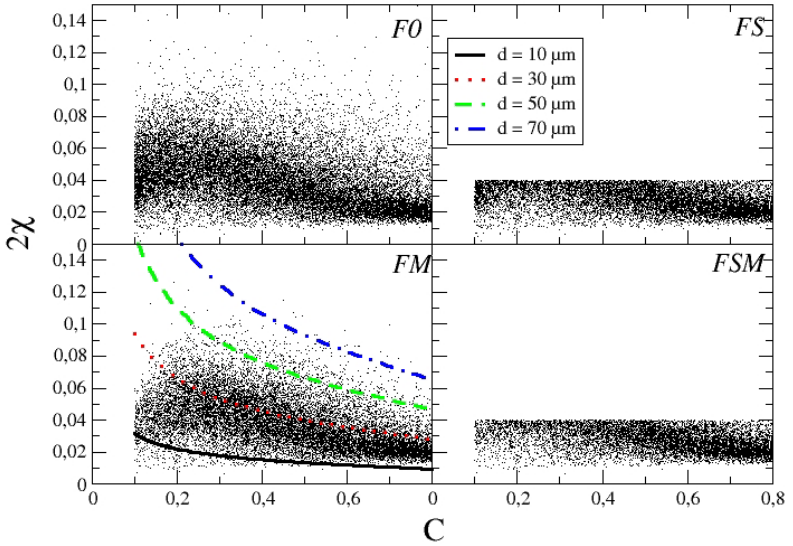


figure 4-57 Corrélation entre le contraste et la mesure de la largeur de réponse impulsionnelle (mm).

La figure 4-57 montre la même approche avec en abscisse le contraste. Les courbes théoriques issues du même modèle que précédemment correspondent à des diamètres différents. On note que les plus faibles contrastes sont associés aux plus petits diamètres mesurés (compris entre les courbes *d=10* et *d=30 µm*). Ceci est lié au fait que les plus petits diamètres mesurés sont obtenus par correction du diamètre apparent de gouttes peu contrastées. On vérifie également qu'il n'y a que très peu de gouttes dont le diamètre est supérieur à *70µm* après application des filtres morphologiques et spatial (ce qui est confirmé par la figure 4-56).
Seules les très petites gouttes peuvent à la fois être peu contrastées et proches du plan de mise au point. On note sur les cartographies de dispersion des points que l'application du filtre morphologique élimine nombre de ces gouttes. Cela conforte l'idée que de faibles contrastes altèrent la description du contour des gouttes et donc leur morphologie. De même que nous avions observé que les faibles contrastes altéraient la détermination du diamètre via l'estimation du volume de la goutte (lui-même basé sur son contour).

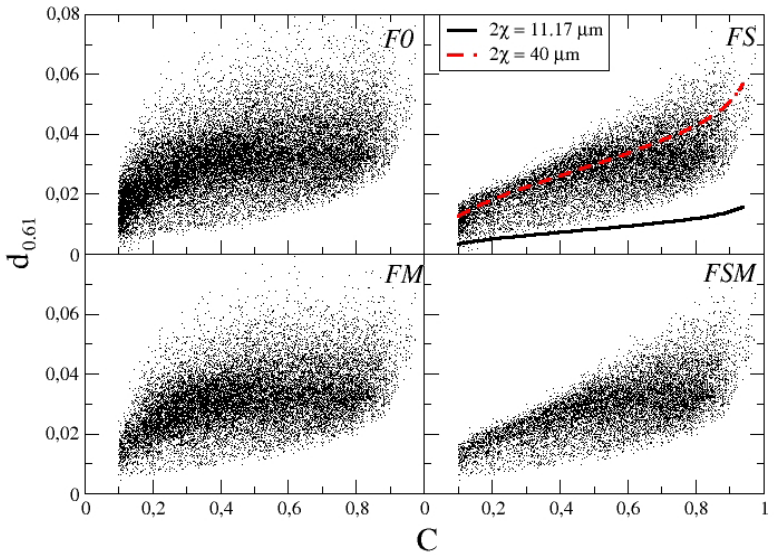


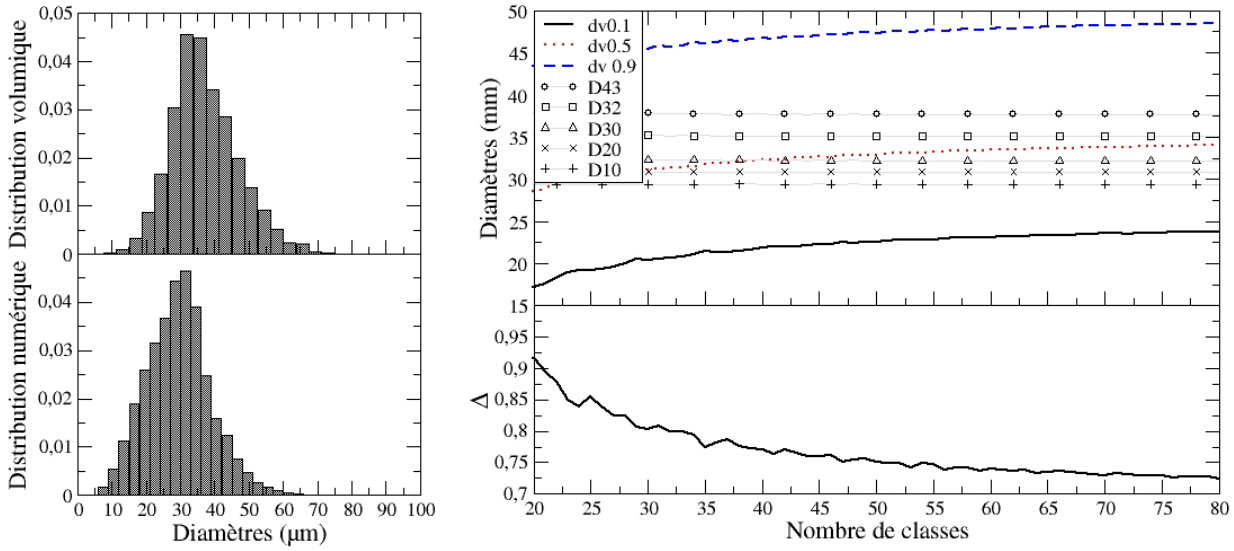
figure 4-58 Corrélation entre le diamètre (mm) et la mesure de la largeur de réponse impulsionnelle (mm).

La figure 4-58, représente la dispersion en diamètre des gouttes en fonction de leur contraste. Le domaine couvert par la cartographie est borné verticalement par les valeurs minimales et maximales de la largeur de réponse impulsionnelle. La densité des gouttes à l'intérieur de ces bornes dépend de la granulométrie du spray. Il est à rappeler que la largeur de la réponse impulsionnelle associée aux gouttes est calculée à partir des rayons mesurés à *l=25%* et *l=77%*. Alors que les courbes théoriques sont basées sur la première méthode de calcul du nombre χ (equ. 4-74). Par ailleurs, la méthode utilisée expérimentalement s'était montrée plus apte au calcul de χ, pour les plus grands diamètres Ceci explique la divergence croissante avec le diamètre entre les limites supérieures et inférieures du nuage de points de l'encadré (FS) et les courbes théoriques de ces limites.

8.4.c Calcul de la granulométrie

A partir des différents filtres, nous pouvons calculer des distributions de tailles de gouttes. Celles-ci sont dépendantes d'un nombre de classes, de leur mode de répartition ainsi que du nombre d'évènements considérés dans l'analyse granulométrique.
La représentation des granulométries est discrétisée sur un nombre de classes donné, répartis uniformément entre le plus petit diamètre mesuré et un diamètre maximum donné par l'utilisateur (150 µm).
Pour la représentation des granulométries, le nombre de classes est déterminé de sorte que la distribution paraisse la plus continue possible (figure 4-59-(a)). La valeur calculée des diamètres

caractéristiques correspond à leur valeur asymptotique lorsque le nombre de classes est augmenté (largeur de classe de plus en plus petite).
Parmi les paramètres caractéristiques d'une distribution de taille de gouttes, le facteur de largeur relatif (⊿) est assurément celui qui nécessite le plus grand nombre de classes pour se stabiliser. Ce paramètre utilise trois autres grandeurs mesurées ($D_{v,0.1}$, $D_{v,0.9}$, $D_{v,0.5}$), qui dépendent fortement de la discrétisation de la granulométrie. Cette dépendance est illustrée dans la figure 4-59-(b). Les résultats correspondent l'Analyse 1, avec le filtre **FSM**.



(a) Distributions (50 classes) **(b) Paramètres caractéristiques**

figure 4-59 Obtention de la granulométrie et de ses diamètres caractéristiques

L'ensemble des paramètres sont stabilisés pour un nombre de classes supérieures à *80*. La figure 4-60, compare les distributions volumiques issues de l'application des différents filtres. On montre que l'application de filtre diminue la dispersion de taille des gouttes. On observe également que le filtre morphologique a pour effet de diminuer un peu la présence des grosses gouttes. Le filtre spatial, repeuple les petits diamètres et affecte fortement la population des grosses gouttes. Le fait d'appliquer en plus du filtre spatial le filtre morphologique ne modifie pas grand-chose à la distribution obtenue.

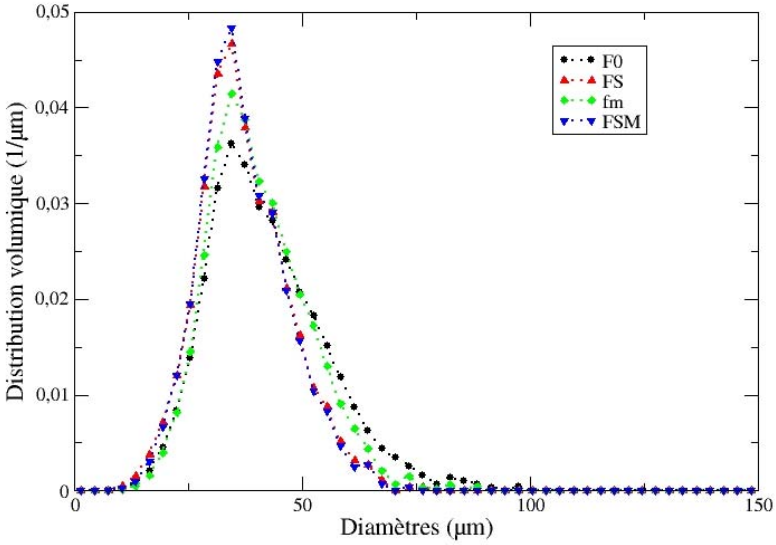


figure 4-60 Effet des filtres sur la distribution volumique

Dans l'analyse de ce spray, le filtre spatial a un rôle important dans la formation de la granulométrie relativement au filtre morphologique qui est en quelque sorte redondant du fait que le spray étudié est constitué essentiellement de gouttes sphériques.
Intéressons nous maintenant à l'effet de la procédure de séparation des centres (Analyse 2). La figure suivante présente directement l'analyse 2 après application du filtre FSM en comparaison avec celle obtenue avec l'analyse 1.

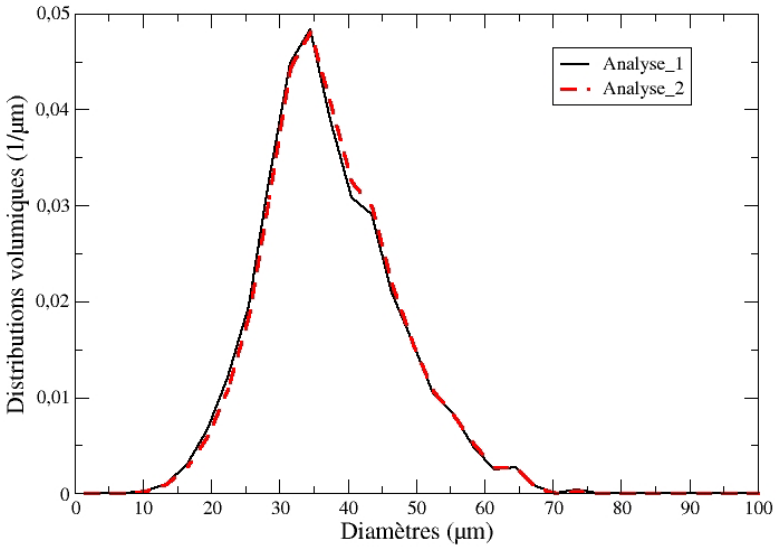


figure 4-61 Comparaison des granulométries issues des l'Analyses 1 & 2, avec filtre FSM.

On observe quasiment aucune différence entre ces deux distributions. Cependant, l'analyse 2 après filtrage conserve *12163* gouttes soit *14%* de plus que l'analyse 1.
Dans le cas présent, les gouttes en superpositions partielles n'ont pas modifié la distribution de taille de gouttes. La détection des centres est cependant efficace et permet d'augmenter le nombre d'échantillons sur lequel l'analyse statistique repose.

Observons, sur notre granulométrie (Analyse 2 avec filtre morphologique et spatial) l'effet de la superposition totale des gouttes (modèle développé dans la section 7). Il nous faut, pour cela, estimer la concentration numérique de gouttes dans le volume. Il s'agit de tenir compte de l'ordre de grandeur du nombre de gouttes par images pouvant conduire à la superposition totale de certaines gouttes. Il faut donc prendre le nombre de goutte avant l'application d'un filtre quelconque. Dans notre cas, ce nombre est *N=26118* qui était réparti sur *1000* images. La concentration moyenne par image est :

$$C_v = \frac{N}{nb_{images} \cdot \Delta z \cdot lh} = \frac{26118}{1000 \cdot 2 \cdot 1.19 \cdot 0.91} = 12 gouttes / mm^3 \text{ et } \Delta z = 2mm \qquad \textit{equ. 4-75}$$

Comme nous pouvions nous y attendre au vu des tests effectués sur cette analyse, la concentration de gouttes est trop faible pour que la superposition des gouttes ait un effet sur la granulométrie obtenue. Celle-ci n'est pas présentée car elle ne diffère pas de la granulométrie avant correction.

8.5. La comparaison des résultats

Nous avons vu au Chapitre 1 :4.2. que les granulomètres à diffraction et par imagerie sont tous deux des mesures spatiales des gouttes. En effet, dans notre cas, le Spraytec calcul sa distribution sur l'intégration de *1000* mesures de l'intensité lumineuse diffractée qui sont toutes rapides face aux vitesses des gouttes rencontrées (10µs), tout comme c'est le cas en imagerie (flash de *11 ns*). La

mesure par le granulomètre Dantec est continue dans le temps, dans un volume de mesure bien plus petit que celui du Spraytec. C'est pour cela que la mesure est dite à « fréquence temporelle ». L'utilisation du champ de vitesses a permis la conversion des granulométries en « fréquence spatiale » afin de permettre la comparaison entre les différentes techniques. Cependant, l'uniformité des vitesses des gouttes fait que la conversion n'a pas modifié significativement les distributions obtenues.

Le spray produit par l'injecteur ultrasonique, est homogène spatialement. La différence de la géométrie et de la dimension des volumes de mesure n'est donc pas un problème pour la comparaison des granulométries obtenues.

Le temps de passage des gouttes est pris en compte par l'analyse temporelle du phase Doppler, alors que ce n'est pas le cas pour les deux autres techniques. Compte tenu de la vitesse des gouttes et des volumes de mesures, le temps maximal de passage d'une goutte à l'intérieur de ceux-ci est de *25 ms* pour le Spraytec et de *3 ms* pour l'imagerie. Or, le temps entre chaque mesure faite par le Spraytec est de *5 ms* contre *100 ms* entre deux acquisitions d'images. Il en résulte une différence entre les mesures Spraytec et par imagerie : le Spraytec est susceptible de mesurer jusqu'à *5* fois la même goutte (la plus lente) alors qu'on ne retrouve jamais les mêmes gouttes sur différentes images du spray. Dans notre cas, cette différence ne pose pas de problème du fait que l'injection a lieu en **régime continu**. En effet, la stationnarité de l'injection fait que la probabilité de présence dans le volume de mesure d'une goutte d'un diamètre donné, est la même pour les deux techniques. La différence tient au fait que l'une des techniques obtient cette probabilité de présence en analysant plusieurs fois les mêmes gouttes alors que la seconde l'obtient en analysant des gouttes toujours différentes.

Nous allons, par conséquent pouvoir comparer les granulométries obtenues précédemment.

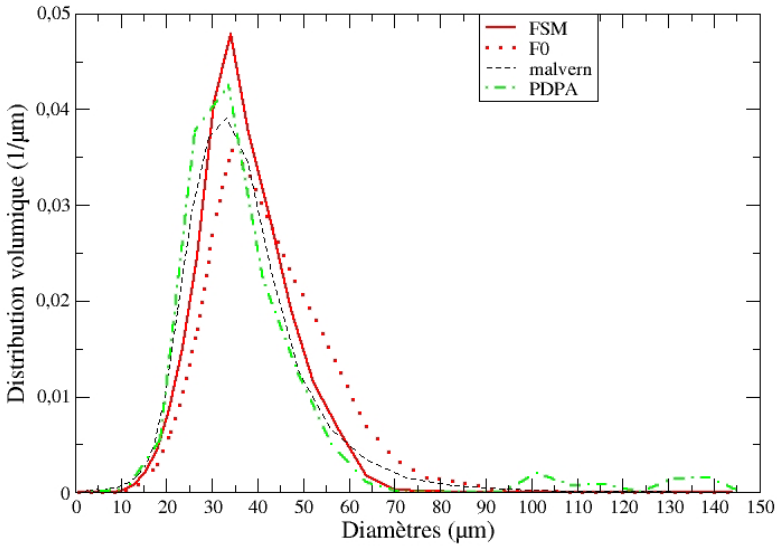


figure 4-62 Confrontation des granulométries obtenues par les trois techniques

La figure 4-62 présente les distributions volumiques de taille de gouttes issues des trois techniques. On observe un très bon accord entre elles. Les trois distributions présentent le même diamètre maximum et la population des petits diamètres est similaire. On observe cependant une sous-estimation croissante des diamètres inférieurs au pic de population par notre technique de mesure ainsi qu'une légère surestimation pour les plus grands diamètres. Ce phénomène est accentué lorsque l'on n'applique pas le filtre spatial. Cette légère surestimation des populations de grandes tailles de gouttes est certainement liée au fait que la courbe de correction des diamètres a été étalonnée dans les conditions optiques du spray Diesel (étalonnage par disques calibrés). Dans la configuration utilisée pour le spray ultrasonique, les gouttes sont plus grosses et le zoom utilisé moins grand. Ceci montre une importante influence du zoom optique sur la forme de la réponse impulsionnelle. Pour les plus gros diamètres notre analyse est en parfait accord avec l'analyse phase-doppler.

Le tableau 4-4 et le tableau 4-5 présentent les diamètres caractéristiques du spray calculés par imagerie et par les deux autres techniques étalons. Le diamètre moyen des diamètres caractéristiques fournis par le Malvern et le PDPA sert de diamètre de référence. On observe une erreur de *2.52 µm* entre le D_{32} obtenu par imagerie et le diamètre de référence. Le D_{43} est en parfait accord avec le diamètre de référence. Au vu de la divergence entre les diamètres caractéristiques mesurés par le Malvern et le PDPA (pour d'autres débits d'injection), l'erreur commise par notre diagnostic est très acceptable.

Débit (mg/s)	***Imagerie***	***Moyenne PDPA-Malvern***	***différence Imagerie***	***différence PDPA-Malvern***
4.19	***35.11***	***32.6***	***2.52***	***1.6***
8.54		***32.2***		***1.3***
17		***34.7***		***1.4***
33.5		***40.1***		***4.9***

tableau 4-4 Comparaison des D_{32} mesurés par les trois diagnostics (µm).

Débit (mg/s)	***Imagerie***	***Moyenne PDPA-Malvern***	***différence Imagerie***	***différence PDPA-Malvern***
4.19	***37.69***	***37.6***	***0.055***	***1.7***
8.54		***36.7***		***4.3***
17		***40.5***		***4.4***
33.5		***48.8***		***3.0***

tableau 4-5 Comparaison des D_{43} mesurés par les trois diagnostics (µm).

9 Conclusion concernant le granulomètre développé

Le granulomètre développé se base sur un modèle d'imagerie qui lui confère une très bonne prise en compte des problèmes de défaut de mise au point.
Deux phénomènes participant à la surestimation de la population des grosses gouttes sont ainsi évités. Le premier est lié à la surestimation de la taille des gouttes en défaut de mise au point. Le modèle propose une courbe de correction de la mesure du diamètre des gouttes en fonction de leur taille apparente et de leur contraste. Cependant, nous avons vu qu'il est préférable d'étalonner cette courbe de correction qui est dépendante du système optique utilisé. Le second phénomène conduisant à la surestimation de la population des grosses gouttes est lié au fait qu'en s'éloignant du plan de mise au point, les plus petites gouttes sont plus rapidement en défaut de mise au point que les plus grosses. En s'éloignant du plan de mise au point, les plus petites gouttes deviennent indétectables alors que ce n'est pas le cas des plus grosses. En utilisant un filtre spatial qui rejette les gouttes qui sont en dehors du volume de mesure, même si elles sont en bonne mise au point, la surestimation des plus grosses gouttes est évitée. Ceci est assurément la grande avancée de ce granulomètre par rapport aux autres granulomètres par imagerie (voir Chapitre 4 :1.1. :Le problème du défaut de mise au point).
De plus, ce granulomètre propose un filtrage morphologique permettant l'élimination des gouttes aberrantes associées à des gouttes en superposition partielles ou à des problèmes d'acquisition.

L'analyse granulométrique d'un spray ultrasonique a été réalisée. Les distributions de taille obtenues ont été comparées aux résultats de deux granulomètres commerciaux (à diffraction et PDPA). Les distributions de taille obtenues ont montré un très bon accord entre elles. Cette validation de notre diagnostic a également montré la nécessité de l'application du filtre spatial développé pour l'obtention de la distribution de taille de gouttes du spray.

Le granulomètre développé est capable d'apporter de nouvelles informations sur la morphologie. Cette capacité à « mesurer » la morphologie fait que, contrairement aux autres types de granulomètres, celui-ci reste robuste face à l'écart à la sphéricité des gouttes.

Un modèle de correction des distributions lié au problème de la superposition totale des gouttes a également été développé. Celui-ci a montré que le phénomène de superposition n'a d'influence sur la granulométrie mesurée que dans des conditions optiques extrêmes qui ne permettent pas une mesure granulométrique.

CHAPITRE 5 : ANALYSES ET RESULTATS

1 L'investigation du champ global 161
1.1. La visualisation rapide 161
1.2. Vitesse et aspect du jet par imagerie phasée 162
1.3. Vitesse et aspect du jet par analyse entropique du champ global 165
1.4. Bilan de l'analyse en champ global 167
2 L'investigation du champ proche 167
2.1. L'analyse des structures internes du jet Diesel 168
2.1.a Première configuration expérimentale 168
2.1.b Seconde configuration expérimentale 171
2.1.c Troisième configuration expérimentale 174
2.1.d Quatrième configuration expérimentale 176
2.1.e Analyse de ces résultats 178
2.1.f Conclusion 180
2.2. Les points de fonctionnement des deux analyses quantitatives 181
2.2.a L'analyse temporelle 181
2.2.b L'analyse barométrique 182
2.3. La séparation des états physiques 183
2.4. Analyse de l'atomisation primaire : approche entropique 184
2.5. L'analyse morphologique de la phase liquide continue 192
2.5.a Définition des paramètres morphologiques 192
2.5.b Sensibilité à la largeur du cadre 194
2.5.c Sensibilité au nombre d'images de la série 195
2.5.d Les résultats de l'analyse morphologique 195
2.6. Bilan des analyses entropiques et morphologiques du champ proche. 204
3 Champ lointain : Analyses granulométrique par imagerie et PDPA 205
3.1. Les granulométries obtenues par PDPA 205
3.1.a Les points de fonctionnement 205
3.1.b La densité temporelle de détection des gouttes 207
3.1.c Analyse de la vitesse des gouttes 207
3.1.d Les corrélations diamètres-vitesses 210
3.1.e Les distributions de tailles de gouttes 211
3.2. Granulométrie par analyse d'images 212
3.2.a Les points de fonctionnement 212
3.2.b Le choix des filtres morphologique et spatial 213
3.3. La comparaison des deux diagnostics 216
3.4. L'apport de la morphologie 219

3.5. Bilan de cette comparaison des diagnostics 221
4 Evolution spatiale et temporelle de la granulométrie du spray Diesel par imagerie 222
4.1. Suivi temporel à 30 mm de l'injecteur.....222
4.2. Suivi temporel 60 mm de l'injecteur 225
4.3. Analyse spatiale 226
4.4. Analyse morphologique en fin d'injection 228
4.5. Bilan des analyses du spray par imagerie 230

Chapitre 5 : Analyses et Résultats

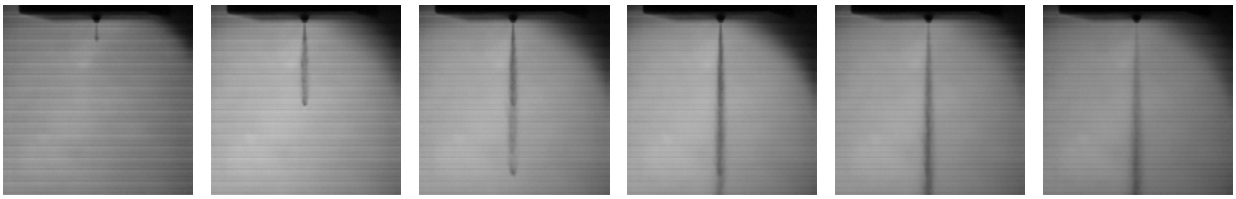
Ce chapitre présente les analyses appliquées aux images du spray Diesel et les résultats obtenus. Nous commençons par une analyse globale du spray par visualisation rapide et par caméra standard. Cette analyse permet la caractérisation de la vitesse de pénétration du spray. La seconde section concerne l'analyse du jet Diesel en champ proche. Une analyse par tomographie laser ainsi que des traitements d'images sont utilisés afin de caractériser qualitativement les structures internes du jet. Différents traitements statistiques sont ensuite utilisés pour établir une description quantitative de la morphologie du jet dense dans le temps et en fonction de la pression d'injection. La dernière section concerne la granulométrie en champ lointain. Le granulomètre précédemment développé est appliqué et comparé aux résultats obtenus par PDPA. A la suite de cette comparaison, le granulomètre par imagerie est utilisé par la description du spray dans le temps de l'injection à 30 puis 60 mm de l'injecteur. Une étude granulométrique et morphologique de l'évolution du spray avec la distance de l'injecteur est également proposée.

1 L'investigation du champ global

Le but de cette section est d'observer l'allure générale du spray pendant son injection. Les vitesses de pénétration (caractéristiques de notre injecteur) sont mesurées à partir de séquences d'images.

1.1. La visualisation rapide

Une caméra rapide a été utilisée en synchronisation avec la source blanche pulsée (Chapitre 2 :3.2.). La fréquence d'acquisition utilisée est de *4500* images par seconde. A cette fréquence, la charge de l'accumulateur de la source pulsée n'est pas complète si bien que peu d'illuminations successives sont réalisables. La résolution des images est de *9,3* pixels par millimètre. Le champ couvre ainsi les *25* premiers millimètres du spray depuis l'injecteur (figure 5-1).



T1 ***T2*** ***T3*** ***T4*** ***T5*** ***T6***

figure 5-1 Visualisation rapide de l'injection à 20 MPa (µs)

A partir de ce type de séries d'images, la vitesse de pénétration du jet a été calculée pour cinq pressions d'injections. Cette vitesse est comparée à la vitesse du jet en sortie d'injecteur calculée par l'équation de Bernoulli, sans tenir compte des pertes de charges et des forces aérodynamiques (figure 5-2). Le rapport entre les vitesses mesurées et calculées est lié aux pertes énergétiques que subit le fluide notamment par les forces aérodynamiques. On observe que l'augmentation de la pression d'injection est associée à une diminution de ce rapport qui est de l'ordre *0.6*.

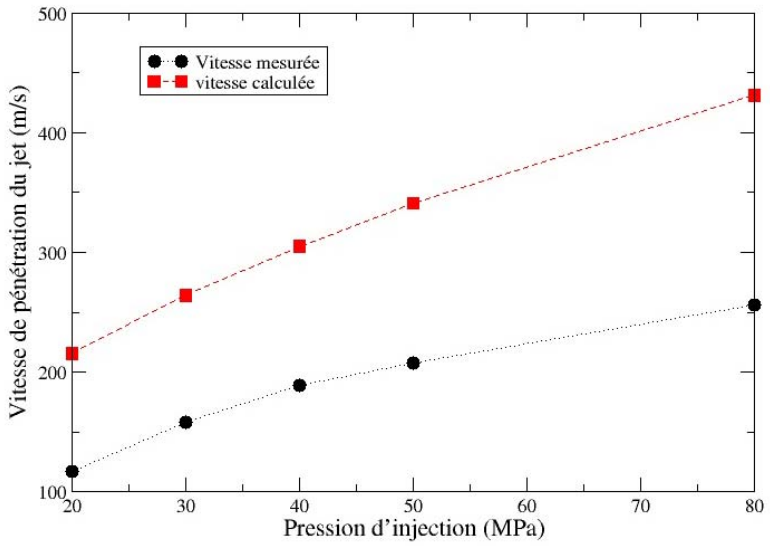


figure 5-2 Vitesses de pénétration du jet en fonction de la pression d'injection (µs)

La visualisation par caméra rapide autorise l'acquisition de quelques images d'une même injection. Cependant, la faible résolution des images obtenues ne permet pas de dégager de ces images des informations quantitatives. Nous décidons, par conséquent, d'exploiter des séries d'images obtenues par des procédés classiques d'imagerie.

1.2. Vitesse et aspect du jet par imagerie phasée

La même source blanche pulsée de lumière est utilisée dans le but de figer le spray. On utilise maintenant une caméra CCD asynchrone. Chaque image du spray correspond à une injection différente. Afin d'illuminer le spray aux mêmes instants de l'injection sur chaque image, le système de détection du jet est utilisé (Chapitre 2 :5.2.). La résolution des images obtenues est de *1.5 pixels/mm*, ce qui permet une observation des *9.8* premiers centimètres depuis l'injecteur (capteur de *763* par *581* pixels). Les images sont normalisées (Chapitre 3 :1.2.). Quatre pressions d'injection ont été étudiées dont deux avec un suivi temporel fin de l'injection (P_i*=20* et *40 MPa*). Pour les deux autres séries (P_i*=30* et *60 MPa*), seuls quelques instants de l'injection ont été étudiés. Ces instants correspondent aux phases de variation de la levée de l'aiguille et de quasi-stationnarité de l'écoulement (tableau 5-1, figure 5-3).

P_i (MPa)	20	30	40	60
R_f (µs)	10-2000 (pas=100)	515, 700, 910	10-2700 (pas=100)	540, 665, 770, 1020,1300

tableau 5-1 Points de fonctionnement, R_f est le retard imposé entre l'instant de détection du jet et l'illumination du spray

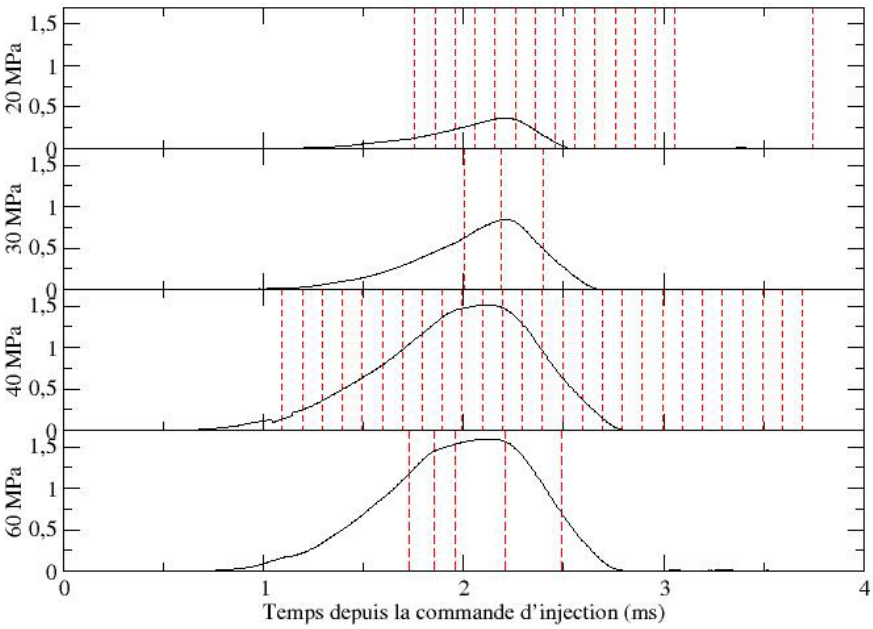


figure 5-3 Instants d'exposition de la caméra et levée d'aiguilles

200 images sont enregistrées pour chaque point de fonctionnement. Les images moyennes associées à chaque point sont présentées dans la figure 5-4.

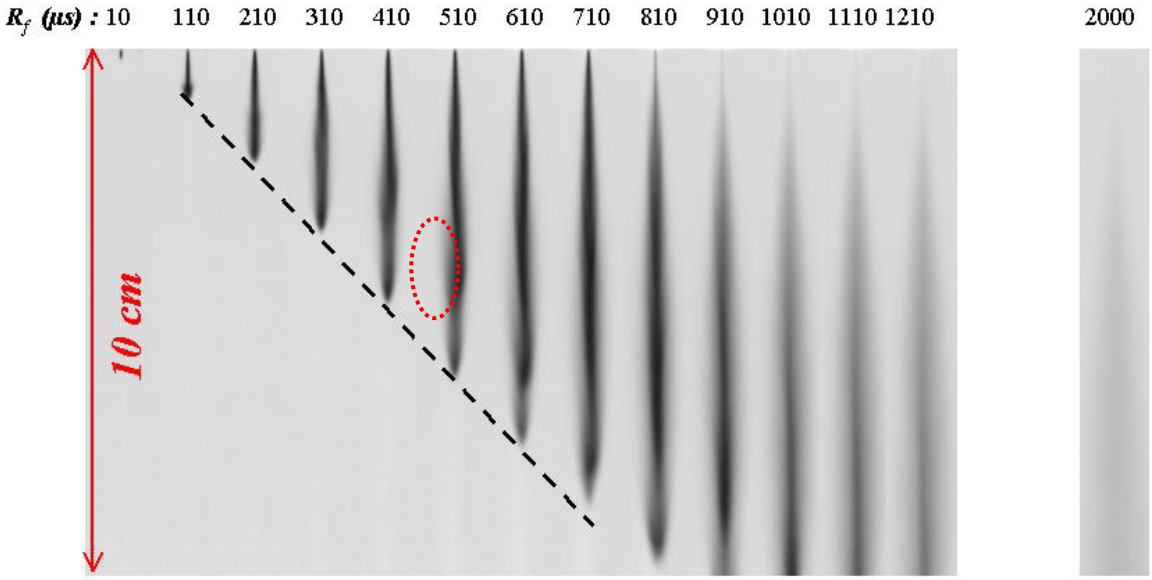


figure 5-4 Images moyennes de la série temporelle pour P_i=20 MPa

On observe sur cette figure une croissance linéaire de la longueur de pénétration du spray dans l'environnement gazeux. La pente de la droite en traits pointillés permet une estimation de la vitesse de pénétration du spray de *126 m/s*, ce qui représente un écart de *7.4 %* par rapport à l'estimation de cette vitesse obtenue par visualisation rapide avec un plus grand champ. La partie frontale du jet de la série correspondant au retard R_f*=110 µs* présente une forme de champignon. On observe une phase dense qui semble « rattraper » la partie frontale du spray quelques instants plus tard (R_f*=510 µs*). A cette faible pression d'injection, il ne subsiste qu'un spray peu dense pour le retard R_f*=2 ms*. La figure 5-5 présente une analyse identique pour la pression d'injection P_i*=40 MPa*. On note, tout d'abord une durée d'injection beaucoup plus longue que précédemment. Cet effet est dû à l'assistance hydraulique de la levée d'aiguille. Plus la pression d'injection est grande plus la levée de l'aiguille est rapide et dure longtemps. La vitesse de pénétration calculée est alors de *164 m/s* soit un

écart relatif de *13 %* par rapport à la mesure par imagerie rapide. Là encore, on observe qu'une sorte de pré jet est rattrapé par l'injection principale.

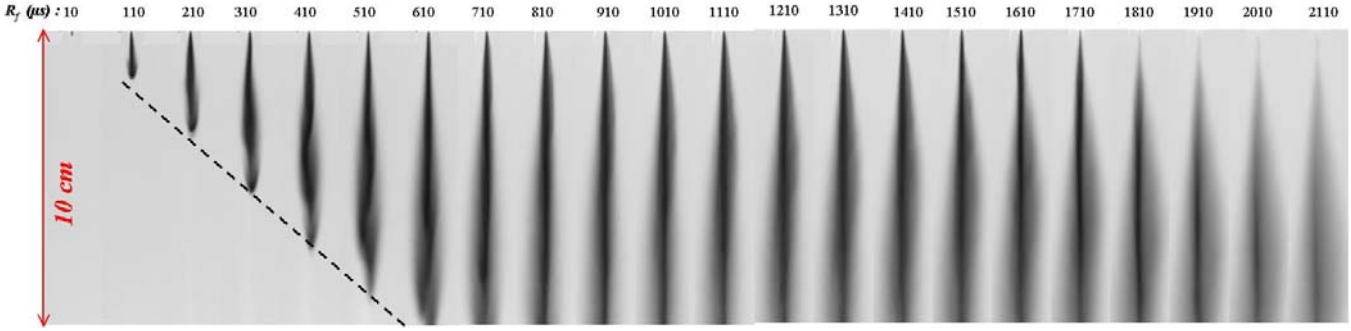


figure 5-5 Images moyennes de la série temporelle pour P_i=40 MPa

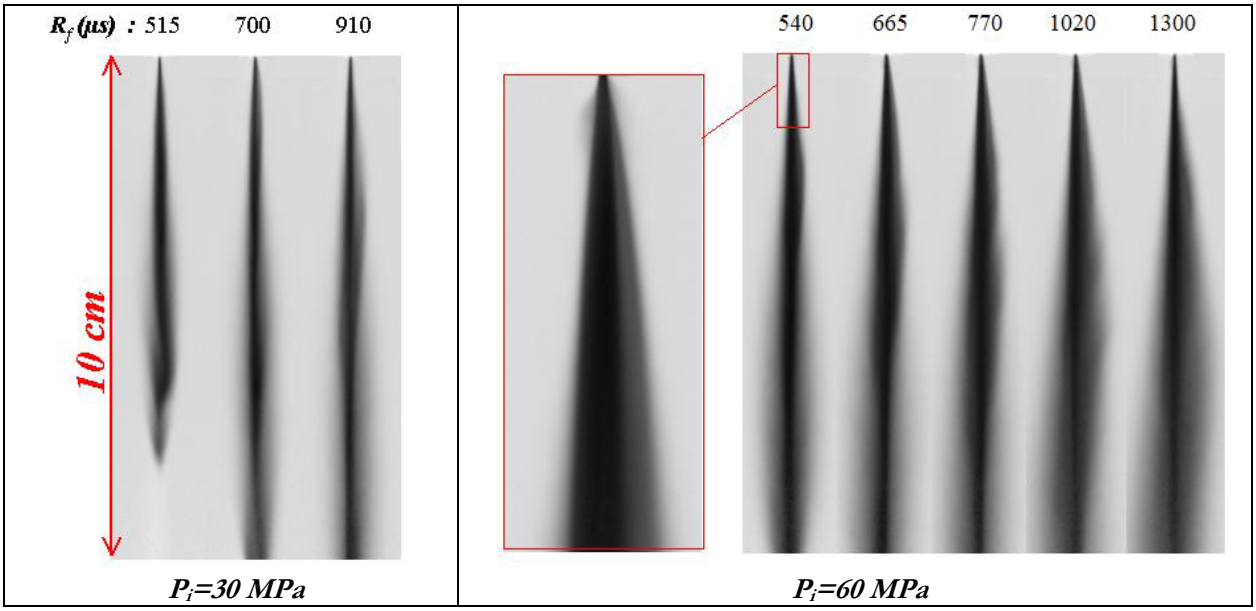


figure 5-6 Images moyennes de la série temporelle pour P_i=20 MPa

La figure 5-6 présente les images moyennes associées aux points de fonctionnement pour les pressions d'injection de *30* et *60 MPa*. Une portion de l'image moyenne a été étudiée à l'aide d'un plus fort grandissement (P_i=*60 MPa*, R_f=*540 µs*). On observe un comportement dissymétrique de l'injection initié en très proche sortie d'injecteur. Cette dissymétrie semble persistante et particulièrement visible en période quasi-stationnaire de l'injection, sur la série correspondant à la pression d'injection de *60 MPa*.

1.3. Vitesse et aspect du jet par analyse entropique du champ global

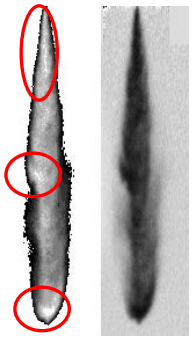


figure 5-7 seuillage de l'image, P_i=40 MPa, R_j=1210 µs

L'analyse entropique a été présentée dans le Chapitre 3 :4 Nous avons montré le double intérêt de l'application d'une telle analyse à de grandes séries d'images. Le premier intérêt est l'identification d'images parasites dans la série. Le second est de calculer une cartographie de l'entropie représentative des zones de variation des états physiques caractérisés par des niveaux de gris. Nous avons vu que le calcul de l'entropie se base sur des états physiques distincts, en nombre fini. Nous devons, par conséquent, seuiller les images normalisées avant le calcul de cette entropie. Nous avons choisi de décomposer l'histogramme de niveaux de gris par segmentation en *11* états physiques. On définit ainsi *10* états physiques associés à *10* classes de niveaux de gris répartis entre les niveaux *0* à *180* correspondant à différentes densités de la phase liquide. Une dernière classe contient les niveaux compris entre *180* et *255*, elle est associée au fond lumineux de l'image c'est à dire à la phase gazeuse (figure 5-7). Sur la figure 5-7, les onze états sont représentés par onze niveaux de gris, les niveaux de gris croissants étant associés à des densités croissantes de la phase liquide.

La figure 5-8 représente l'évolution de l'entropie généralisée avec le nombre d'images dans la série. Dans cet exemple et grâce à ce procédé, trois images « hors-norme » ont pu être extraites de la série initiale. La courbe correspondant à l'analyse de la série filtrée est continue. On observe ainsi qu'à partir d'un nombre d'images supérieur à *50*, la valeur de l'entropie généralisée ne varie plus de façon significative. Le nombre d'images est alors suffisant pour caractériser le système.

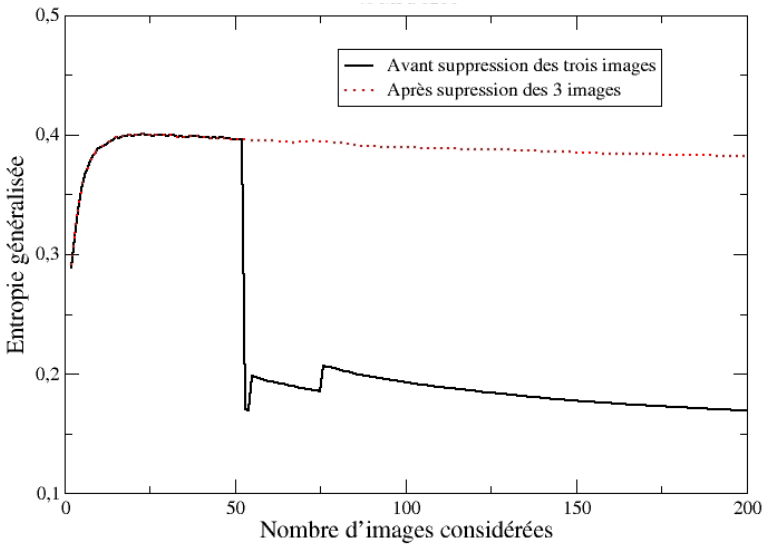


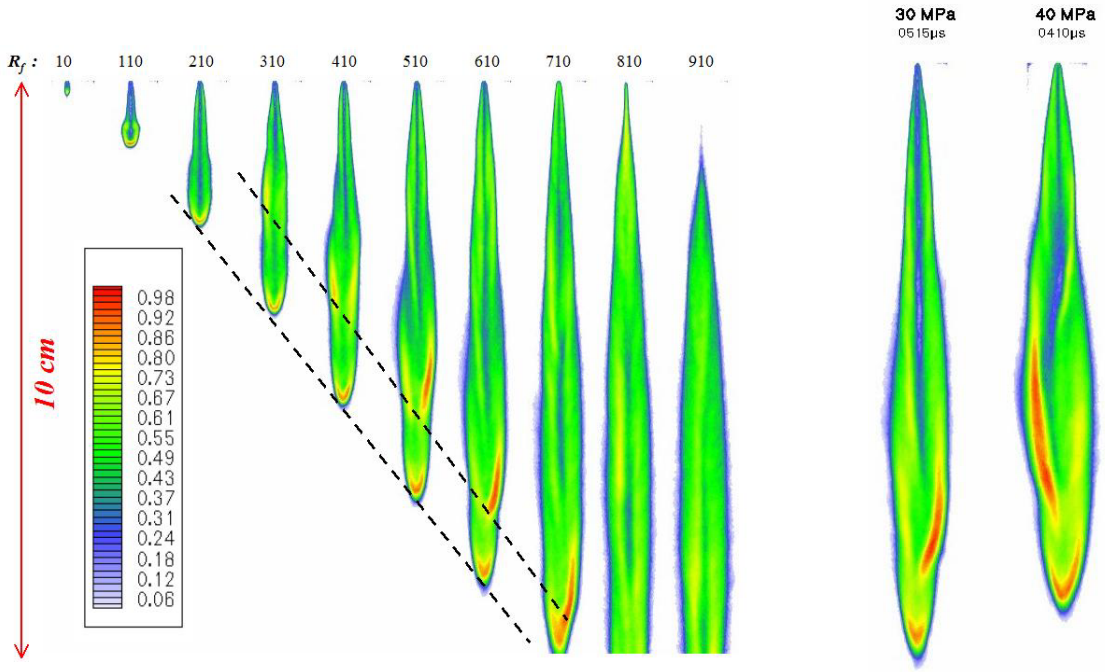
figure 5-8 Evolution de l'entropie globale, P_i=40 MPa, R_j=1210 µs

La figure 5-9-(a) présente l'évolution temporelle des cartographies d'entropie pour la pression d'injection de *20 MPa*. Les zones du spray qui visitent toujours les mêmes états seront caractérisés par une entropie nulle. Au contraire, les zones de fluctuation équiprobables de la transmission de la lumière seront caractérisées par une entropie élevée. On observe bien, sur ces cartographies, les zones du spray correspondant à la pénétration du pré jet et du jet dense qui le rattrape. Ces zones sont révélées par de fortes valeurs de l'entropie. Ces parties du spray sont, par conséquent, visitées par un grand nombre d'états. Les vitesses de pénétration du pré jet et du jet principal ont été calculées pour P_i=*20* et *40 MPa* (tableau 5-2). On observe ainsi que la vitesse de pénétration mesurée

avec la caméra rapide, dans un grand champ, est supérieure à celle mesurée sur la cartographie d'entropie, pour P_i=*40 MPa.*

La dissymétrie de la répartition entropique de part et d'autre de l'axe de l'injecteur peut être liée à une dissymétrie de la géométrie de l'écoulement dans l'injecteur et/ou en proche sortie de celui-ci. Il est cependant intéressant de noter que cette dissymétrie est stable sur l'ensemble des séries temporelles associées à chaque pression d'injection mais n'est pas nécessairement retrouvée lorsque la pression d'injection change (figure 5-9-(b)).

Une bande formée de valeurs d'entropie faibles est visible le long de l'axe de l'injecteur (figure 5-9-(a)). Cette bande est associée à la partie la plus dense et stable du jet. On peut noter une déformation de cette bande pour un retard R_f=*510 µs*. Lorsque la levée d'aiguille est maximale cette bande de jet dense est particulièrement stable et rectiligne, comme le montre la figure 5-10.



(a) série temporelle pour P_i=20 MPa ***(b) dissymétrie***

figure 5-9 cartographies d'entropie

Vitesses (m/s)	***P_i=20 MPa***	***P_i=40 MPa***
Caméra rapide	***117***	***189***
Images moyennes	***126***	***164***
Entropie (pré jet)	***120***	***170***
Entropie (jet principal)	***143***	***176***

tableau 5-2 Comparaison des vitesses de pénétration obtenues par les différentes techniques

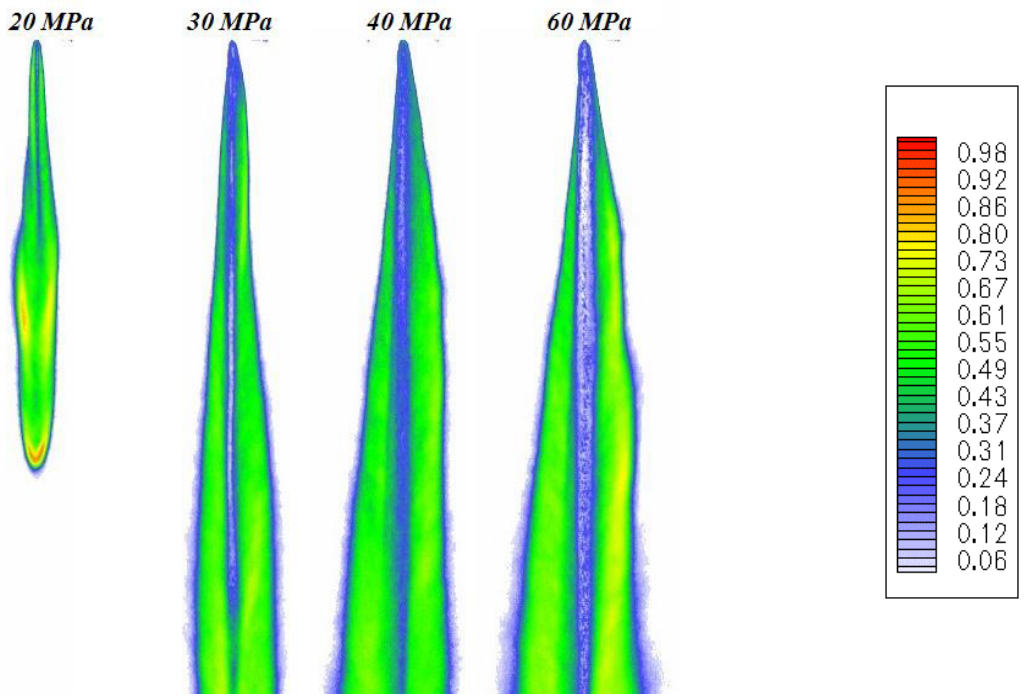


figure 5-10 Comparaison des cartographies d'entropie lorsque l'aiguille est au maximum de sa levée

1.4. Bilan de l'analyse en champ global

L'injection Diesel directe est beaucoup trop rapide pour que les techniques actuelles puissent diagnostiquer la structure du spray ou du jet en suivi temporel pour une même injection. L'analyse par imagerie rapide ne permet, avec les moyens techniques disponibles au laboratoire, qu'une détermination de la vitesse de pénétration du jet. Nous avons donc entrepris une analyse statistique par imagerie classique. L'analyse entropique a clairement mis en évidence la présence d'un pré jet et d'un jet principal dont la vitesse de pénétration est supérieure au premier. Une structure dissymétrique du jet apparaît de façon stable pour chaque point de fonctionnement. Enfin, en période quasi-stationnaire de l'écoulement, on observe le développement rectiligne le long de l'axe de l'injecteur d'une zone particulièrement dense, présente à chaque injection.

2 L'investigation du champ proche

La revue bibliographique a montré que les phénomènes d'atomisation primaire sont concentrés dans l'injecteur et à sa proche sortie. Nous avons vu qu'un important travail de recherche a déjà été effectué dans des injecteurs transparents, notamment pour mettre en évidence les phénomènes de cavitation. Cette section présente une investigation expérimentale de la proche sortie de l'injecteur la plus complète possible, avec les moyens techniques qui sont les nôtres. Une étude par tomographie laser a tout d'abord été réalisée dans le but d'étudier la structure interne du jet Diesel. Ensuite deux analyses quantitatives ont été menées. L'analyse entropique, en premier lieu, permet de mettre en évidence la surface où se produit l'atomisation primaire. Enfin, une analyse quantitative de la morphologique du jet plein permet d'apporter une caractérisation nouvelle du jet.

2.1. L'analyse des structures internes du jet Diesel

Pour cette expérimentation, nous avons associé un éclairage par nappe laser et une illumination en fond clair (voir Chapitre 2 :4). Sauf mention contraire, l'ensemble des images de cette section correspond à un champ de *620* par *472 µm*.
Suite aux observations faites lors de la revue bibliographique (Chapitre 1 :2.2.), une attention particulière a été apportée au positionnement du plan de mise au point de la caméra et de la nappe laser relativement au jet. Nous avons également agi sur la rotation du jet autour de son axe d'injection afin d'observer d'éventuelles dissymétries de celui-ci.
Différentes configurations tomographiques ont aussi été testées (nappe laser verticale, inclinée et horizontale). La synthèse des informations obtenues permet l'élaboration d'un modèle pour la structure interne du jet. Une étude par tracé de rayons (Ray-tracing) est également menée dans le but de valider notre modèle. L'ensemble des résultats de cette analyse est présenté dans *Yon et al. [118]*.

2.1.a Première configuration expérimentale

Les positions de l'injecteur et de la nappe laser sont repérées dans le repère ***(x,y,z)***, associé à la caméra où ***x*** représente l'axe optique de la caméra, ***z*** est l'axe vertical d'injection et ***y*** l'axe colinéaire au faisceau laser (figure 5-11).

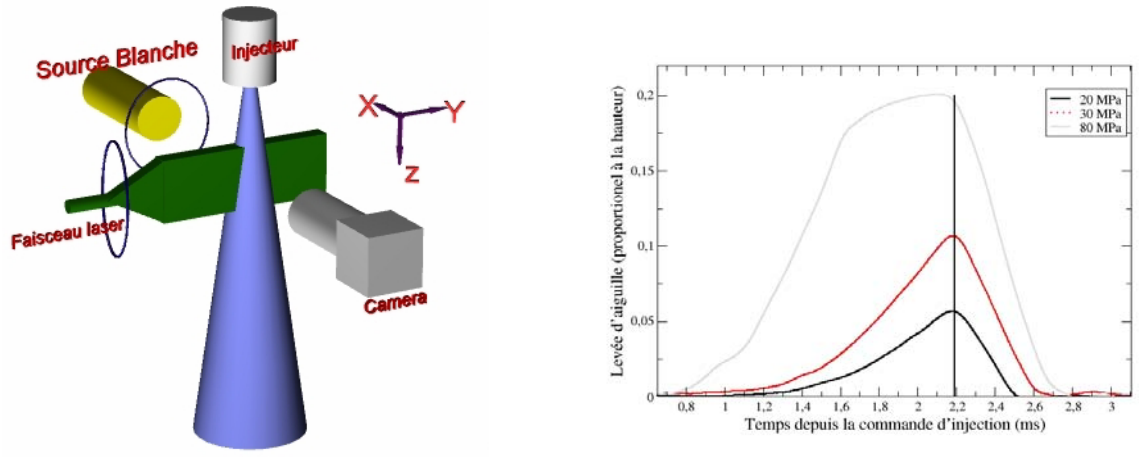


Schéma du dispositif ***Instant de l'illumination***

figure 5-11 Configuration 1

La première configuration d'analyse correspond à la configuration tomographique standard. Ainsi, la nappe laser est verticale et confondue avec le plan de mise au point de la caméra ($X_i=0$). Avec cette configuration, deux pressions d'injection : $P_i=20\ MPa$ et $P_i=80\ MPa$ ont été analysées. Les résultats sont présentés sur la figure 5-12 et la figure 5-13 à l'instant où la levée d'aiguille est maximale et par conséquent, où l'écoulement est le plus rapide ($\eta_f = 2.19\ ms$). Les figures représentent les images obtenues pour différentes positions de l'injecteur, la position $X_i=0$ correspond au jet centré sur la nappe laser et le plan de mise au point de la caméra. Le déplacement de l'injecteur vers la caméra correspond à une valeur décroissante de X_i. Ainsi, lorsque X_i est positif, la nappe laser est située entre le jet et la caméra et la diffusion de Mie récoltée ne nous informe que sur les structures externes du jet. Pour $P_i = 20\ MPa$, lorsque la nappe laser intercepte le coté non visible du jet (X_i=-*50/-100 µm*), la lumière est alors réfléchie dans la direction opposée de la caméra. Le signal lumineux alors récolté par le capteur ne correspond qu'à la lumière provenant de la source blanche qui permet l'observation de l'interface du jet. La profondeur de champ du système optique étant très faible, on observe un défaut de mise au point progressif de l'interface visible du jet.
Pour la pression d'injection de $P_i = 80\ MPa$, les images de diffusion de la lumière sont radicalement différentes. Ces modifications sont révélatrices d'un changement de la structure interne du jet. En

particulier, des lignes lumineuses sont observées. On note, par ailleurs, sur le côté gauche de l'interface du jet, la désintégration d'une nappe liquide qui provoque la formation de ligaments. Les processus conduisant à la formation de cette nappe sont particulièrement reproductibles puisque celle-ci est omniprésente sur les images.

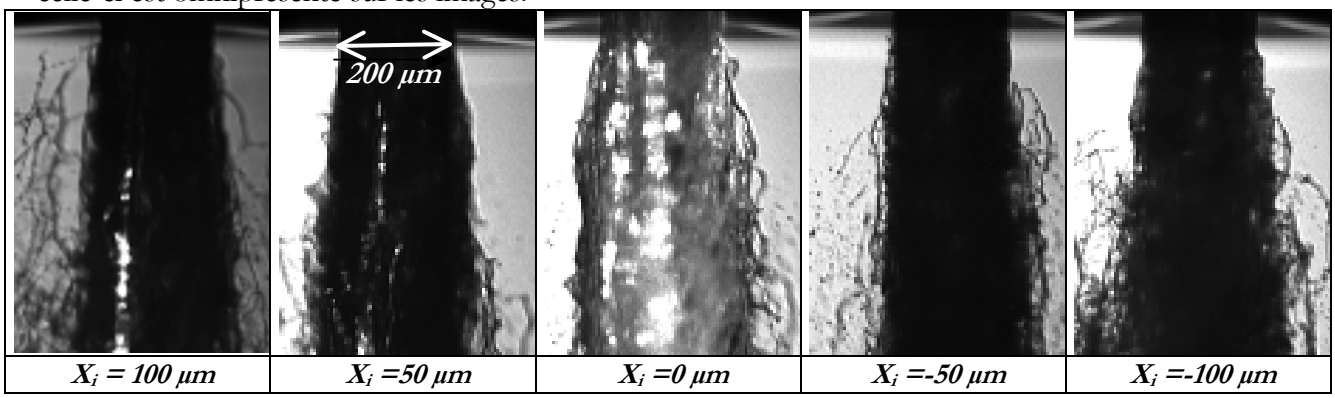


figure 5-12 Configuration 1, déplacement de l'injecteur avec mise au point sur le plan laser, P_i = 20 MPa.

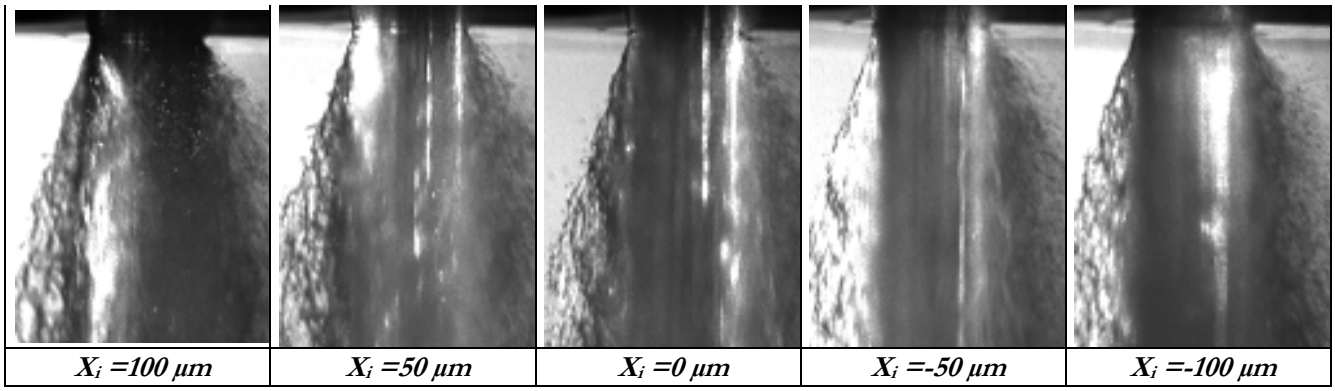


figure 5-13 Configuration 1, déplacement de l'injecteur avec mise au point devant le plan laser, P_i = 80 MPa, η_l=2.19 ms

La figure 5-14 représente les images obtenues pour différentes pressions d'injection avec le même retard η_l. Dans cette série d'images, la nappe laser ne coïncide plus avec le plan de mise au point, elle est décalée de *150 µm* dans la direction de la source blanche (X_l = *150 µm*). Le jet est positionné entre le plan laser et le plan de mise au point, qu'il intercepte de façon tangentielle (X_i = *100 µm*).
L'intérêt de cette configuration optique est d'observer les structures présentes en périphérie. Ces structures sont alors illuminées par un fond clair, obtenu par diffusion de la lumière laser par le jet.

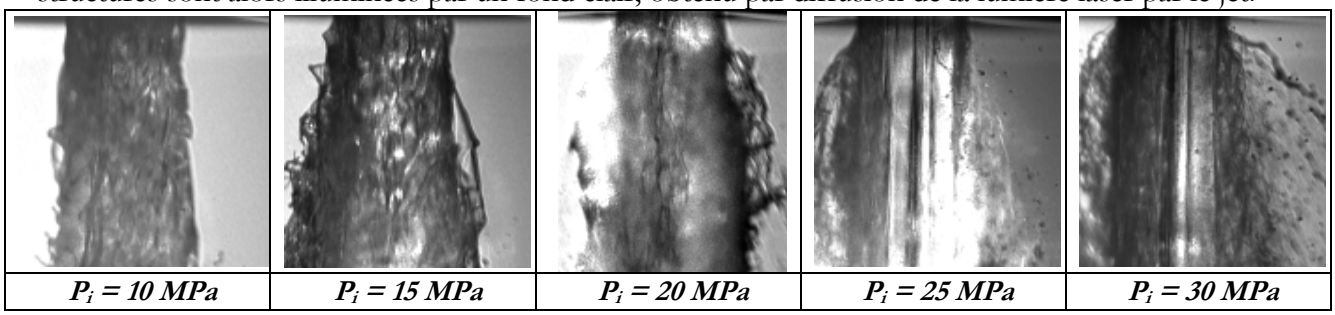


figure 5-14 Configuration 1, mise au point devant la nappe laser, η_l=2.19 ms, X_l=150 µm, X_i=100 µm

C'est pourquoi ces structures apparaissent sombres sur fond clair. Cette configuration est similaire à l'éclairement de l'interface du jet par l'intérieur. La principale différence avec un éclairage en fond clair tient au fait que la source de lumière émanant ainsi de l'intérieur du jet, ne traverse qu'une seule interface pour éclairer les structures observées.
Ces structures droites observées ne sont visibles que pour des pressions d'injections supérieures à *25 MPa*. Elles sont parfaitement reproductibles sur l'ensemble des injections et leur épaisseur est de l'ordre de 10 µm.

Afin de mieux comprendre la mise en place de cette configuration optique, nous avons déplacé l'injecteur relativement à la position du plan de mise au point pour la pression $P_i = 30\ MPa$ (figure 5-15). On conserve toujours, par ailleurs, un écart de $150\ \mu m$ entre le plan de mise au point et le plan laser. D'autre part, les interactions de la lumière laser avec le jet sont modélisées à l'aide d'un programme de ray-tracing (tracé de rayons) développé au laboratoire[17] (figure 5-16). Pour ces calculs, un jet cylindrique plein de diamètre $d=200\mu m$, noté φ_1, est considéré. L'indice de réfraction de φ_1 est $n=1.46$. La phase dispersée environnant le jet (φ_2) est constituée de gouttelettes et de ligaments. Elle n'est pas prise en compte par le calcul de tracé de rayons. La nappe laser est simulée par une multitude de rayons dont l'interaction avec la phase φ_1 est étudiée.

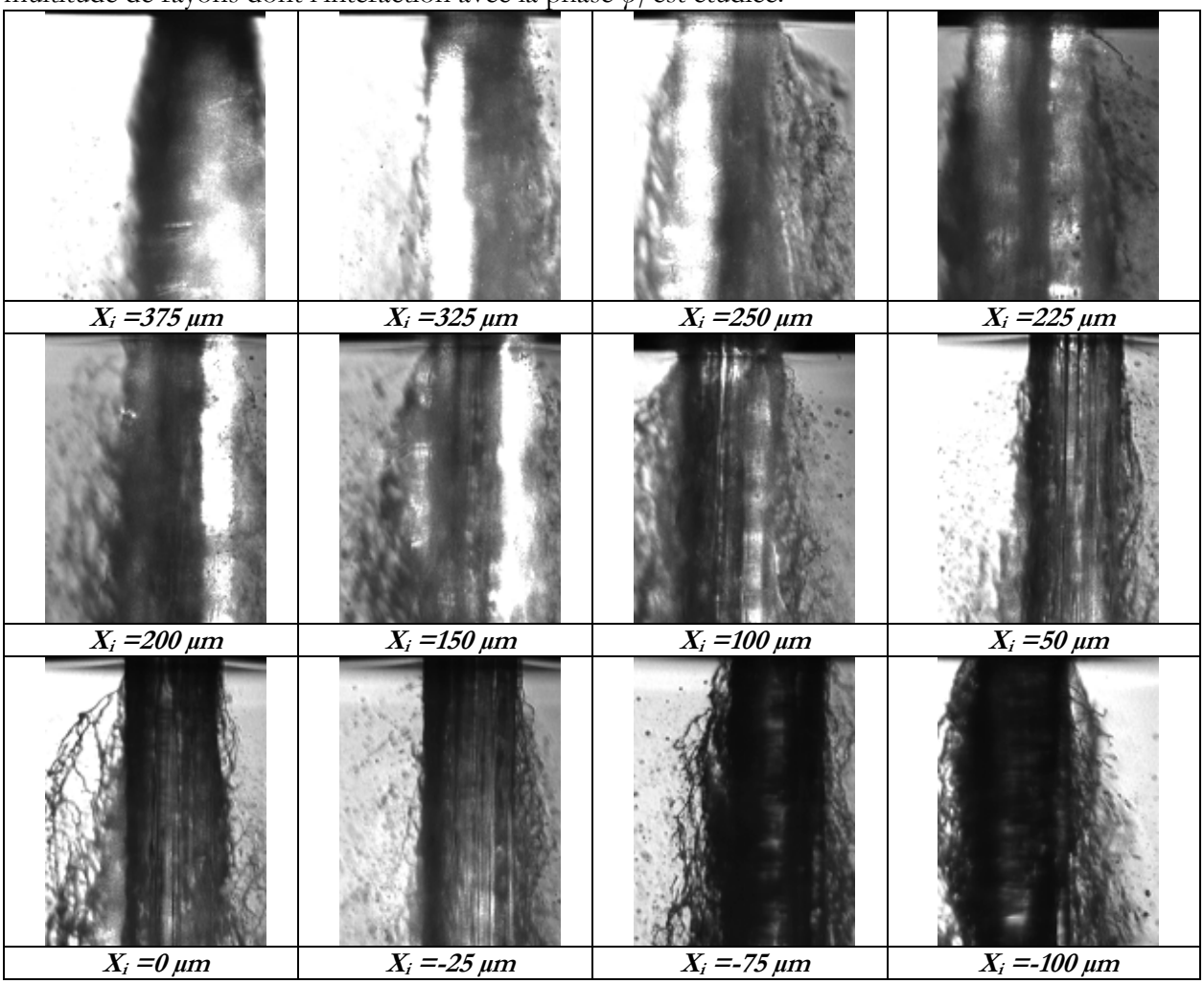


figure 5-15 Configuration 1, déplacement de l'injecteur avec mise au point devant la nappe laser,
$P_i = 30\ MPa$, $\eta_l=2.19\ ms$.

A chaque interface rencontrée par un rayon, celui-ci se décompose en deux rayons, l'un réfléchi l'autre réfracté. Le calcul ne considère que quatre interactions successives d'un rayon avec la phase φ_1. Au-delà, les rayons ne sont plus pris en compte du fait de leur faible intensité relativement à des rayons issus d'une réflexion spéculaire. Les phénomènes de diffraction sont ignorés par ce modèle, la lumière diffractée par le jet n'est quasiment pas perceptible par la caméra qui est située à $90°$ de la nappe laser. La figure 5-15 présente quatre configurations d'interaction de la nappe laser avec le jet, correspondant à une vue de dessus du jet (axe z).
A la position $X_i=375\ \mu m$ (figure 5-15), la nappe laser n'interagit qu'avec la phase dispersée φ_2. La diffusion de Mie qui en résulte apparaît floue du fait de la distante entre la nappe laser et le plan de mise au point.

[17] Ce programme a été développé par S. Meunier-Guttin Cluzel au LESP (CORIA)

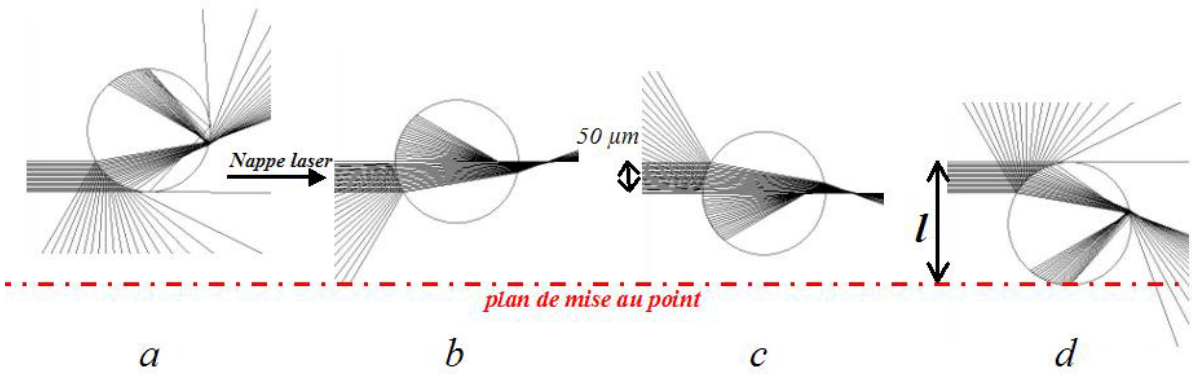
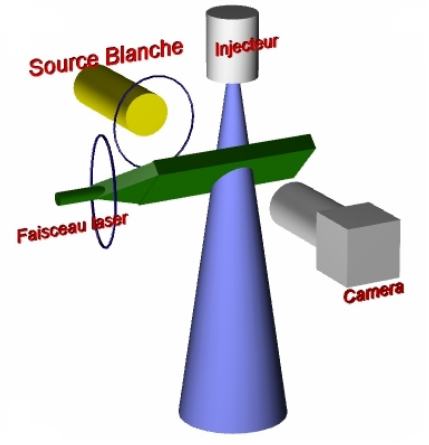


figure 5-16 Illustration des phénomènes par un calcul de ray-tracing

Les positions X_i=*325 µm* et X_i=*250 µm* correspondent à la configuration ***a*** du calcul de ray-tracing. La nappe laser est pratiquement totalement réfléchie vers la caméra. Encore une fois, la mise au point n'est pas faite sur le jet, ce qui explique l'aspect diffus de la bande lumineuse située sur le côté gauche du jet.
La position X_i=*225 µm* est simulé par le calcul de ray-tracing ***b***. Une part importante de la réflexion spéculaire, sur la partie gauche du jet, parvient encore dans l'angle de collection de la caméra. Ainsi, la bande lumineuse précédemment observée reste visible. La disposition du jet relativement à la nappe, conduit à la formation d'un point de focalisation des faisceaux doublement réfractés. Ce point de focalisation se forme sur la partie droite du jet, dans la phase dispersée. La lumière ainsi focalisée est diffusée dans toutes les directions par la phase φ_2, ce qui explique la formation de la seconde bande lumineuse sur le côté droit du jet. Sur l'image correspondant à cette configuration, on observe l'ombre de grosses gouttes situées dans le plan de mise au point.
Aux positions X_i=*200* et *150 µm* (configuration ***c***) le point de focalisation précédemment expliqué existe toujours. La bande lumineuse de droite est ainsi toujours observée. Les rayons directement réfléchis ne sont, par contre, plus visibles puisqu'ils sont réfléchis à l'opposée de la caméra. La bande de gauche n'est donc plus visible.
L'ensemble des positions X_i=*100* à X_i =*-25µm* correspondent à la configuration ***d***. Le point de focalisation a disparu sur le côté droit du jet et le plan de mise au point est proche de l'interface du jet. Cette interface est rétro-éclairée par les rayons ayant subi successivement une réfraction puis une réflexion interne du jet. Ainsi, les structures en lignes observées sur fond lumineux sont localisées proche de la frontière entre les phases φ_1 et φ_2. Les images présentées dans la figure 5-14 correspondent à cette configuration. Les deux dernières images correspondent aux positions successives de l'injecteur X_i=*-75* et *-100 µm*. Dans cette configuration, le plan de mise au point intercepte le jet. La nappe laser n'interagit que faiblement avec la phase dispersée à l'arrière du jet, ce qui explique la faible intensité lumineuse diffusée.

2.1.b Seconde configuration expérimentale

Dans cette seconde configuration, la nappe laser est orientée de *45°* par rapport à l'axe du jet. Le plan de mise au point de la caméra intercepte donc la nappe laser le long d'une ligne droite horizontale.



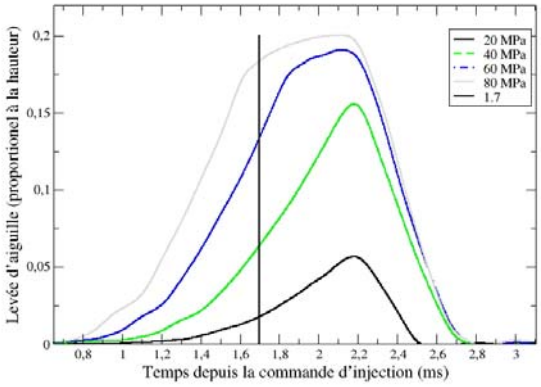


Schéma du dispositif ***Instant de l'illumination***

figure 5-17 Configuration 2

Θ	***0°***	***90°***	***180°***	***270°***
20 MPa				
40 MPa				
60 MPa				
80 MPa				

figure 5-18 Configuration 2, diffusion de la lumière par le jet éclairé à 45° pour différents angles d'injecteur, η_i=1.7 ms

Les observations menées avec cette configuration ont été faites pour différentes pressions d'injection et différents angles (Θ) de rotation de l'injecteur. L'angle $\Theta=0°$ correspond à l'angle de l'injecteur pour l'ensemble des autres configurations étudiées. L'instant de l'éclairement est alors $\eta_f=1.7\ ms$ (figure 5-17). Les résultats sont présentés dans la figure 5-18.

L'angle formé entre la nappe laser et le jet implique que différentes hauteurs $\boldsymbol{z}$ le long de la nappe, soient associées à différentes positions $\boldsymbol{x}$, le long de l'axe optique. Il est à noter que la série $\Theta=90°$ est légèrement différente des autres. Il semble que la nappe laser était trop rapprochée de l'injecteur durant cette expérimentation. A la pression $P_i=40\ MPa$ et l'angle $\Theta=180°$, une ellipse lumineuse est clairement visible. Cette ellipse marque l'intersection entre le contour conique de l'interface du jet avec le plan laser. Pour des pressions d'injection supérieures à $P_i=20\ MPa$, les structures droites sont à nouveau observées. Du fait de la faible profondeur de champ, une importante partie de l'intersection entre le jet et la nappe laser est en défaut de mise au point. Par contre, les structures sont très nettes dans le plan de mise au point de la caméra, le long de l'axe du jet (particulièrement visible pour $P_i=40\ MPa$ et l'angle $\Theta=180°$).

Pour les pressions d'injection supérieures à *40 MPa*, le motif elliptique de diffusion de la lumière cède sa place à un autre motif récurrent et visible pour tous les angles de rotation de l'injecteur. Ce motif est composé de trois ou quatre spots lumineux diffus et quelques structures droites nettes. Ce motif est le fruit de l'interaction entre les structures internes du jet et la nappe laser à différentes positions $\boldsymbol{x}$, le long de l'axe optique.

Afin de comprendre la formation de ce motif, nous avons entrepris la reconstruction d'une image de cette configuration à partir d'images de la configuration 1. L'image reconstruite (figure 5-19-(c)) est obtenue par mise bout à bout de bandes d'images de la configuration 1, pour différentes positions de la nappe laser en fonction de l'angle d'inclinaison de celle-ci dans la configuration 2. On peut observer sur la figure 5-19-(c) que chaque bande de l'image reconstruite du jet, correspond au signal diffusé dans la configuration 1 (figure 5-19-(b)), à la même distance de l'injecteur, pour une certaine position de la nappe laser le long de l'axe optique comme indiqué sur le schéma de la figure 5-19-(a).

La principale différence entre les deux images obtenues (figure 5-19-(b & c)) réside dans la position variable ou non du plan de mise au point. Chaque bande de l'image reconstruite correspond à une position différente du plan de mise au point. On ne distingue donc pas de bande nette de mise au point le long de l'axe du jet sur cette image. Chaque bande correspond donc à un trajet particulier de la lumière comme il a été montré dans la configuration précédente à l'aide du modèle de ray-tracing. La configuration inclinée de la nappe laser nous permet, par conséquent, en une seule prise d'images, l'observation de toute l'information contenue dans l'ensemble de la configuration précédente résultant du déplacement de l'injecteur.

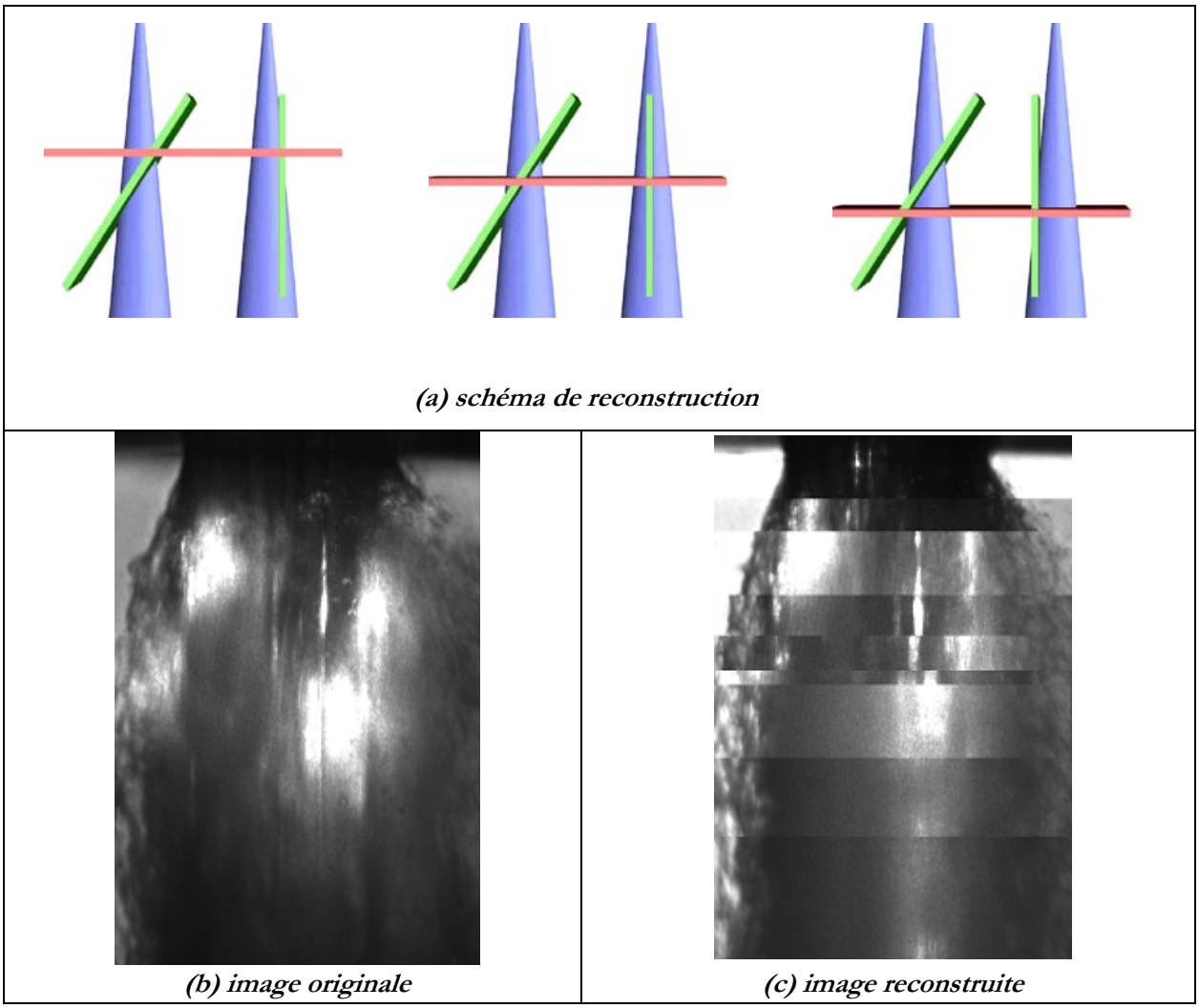
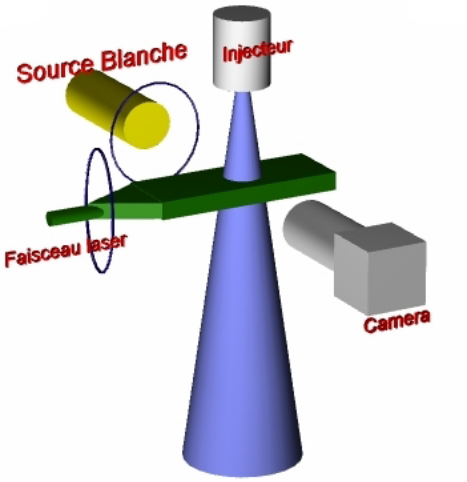


figure 5-19 Reconstruction d'une image de la seconde configuration, P_i= 80 MPa, η_l=2.18 ms.

La figure 5-18 permet également d'observer grâce à l'éclairage en fond clair différents régimes d'atomisation. Ces changements de régimes sont visibles, tout particulièrement avec l'angle $\Theta=270°$, en fonction de l'augmentation de la pression d'injection. Pour $P_i=20$ *MPa*, des nappes liquides sont formées à la périphérie du jet. Les longueurs de ces nappes peuvent atteindre plus de deux fois le diamètre du jet. A la pression $P_i=40$ *MPa,* la vitesse d'injection est plus grande et donne naissance à une déstabilisation de ces nappes liquides ($\Theta=90°$). A la pression d'injection $P_i=60$ *MPa,* ces nappes liquides sont remplacées par des ligaments, comme cela est observé pour $\Theta=180°$. Ces ligaments sont responsables de la formation de grosses gouttes à proximité de l'orifice.
La production de ces nappes est toujours parfaitement localisée et apparaît pour des pressions supérieures à *25 MPa*, pression d'apparition des structures internes au jet (figure 5-14). On peut attribuer la formation de ces nappes à l'établissement d'une dissymétrie de l'écoulement à l'intérieur de l'injecteur. L'importante reproductibilité de la formation de la nappe liquide est observée pour $P_i=40$ *MPa,* entre les angles $\Theta=90°$ et $\Theta=270°$ où la nappe est respectivement à gauche puis à droite du jet.

2.1.c Troisième configuration expérimentale

Dans cette troisième configuration (figure 5-20), la nappe laser est orientée perpendiculairement à l'axe du jet. Celle-ci intercepte le jet en dehors du champ de la caméra afin de ne pas saturer le capteur. Dans cette configuration, le plan de mise au point est déplacé le long de l'axe optique ***x***.



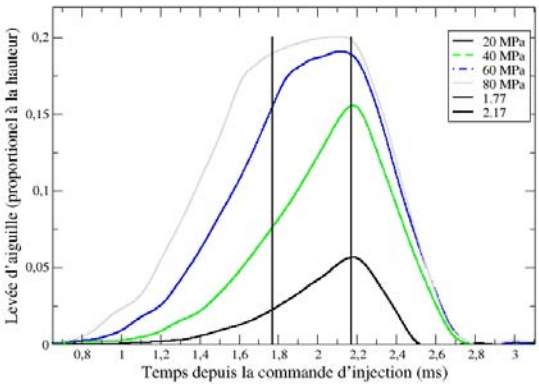


Schéma du dispositif ***Instant de l'illumination***

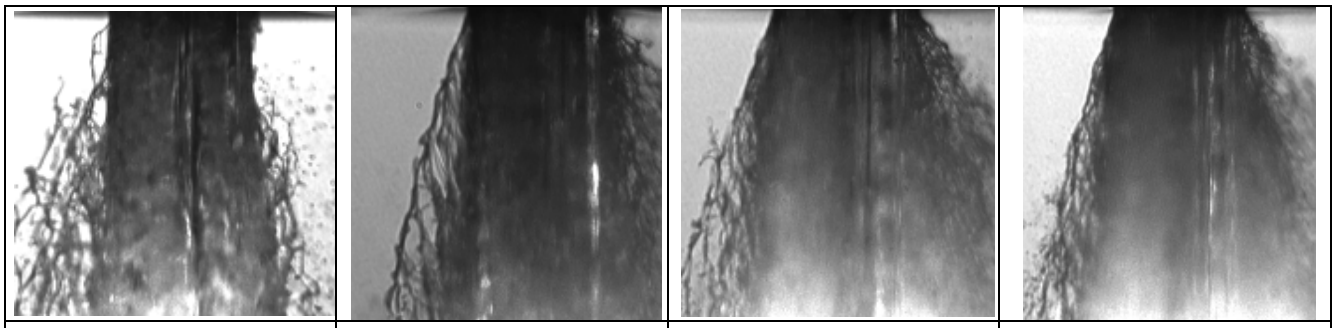
figure 5-20 Configuration 3

La figure 5-21 présente les images obtenues pour différentes positions de la caméra, pour deux instants distincts de l'injection : η_f*=1.77 ms* et η_f*=2.17 ms* et pour P_i*=40 MPa.* X_i représente toujours la distance entre le plan de mise au point et l'axe du jet. X_i est négatif lorsque le plan de mise au point est positionné devant le jet (vers la caméra). La première ligne d'images représente l'analyse en début d'injection (η_f*=1.77 ms*, l'aiguille est alors levée de *50%* de sa levée maximale). La morphologie de l'interface du jet semble symétrique et aucune structure interne n'est observée.

A la période quasi-stationnaire de l'injection *(*η_f*=2.17 ms,* levée maximale de l'aiguille*)*, on observe le détachement des nappes liquides. De plus, à cette période, lorsque le plan de mise au point de la caméra coïncide avec la l'interface du jet Diesel orientée vers la caméra ($X_i \approx -100\ \mu m$) , les structures droites sont à nouveau observées. Ce qui n'est pas le cas en début d'injection. Ceci montre que les structures internes observées ne sont visibles que lorsque l'aiguille est suffisamment levée. L'interaction entre la nappe horizontale et le jet permet donc à la lumière de remonter le long du jet grâce aux structures qui semblent jouer le rôle de guide d'onde.
La figure 5-22, représente la configuration permettant la visualisation de ces structures (X_i*=-75 µm & *η_f*=2.17 ms*) pour différentes pressions d'injection. On note une fois de plus, que ces structures sont présentes pour des pressions d'injection supérieures à *25 MPa.*

40 MPA ***η_f=1.77 ms***					
40 MPA ***η_f=2.17 ms***					
Position	***X_i=-300 µm***	***X_i=-200 µm***	***X_i=-100 µm***	***X_i=0 µm***	***X_i=100 µm***

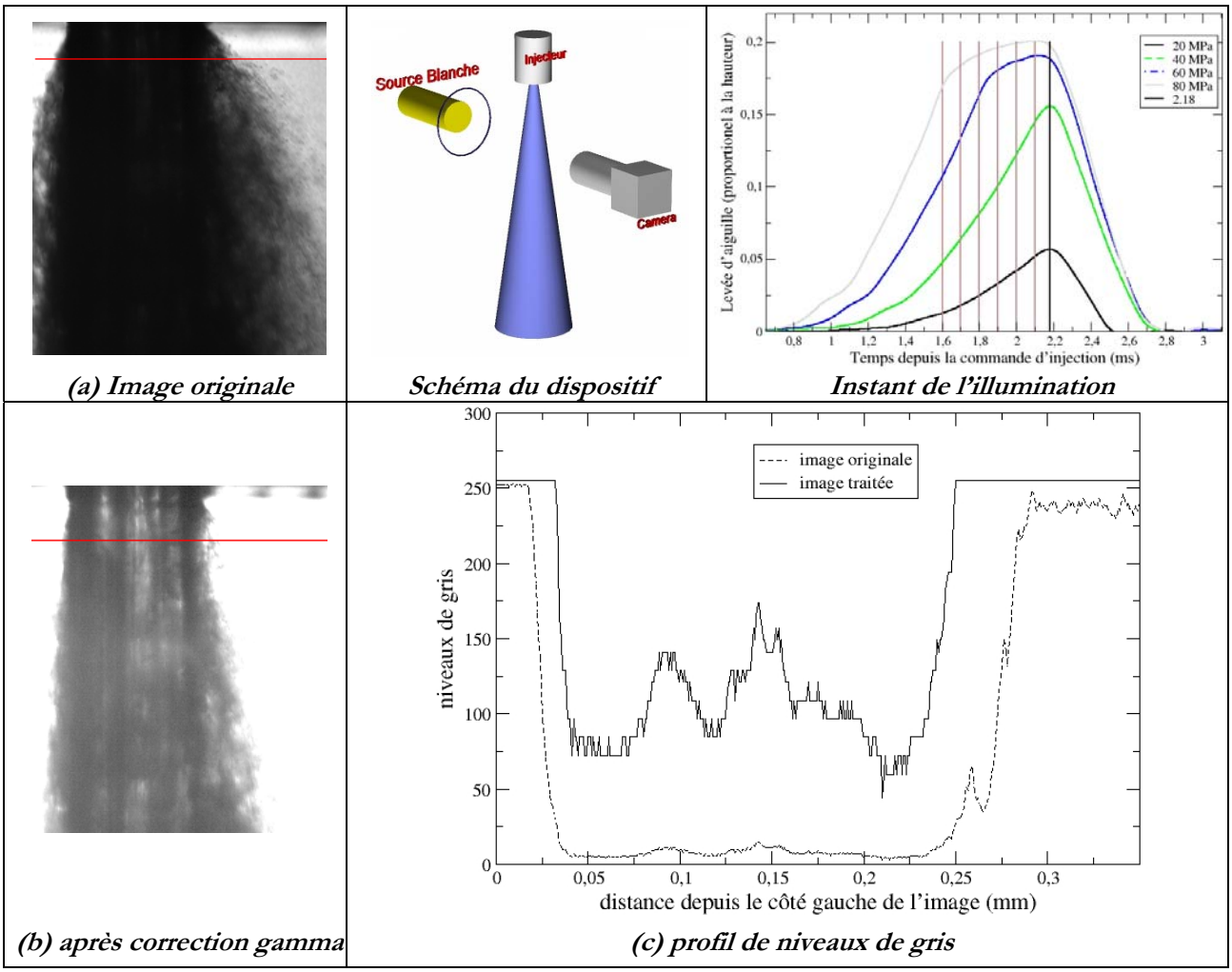
figure 5-21 Configuration 3, nappe perpendiculaire au plan de mise au point



P_i=20 MPa	P_i=40 MPa	P_i=60 MPa	P_i=80 MPa

figure 5-22 Configuration 3, nappe perpendiculaire au plan de mise au point, pour différentes pressions d'injection, X_i=-75 µm, η_f=2.17 ms

2.1.d Quatrième configuration expérimentale



(a) Image originale | *Schéma du dispositif* | *Instant de l'illumination*

(b) après correction gamma | *(c) profil de niveaux de gris*

figure 5-23 Configuration 4, P_i=80 MPa, η_f=2.18 ms

Dans cette dernière configuration, seule la source incohérente de lumière (nanolite) est utilisée. Nous avons retrouvé des informations concernant la structure interne du jet Diesel avec cette unique source de lumière, malgré la très grande densité optique du système étudié. En réalité, le capteur CCD enregistre un très faible signal qui peut être observé à l'aide d'un traitement d'images adapté. Il s'agit de rehausser les faibles niveaux de gris (correction gamma).

Un exemple d'images obtenues est représenté dans la figure 5-23-(a). L'image B correspond à l'image après rehaussement des niveaux de gris. L'encadré C de cette figure représente le profil de niveau de gris avant et après application du traitement d'images le long de la ligne représentée sur les images A et B. Seule la partie dense du liquide demeure visible après application de ce traitement. La phase dispersée n'est plus visible sur l'image traitée.
Des structures droites apparaissent encore et semblent en accord avec celles précédemment observées dans les autres configurations.
Afin de s'assurer que ces structures ne sont pas le résultat du rehaussement d'un bruit sur les images, nous avons procédé à une illumination multiple du jet pendant son injection. Le premier flash est émis à l'instant $\eta_f=1.6\ ms$, il fige le jet au début de l'apparition de ces structures.
Une succession de *6* flashs espacés de *100* μs se succèdent pendant la durée d'intégration du capteur qui est de *2 ms* (figure 5-23).

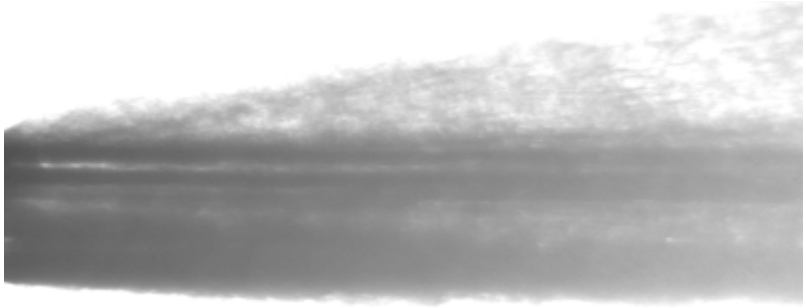
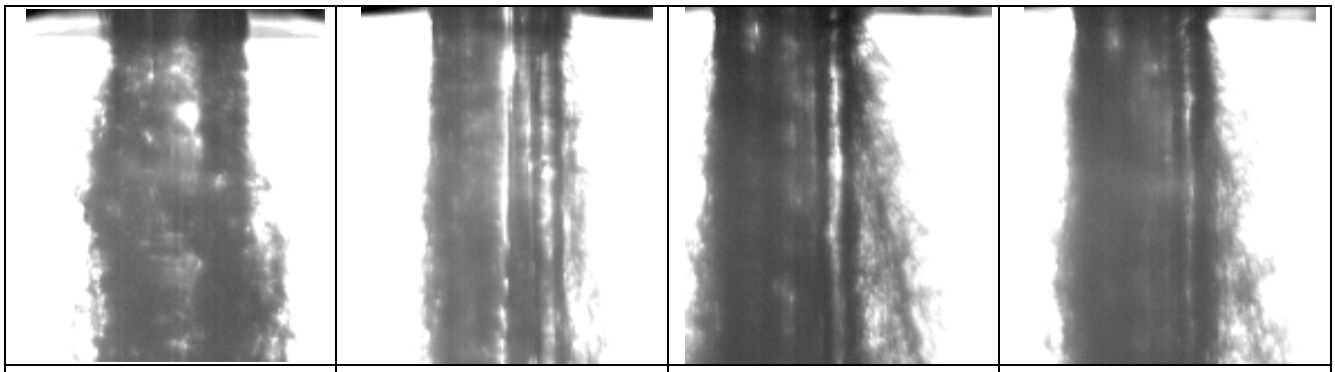


figure 5-24 Configuration 4, multi-exposition du capteur, P_i=30 MPa

Un plus grand champ de visualisation (*2.24 mm*) que pour les autres configurations a été utilisé afin d'observer la longueur des structures. L'image obtenue n'a nécessité aucun post-traitement, elle est présentée dans la figure 5-24. Cette expérimentation montre que les structures sont également visibles en éclairement par fond clair. De plus, le bon contraste des structures sur cette image montre que leur position est particulièrement stable pendant l'injection. Nous montrons ainsi que le rehaussement des niveaux de gris révèle effectivement la présence de structures internes au jet Diesel.
La figure 5-25 présente les images rehaussées, obtenues avec une seule illumination. Cette dernière technique permet de montrer une fois de plus que les structures internes du jet apparaissent pour des pressions d'injections supérieures à *20 MPa*. Pour de plus faibles pressions d'injection, on observe des poches lumineuses. Au vu de l'analyse bibliographique (Chapitre 1 :2.2.) et de notre étude préliminaire (*Yon et al. [116]*), nous ne nous permettrons pas d'associer directement ces poches à la présence de bulles de cavitation sans argumentaire et encore moins d'en déduire une taille.



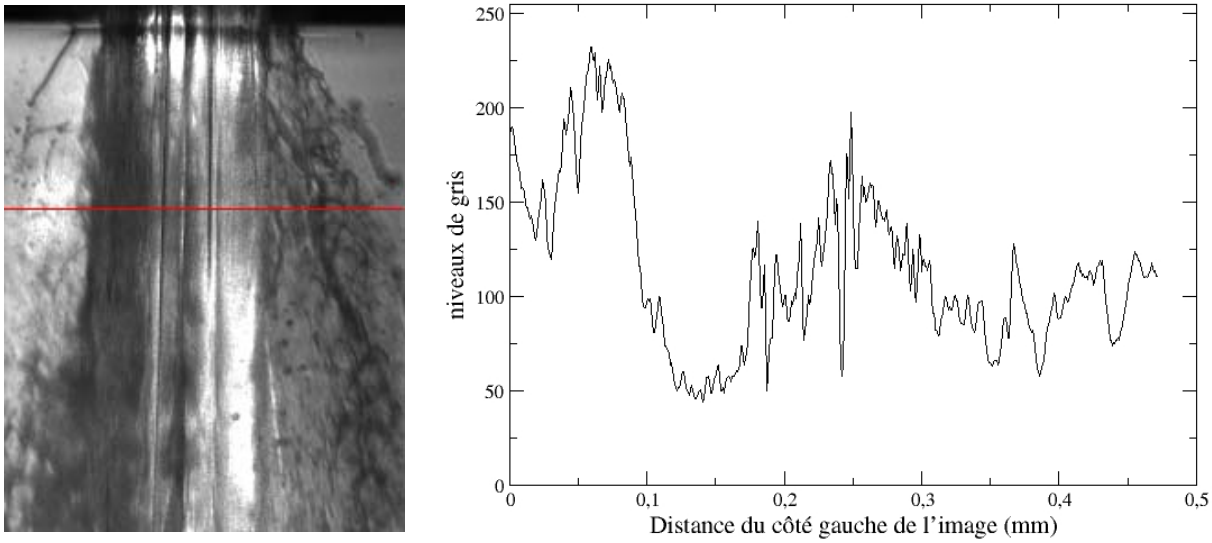
P_i=20 MPa	***P_i=40 MPa***	***P_i=60 MPa***	***P_i=80 MPa***

figure 5-25 Configuration 4, images rehaussées par traitement d'images, η_f=2.18 ms.

2.1.e Analyse de ces résultats

Les précédentes sections ont montré les images de diffusion obtenues pour différentes configurations du dispositif expérimental, différentes configurations du système optique et différentes conditions d'injection. Nous allons maintenant regrouper l'ensemble des informations obtenues afin de mettre au point un modèle du jet Diesel en proche sortie d'injecteur.
Les visualisations par fond clair nous ont permis de faire les constats suivants :
Nous avons vu que pour de faibles pressions d'injection ($20\ MPa \leq P_i \leq 40\ MPa$), une nappe liquide se détache du jet avec une grande reproductibilité spatiale et temporelle. *Miranda et al. [85]* ont attribué ce type de nappe au débouchement de l'injecteur d'un filet tourbillonnaire de cavitation (voir chapitre bibliographique figure 1-13). La reproductibilité spatiale peut être due à la présence, le long de la paroi de l'injecteur, d'une irrégularité qui initie la cavitation. De plus, l'écoulement interne du fluide est probablement perturbé par la présence de l'aiguille, ce qui peut avoir une forte influence sur l'écoulement en sortie d'injecteur. Par exemple, *Soteriou et al. [108]* ont observé en sortie de l'injecteur un écoulement tourbillonnaire initié à l'intérieur de l'injecteur.
Pour $P_i \geq 40\ MPa$, les films liquides observés se désintègrent sous forme de ligaments du fait de l'augmentation des forces de cisaillement (déstabilisation de type *Kelvin-Helmholtz*). Ce type de désintégration semble, dans ces conditions d'injection, le premier et le principal phénomène d'atomisation primaire.
Pour $P_i \geq 60\ MPa$, les nappes et ligaments sont inexistants et remplacés par une phase dense dispersée constituée de gouttes de diamètres compris entre *2* et *10 µm*. Ces gouttes sont directement expulsées du jet via les importantes forces aérodynamiques (combinaison de déstabilisations du type *Kelvin-Helmholtz* et *Rayleigh-Taylor*).

La source laser pulsée nous a permis de faire d'importantes observations relatives aux structures internes du jet Diesel :
Nous avons observé la présence de structures internes spatialement localisées et très longues (jusqu'à quatre fois le diamètre de l'injecteur). De si longues structures ne sont pas liées à une trop longue exposition du capteur. En effet, une particule diffusante, convectée à la vitesse maximale du jet de *300 m/s* et éclairée sur un temps majoré de *20 ns*, parcourt une distance de *6 µm*. Etant donné la résolution des images, cette distance de diffusion correspond à un déplacement de *7* pixels sur les images. Cet effet peut produire un aspect flou aux structures observées pour de très grandes vitesses de déplacement, mais n'explique pas la présence des longues lignes sombres visualisées lors de nos expérimentations.



(a) Image **(b) profil de niveau de gris**

figure 5-26 Configuration 1, P_i=30 MPa, mise au point décentrée

La figure 5-26 montre que l'épaisseur de ces structures longitudinales est de l'ordre de *5%* du diamètre de l'injecteur.
On observe ces structures lorsque la mise au point est faite sur la périphérie du jet. Cela nous informe de leur position.

L'utilisation du programme de ray-tracing nous a permis d'expliquer les différentes images observées lors de la configuration 1, pour différentes positons du jet relativement à la caméra et à la nappe laser, pendant la phase quasi-stationnaire de l'écoulement. Ceci nous permet de confirmer la présence d'un cœur liquide (φ_1) entouré d'une phase dispersée (φ_2). De plus, les images obtenues lors de la configuration 2 ont été reconstruites grâce aux images de la configuration 1, ce qui renforce encore le modèle utilisé.

L'analyse ray-tracing nous a montré qu'un déplacement de la nappe laser pouvait conduire à un rétro éclairage de l'interface du jet (figure 5-16-d). Ceci permet la visualisation des structures situées sur la périphérie du jet. Cependant, le fond lumineux observé (figure 5-14, P_i*=20 MPa*) semble relativement homogène et diffus. Le cœur liquide semble donc diffusant. La présence d'une cavitation très fine ou d'une sorte d'émulsion gazeuse dans le cœur liquide, comme l'ont observé *Soteriou & Andrews [107]* dans leur injecteur transparent, n'est donc pas à exclure.

La configuration 3 (avec la nappe laser horizontale) montre que les structures observées conduisent la lumière de la nappe laser le long du jet avant de la diffuser vers la caméra. Il y a donc, dans le cœur liquide, une interface séparant deux phases, capable de conduire la lumière tel un guide optique.
Considérons que ces structures sont des cavités gazeuses cylindriques réparties dans la périphérie du cœur liquide φ_1. Ce type de cavitation peut résulter de la présence de fort vortex proche de l'interface ou de la convection de films de cavitation développés le long de la paroi de l'injecteur. La possibilité de présence de cavitation de forme tubulaire a été précédemment évoquée *Fath et al. [34]*.

Cette explication est renforcée par le fait que ces structures apparaissent pour de fortes pressions d'injection (P_i*>25 MPa*), indispensables pour développer pleinement la formation de la cavitation dans l'injecteur. Nous avons, par ailleurs, observé la présence de ces structures lorsque l'aiguille est totalement levée, pour la période quasi-stationnaire de l'injection ($\eta_f \approx 2$ *ms*), période qui est associée à une production stable de la cavitation dans les injecteurs sous forme de poches gazeuses le long de la paroi.
Les structures observées semblent exister sur une importante longueur en sortie du jet. Cette longueur est associée au temps de survie de structures gazeuses. Cette durée n'est pas prédite par la théorie dans le cas d'une poche de cavitation cylindrique. Afin d'estimer un ordre de grandeur de cette durée, nous pouvons nous baser sur l'équation de Rayleigh qui prédit le temps de survie d'une poche de cavitation sphérique (equ. 5-1).

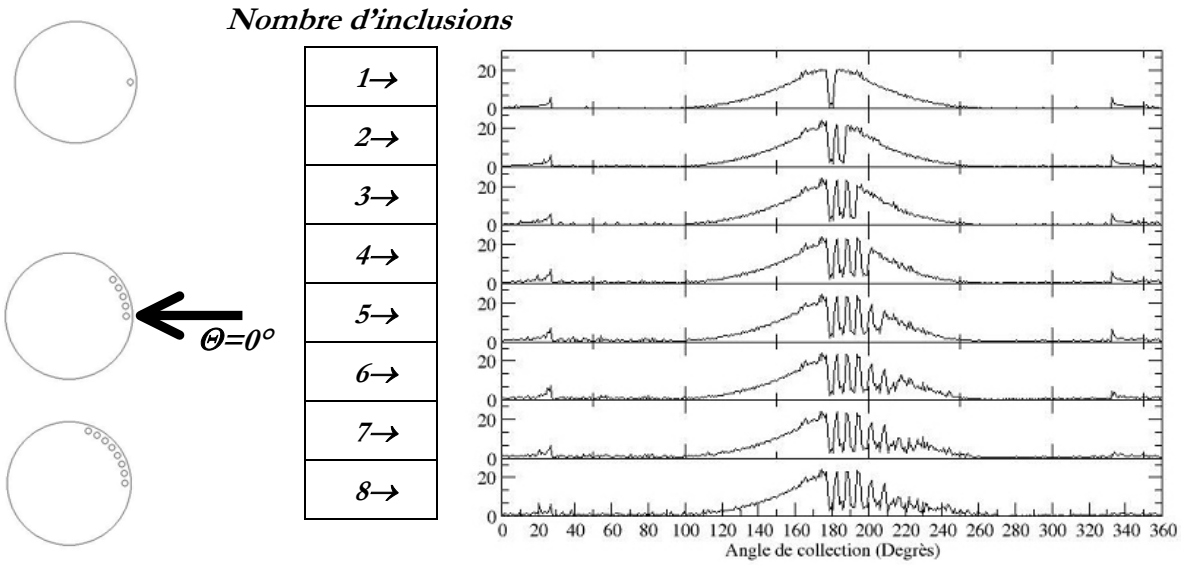
$$T_i = 0.915 R_0 \sqrt{\frac{\rho}{P_a - P_v}} \qquad \textit{equ. 5-1}$$

On observe que le temps de survie T_i est proportionnel au rayon du germe initiateur de la cavitation R_0. Un ordre de grandeur raisonnable pour R_0 est de *5 µm* (*Franc & al [36]*). Dans nos expérimentations, P_a est la pression du milieu dans lequel se produit l'injection soit, dans notre cas, la pression atmosphérique, P_v*=2 Kpa* est la pression de vapeur saturante du gazole et ρ*=840 Kg/m³*, sa masse volumique. Le temps ainsi calculé est T_i*=0.42 µs*. En reprenant une vitesse de convection de la cavitation de l'ordre de *300 m/s*, on détermine une distance de survie de la cavitation de 126 µm. On obtient bien un résultat du même ordre de grandeur que la longueur des structures observées.

La configuration 4 a permis l'observation de ces structures avec un éclairage classique en fond clair. Nous allons de nouveau utiliser le ray-tracing pour illustrer ce phénomène, en ajoutant à notre modèle de jet, les structures tubulaires de cavitation.
D'après nos observations, les structures internes du jet sont longues et parallèles à l'axe de l'injecteur. Nous pouvons donc considérer, en toute proche sortie d'injecteur, que le jet et les structures internes, sont modélisables en deux dimensions. Considérons donc que le cœur liquide φ_1 contient des cavités gazeuses cylindriques. Dans la coupe 2D du jet, ces cylindres apparaissent comme des inclusions circulaires.

Les courbes représentées dans la figure 5-27 correspondent à l'intensité diffusée par le jet dans toutes les directions angulaires Θ, autour de son centre. Dans le but d'illustrer la formation des images de la quatrième configuration, la lumière est considérée collimatée, provenant de la droite du jet vers son centre sur la figure. Différents cas de figures sont étudiés, correspondant à un nombre d'inclusions gazeuses croissant. L'angle $\Theta=0°$ correspond à l'angle d'incidence de la lumière sur le jet. Sur la partie droite de la figure 5-27, sont représentés les modèles utilisés. Les inclusions sont toujours placées en périphérie du jet et sont caractérisées par un diamètre de $10\ \mu m$. Le diamètre du jet est toujours égal à $200\ \mu m$. La caméra est placée à l'angle $\Theta=180°$.

Ce calcul permet de montrer que la caméra perçoit d'importantes fluctuations d'intensité lumineuse. Ce modèle montre également que le nombre de pics de diffusion observés par la caméra correspond au nombre d'inclusions, dans la mesure où celles-ci sont positionnées en périphérie de l'interface du jet.



(a) Modèle **(b) angles Θ de diffusion de la lumière**

figure 5-27 Application du ray-tracing au modèle de jet contenant des inclusions gazeuses

2.1.f Conclusion

L'investigation du jet Diesel en proche sortie d'injecteur a été menée à l'aide d'une illumination simultanée par lumière incohérente et cohérente avec différentes configurations optiques. Une attention particulière a été portée aux effets du déplacement de la nappe laser et du plan de mise au point relativement au jet. Le recoupement des informations obtenues permet d'établir un nouveau modèle de cette partie du jet Diesel. Dans ce modèle, comme l'avaient proposé *Badock et al. [7]*, on considère la présence d'une phase liquide en sortie de l'injecteur, présente dans toutes les conditions d'injection. Contrairement à ces auteurs, nous n'excluons pas la présence d'une émulsion gazeuse

très fine répartie homogènement dans le cœur dense du jet, comme l'ont observé *Soteriou & Andrews [107]*. Dans notre modèle, des inclusions gazeuses cylindriques, très fines et très longues, en nombre limité, se répartissent sur la périphérie du jet (figure 5-28). Ces structures n'ont pas été observées lors de précédentes études en proche sortie d'injecteur, principalement du fait de la plus faible pression d'injection des autres études et de la sensibilité de l'apparition de ces structures à la géométrie et à la qualité d'usinage des injecteurs.

figure 5-28 Modèle proposé du jet Diesel pour $P_i \approx 50$ MPa.

2.2. Les points de fonctionnement des deux analyses quantitatives

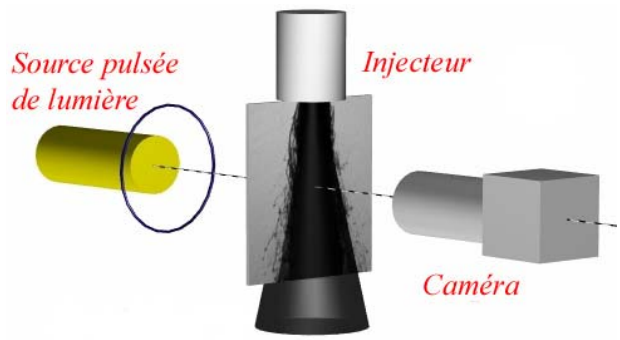


figure 5-29 Configuration expérimentale

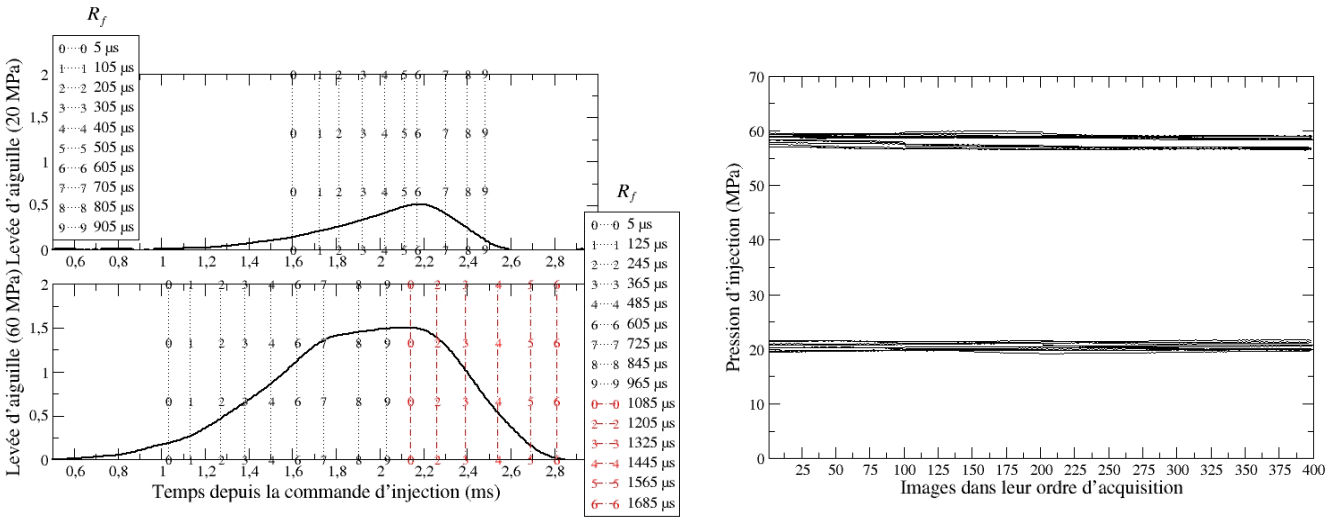
L'ensemble des analyses en champ proche qui suivent, sont basées sur des traitements d'images. Ces images sont obtenues à l'aide de la seule source de lumière blanche et du microscope à visée lointaine (figure 5-29). L'analyse entropique, ainsi que l'analyse morphologique statistique, ont été appliquées sur des séries de *400* images acquises à une fréquence de *3 Hz*. Deux approches distinctes ont été menées : une analyse en suivi-temporel de l'injection pour deux pressions d'injection et une analyse avec une pression d'injection croissante, pour deux instants donnés de l'injection. Dans les deux cas, la synchronisation temporelle est relative à l'instant de détection du jet η_d, et non pas à l'instant de commande de l'injection T_0. Le retard du flash par rapport à l'instant de détection du jet est noté R_f.

2.2.a L'analyse temporelle

L'analyse en suivi temporel de l'injection a été conduite pour deux pressions d'injection avant et après l'établissement des structures internes du jet Diesel. On a, dans ce but, choisi les pressions suivantes : P_i*=20* et *60 MPa*.

La figure 5-30-(a) présente les différents points de fonctionnement de cette série en fonction de la levée de l'aiguille. Ces points de fonctionnement sont associés à des déphasages temporels R_f, par rapport à la détection du jet. Le pas temporel entre chaque point de fonctionnement est de *100 µs* pour la pression d'injection P_i*=20 MPa* et de *120 µs* pour P_i*=60 MPa*. Sur la figure 5-30-(a) le pas effectif entre chaque point de fonctionnement ne semble pas régulier, surtout pour les séries P_i*=20 MPa*. Ceci est dû à la dérive temporelle de la levée d'aiguille d'une pression d'injection à une

autre, comme cela a été montré au Chapitre 2 :5.2. (page 57). Cependant la fluctuation au sein d'une série d'acquisition d'images reste inférieure à *10 µs*.



(a) les instants d'illumination ***(b) stabilité de la pression d'injection***

figure 5-30 Les points de fonctionnement de l'analyse temporelle

La figure 5-30-(b) superpose les courbes d'évolution de la pression d'injection pendant l'acquisition, associées aux différents points de fonctionnement. Encore une fois, on observe une fluctuation de la pression d'injection d'une série à une autre mais qui reste cependant faible au cours d'une même série.

2.2.b L'analyse barométrique

La seconde série d'acquisitions concerne l'effet de la pression d'injection sur l'établissement du jet en proche sortie d'injecteur. Deux instants d'analyse ont été choisis pour chaque pression d'injection étudiée. Le premier instant correspond à la période transitoire de l'écoulement et le second correspond à la période quasi-stationnaire de celui-ci. Ces instants sont déterminés en fonction de la courbe de tension délivrée par le capteur de levée de l'aiguille (figure 5-31). La tension *U0* représente la tension délivrée lorsque l'aiguille est au repos. La tension *Ua* est délivrée par le capteur lorsque l'aiguille atteint sa position haute. Cette tension marque le début de l'écoulement quasi-stationnaire. La tension *Ub* correspond à la levée maximale de l'aiguille (fin de la période quasi-stationnaire de l'injection). A partir de ces tensions, deux autres tensions *U1* et *U2* sont calculées et sont associées aux instants *t1* et *t2* (figure 5-31), représentatifs de la période transitoire et quasi-stationnaire, sont définies par les relations suivantes :

$$U1=0.79(Ua-U0)$$
$$U2=0.52(Ub-Ua)$$

equ. 5-2

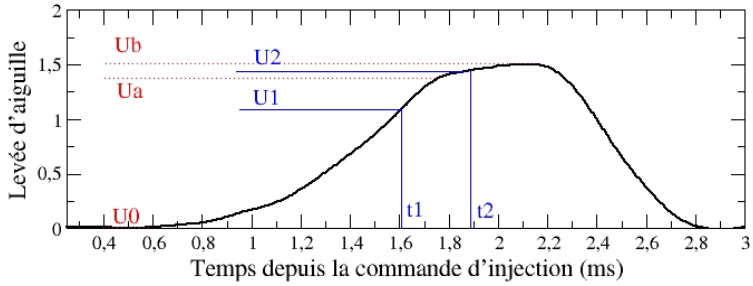
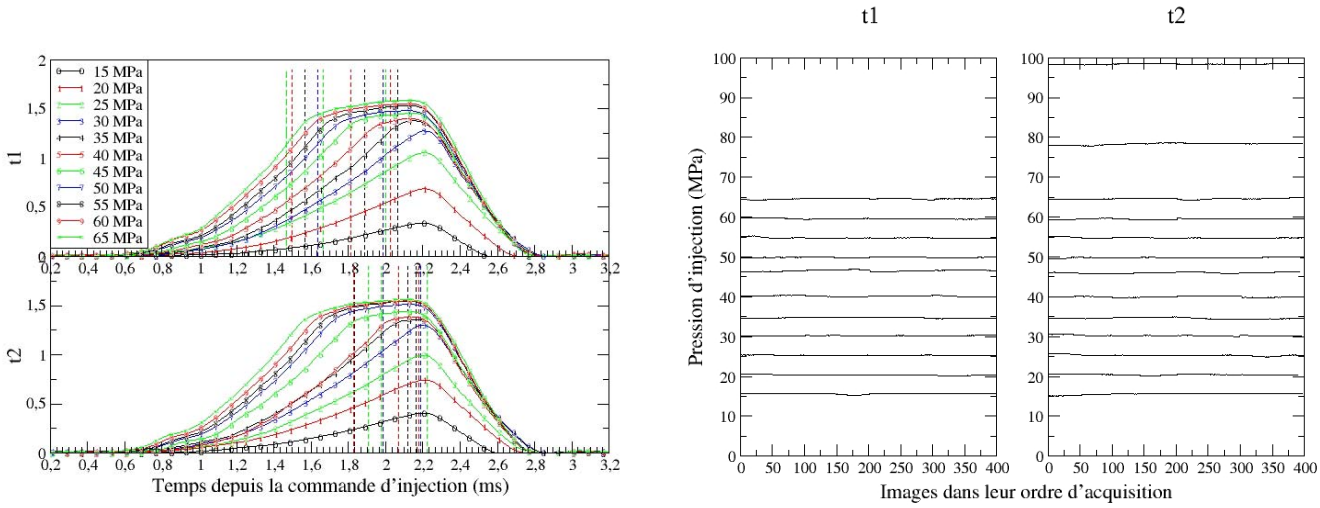


figure 5-31 Détermination des instants d'illumination basés sur la courbe de levée d'aiguille

La figure 5-32 présente les points de fonctionnement de l'analyse barométrique. On y observe notamment que le mode de détermination de l'instant d'illumination, dépendant de la levée d'aiguille, ne peut être lié de manière explicite à un retard relatif à la commande de l'injection (figure 5-32-(a)). Le pas de pression d'injection entre chaque point de fonctionnement est de *5 MPa* (figure 5-32-(b)). Les pressions étudiées sont comprises entre *15 MPa* et *65 MPa*, excepté pour l'analyse à l'instant *t2* où deux pressions supplémentaires ont été étudiées (P_i*=80* et *100 MPa*) dans le cas de l'analyse morphologique de l'interface du jet.



(a) les instants d'illumination ***(b) stabilité de la pression d'injection***

figure 5-32 Les points de fonctionnement de l'analyse barométrique

2.3. La séparation des états physiques

La résolution des images obtenues avec la configuration optique employée dans cette étude est de *635.29 pixels/mm* le long de l'axe du jet et de *629.9 pixels/mm* transversalement à cette direction. Le champ couvert par une image est de *1.14 mm* par *0.91 mm*. La mise au point est faite sur l'interface du jet. L'ensemble des images «parasites» détectées par l'analyse entropique ont été enlevées des séries d'images. A partir de l'image normée du jet (figure 5-33-(a)), on applique le seuillage T.O. (figure 5-33-(b)) pour plusieurs valeurs du paramètre de dilatation (*Niv=4, 6, 8,* voir Chapitre 3 :1.5. , page 77). A partir de l'image ainsi seuillée, un algorithme de remplissage permet la distinction des deux états de la phase liquide que nous nommerons phase continue (figure 5-33-(d)) et phase dispersée (figure 5-33-(e)).

La phase continue contient l'ensemble des éléments fluides rattachés au jet. La morphologie de cette phase est associée aux phénomènes d'atomisation primaire alors que la phase dispersée, qui est constituée de gouttes et de ligaments qui sont détachés du jet, subissent la seconde phase de l'atomisation.
Bien entendu, malgré la très faible profondeur de champ du système optique utilisé, la séparation des phases proposées ne permet pas la distinction d'un ligament dans le plan de mise au point d'un autre situé légèrement devant ou derrière le plan de mise au point. Il est ainsi possible que la forte densité de la phase continue en détachement sur l'ensemble de la périphérie du jet conduise à l'observation de larges paquets liquides. Cependant, le traitement appliqué est le même quels que soient les points de fonctionnement, et une évolution des images obtenues après traitements est bien le reflet d'une évolution physique des phénomènes d'atomisation observés.

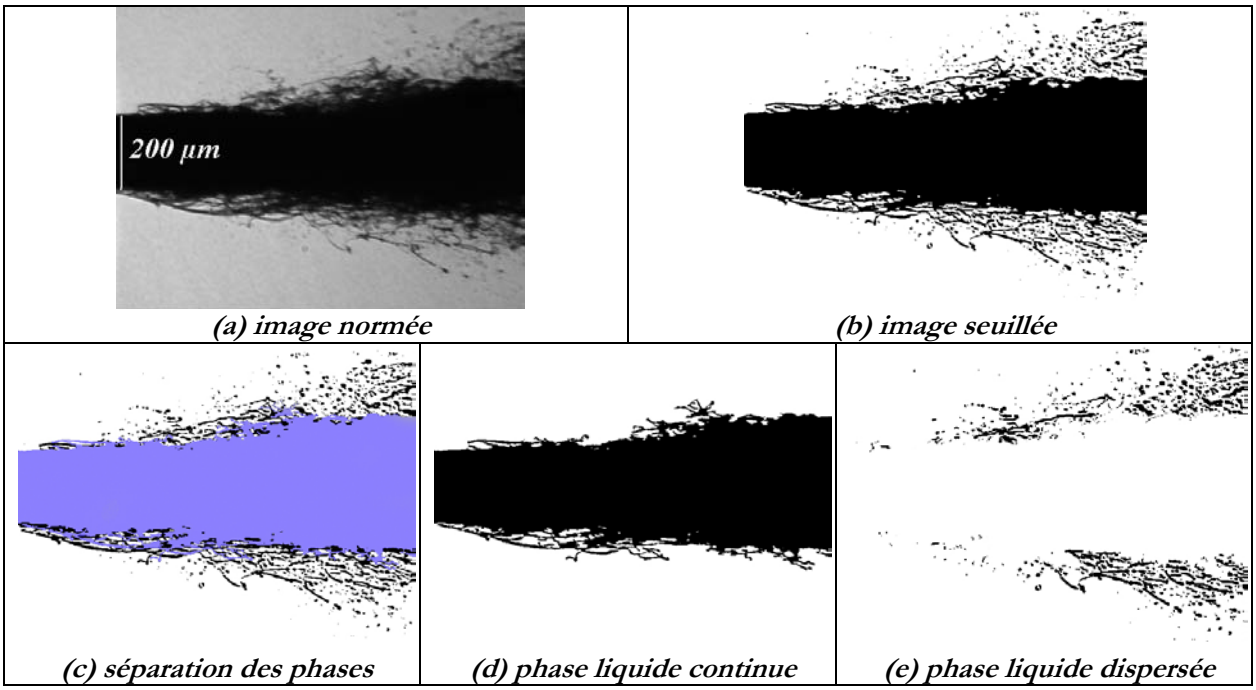


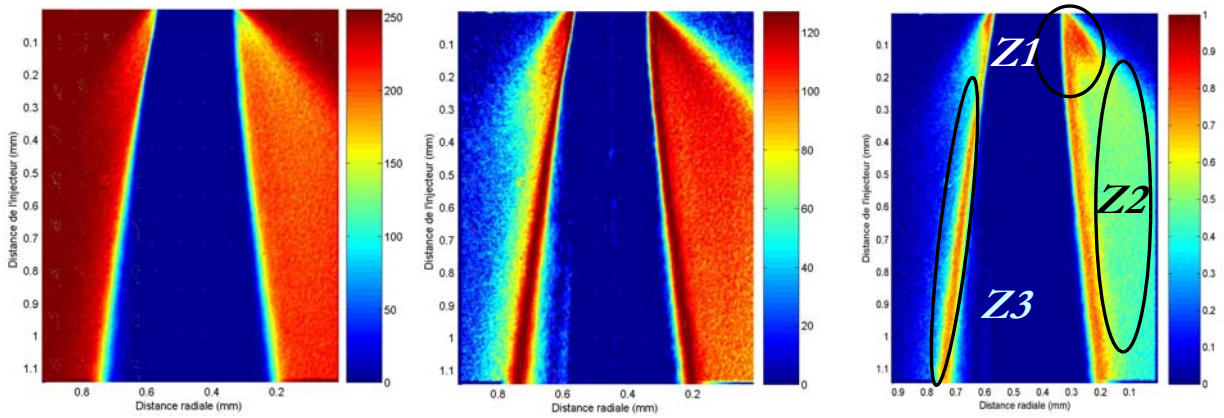
figure 5-33 Les traitements d'images appliqués pour la séparation des phases

2.4. Analyse de l'atomisation primaire : approche entropique

L'analyse entropique du champ proche repose, comme nous l'avons vu, sur la caractérisation d'un nombre fini d'états physiques associés à chaque pixel sur chaque image. Après traitements, les images obtenues sont séparées en trois phases : la phase continue, la phase dispersée et la phase gazeuse (figure 5-33-(c)). Les cartographies d'entropie présentent des valeurs de l'entropie d'autant plus grandes que le nombre de phases coexistantes est important et que la probabilité d'appartenance d'un pixel aux différentes phases est répartie de façon homogène. Il est ainsi possible de mettre en évidence une « couche de mélange » où les trois phases coexistent.

La figure 5-34 compare les images moyennes et écart type avec la cartographie d'entropie. Nous avons montré dans le Chapitre 3 :4 que le calcul de la moyennes et de l'écart type est dépendant des niveaux de gris des pixels des images alors que le calcul entropique est uniquement dépendant des états distingués par ces niveaux. Ainsi, les images « moyenne » et « écart type » sont calculées sur la base d'images binaires. Pour ces images, le niveau de gris *0* représente à la fois la phase continue et dispersée et le niveau *255* représente la phase gazeuse.

On observe tout d'abord, sur les trois images, une dissymétrie frappante de l'injection. L'interface du jet est plus clairement détachée de la phase dispersée dans l'analyse entropique que dans l'analyse par écart type. On observe notamment une zone de fluctuation des états plus courte dans l'analyse entropique (Z1) que dans l'analyse par écart type. Ceci tient au fait que cette dernière analyse ne distingue pas la phase continue et disperse.



(a) Image moyenne **(b) Ecart type** **(c) Cartographie d'entropie**

figure 5-34 Comparaison des images moyenne, écart type et entropie, série temporelle, P_i=60 MPa et R_j=485 µs.

L'image d'écart type présente des valeurs maximales de *127* le long de l'interface. Cela indique une équiprobabilité de la phase liquide (jet+spray) et gazeuse. Les niveaux entropiques n'atteignent jamais la valeur maximale de *1*. Cela montre que les trois phases (jet, gaz et spray) ne sont jamais rencontrées de façon équiprobable.

Les niveaux faibles (*≈30*) observés près de l'axe du jet sur l'image d'écart type correspondent à la lumière transmise au travers du jet (comme cela a été observé dans l'analyse de la structure interne du jet (figure 5-25)). La faible probabilité de présence de ces taches claires n'implique pas une élévation conséquente du niveau de l'entropie.

On distingue trois zones sur les cartographies d'entropie. Une importante surface où les trois phases co-existent est visible à la sortie de l'injecteur (figure 5-34-(c) *Z1*). Il s'agit de ligaments qui sont encore en contact avec le jet principal, se dispersant radialement vers l'extérieur du jet (figure 5-35).

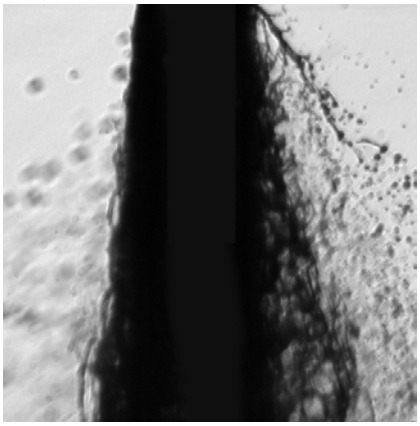


figure 5-35 Visualisation du phénomène d'arrachage ligamentaire, P_i=30 MPa,R_j=1040 µs

Très rapidement, ces ligaments sont atomisés et cèdent leur place à la phase dispersée. La présence simultanée de la phase dispersée et de la phase gazeuse est visible sur la cartographie d'entropie (figure 5-34-(c) *Z2*). Cette zone de phase dispersée est caractérisée par une entropie plus faible qu'à l'interface du jet, du fait de la présence de deux phases seulement parmi les trois (phase dispersée et gazeuse). Cette zone de mélange de la phase dispersée, sur le côté droit du jet est caractérisée par une valeur d'entropie globalement plus importante que la zone équivalente sur le côté gauche du jet. Ceci est dû à la répartition des deux phases. A droite du jet, les phases gazeuses et dispersées sont rencontrées de manière quasi-équiprobable (l'entropie maximale obtenue lorsque seuls deux états sont observés parmi trois est de *0.63*). De l'autre côté du jet, la phase gazeuse est prédominante. Sur ce côté, le niveau d'entropie est de l'ordre de *0.1*, ce qui conduit à une probabilité de présence de la phase dispersée de l'ordre de *2.5 %*.

Une valeur de l'entropie supérieure à *0.63* implique la coexistence des trois états. Le domaine couvert par de telles valeurs d'entropie définit donc une surface de transition entre les phénomènes d'atomisation primaire et d'atomisation secondaire (*Z3*). Nous appellerons cette surface : la zone (ou couche) d'atomisation primaire.

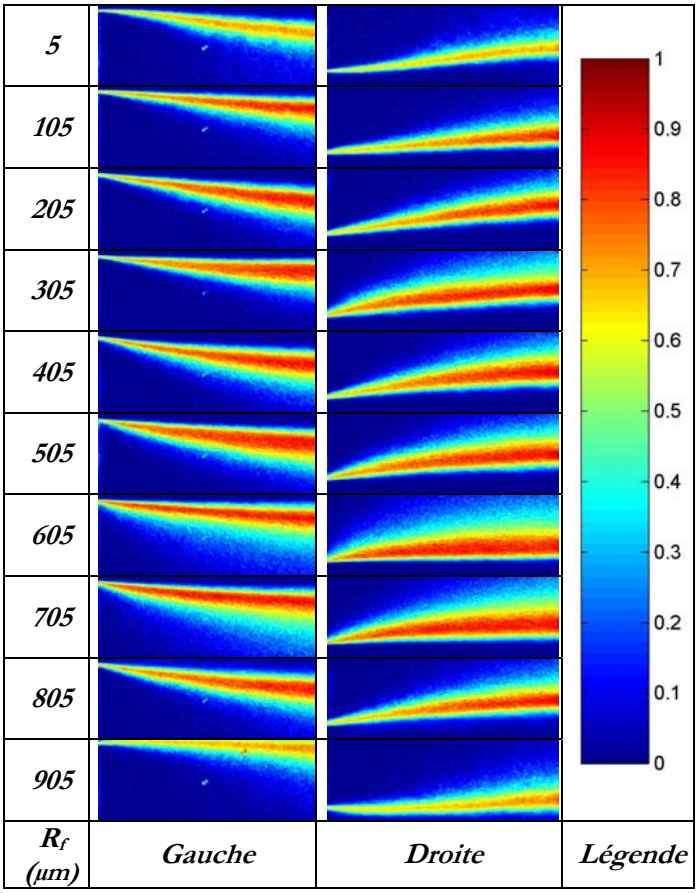


figure 5-37 Entropie de l'interface gauche et droite pour la série de l'évolution temporelle, P_i=20 MPa

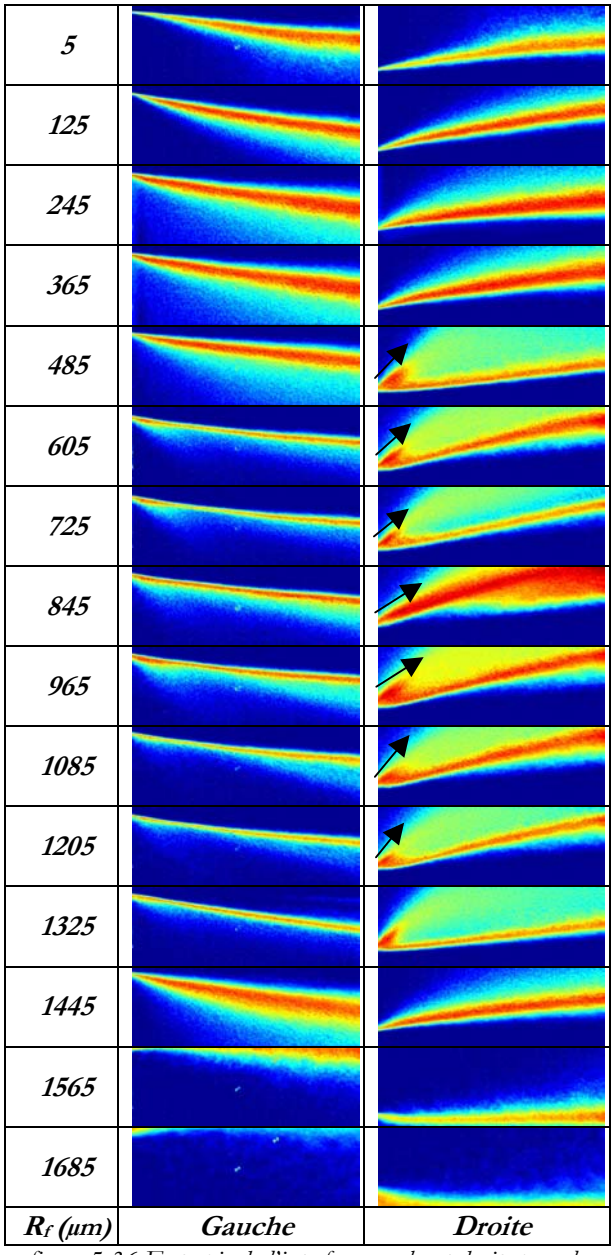


figure 5-36 Entropie de l'interface gauche et droite pour la série de l'évolution temporelle, P_i=60 MPa

La figure 5-37 présente l'évolution temporelle de l'entropie des côtés droit et gauche du jet pour la pression d'injection de *20 MPa*. A cette pression d'injection il n'apparaît pas de dissymétrie dans la cartographie d'entropie entre les deux côtés du jet. On observe un épaississement de la couche d'atomisation primaire associé à la levée de l'aiguille. A cette faible pression d'injection, en début et en fin d'injection, la phase dispersée n'est quasiment pas existante, ce qui explique le niveau faible de l'entropie maximum observé. Avec l'élévation de l'aiguille, le fluide est injecté plus rapidement. Cela conduit au développement d'une phase dispersée et, par conséquent, à une augmentation de l'entropie maximale le long de l'interface du jet.

La série temporelle associée à la pression d'injection de *60 MPa* (figure 5-36) montre le développement de la dissymétrie de la cartographie entropique pour des retards à la détection du jet de *485* à *1445* μs, c'est-à-dire lorsque l'aiguille est soulevée de plus de *50 %* de son débattement maximal. On observe alors, sur le côté gauche du jet, un amincissement général de la couche d'atomisation primaire aux instants $R_f=725\ \mu s$ *et* $R_f=1205\ \mu s$ associés respectivement au début et à la fin de la période quasi-stationnaire de l'injection. La dissymétrie est associée à l'arrachement de la phase continue, sur le côté droit du jet près de l'injecteur, qui initie le développement non axisymétrique de la phase dispersée (figure 5-35). L'angle d'éjection de la phase continue (indiquée par des flèches) est d'autant plus faible que la l'aiguille est haute. La vitesse d'injection agit sur la dispersion des gouttelettes et ligaments qui se détachent du jet. Lorsque l'écoulement est quasi-stationnaire ($R_f=845\ \mu s$), on observe sur le côté droit du jet, une vaste surface d'atomisation primaire. On observe également à cet instant, sur le côté gauche du jet, un épaississement de la surface d'atomisation primaire. Cependant, cette vaste surface d'atomisation primaire est moins marquée aux deux instants suivants correspondant toujours à la période quasi-stationnaire de l'écoulement ($R_f=965$ et $1085\ \mu s$).

La figure 5-38 présente l'évolution des cartographies d'entropie en suivant l'augmentation de la pression d'injection. L'instant *T1* correspond à la phase de levée de l'aiguille et l'instant *T2* à la période quasi-stationnaire de l'écoulement.
Sur le côté gauche du jet, pour une pression $P_i \geq 25\ MPa$, lorsque l'aiguille et au maximum de sa levée (*T2*),on observe le détachement d'une phase dispersée relativement distante de l'injecteur. On note que ce point de détachement s'éloigne de l'injecteur avec l'élévation de la pression d'injection (ligne blanche). A partir de ce point et pour $P_i \geq 55\ MPa$, l'angle formé par la surface d'atomisation primaire le long du jet diminue (angle formé entre les deux flèches). Manifestement, un nouveau mode d'atomisation prend place.

Le même comportement est observé pour ce coté du jet durant la levée de l'aiguille (*T1*), mais pour des pressions d'injection plus importantes. Par ailleurs, l'arrachage de la phase continue dès la sortie de l'injecteur est visible sur ce coté du jet et pour cet instant de l'injection, pour des pressions très élevées $P_i \geq 55\ MPa$.

Sur le côté droit du jet, à l'instant *T2*, pour $P_i \geq 25\ MPa$, la phase dispersée, initiée par l'arrachage ligamentaire en sortie d'injecteur, est clairement développée et présente une densité comparable pour l'ensemble des pressions d'injection. Cependant, la zone de ligaments attachés au jet (*Z4*) est de moins en moins étendue avec l'augmentation de la pression d'injection. Les ligaments qui subissent des forces aérodynamiques plus importantes sont moins longs que pour des pressions d'injection plus faibles. Pour $P_i \geq 30\ MPa$, une large surface d'atomisation primaire (*Z5*), initiée à une distance de *0.5 mm* de l'injecteur, est clairement observable. Ce phénomène n'est plus observé pour $P_i \geq 50\ MPa$.

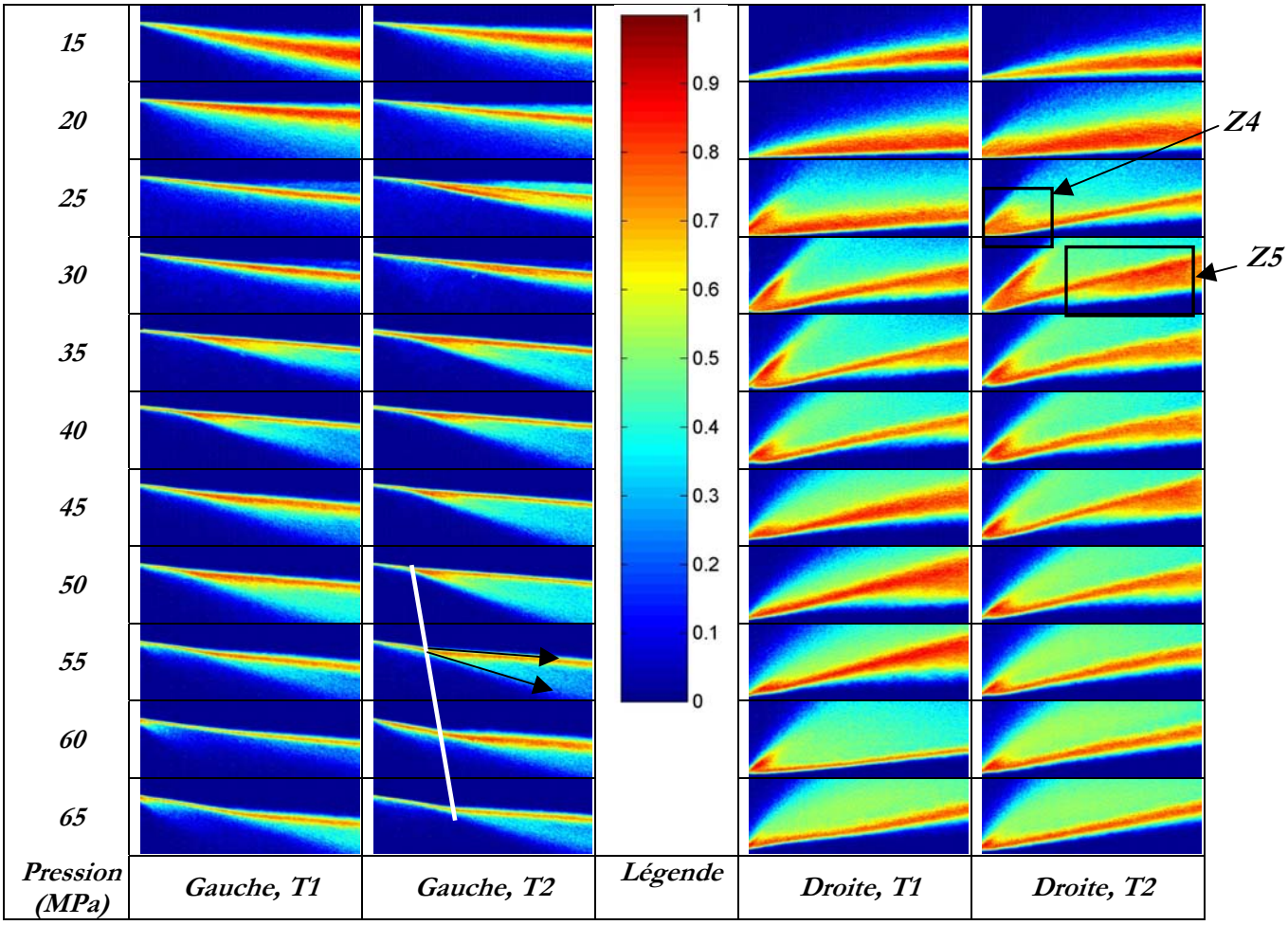
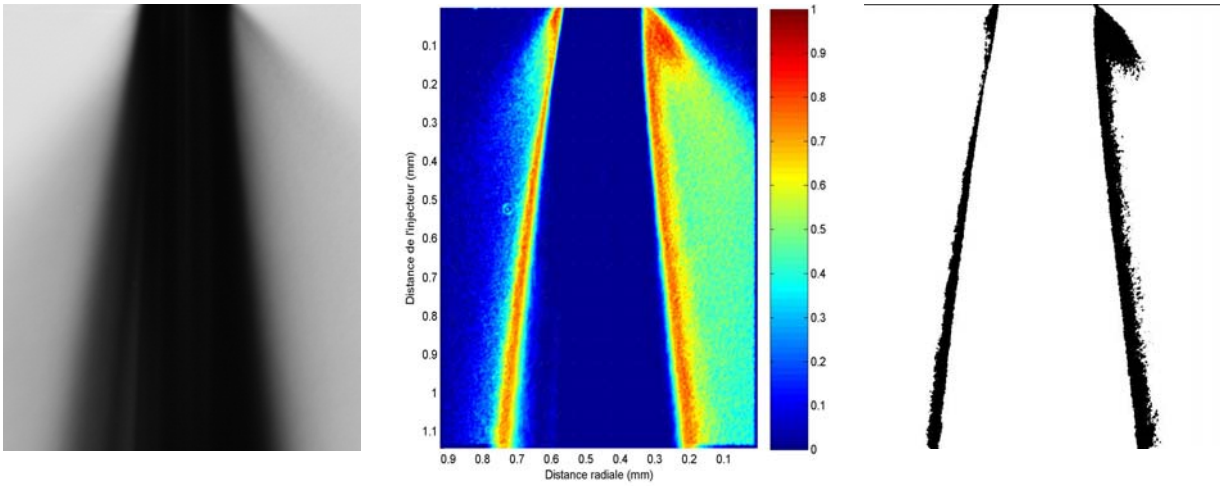


figure 5-38 Cartographies d'entropie des deux côtés du jet, pour des pressions d'injections croissantes associées à la levée de l'aiguille (T1) et à la période quasi-stationnaire de l'écoulement (T2)

L'analyse entropique à l'instant *T1* révèle un comportement très similaire à celui observé à l'instant *T2* avec néanmoins un léger décalage en pression. Les comportements observés en période quasi-stationnaire (*T2*) sont aussi observables pendant la levée de l'aiguille (*T1*), pour des pressions d'injections supérieures. On peut penser que la vitesse d'injection du fluide est le paramètre clef de tous les phénomènes observés.

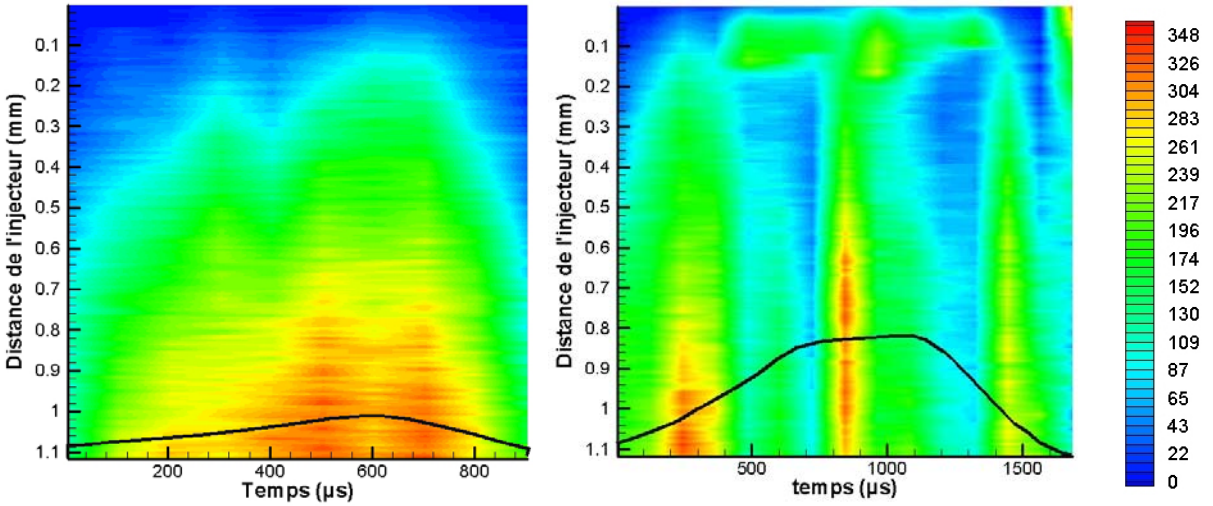
Nous avons vu qu'une valeur de l'entropie supérieure à *0.63* est associée à une probabilité non nulle de la présence simultanée des trois états physiques pour un pixel donné. La surface définie par des valeurs supérieures à cette valeur limite de l'entropie est associée à la surface d'atomisation primaire le long de l'interface du jet (figure 5-39-(c)).



(a) Image moyenne ***(b) Cartographie d'entropie*** ***(c) Surface d'atomisation primaire***

figure 5-39 Définition d'une surface d'atomisation primaire, P_i=60 MPa et R_f=485 µs.

Nous pouvons observer l'évolution de cette surface le long de l'axe du jet, pour les différents points de fonctionnement des deux séries d'études. Pour chaque ligne de pixels (perpendiculaire à l'axe de l'injecteur) on mesure la surface associée au nombre de pixels dont l'entropie est supérieure à *0.63*.



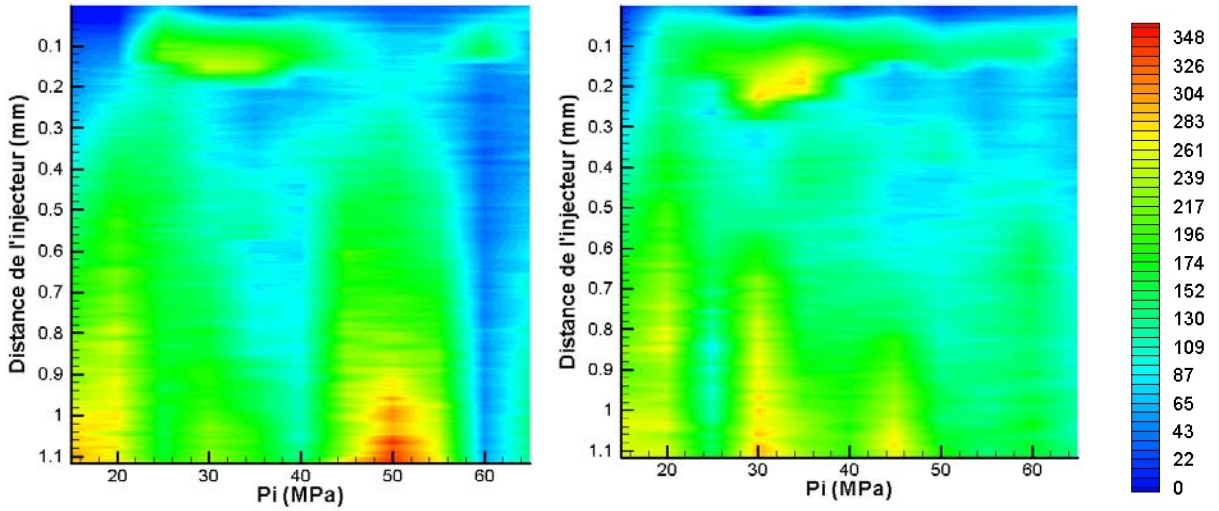
(a) Série temporelle, P_i=20 MPa ***(b) Série temporelle, P_i=60 MPa*** ***Surface***

figure 5-40 Evolution de la surface d'atomisation primaire pendant l'injection (µm²)

La figure 5-40-(a) représente cette évolution pour la pression d'injection de *20 MPa*. On observe, sur cette figure, une progression monotone de la surface d'atomisation primaire en fonction de la distance de l'injecteur. On vérifie que cette surface est maximale juste avant (R_f≈*500 µs*) et après (R_f≈*700 µs*) la levée maximale de l'aiguille.

La figure 5-40-(b) représente la même cartographie pour l'analyse temporelle à la pression d'injection de *60 MPa*. Pour les premiers et derniers instants de l'écoulement, l'évolution axiale de la surface d'atomisation primaire est également linéaire. On observe, lorsque l'aiguille atteint 60% de la levée maximale de l'aiguille, l'établissement en sortie de l'injecteur d'une importante surface d'atomisation primaire associée à l'épluchage aérodynamique du jet. Mis à part à la période quasi-stationnaire de l'injection (R_f=*845 µm*), la surface d'atomisation primaire est plus faible que pour la pression

d'injection de *20 MPa*. Pour P_i*=60 MPa*, cette surface diminue pour les périodes de transition de la levée de l'aiguille.



(a) Série barométrique, T1 ***(b) Série barométrique, T2*** ***Surface***

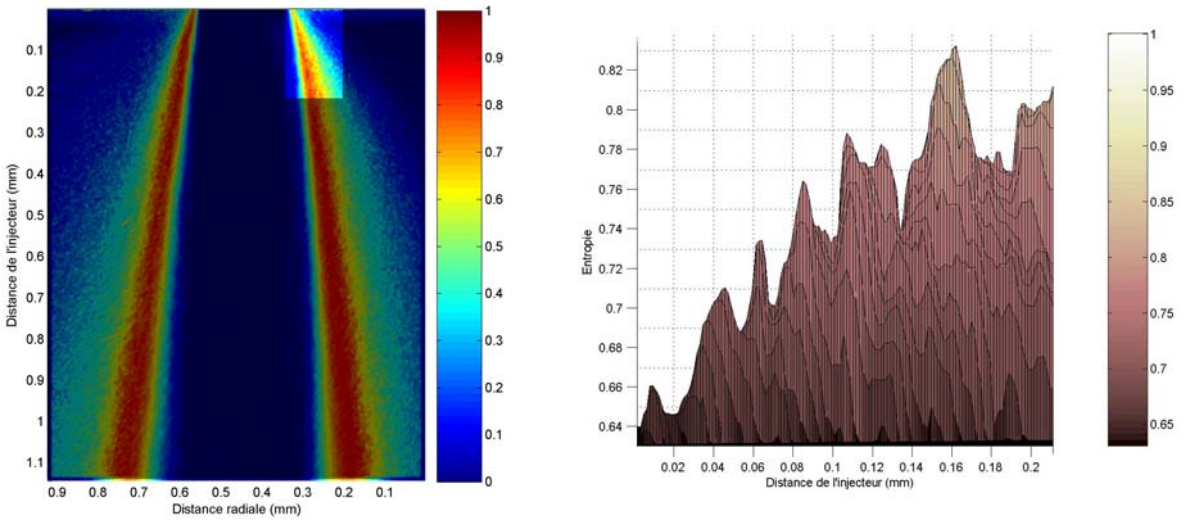
figure 5-41 Evolution de la surface d'atomisation primaire pour différentes pressions d'injection (µm²)

La figure 5-41 présente la variation de la surface d'atomisation primaire le long de l'interface du jet pour différentes pressions d'injection. Les comportements mis en évidence par ces deux cartographies pour deux instants de l'injection sont similaires. La bouffée de surface observée près de l'injecteur pour $P_i \geq 20$ *MPa* est maximale pour P_i*=30 MPa* pour T_2 et diminue avec l'augmentation de la vitesse d'injection. Le phénomène d'épluchage conduit à une surface d'atomisation primaire plus importante en période quasi-stationnaire (T2) que lors de la levée d'aiguille (T1). D'autre part, on observe la croissance de la surface d'atomisation primaire le long du jet en période de levée d'aiguille (T1) est plus grande lorsque l'on observe pas de bouffée de surface d'atomisation primaire en sortie de l'injecteur (P_i*=10, 20, 45, 50, 55 MPa*).

Dans la section 4.3. du chapitre 3 (figure 3-34 page 101), nous avons montré que l'analyse entropique pouvait mettre en évidence l'existence d'une période (spatiale ou temporelle) dans le signal analysé. Une fluctuation périodique du signal entropique est révélatrice d'une telle période. De telles fluctuations sont observables sur l'ensemble des cartographies d'entropie. Cependant, l'amplitude de ces fluctuations est le plus souvent faible et répartie de façon non structurée dans la cartographie d'entropie. Ces faibles fluctuations d'entropie sont d'autant plus présentes que le nombre d'événements considérés est faible. Néanmoins, nous avons observé des fluctuations périodiques de forte amplitude sur la série P_i*=60 MPa*, en début d'injection, sur le côté droit du jet, en proche sortie d'injecteur (figure 5-42).

La courbe (figure 5-42-(b)) représente la croissance de l'entropie maximale le long de la couche de mélange sur une distance d'un diamètre de l'injecteur, le long de l'axe de l'injecteur. Plus on s'éloigne de l'injecteur, plus la phase dispersée est développée et ainsi, plus la coexistence des trois phases est plausible. Cela explique la croissance générale de l'entropie dans cette direction. Mais on observe également que cette évolution spatiale est fluctuante.

Une période de l'ordre de *20 µm* est identifiable entre chaque pic d'entropie présentant une amplitude crête à crête de l'ordre *0.06*. De telles fluctuations sont associées à un changement localisé de la répartition des probabilités de présence d'espèces. Dans notre cas, il y a au plus trois espèces et notre calcul d'entropie est basé sur un total de *400* évènements (images). La somme des occurrences de chaque espèce rencontrée par un pixel de l'image est donc de *400*.



(a) Zone étudiée ***(b) Variation de l'entropie***

figure 5-42 Evolution de l'entropie le long de la couche d'atomisation primaire, pour la série P_i=60 MPa, R_f=245 µs

La figure 5-43 montre la répartition possible du nombre d'occurrences par espèce permettant l'obtention d'une certaine entropie. Les deux axes de la figure ainsi que les niveaux de couleurs indiquent le nombre d'occurrences des trois espèces (phases liquide, dispersée et gazeuse). La surface représentée est délimitée, extérieurement par l'entropie *0.73* et intérieurement par l'entropie *0.79* (correspond au saut d'entropie observé à *0.1 mm* de l'injecteur figure 5-42-(b)).

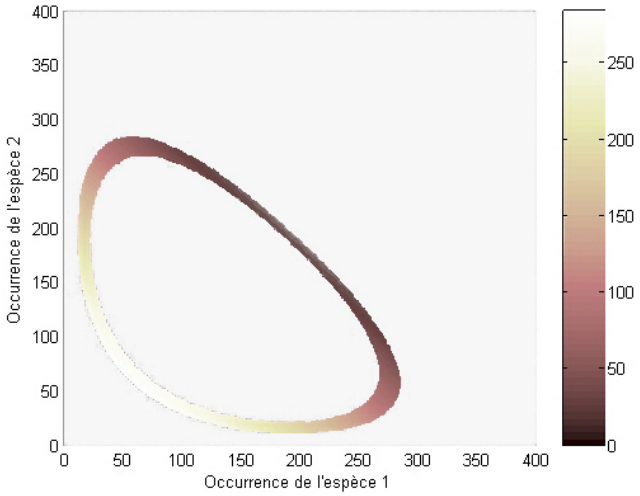
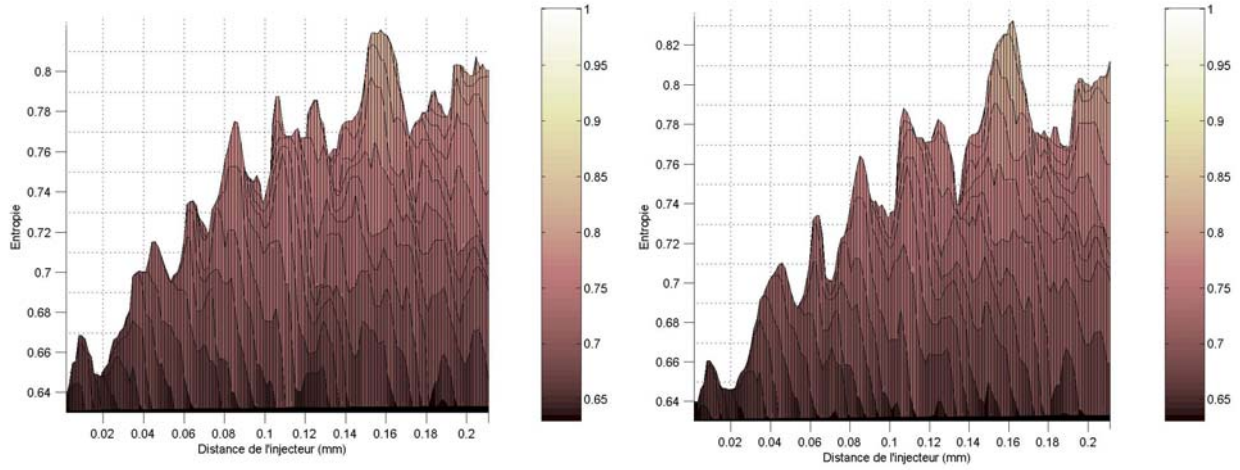


figure 5-43 distribution de l'occurrence des états physiques permettant un saut d'entropie compris entre 0.73 et 0.79

Cette figure montre qu'une telle variation de l'état entropique est due à un changement du nombre d'occurrences d'un état de l'ordre de *20* images (nombre lié à l'épaisseur de la bande) soit *5%* de la série. Cela est équivalent à observer un état (liquide par exemple) apparaissant *20* fois de plus ou de moins de façon périodique le long de l'interface du jet sur une série de *400* échantillons.
Ainsi, une différence de *20* occurrences d'un état sur *400* échantillons peut paraître suffisamment faible pour attribuer ces fluctuations à un bruit sans valeur statistique. Auquel cas, le nombre d'images considérées ne serait pas suffisant. Le calcul a été refait sur la base de *350* images parmi la série de *400*. La comparaison de la croissance de l'entropie le long de la surface d'atomisation primaire est présentée sur la figure 5-44.



(a) base de 350 images ***(b) base de 400 images***

figure 5-44 Mise en évidence de l'information statistique donnée par l'analyse entropique

Les pics de variation de l'entropie observés sur la série complète (figure 5-44-(b)) sont nettement identifiés sur la série incomplète (figure 5-44-(a)). Ceci montre qu'à partir de *350* images, l'état entropique du système est déjà connu. Les *50* dernières images vont conforter l'état entropique déjà observé au préalable. Les fluctuations représentent, par conséquent, une véritable description statistique d'une modification de la répartition spatiale, le long de la surface d'atomisation primaire, de la probabilité d'occurrence d'une phase.
Une oscillation de l'interface peut, par exemple, être à l'origine d'une telle fluctuation. Si l'interface liquide oscille avec une certaine période, sa probabilité d'occurrence varie spatialement. Ce type d'observation n'est pas réalisable avec un traitement du type « écart type » de la série d'image (même après seuillage), car la phase dispersée n'est alors pas dissociée de la phase continue.
Il est cependant difficile d'extraire de cette analyse une longueur d'onde exacte qui n'est, de plus, pas visible sur toutes les séries d'images.

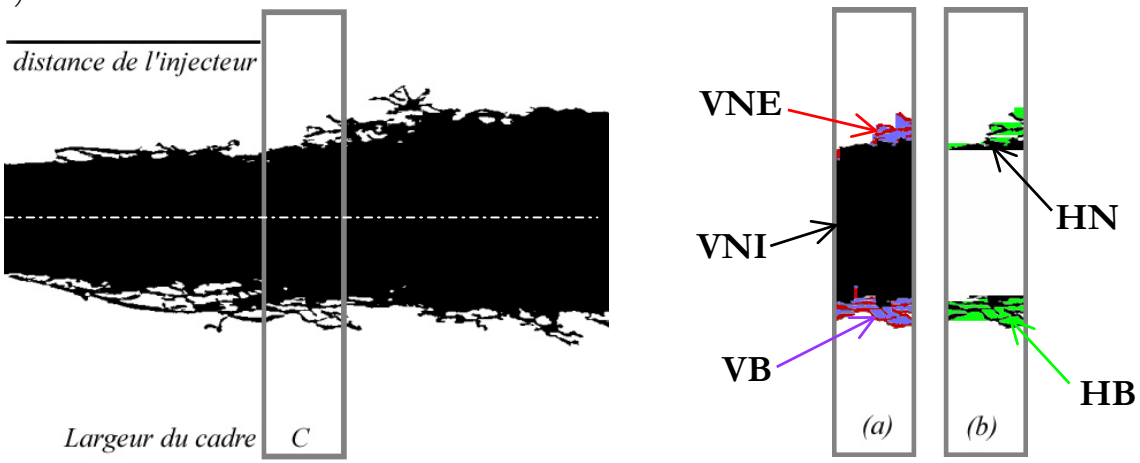
2.5. L'analyse morphologique de la phase liquide continue

L'analyse entropique précédemment exposée a mis en évidence la variation de la surface d'atomisation primaire du jet liquide le long de l'interface du jet, en proche sortie d'injecteur. Cette surface est constituée du jet liquide en déformation, d'éléments liquides en détachement (bourrelets ou ligaments) et de gouttes ou ligaments détachés du jet liquide. Nous allons maintenant porter notre attention sur les processus d'atomisation primaire du jet liquide. Il nous faut, pour cela, ignorer la présence de la phase dispersée. L'ensemble des traitements proposés dans cette section repose donc sur les images seuillées présentant uniquement les phases continue et gazeuse (figure 5-33-(d), page 184). Ces images sont utilisées pour l'analyse morphologique statistique du jet.

2.5.a Définition des paramètres morphologiques

L'analyse morphologique statistique a été présentée dans la section 2 du chapitre 3 et appliquée au cas du jet Rayleigh dans la section 3 du chapitre 3. Nous utilisons de la même manière un cadre d'analyse, défini par sa largeur *C*, qui est translaté le long de l'axe du jet (figure 5-45-(a)). Les segments horizontaux et verticaux servent également d'éléments structurants pour notre analyse morphologique du jet Diesel. Cependant ici, les segments verticaux sont séparés en deux sous familles : ceux qui interceptent l'axe du jet et ceux qui ne l'interceptent pas. Ainsi, les diagrammes

morphologiques obtenus permettent la définition de cinq surfaces représentées dans la figure 5-45-(b).



(a) cadre d'analyse ***(b) surfaces morphologiques***

figure 5-45 Définition de la zone d'étude morphologique et des surfaces morphologiques

Trois surfaces sont obtenues à l'aide de la décomposition morphologique en segments verticaux (encadré (a)) :

- (**V**erticales**N**oires**I**nternes) Surface constituée des lignes verticales noires qui interceptent l'axe du jet,
- (**V**erticales**N**oires**E**xternes) Surface constituée des lignes verticales noires n'interceptant pas l'axe du jet,
- (**V**erticales**B**lanches) Surface constituée de lignes verticales blanches.

On définit également deux surfaces morphologiques associées à la décomposition en lignes horizontales (encadré (b)) :

- (**H**orizontales**N**oires) Surface constituée des lignes horizontales noires n'interceptant pas les bords des images.
- (**H**orizontales**B**lanches) Surface constituée des lignes horizontales blanches n'interceptant pas les bords des images.

A partir de ces surfaces, différents paramètres représentatifs de la morphologie du jet sont décrits. L'analyse intègre les surfaces mises en évidence par les deux côtés visibles du jet dans les images. Ainsi, les diagrammes morphologiques obtenus moyenneront les dissymétries du jet observées précédemment lors de l'analyse entropique.

La surface du jet et de ses protubérances pour l'ensemble de la série d'images, est égale à la somme des surfaces ***VNI*** et ***VNE***. Pour obtenir le diamètre du jet dense, nous devons soustraire à cette surface, la surface liée aux protubérances. La surface de ces protubérances est estimée en moyennant les surfaces ***HN*** et ***VNE***. Le diamètre du jet dense *D* est alors défini comme suit :

$$D=\frac{VNI+0.5(VNE-HN)}{C\cdot Nbimg} \qquad \textit{equ. 5-3}$$

Où *C* est la largeur du cadre d'étude et *Nbimg* le nombre d'images dans la série.

Le nombre de concavité C_{av} est le rapport de la surface de la phase gazeuse encadrée horizontalement par de la phase continue divisée par la surface totale du jet.

$$C_{av}=\frac{HB-VB}{VNI+VNE} \qquad \textit{equ. 5-4}$$

Ce nombre est représentatif de la perturbation macroscopique de l'interface du jet.

Les trois derniers paramètres caractérisent la phase continue en détachement du jet dense. Il s'agit de ligaments au sens large, nous parlerons de protubérances. Nous proposons le calcul d'un nombre relatif à l'épaisseur de ces protubérances E_p. Il est calculé en divisant la surface *VNE* par le nombre de segments qui constituent cette surface *nbl(VNE)*.

$$E_p = \frac{VNE}{nbl(VNE)} \qquad \textit{equ. 5-5}$$

Un paramètre lié à la longueur de ces protubérances est également proposé : L_p. Ce paramètre correspond à la longueur des protubérances ou ligaments présents dans le cadre d'étude, mis bout à bout et divisés par la largeur du cadre d'étude :

$$L_p = \frac{nbl(VNE)}{C \cdot Nbimg} \qquad \textit{equ. 5-6}$$

Enfin, le dernier paramètre, D_p, est représentatif de la proximité des protubérances de l'interface du jet. C'est un paramètre de densité des protubérances. Il est calculé en divisant la surface des protubérances par la surface de la phase gazeuse verticalement emprisonnée par ces protubérances :

$$D_P = \frac{VNE}{VB} \qquad \textit{equ. 5-7}$$

Pour des valeurs de $D_p \geq 1$, la surface des protubérances est supérieure à la surface de l'air qu'elles « emprisonnent ».

2.5.b Sensibilité à la largeur du cadre

Dans le but d'observer l'effet de la largeur du cadre d'étude sur le calcul des paramètres, nous avons sélectionné un point de fonctionnement (P_i= *20 MPa*, R_f=*205 µs*) et placé le cadre d'étude à *315 µm* de l'injecteur. L'analyse morphologique de cette série de *400* images a été faite pour une largeur croissante du cadre d'étude (de *5 pixels* à *100* par pas de *5 pixels* soit de *1.6 µm* à *157 µm*). Les différents paramètres obtenus sont présentés dans la figure 5-46.

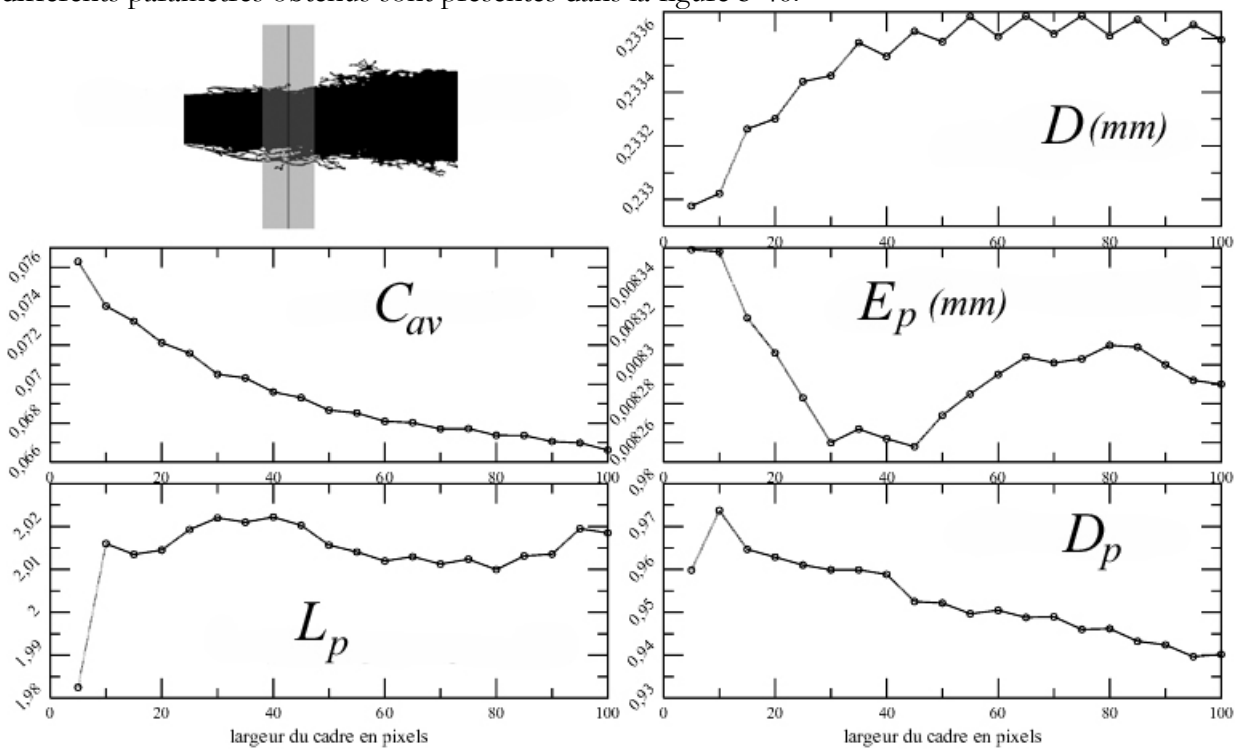


figure 5-46 Effets de la largeur du cadre d'étude sur les paramètres calculés (P_i=20 MPa, R_f=105 µs)

Le paramètre *D* est stabilisé quelle que soit la largeur de cadre de plus de *50* pixels. L'erreur commise sur la détermination de ce paramètre entre l'analyse par le cadre de largeur *C=5* et par celui de largeur *C=100 pixels* est négligeable *(≈ 0.3%)*. L'erreur commise pour les autres paramètres est également négligeable (*1* à *3%*). Les variations observées sont attribuables à un effet de lissage de l'information. En effet, plus le cadre d'étude est large, plus il couvre un important domaine morphologiquement différent (phénomène déjà observé dans le cas du jet Rayleigh).

2.5.c Sensibilité au nombre d'images de la série

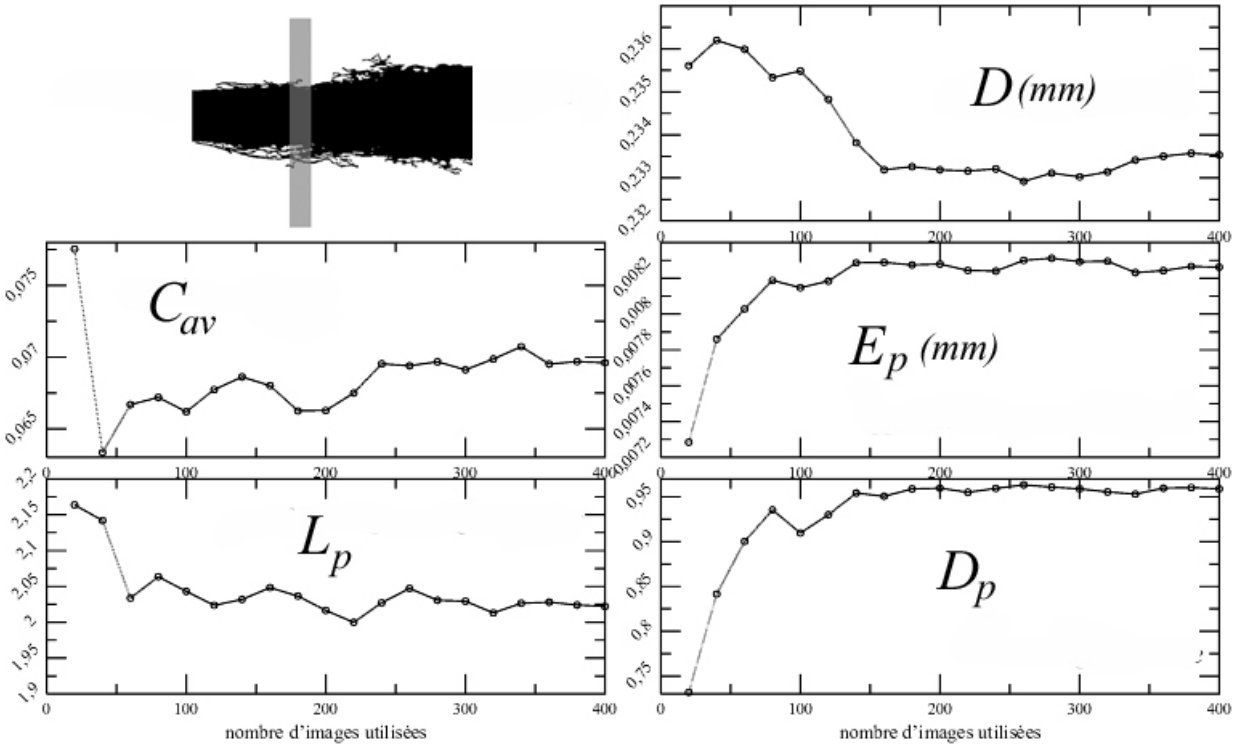


figure 5-47 Effets du nombre d'images dans la série d'analyse (P_i=20 MPa, R_f=105 μs)

La figure 5-47 présente la variation des paramètres calculés en fonction du nombre d'images considérées dans l'analyse. Pour cette analyse morphologique, le cadre d'étude est distant de l'injecteur de *180 pixels* (*283 μm*) et sa largeur est *C=40 pixels* (*62 μm*). La position de l'analyse et la largeur du cadre ne varient pas. Il n'y a donc pas d'effet de lissage de l'information comme c'est le cas dans l'analyse précédente. Les variations observées ne peuvent donc être liées qu'à un nombre insuffisant d'images pour décrire statistiquement la morphologie du jet ou à une dérive de la morphologie du jet sur les images en cours d'acquisition. Cependant, on observe, pour un nombre d'images supérieurs à *200*, une très faible erreur relative des différents paramètres. Le nombre de *400* images semble donc suffisant pour décrire statistiquement la morphologie du jet.

2.5.d Les résultats de l'analyse morphologique

(a) Le diamètre de la phase liquide continue

L'analyse morphologique est maintenant appliquée aux deux séries temporelles et barométriques (2.2.) avec un nombre de *400* images par point de fonctionnement. La largeur *C* de notre domaine d'étude est de *60 pixels*, ce qui correspond à une largeur de *94 μm*. Ce domaine d'étude est translaté le long du jet avec un pas de *60 pixels*. Il n'y a ainsi pas redondance de l'information pour des positions successives du cadre d'étude.

Nous présentons, pour commencer, l'analyse du paramètre morphologique représentatif de la variation du diamètre du jet dense, *D*. La figure 5-48 présente la variation temporelle de ce

paramètre pour deux pressions d'injection. La courbe continue représente l'évolution temporelle de la levée d'aiguille. Pour chaque instant de l'injection et pour les deux pressions d'injections étudiées, la variation du diamètre, en fonction de l'éloignement de l'injecteur (axe des ordonnées), est pratiquement linéaire. Cela indique que statistiquement, le jet dense évolue spatialement avec une forme conique. Pour P_i=*20 MPa*, l'analyse montre une importante fluctuation de l'angle de cône[18] pendant l'injection. On observe en début et en fin d'injection (R_f=*105* et *905 µs*), ainsi que lorsque l'aiguille atteint sa position maximale (R_f=*605 µs*), une variation très faible du diamètre du jet dense. On observe entre les instants R_f=*505* et *605 µs* une variation de l'angle de cône de *7.6°* à *4.24°*. La résolution temporelle de l'analyse ne permet pas la détermination d'une période de fluctuation de l'angle de cône.

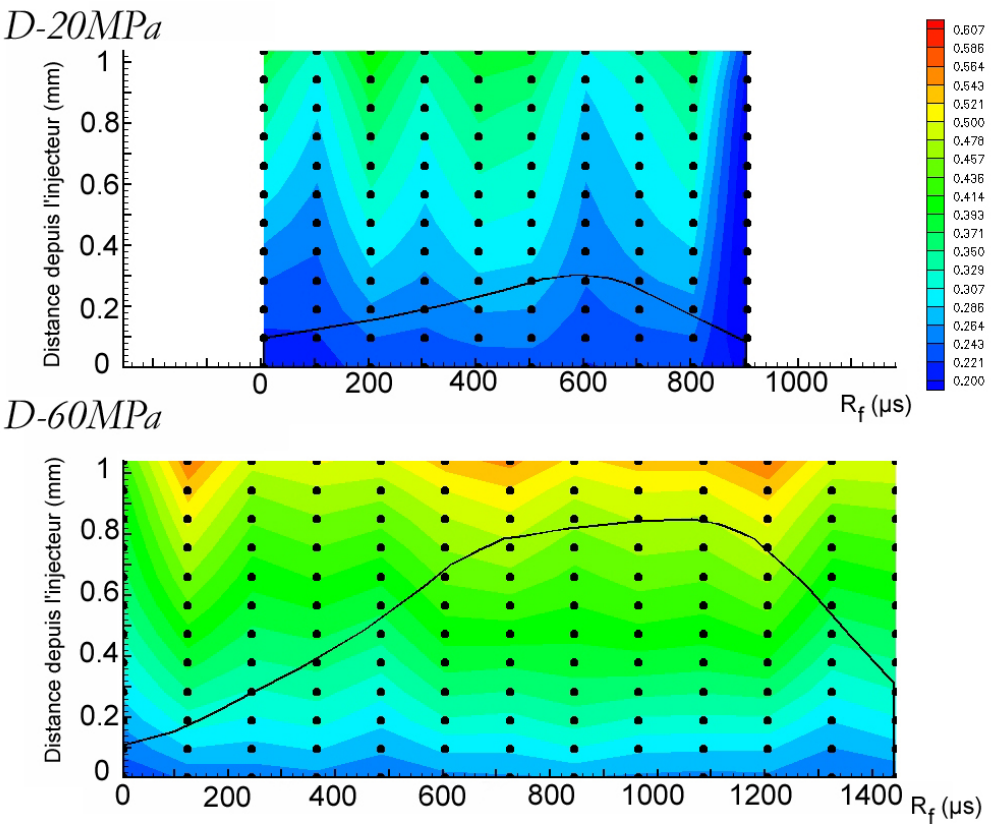


figure 5-48 Evolution temporelle du diamètre (mm) du jet dense pour les pressions P_i=20 et 60 MPa

Pour la pression d'injection de *60 MPa*, l'angle de cône est globalement plus grand et ses fluctuations temporelles sont du même ordre de grandeur que pour P_i=*20 MPa* : on observe entre les instants R_f=*725* et *845 µs* une variation de l'angle de cône de *15.5°* à *12.3°*. Sur cette série, trois changements de l'angle de cône sont associés au début de l'injection (*125 µs* près la détection du jet), lorsque l'aiguille atteint sa position haute et lorsqu'elle quitte sa position haute.

La figure 5-49 présente l'évolution du diamètre du jet dense le long de l'axe de l'injecteur pour une pression d'injection croissante et pour les deux instants de l'analyse : *T1* pendant la levée de l'aiguille et *T2* en période quasi-stationnaire de l'injection. Comme pour l'analyse temporelle, on observe une variation linéaire du paramètre morphologique avec l'éloignement de l'injecteur pour chaque point de fonctionnement.
Pendant la levée de l'aiguille (*T1*), la pression d'injection de *20 MPa* correspond à une diminution brutale de l'angle de cône. Celui-ci croît de nouveau progressivement pour des pressions supérieures. Cette augmentation progressive de l'angle de cône est retrouvée à la période quasi-stationnaire de

[18] L'angle de cône est défini comme l'angle formé par les deux cotés visibles de l'interface du jet dense.

l'écoulement (*T2*). Sur ces diagrammes, les fluctuations observées lors du suivi-temporel de l'injection ne sont plus visibles. Cela est particulièrement intéressant pour deux raisons :

1. Les fluctuations précédemment observées étaient donc bien statistiquement représentatives d'une variation de l'angle de cône parfaitement reproductible sur l'ensemble des injections.
2. Les deux instants de l'analyse de la série barométrique sont déterminés en fonction de la levée de l'aiguille. Or, cette analyse ne présente pas de fluctuation de l'angle cône (excepté pour P_i*=15 MPa, T1*). Cela conforte l'idée que les fluctuations de l'angle de cône du jet dense (sans la phase dispersée) sont bien liées à la nature de l'écoulement imposée par la levée de l'aiguille.

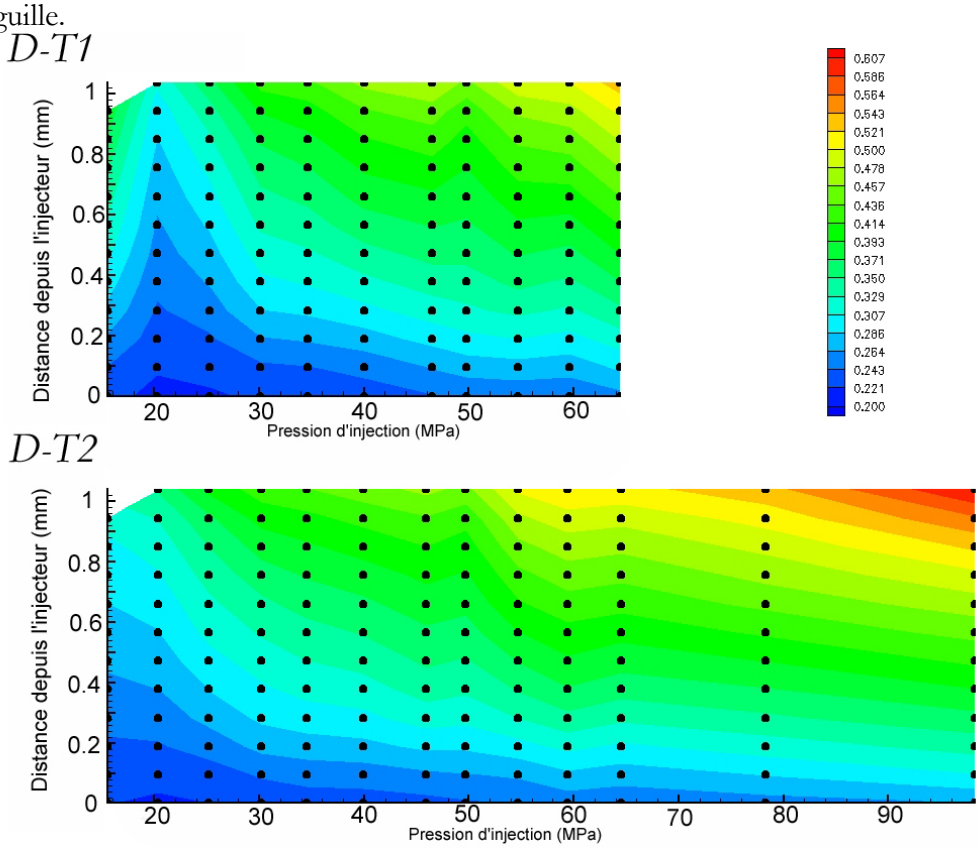


figure 5-49 Evolution barométrique du diamètre (mm) du jet dense pour les instants T1 et T2 de l'injection

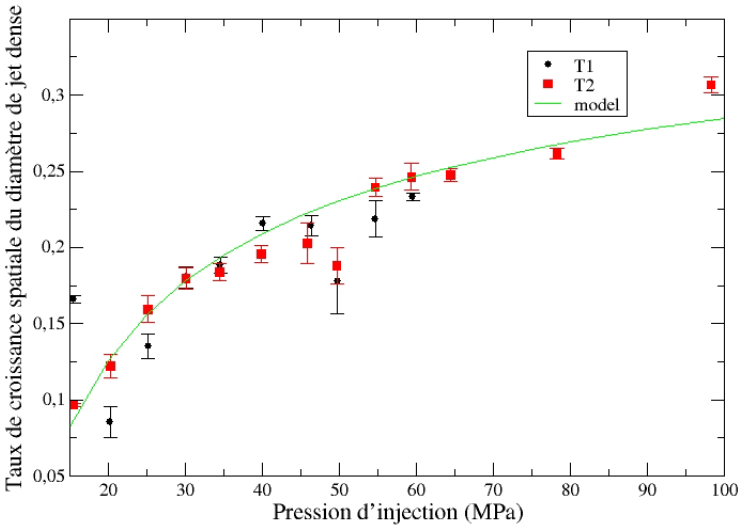


figure 5-50 Taux de croissance du diamètre du jet dense pour les instants T1 et T2 de l'injection

La figure 5-50 représente le taux de croissance spatiale du diamètre du jet dense pour chaque point de fonctionnement. Il est calculé par régression linéaire de l'évolution du diamètre du jet dense le long de l'axe du jet. Ce taux de croissance spatiale τ, est directement lié à l'angle de cône θ, par la relation :

$$\tau = 2 \cdot Tan\left(\frac{\theta}{2}\right) \qquad \textit{equ. 5-8}$$

Lors du calcul du taux de croissance, le coefficient de régression linéaire est également calculé. Celui-ci est représenté sous forme de barres verticales d'incertitude. Plus la barre est grande, moins la courbe d'évolution du diamètre du jet dense est rectiligne.

On vérifie tout d'abord, sur cette figure, que mis à part le point associé à P_i*=15 MPa, T1,* la croissance de l'angle de cône pour les deux instants de l'analyse barométrique suivent la même évolution. On observe une discontinuité de cette évolution pour la pression d'injection de *50 MPa* et ce pour les deux instants de l'analyse. Cependant, ce point de fonctionnement est associé à une large barre d'erreur. La croissance non linéaire du jet fausse le calcul d'une régression linéaire de la croissance spatiale du diamètre du jet dans ce cas.

Pour les autres points, l'évolution du taux de croissance avec l'augmentation de la pression d'injection a été modélisée avec succès par le modèle de couche de mélange (décrit dans l'annexe 2 page 247). Ce modèle propose le calcul du taux de croissance spatiale de la couche de mélange produite par la croissance d'un vortex convecté le long de l'interface. Une forte prédominance des forces aérodynamiques sur les forces de tension de surfaces est nécessaire pour l'applicabilité de ce modèle. Le nombre de Weber doit être globalement supérieur à *10* or, pour une vitesse d'injection du fluide supérieure à *150 m/s*, le nombre de Weber, calculé dans notre cas, est de l'ordre de *195*. Le taux de croissance prédit par ce modèle (equ. Annexe-2.2) est dépendant du rapport des vitesses gaz-liquide et du rapport des densités du gaz et du liquide. En considérant que la vitesse du gaz entraîné par l'écoulement du fluide est égale à la constante C_2 et que la vitesse du fluide est déterminée par la pression d'injection via l'équation de Bernoulli :

$$\alpha\sqrt{\frac{2\Delta P_i}{\rho_l}} \qquad \textit{equ. 5-9}$$

On obtient alors l'expression du taux de croissance spatial de l'interface du jet dense :

$$\delta' = C_\delta \frac{(1-r)\left(1+\sqrt{s}\right)}{2\left(1+\sqrt{s}r\right)} \text{ avec } r = \frac{u_2}{u_1} = \frac{C_2}{\alpha\sqrt{\frac{2\Delta P_i}{\rho_l}}} \text{ et } s = \frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{1.3}{840} \qquad \textit{equ. 5-10}$$

La courbe continue de la figure 5-50 est issue de ce modèle pour C_δ*=0.8*, C_2*=90 m/s* et α*=0.6* (déduit de la figure 5-2). L'expansion radiale des perturbations interfaciales du jet dense est donc correctement modélisée par des phénomènes purement aérodynamiques.

(b) Le paramètre de concavité

La figure 5-51 représente l'évolution temporelle du paramètre de concavité de l'interface du jet. Pour P_i*=20 MPa*, la cartographie montre des fluctuations temporelles de ce paramètre qui sont dues aux fluctuations de la surface du jet. En effet, la surface du jet est utilisée pour l'adimentionalisation du paramètre de concavité. Ce paramètre, représentatif des perturbations macroscopiques de la phase continue, croît plus rapidement le long de l'axe de l'injecteur lorsque l'aiguille est à sa position la plus haute. Le phénomène contraire est observé pour la pression d'injection de *60 MPa*. Le paramètre de concavité est alors maximum près de l'injecteur aux périodes d'accélération du fluide (levée et descente de l'aiguille). Les concavités ne sont plus visibles pendant la phase quasi-stationnaire de l'écoulement. La figure 5-52 présente la variation de ce paramètre avec la pression d'injection. On observe que la concavité est très importante à une distance de *0.2 mm* de l'injecteur et ce pour une pression d'injection de *30 MPa*.

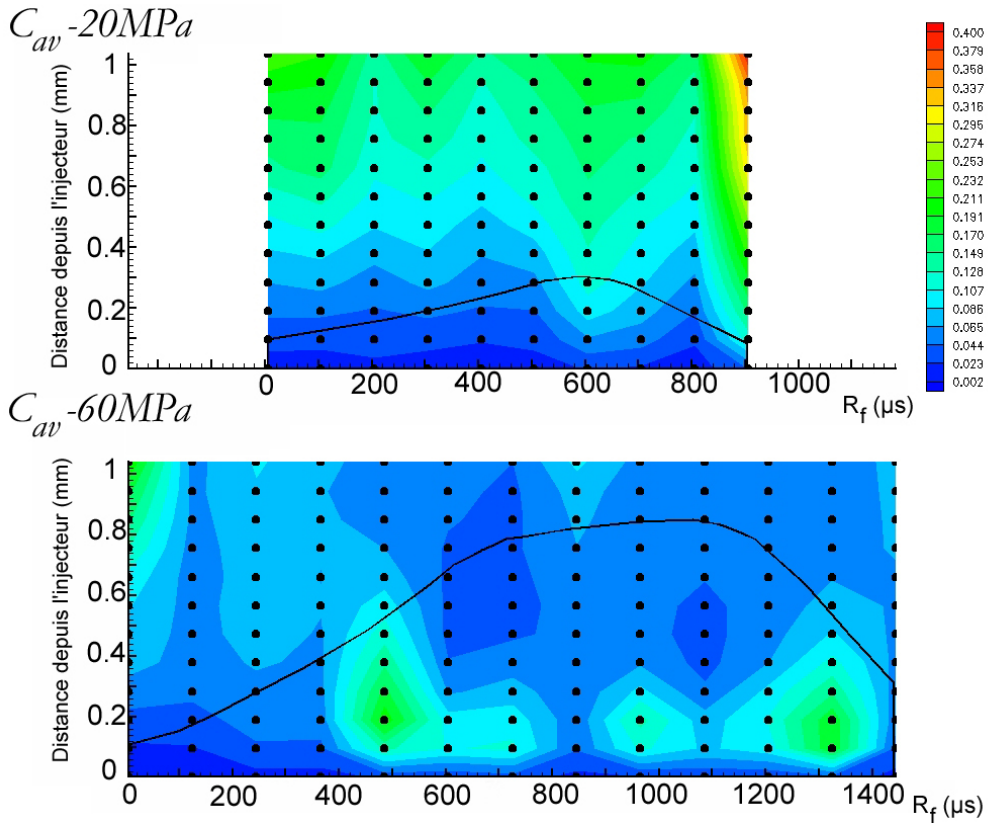


figure 5-51 Evolution temporelle du paramètre de concavité

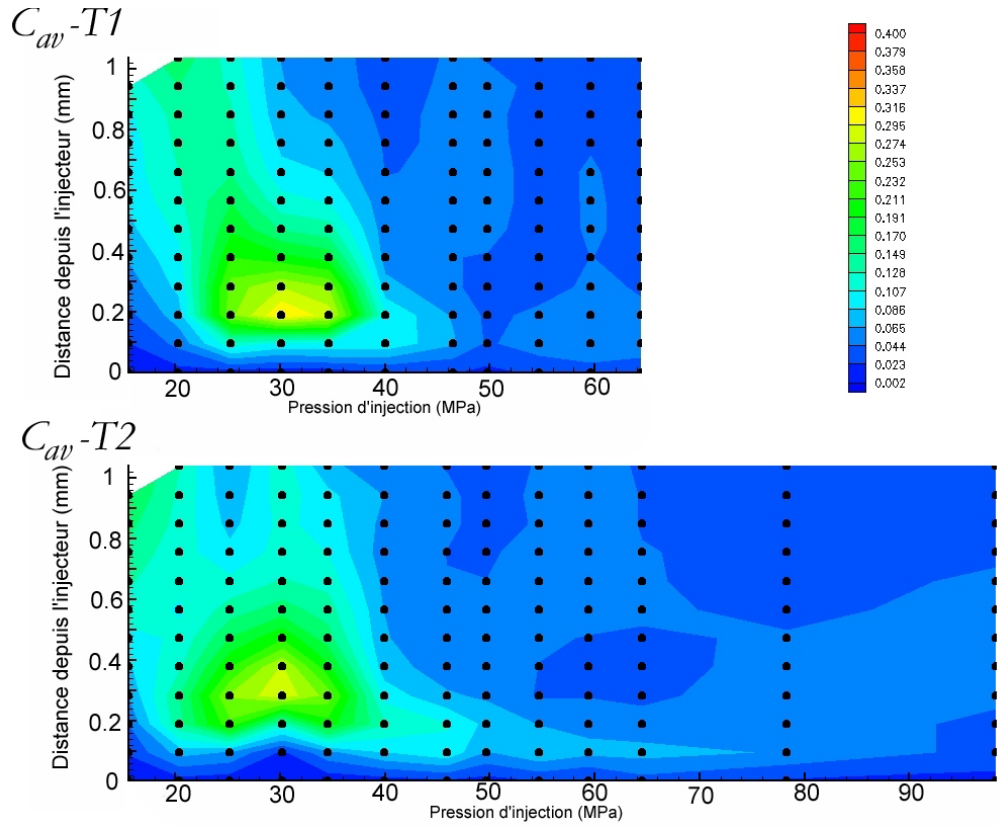


figure 5-52 Evolution barométrique du paramètre de concavité

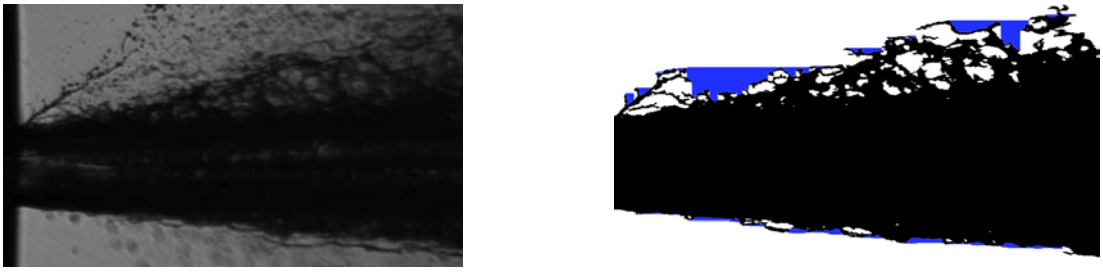


figure 5-53 Illustration de la surface mise en évidence par le paramètre de concavité (P_i=30 MPa, R_f=1040µs)

En fait, ce paramètre est directement associé au phénomène d'épluchage du jet précédemment observé lors de l'analyse entropique. La figure 5-53 illustre bien ce phénomène.
Sur cette figure, la surface de phase gazeuse, horizontalement encadrée par de la phase liquide, est responsable d'une forte valeur de ce paramètre de concavité. Pour d'importantes pressions d'injection, ce paramètre décroît du fait de l'augmentation des forces aérodynamiques qui conduisent à la diminution de la taille des ligaments qui sont rattachés à l'injecteur.
On observe à nouveau l'émergence de cet arrachage ligamentaire pour les mêmes pressions que pour l'apparition des structures internes du jet.

(c) L'épaisseur des protubérances

Nous allons maintenant nous intéresser aux paramètres représentatifs des protubérances qui émanent du jet liquide dense. La figure 5-54 présente l'évolution temporelle du paramètre représentatif de l'épaisseur des éléments fluides en détachement du jet dense.

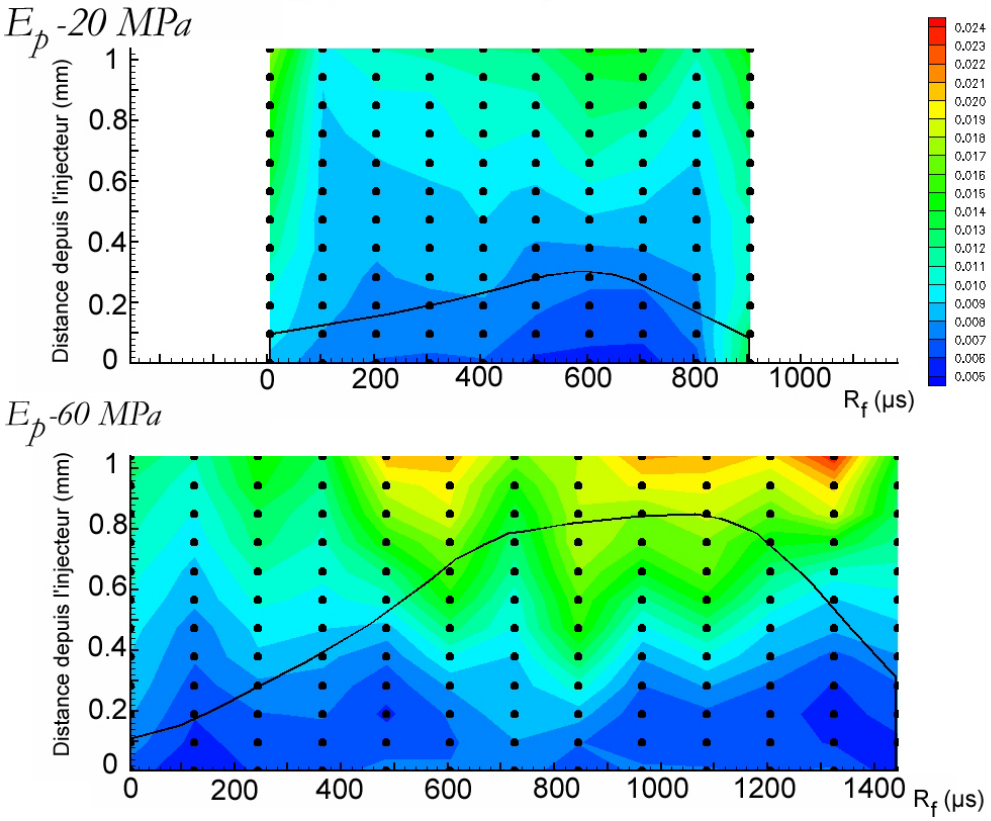


figure 5-54 Evolution temporelle de l'épaisseur des protubérances (mm)

A la pression d'injection de *20 MPa*, des ligaments de fine épaisseur se détachent le long du jet. L'épaisseur des ligaments croît de *5* à *15 µm* en s'éloignant de l'injecteur. On observe de larges ligaments ou protubérances qui se détachent du jet, au loin de l'injecteur (à *0.7 mm* de l'injecteur), lorsque l'aiguille est la plus haute (R_f=*605 µs*), en tout début et en toute fin d'injection (R_f=*5* et *905 µs*). Il est intéressant d'observer que lorsque l'aiguille est au plus haut, les ligaments sont plus

fins qu'aux autres instants de l'injection jusqu'à une distance de l'injecteur de *0.5 mm* et que, au-delà de cette distance, les ligaments deviennent rapidement plus larges qu'aux autres instants.
Cette tendance n'est pas retrouvée pour P_i*=60 MPa*. On observe alors un épaississement global des ligaments le long du jet, croissant plus rapidement le long de l'axe du jet juste avant et en fin de la période quasi-stationnaire de l'écoulement. A la distance d'un millimètre, on n'observe plus le détachement du jet de ligaments, mais plutôt de larges poches liquides dont l'épaisseur maximale mesurée est de *24 µm*.
Pour P_i*=20* et *60 MPa*, on observe la même évolution spatiale du paramètre E_p lorsque l'aiguille a atteint la même hauteur. Il est donc possible que l'épaisseur des protubérances le long de l'axe du jet soit plus sensible à la hauteur de la levée d'aiguille qu'à la pression d'injection.

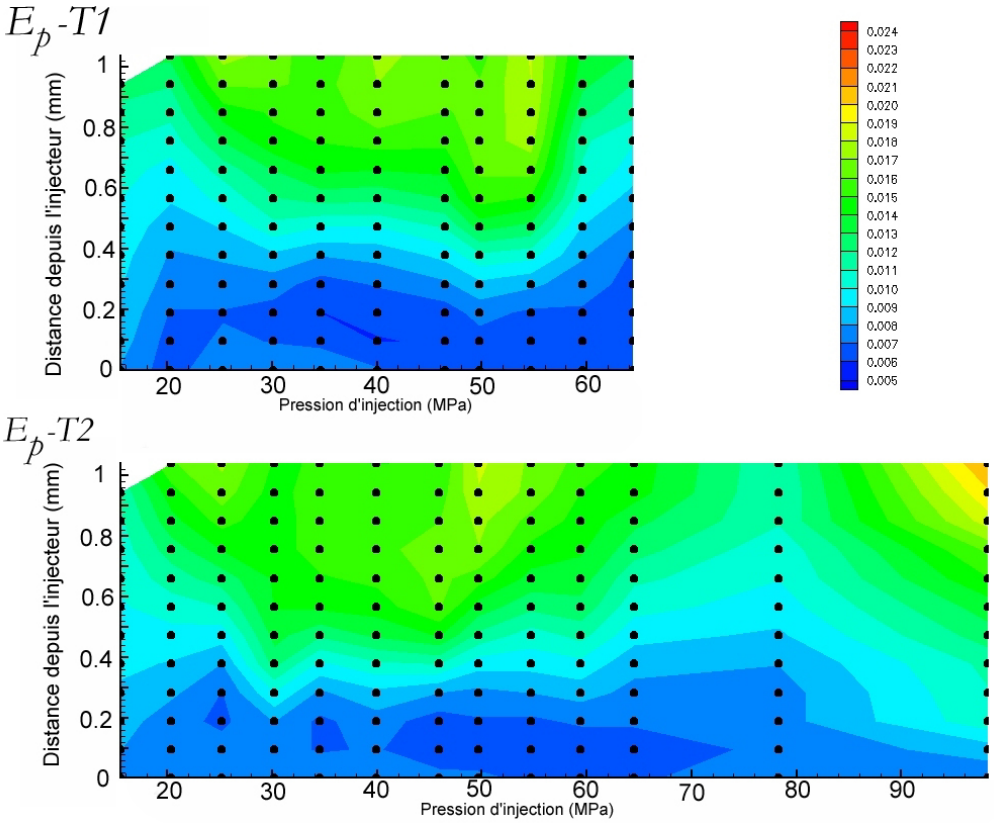


figure 5-55 Evolution barométrique de l'épaisseur des protubérances (mm)

Cette hypothèse est confirmée par l'étude barométrique (figure 5-55). En effet, on observe que l'évolution de la largeur des protubérances avec la pression d'injection n'est pas significative., A l'instant *T2*, l'aiguille est toujours plus haute qu'à l'instant *T1* et ce pour toutes les pressions d'injection. D'ailleurs, jusqu'à *0.25 mm* de l'injecteur, les ligaments sont plus fins à l'instant *T1* qu'à l'instant *T2*.

(d) La longueur des protubérances

La figure 5-56 présente l'analyse temporelle et barométrique de la longueur des protubérances. Ce paramètre comptabilise la longueur moyenne de tous les ligaments et protubérances contenus dans le cadre d'étude, mis bout à bout et divisés par la largeur de ce cadre. Cette valeur moyenne intègre les deux côtés du jet et donc les éventuelles dissymétries du jet. Ainsi, lorsque ce paramètre est supérieur à deux, il y a alors plus de deux ligaments parallèlement au jet. Les tendances d'évolution temporelle de ce paramètre sont opposées entre P_i*=20 et 60 MPa*. En effet, pour P_i*=20 MPa*, le plus grand nombre de ligaments est observé aux périodes d'accélération et de décélération de l'écoulement, alors que pour P_i*=60 MPa*, on observe à ces instants de l'écoulement le plus faible nombre de ces protubérances.

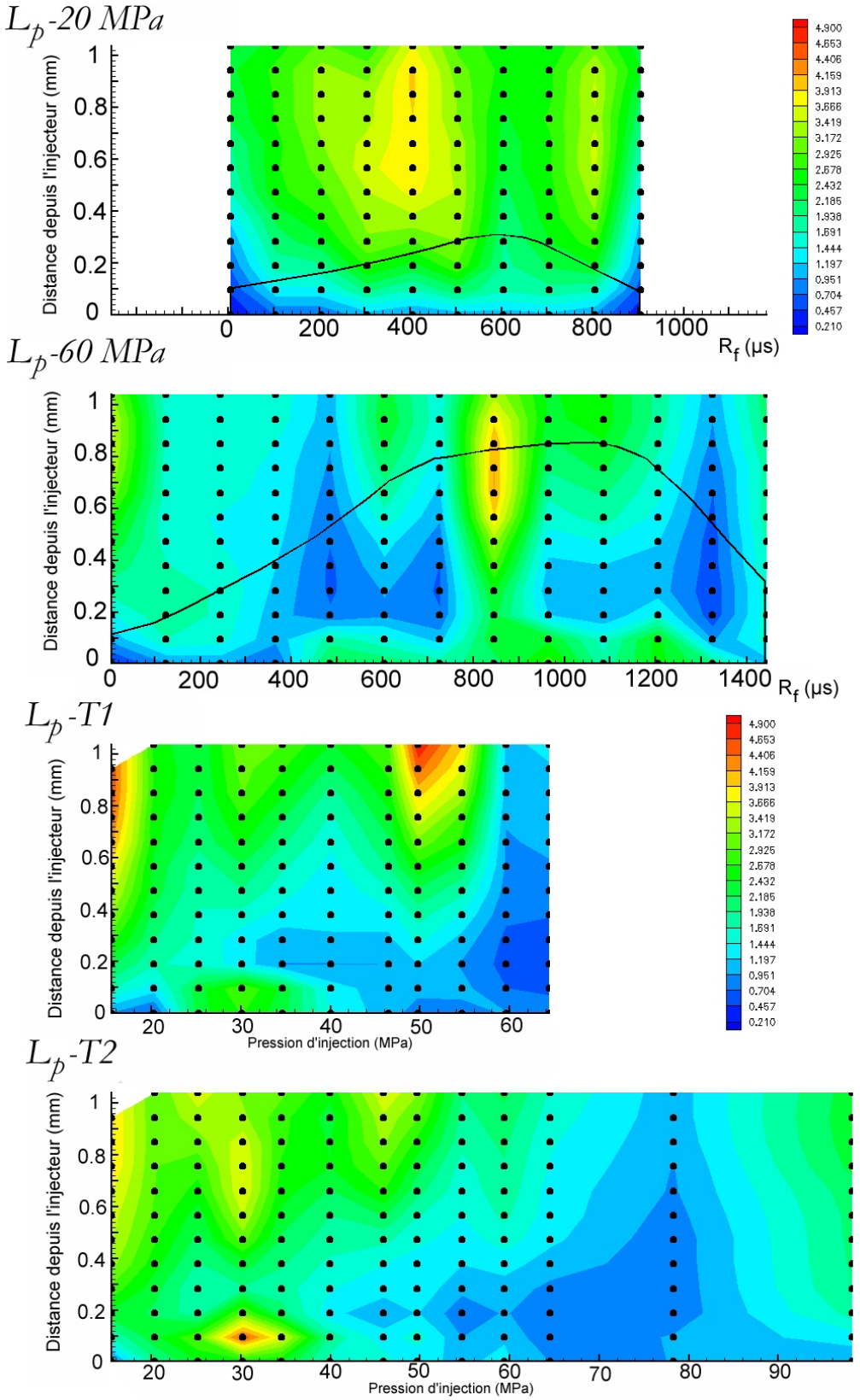


figure 5-56 Evolution temporelle et barométrique de la longueur des protubérances (adimensionnalisé par la largeur du cadre)

Le plus grand nombre de ces protubérances est alors observé à la période quasi-stationnaire de l'écoulement. L'analyse entropique nous a permis d'observer l'établissement d'une importante surface d'atomisation primaire pour cette pression d'injection et à cet instant de l'écoulement. Nous

observons maintenant que cette surface est constituée d'un grand nombre de protubérances en détachement du jet qui n'étaient pas visibles pour P_i=*20 MPa* (figure 5-57).

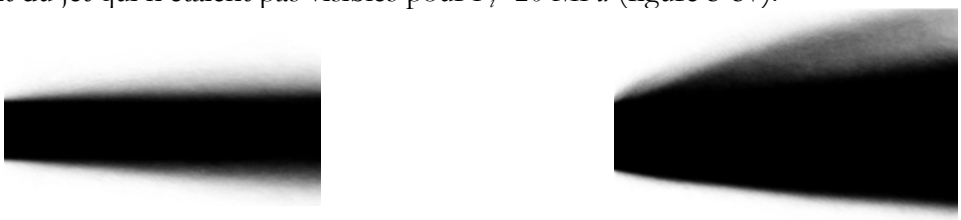


figure 5-57 Images moyennes des séries P_i=20 MPa, R_f=605µs et P_i=60 MPa, R_f=845µs (levées d'aiguilles maximales)

On vérifie, lors de l'analyse barométrique, que le détachement ligamentaire proche de l'injecteur est très important pour les pressions d'injection de l'ordre de *30 MPa*. On observe ensuite, avec l'augmentation de la pression d'injection, une diminution du nombre de protubérances dans le cadre d'étude. Ceci est dû à l'augmentation des forces aérodynamiques qui favorise l'émergence de larges paquets liquides plutôt qu'un grand nombre de ligaments de fine épaisseur.

(e) La densité des protubérances

L'évolution temporelle du paramètre D_p est présentée dans la figure 5-58. Ce paramètre est calculé comme le rapport des surfaces des protubérances liquides qui sont en détachement du jet par la surface de la phase gazeuse qui sépare ces protubérances de la phase continue du jet dense. On remarque globalement une densité plus importante pour la pression d'injection de *60 MPa* que pour celle de *20 MPa*. L'augmentation de la vitesse de l'écoulement conduit au rapprochement des ligaments le long du jet (via une dépressurisation locale prédite par l'équation de Bernoulli). Ce phénomène est progressif dans le temps de l'injection et est particulièrement visible pour P_i=*60 MPa*. D'autre part, d'importantes densités sont observées juste avant et après la période quasi stationnaire de l'écoulement. Pour les mêmes points de fonctionnement, nous avons précédemment observé une augmentation de la largeur des protubérances (figure 5-54).

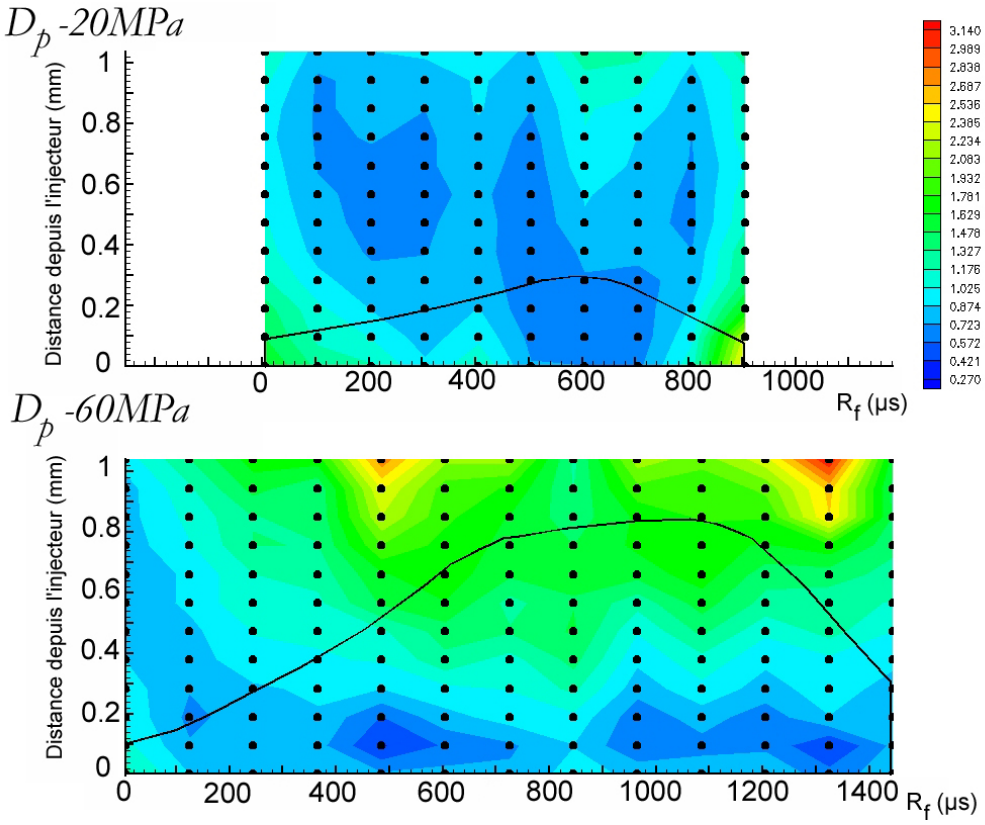


figure 5-58 Evolution temporelle de la densité des protubérances

C'est donc cette augmentation de l'épaisseur des protubérances qui est à l'origine de ces deux pics de densité.

La dernière figure de cette analyse concerne l'évolution du paramètre de densité en fonction de la pression d'injection (figure 5-59). Elle confirme que l'augmentation de la pression d'injection implique une croissance plus rapide du paramètre de densité le long du jet. Le détachement de larges protubérances en période quasi-stationnaire de l'écoulement est observé à partir de P_i=*45 MPa* à une distance de *0.5 mm* de l'injecteur. On observe que ce détachement apparaît de façon moins visible et de plus en plus loin de l'injecteur avec l'augmentation de la pression d'injection. Ce phénomène est lié à la mise en place d'une discontinuité dans le mode d'atomisation primaire le long de l'axe du jet. Cette discontinuité a été observée lors de l'analyse entropique sur le côté gauche du jet pour la période quasi-stationnaire de l'injection (figure 5-38).

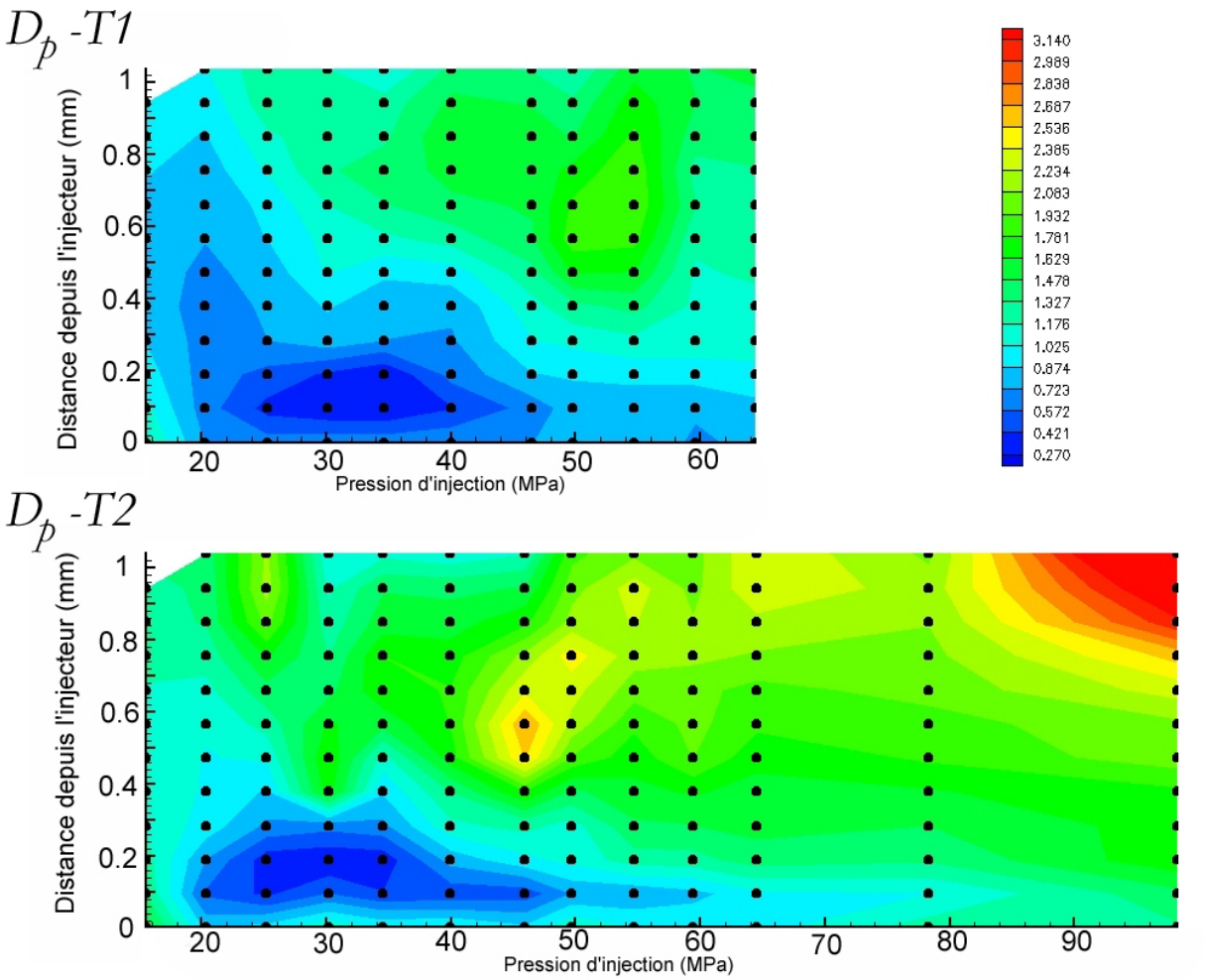


figure 5-59 Evolution barométrique de la densité des protubérances

2.6. Bilan des analyses entropiques et morphologiques du champ proche.

L'analyse entropique a permis la détermination d'une surface d'atomisation primaire séparant le jet dense de la phase dispersée constituée d'éléments liquides détachés du jet. Cette analyse a également permis l'observation d'une importante dissymétrie du spray Diesel pour des pressions d'injection supérieures à *20 MPa*, lorsque l'aiguille a atteint une levée de plus de la moitié de son débattement maximal. Un épluchage du jet, responsable du développement de la phase dispersée, se produit alors

de façon dissymétrique. L'augmentation des forces aérodynamiques conduit à la disparition des longs ligaments qui émanent du jet mais la phase dispersée produite reste présente dans les mêmes concentrations.

La surface d'atomisation primaire s'amincie en début et fin de la période d'injection quasi-stationnaire. On observe de chaque côté du jet la mise en place d'une discontinuité dans le processus d'atomisation primaire. Cette discontinuité est distante de l'injecteur et s'éloigne de celui-ci avec l'augmentation de la pression d'injection. La répartition des trois phases (liquide, dispersée et gazeuse) le long de l'interface a montré, dans certains cas, une périodicité spatiale.
L'analyse morphologique a permis la description de la nature du jet dense et de la phase continue qui s'en détache. Des fluctuations de l'angle de cône ont été observées en suivi temporel de l'injection. Avec l'augmentation de la pression d'injection, l'angle de cône croît de manière continue. Cette évolution a été interprétée comme une croissance des couches de mélange.

Un phénomène d'épluchage ligamentaire a parfaitement été mis en évidence en proche sortie de l'injecteur. Un millimètre plus loin, on observe le détachement de paquets liquides qui deviennent particulièrement épais en début et en fin de la période quasi stationnaire de l'injection. La largeur de ces paquets liquides semble sensible à la levée de l'aiguille et indifférente à la pression d'injection. Le nombre de ligaments observés semble plus important en période quasi stationnaire de l'écoulement que lors de la variation de la levée de l'aiguille. Enfin, les protubérances sont d'autant plus proches du jet que celui-ci s'écoule rapidement.

3 Champ lointain : Analyses granulométriques par imagerie et PDPA

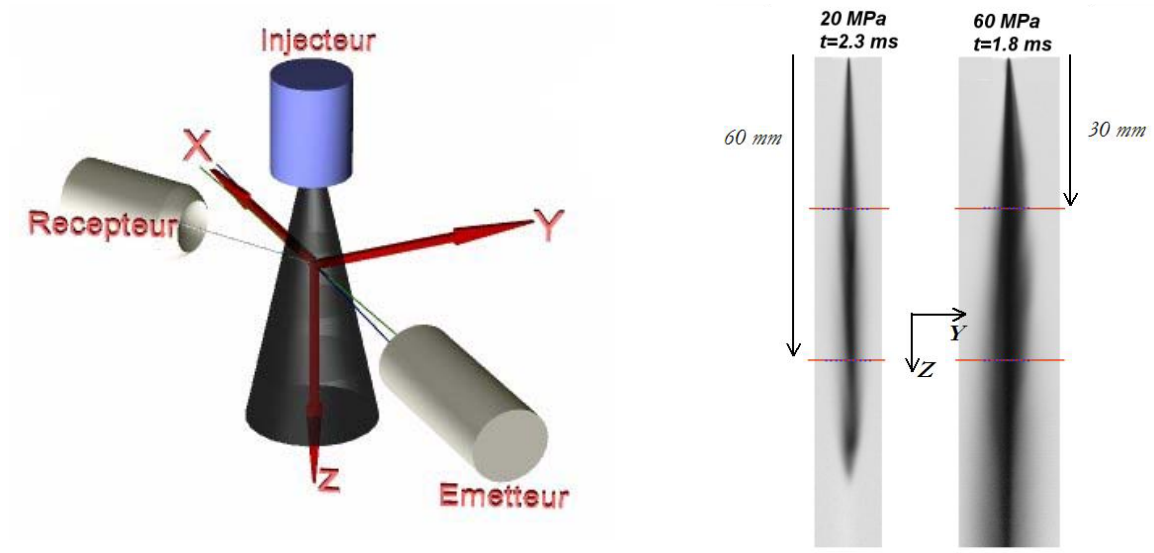
L'analyse granulométrique du spray Diesel est présentée dans cette section. Deux diagnostics différents sont utilisés : le PDPA et le granulomètre par imagerie. Les résultats obtenus sont ensuite comparés.

3.1. Les granulométries obtenues par PDPA

3.1.a Les points de fonctionnement

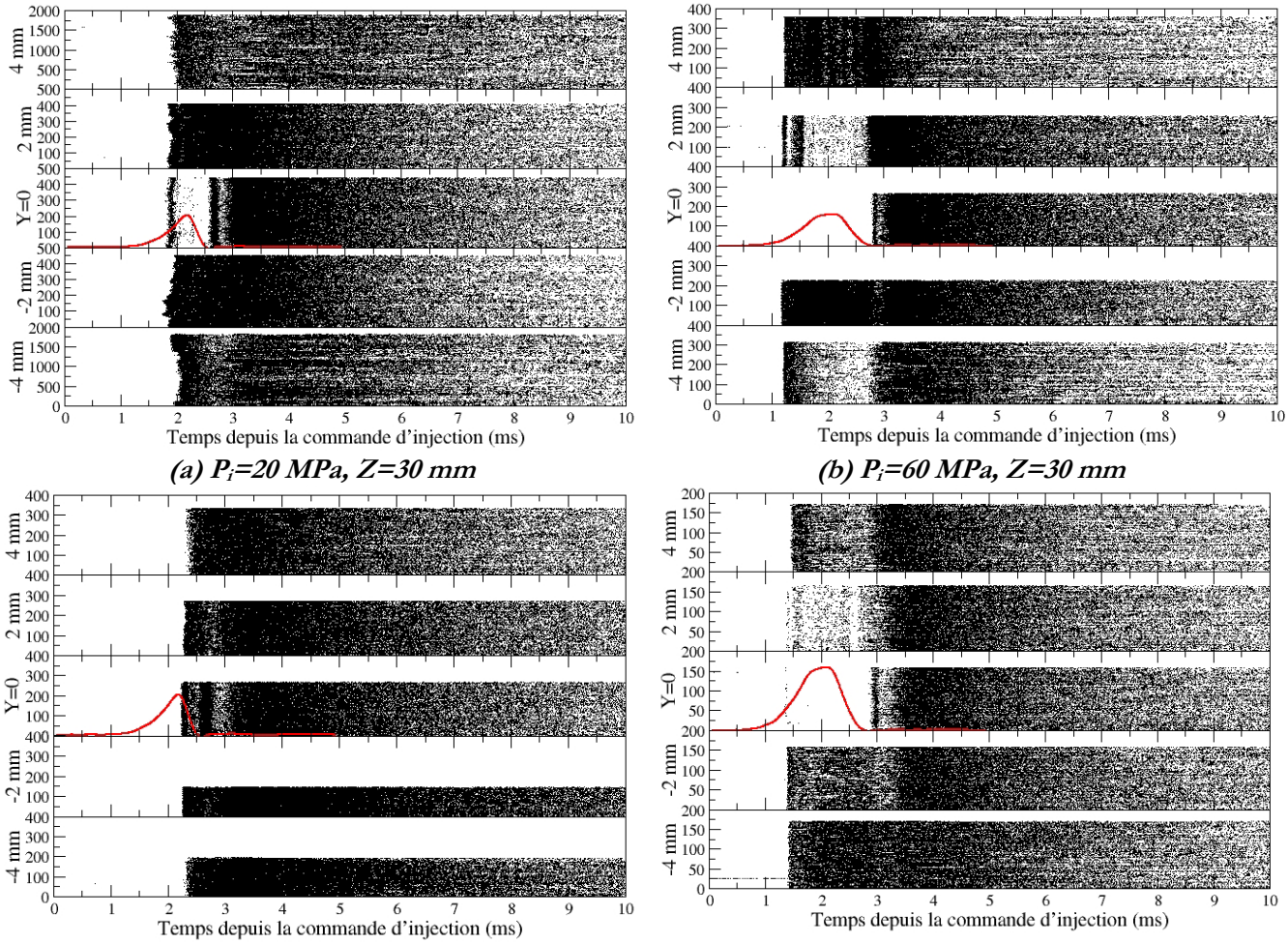
L'application du PDPA utilisé pour l'obtention des granulométries du spray Diesel est schématisé dans la figure 5-60-(a) (Chapitre 2 :7.2. , page 61).

Les mesures ont été effectuées le long d'une tranche radiale (axe *Y*) du spray, à deux distances de l'injecteur (*30 mm* et *60 mm* voir figure 5-60-(b)) et pour deux pressions d'injection (P_i*=20 et 60 MPa*). La mesure par PDPA est temporelle : chaque goutte traversant le volume de contrôle est associée à un instant. Le granulomètre a été synchronisé avec la commande d'injection de façon à pouvoir associer à chaque goutte un instant donné de l'injection. Chaque point de fonctionnement est associé à un plus ou moins grand nombre d'injections. Les distributions de taille de gouttes sont calculées à partir d'un nombre total de *131000* gouttes valides.



(a) dispositif expérimental **(b) points de fonctionnement**

figure 5-60 Dispositif expérimental de la mesure granulométrique du spray Diesel par PDPA



(a) P_i=20 MPa, Z=30 mm **(b) P_i=60 MPa, Z=30 mm**

(c) P_i=20 MPa, Z=60 mm **(d) P_i=60 MPa, Z=60 mm**

figure 5-61 Densité temporelle du nombre de points mesurés par le PDPA

3.1.b La densité temporelle de détection des gouttes

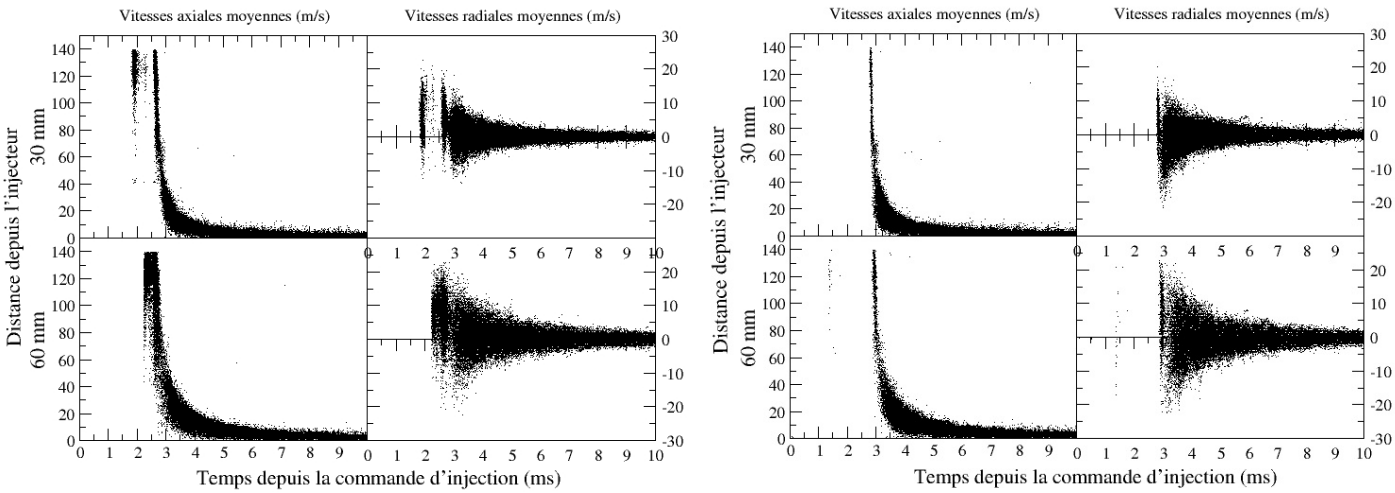
La figure 5-61 représente la densité temporelle des gouttes détectées. Chaque point correspond à une goutte mesurée dans le temps (axe des abscisses) pour une injection donnée (axe des ordonnées). La levée d'aiguille associée à chaque expérimentation est représentée sur chaque graphique. On constate, tout d'abord, que la mesure sur l'axe du jet *Y=0 mm (a,b,d)* et *Y=2 mm (b)* est impossible pendant la période de l'injection. Dans l'axe même du jet, pendant l'injection, de grosses structures liquides traversent très rapidement le champ de mesure. Il est fort probable que la grande densité optique du jet ne permette pas la diffusion d'un signal lumineux suffisamment intense pour être analysé par le granulomètre. Ce phénomène est observé dans l'ensemble des mesures par PDPA dans les spray Diesel *[3]*.

Pour P_i*=60 MPa*, pendant la période d'injection (aiguille levée), on observe un comportement asymétrique de la densité des gouttes autour de l'axe du jet (*Y=0*). Ceci n'est pas observé pour P_i*=20 MPa*. Cette dissymétrie a précédemment été observée en champ global (figure 5-60-(b)), elle a été initiée en champ proche comme nous l'avons observé dans la section précédente.
Pour chaque point de fonctionnement, un front temporel de détection du spray est clairement visible. Plus ce front forme une droite, plus l'injection est stable dans le temps. Nous vérifions ainsi sur la figure 5-61 que l'injection est plus stable à forte pression d'injection. On note également que la détection du front du spray dans l'axe de l'injecteur précède celle du spray environnant figure 5-61-(c).
Le nombre d'injections nécessaire à l'obtention du nombre attendu de gouttes est également une indication de la densité du spray. En effet, si la densité numérique de gouttes dans le volume de mesure est trop faible, un grand nombre d'injections est nécessaire pour obtenir le nombre total de gouttes. Par ailleurs, si la densité optique est trop importante, la majorité des gouttes seront rejetées de l'analyse, ce qui nécessitera également un grand nombre d'injections. Par exemple, pour P_i*=60 MPa*, dans l'axe de l'injecteur, il faut deux fois plus d'injections à *30 mm* de l'injecteur qu'à la distance de *60 mm* pour comptabiliser le même nombre de gouttes. Cette variation de la densité du spray est liée à la dispersion radiale du spray. L'angle de cône formé par le spray implique une diminution de la densité radiale du spray avec l'éloignement de l'injecteur. Par contre, la comparaison du nombre d'injections nécessaire à l'obtention des *131000* gouttes pour les deux pressions d'injections n'est pas possible directement car les débits massiques associés à ces deux pressions d'injections sont différents. La masse de fluide injectée est plus grande pour P_i*=60 MPa* (*10.26 mg*) que pour P_i*=20 MPa* (*2.45 mg*) et elle est aussi injectée sur une plus longue période, ce qui multiplie le nombre de gouttes mesurables à cette pression d'injection.
Cette analyse est conduite sur la base des gouttes validées par le granulomètre (*64%* des gouttes détectées). La majorité des rejets de gouttes est due à une trop faible intensité de la lumière diffusée (*37%*) et le reste correspond à une mesure différente de la phase entre les deux détecteurs liée au problème de sphéricité des gouttes (*8%*)[19].

3.1.c Analyse de la vitesse des gouttes

En plus de nous informer du diamètre des gouttes détectées, le PDPA nous renseigne également sur la vitesse axiale et radiale des gouttes (dans la configuration utilisée). L'évolution temporelle des vitesses mesurées dans l'axe de l'injecteur est présentée dans la figure 5-62.

[19] 10% des gouttes détectées présentent à la fois un problème de sphéricité et d'intensité diffusée.



(a) P_i=20 MPa, Y=0 **(b) P_i=60 MPa, Y=0**

figure 5-62 Vitesse et densité temporelle des gouttes détectées

On vérifie que la composante axiale de la vitesse des gouttes est bien supérieure à leur composante radiale. Aux premiers instants de la détection du spray, celui-ci subit une très forte accélération qui mène à la saturation de la mesure de vitesse des gouttes et ceci pendant toute la période de l'injection. La vitesse maximale mesurable est de *140 m/s*. Elle correspond à la vitesse de défilement des franges. A cet instant de l'injection, il est fort probable que la grande vitesse des gouttes et leur densité soient à l'origine de cet important rejet. On rappelle que le PDPA suppose qu'une seule goutte traverse le réseau de franges à la fois. En fin d'injection, des gouttes animées de vitesses de plus en plus faibles sont à nouveau détectées.

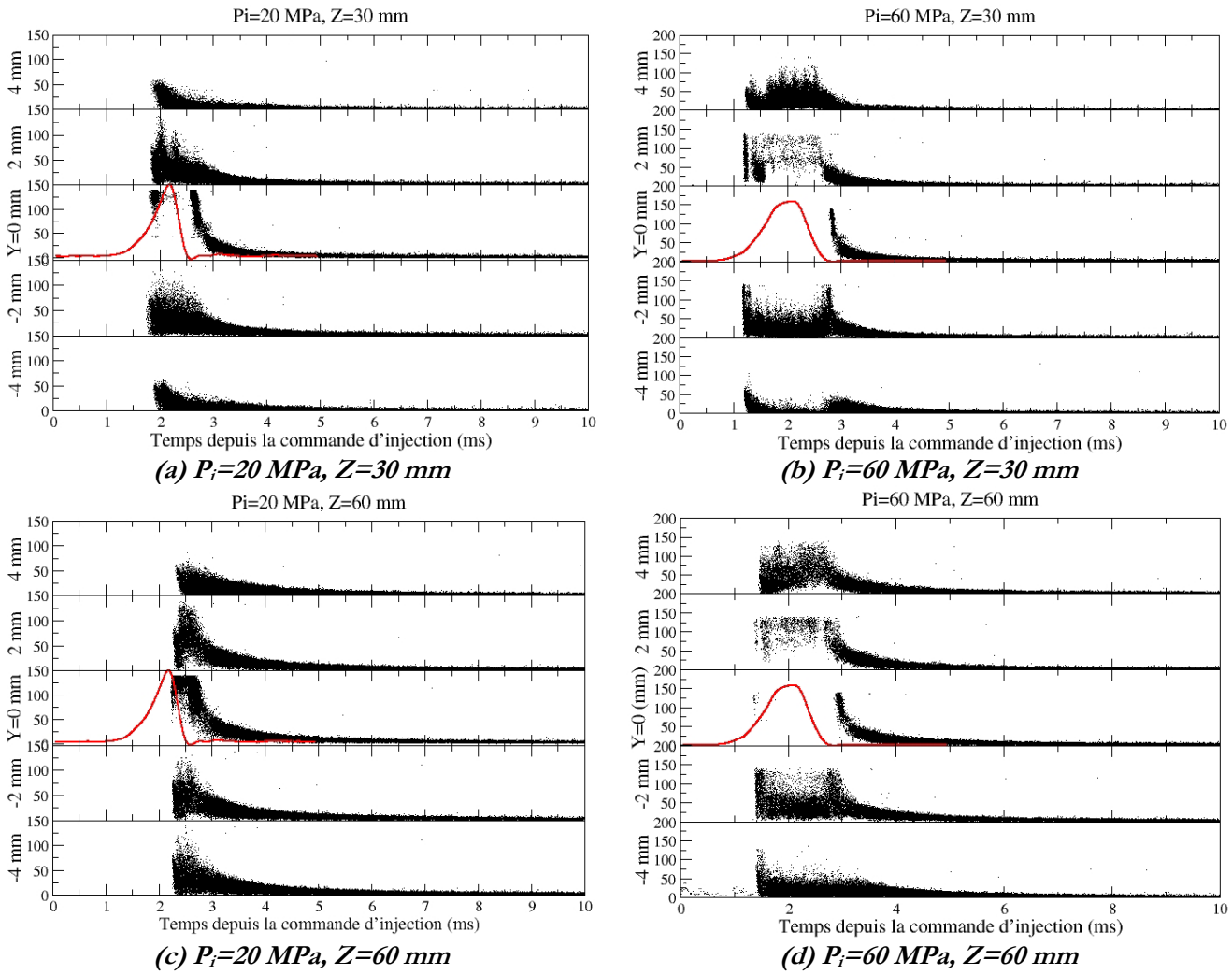
La composante radiale de la vitesse est globalement positive en début et en fin d'injection ce qui indique une légère déviation du spray vers la droite du jet*(Y>0)*. Lorsque l'aiguille est refermée, la composante radiale de la vitesse devient axisymétrique et de norme faible (moins de *10 m/s*).

Nous avons observé (Chapitre 5 :1.3.) qu'un pré spray précède l'injection principale. Le pré spray subit une forte décélération causée par les forces aérodynamiques qu'il subit. Ce spray est rattrapé dans son sillage par le spray injecté plus tardivement. Ainsi, plus on s'éloigne de l'injecteur, plus le temps entre les premières gouttes mesurées et celles appartenant au jet principal est court. Ceci semble se vérifier sur la figure 5-62-(a) : on observe, pour P_i*=20 MPa*, un front de forte accélération et un autre de forte décélération du spray avant et après la zone de non-détection des gouttes. Le temps entre ces deux fronts est effectivement plus court pour la mesure à la distance *Z=60 mm* de l'injecteur que pour *Z=30 mm*.

Pour P_i*=60 MPa*, le front d'accélération du spray injecté n'est pas visible. Dès sa sortie de l'injecteur, le fluide est animé d'une vitesse supérieure à la vitesse maximale de mesure du PDPA (ceci a été montré par la mesure de la vitesse de pénétration du spray en champ global par visualisation rapide (figure 5-2)).

La figure 5-63 représente la norme des vitesses de chaque goutte détectée, en fonction de l'instant de sa détection. En s'éloignant de l'axe de l'injecteur, on arrive à diagnostiquer la présence de gouttes pendant l'injection du carburant car les gouttes éloignées de l'axe du jet sont moins rapides et moins denses que celles rencontrées dans l'axe de l'injecteur. Pour P_i*=20 MPa* les cartographies obtenues sont symétriques par rapport à l'axe de l'injecteur. Au contraire, la série P_i*=60 MPa* présente une importante dissymétrie de la répartition temporelle des gouttes détectées.

Sur la figure 5-63-(b), pour *Y=4mm*, on observe une importante fluctuation temporelle de la densité des gouttes. Ces fluctuations sont détaillées dans la figure 5-64. On vérifie alors le passage de bouffées de spray dense dont les vitesses sont toujours inférieures à la vitesse maximale mesurable. Une période de *222 µs* sépare les cinq bouffées observées.



(a) P_i=20 MPa, Z=30 mm ***(b) P_i=60 MPa, Z=30 mm***

(c) P_i=20 MPa, Z=60 mm ***(d) P_i=60 MPa, Z=60 mm***

figure 5-63 Evolution radiale et temporelle de la norme des vitesses des gouttes détectées.

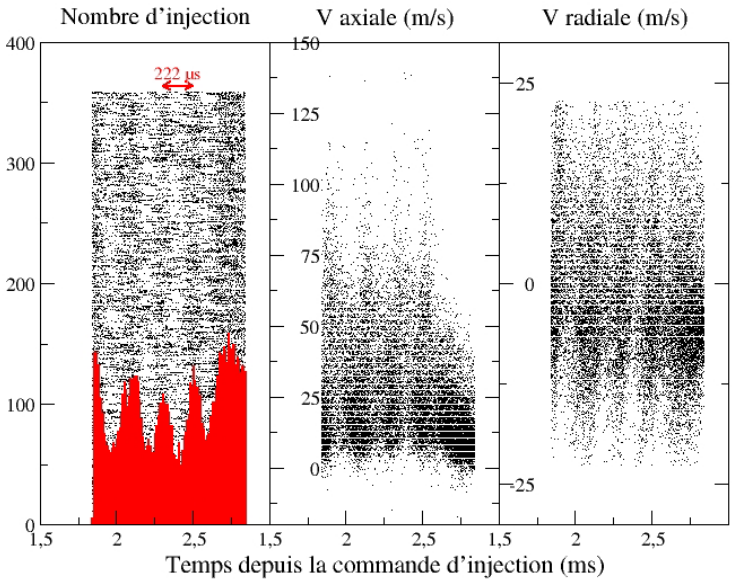


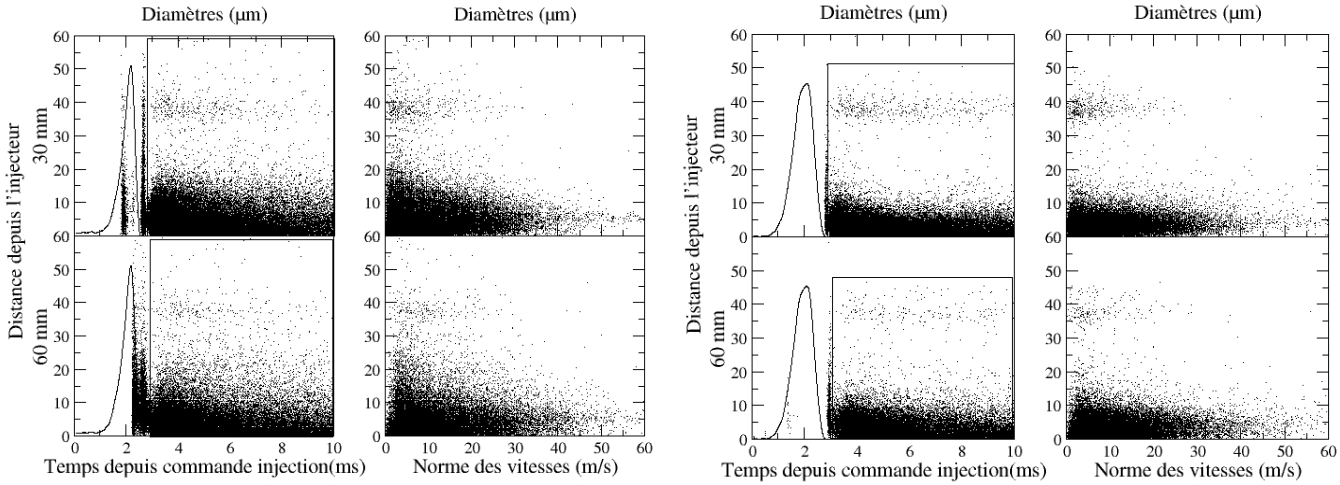
figure 5-64 Fluctuation temporelle de la densité des gouttes, P_i=60 MPa, Z=30 mm, Y=4mm

Cependant, ce phénomène prend place sur le coté droit de l'injecteur où le détachement d'une nappe liquide a été précédemment observée dans les mêmes conditions de fonctionnement.

Le même type de fluctuation de la densité des gouttes a précédement été observée par *Guerrassi et al. [45]* voir section 4.4. du chapitre 1.

3.1.d Les corrélations diamètres-vitesses

Nous avons précédemment montré que le PDPA mesure temporellement les gouttes alors que la granulométrie par analyse d'images procède par comptage spatial (Chapitre 1 :4.2. , page 46). Cette différence de mode de fonctionnement impose une conversion des distributions de taille de gouttes obtenues par l'une des deux techniques, si l'on souhaite les comparer. Cette conversion est nécessaire s'il existe une corrélation entre la taille des gouttes et leur vitesse.



(a) P_i=20 MPa ***(b) P_i=60 MPa***

figure 5-65 Relation diamètres-vitesses, Y=0

La figure 5-65 présente les diamètres mesurés au cours de l'injection et en fonction des vitesses. La corrélation diamètre-vitesse ne tient compte que des gouttes observées après l'injection principale (cadre noir) dans le but d'être sûr de la validité des résultats. On observe une faible diminution du diamètre des gouttes étudiées au cours du temps. Les plus petites gouttes, caractérisées par une faible inertie, sont entraînées dans les tourbillons de la phase gazeuse induits par l'injection et peuvent mettre plus de temps à atteindre le volume de mesure que de plus grosses gouttes. Les gouttes observées en fin d'injection sont très petites (moins de *10 µm*). Le diagramme montre une légère corrélation indiquant que les plus petites gouttes semblent légèrement plus rapides que les plus grosses. Ce résultat n'est pas expliqué.

Sur cette figure, on peut noter la présence de certaines gouttes de diamètres environnant les *37 µm*. Ces gouttes sont en très petite minorité et doivent être éliminées de l'analyse pour la raison suivante : La mesure de la lumière diffusée par les gouttes est effectuée par deux détecteurs qui effectuent chacun, pour chaque longueur d'onde, deux mesures spatialement différentes de la diffusion de la lumière par les gouttes. On obtient ainsi, pour chaque détecteur, un déphasage spatial de la diffusion qui permet le calcul du diamètre des gouttes. Les deux détecteurs de phases n'ont pas la même dynamique en diamètre à cause de leur disposition spatiale. Lorsque le détecteur de plus faible dynamique mesure un déphasage proche de *360°* le second capteur ne mesure alors qu'un déphasage de *165°* (dans le cas d'une goutte sphérique de diamètre *35 µm*). Le PDPA ne distingue alors pas les gouttes présentant une forte déformation de celles qui sont parfaitement sphériques, pour cette gamme de diamètres. Ainsi, les gouttes observées de diamètres supérieurs à *35 µm* correspondent à des gouttes déformées que le PDPA a interprété comme des gouttes sphériques. De ce fait, l'ensemble des analyses présentées ci-après ne se basent que sur des diamètres inférieurs à *33 µm*.

3.1.e Les distributions de tailles de gouttes

Les vitesses moyennes, associées à chaque classe de diamètres, sont utilisées pour le calcul des distributions de taille de gouttes. Un exemple de distribution numérique et volumique de taille de gouttes, calculée en fin d'injection, est présentée figure 5-66. Il n'y a que peu de différence entre les distributions mesurées (mesure temporelle) et les distributions corrigées (mesures spatiales) du fait de la faible corrélation diamètres-vitesses. L'ensemble des analyses granulométriques proposées ne considèrent que les gouttes de diamètres inférieurs à *33 µm* et détectées entre les instants η*=2.5 ms et 3 ms* depuis le signal de commande de l'injection T_0. L'ensemble des gouttes conservées sont réparties en *40* classes de diamètres.

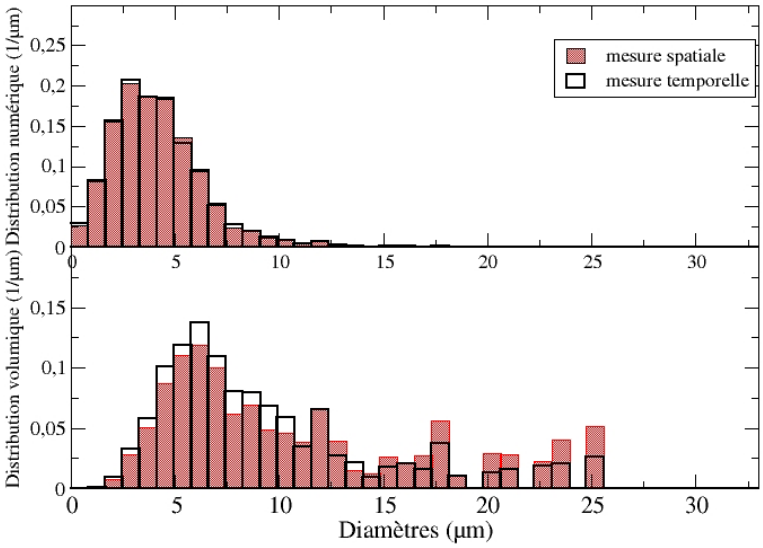
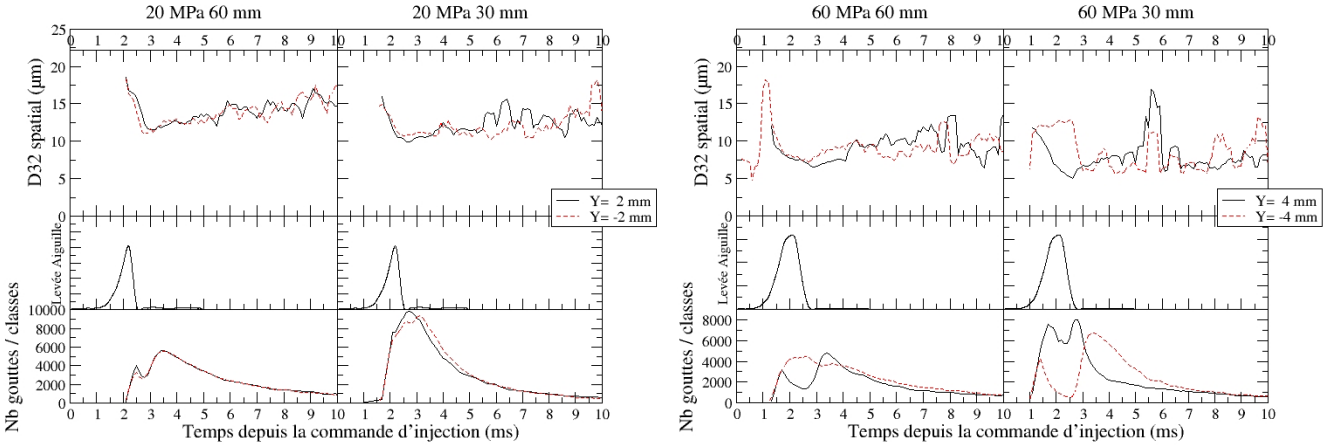


figure 5-66 Exemple de granulométrie obtenue pour P_i=60 MPa, Z=60 mm et Y=-3mm

Dans le cas de la granulométrie présentée figure 5-66, les diamètres caractéristiques suivants sont déterminés (en mesure spatiale) :

$$D_{32} = 7.8\mu m \text{ et } D_{43} = 10.9\mu m \qquad \textit{equ. 5-11}$$



(a) P_i=20 MPa ***(b) P_i=60 MPa***

figure 5-67 Evolution temporelle du D_{32}

Pour étudier l'évolution temporelle des diamètres caractéristiques, on utilise une fenêtre temporelle de *400 µs* qui est translatée dans le temps. Pour chaque position de cette fenêtre une distribution de taille est calculée. A partir de ces distributions, le D_{32} est également calculé. La figure 5-67 représente l'évolution temporelle du D_{32} pour les deux pressions d'injection, les deux distances à l'injecteur et

pour deux positions d'analyses symétriques par rapport à l'axe de l'injecteur. La courbe de levée d'aiguille est représentée ainsi que le nombre de gouttes considérées pour chaque position temporelle de la fenêtre d'analyse.

Pour P_i*=20 MPa*, l'évolution temporelle du D_{32} à partir de la fin d'injection débute par une chute du diamètre caractéristique de *7 µm* suivie d'une légère croissance de ce paramètre. Plus le nombre de gouttes considérées est faible, plus l'évolution du diamètre caractéristique est fluctuante. Le comportement temporel de ce diamètre paraît symétrique de part et d'autre de l'axe de l'injection (*Y=2 et –2 mm*).
La même description est faite pour la pression d'injection de *60 MPa*. La dissymétrie du jet observé en terme de densité de gouttes et de vitesses et également observée sur la courbe du nombre de gouttes considérées dans le cadre d'étude. Cependant, cette dissymétrie ne semble pas avoir une influence particulière sur la granulométrie du spray obtenue en fin d'injection. Pour cette pression d'injection, d'importantes fluctuations temporelles du D_{32} sont observées. En fin d'injection, de gros ligaments se détachent de l'injecteur à faible vitesse et sont faiblement atomisés. Ils sont certainement à l'origine de cette fluctuation du D_{32}. Pour les deux pressions d'injections, contrairement aux observations faites par *Amara et al.[3]*, la variation du D_{32} entre les deux distances d'analyse (*Z=30* et *60mm*) ne semble ici pas significative. L'augmentation du D_{32} observée par *Amara et al.* était principalement associée à des phénomènes de coalescence. Par contre, les D_{32} mesurés pour P_i*=60 MPa* sont plus petits (*d≈8 µm*) que pour P_i*=20 MPa* (*d≈12 µm*). Il s'avère ainsi que la pression d'injection reste le paramètre essentiel contrôlant la granulométrie. Cependant cette analyse ne concerne que le spray formé après l'injection.

3.2. Granulométrie par analyse d'images

3.2.a Les points de fonctionnement

Le spray Diesel en champ lointain est analysé par imagerie. Dans cette section, nous allons développer l'obtention des résultats pour des points de fonctionnement et les comparer avec ceux analysés par PDPA (section précédente). Le spray a donc été analysé pour les pressions d'injection de *20* et *60 MPa*, pour les distances de l'injecteur *Z=30* et *60 mm*. Le champ couvert par le système optique est de *560* par *457* µm² (la résolution est de *1270 pixels/mm* dans les deux directions). L'étalonnage spatial de la largeur de la réponse impulsionnelle est présentée figure 5-68. Cet étalonnage permet d'associer au choix d'un filtre sur la largeur de réponse impulsionnelle, un volume de mesure granulométrique.

Les séries qui suivent sont basées sur un total de *700* images. Le nombre d'images nécessaire à une description temporelle et, par conséquent la durée de leur traitement, est trop grand pour pouvoir effectuer une telle analyse avec ce diagnostic. Nous décidons d'effectuer l'analyse à l'instant le plus défavorable de l'analyse par PDPA : c'est à dire en période quasi-stationnaire de l'injection (instant *T2* de la figure 5-31 page 182). La synchronisation temporelle a été effectuée par rapport à la détection du jet comme cela a été le cas lors de l'analyse en champ proche. Les images obtenues dans l'axe du jet ne sont pas analysables du fait de la trop grande densité du spray à cette position. Nous considérons comme points de fonctionnement les distances radiales les plus proches de l'axe permettant une mesure granulométrique par imagerie. Dans cette section, sept points de fonctionnement ont donc été étudiés (tableau 5-3).

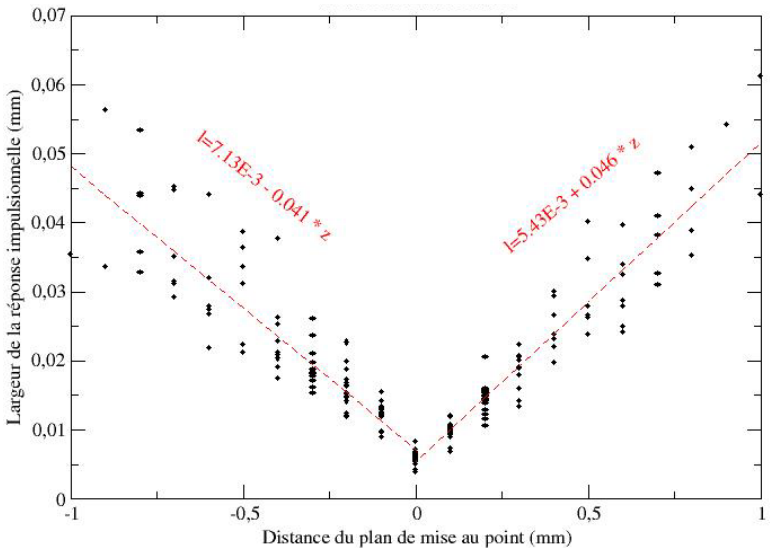


figure 5-68 Etalonnage spatial de la réponse impulsionnelle

Nom	P_i (MPa)	Z (mm)	Y (mm)
S20-30-d2	20	30	2
S20-30-g1	20	30	-1
S20-60-c	20	60	0
S60-30-d3	60	30	3
S60-30-g3	60	30	-3
S60-60-d3	60	60	3
S60-60-g3	60	60	-3

tableau 5-3 Points de fonctionnement de l'analyse par imagerie

La normalisation des images a nécessité la détermination d'une porteuse spécifique à chaque image à cause des inhomogénéités spatiales et temporelles causées par la présence de gros paquets liquides denses en fort défaut de mise au point (Chapitre 3 :1.2. page 72).

3.2.b Le choix des filtres morphologique et spatial

Le choix et les effets des différents filtres (spatial et morphologique) sur les granulométries obtenues sont détaillés dans cette section, pour le point de fonctionnement *S20-30-d2*. Nous rappelons les différents filtres que nous pouvons appliquer :

- F0 : aucun filtre
- FS : filtre spatial basé sur une valeur maximale acceptée de la largeur de la réponse impulsionnelle
- FM : filtre morphologique basé sur la conservation des gouttes contenues dans le « tube elliptique »
- FSM : filtre spatial et morphologique.

Les gouttes qui présentent un contraste trop faible peuvent ne pas être détectées ou être incorrectement analysées. On impose donc une valeur minimale du contraste de *0.1* (pour cette analyse). Ce contraste minimum permet la détermination du diamètre minimum mesurable par le granulomètre. La figure 5-69 montre l'effet du seuil sur le contraste sur la population des gouttes retenues.

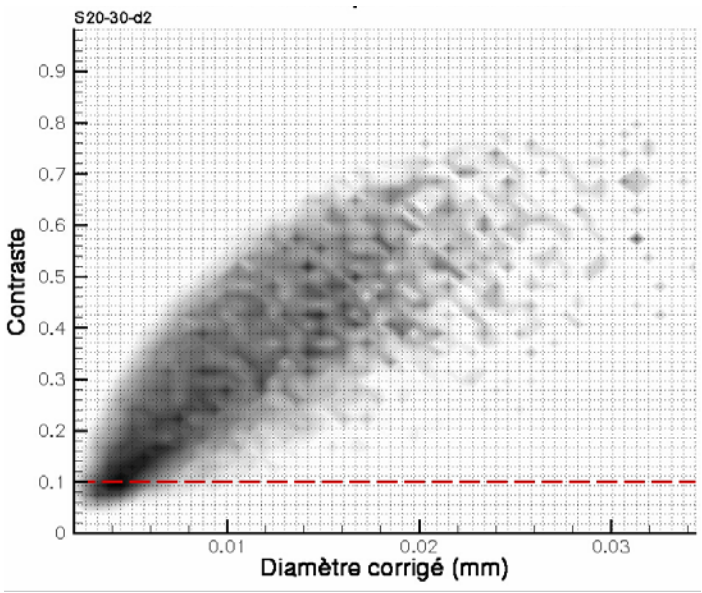


figure 5-69 Distribution volumique dans l'espace diamètre-contraste des gouttes

Compte tenu de la résolution des images et du contraste minimum de *0.1*, le diamètre minimum de validité de la mesure est $d_{min}=2.2\ \mu m$. Cette valeur correspond sensiblement au diamètre des plus petites gouttes détectées. Le modèle nous permet également d'estimer la valeur maximale de la largeur de réponse impulsionnelle des gouttes à conserver afin de ne pas surestimer la population des grosses gouttes (equ. 4-38). La valeur maximale de la largeur de la réponse impulsionnelle est de $7\mu m$. La figure 5-70 représente la distribution volumique dans l'espace diamètre-largeur de la réponse impulsionnelle. La densité volumique est représentée en niveaux de gris.

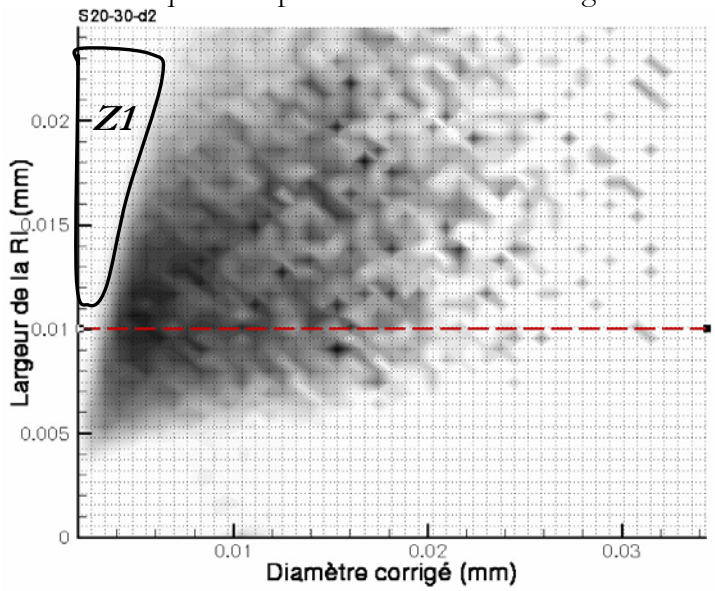


figure 5-70 Distribution volumique dans l'espace diamètre-largeur de la réponse impulsionnelle

On observe ainsi que les petites gouttes éloignées du plan de mise au point ne sont pas détectées du fait de leur faible contraste (figure 5-70-Z1). On observe que l'application du filtre morphologique théorique ($\chi<7\ \mu m$) conduit au rejet de la quasi-totalité des gouttes de l'analyse (ceci avait été déjà observé lors de la validation du granulomètre Chapitre 4 :8.4.a). Nous devons donc définir une largeur limite de la réponse impulsionnelle supérieure afin de conserver un nombre suffisant de gouttes pour le calcul des distributions de taille. Nous choisissons cette valeur limite égale à *10* μm car en deçà de cette valeur, la corrélation diamètre-largeur de la R.I. n'est pas encore marquée. Lorsque le filtre spatial ainsi défini est appliqué, grâce à la courbe d'étalonnage figure 5-68, on détermine un volume de mesure de *560* par *457* par *169* μm^3, soit *0.043* mm^3.

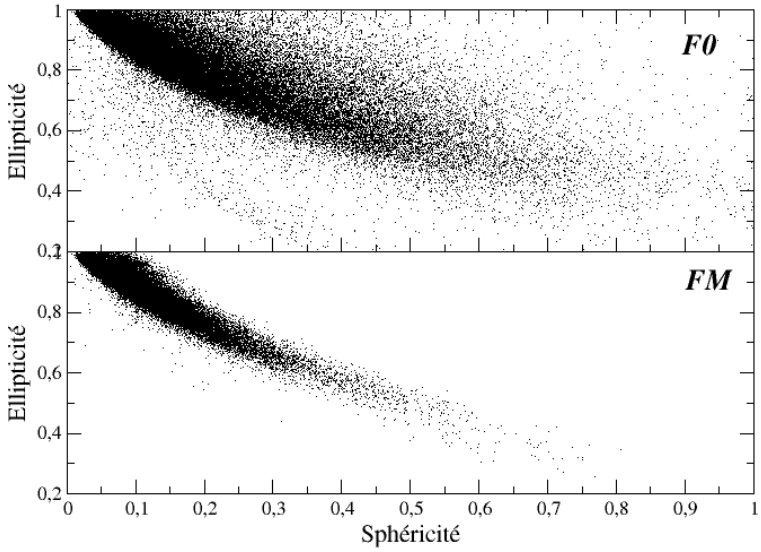


figure 5-71 Distribution numérique dans l'espace morphologique Sphéricité-Ellipticité

Après application du filtre spatial, seules *47%* des gouttes de la série sans filtre (*F0*) sont conservées soit *32164* gouttes.
L'application du filtre morphologique est illustrée dans la figure 5-71. Après application du filtre morphologique, on ne conserve plus que *34902* gouttes, soit *51%* des gouttes de la série *F0*.
Lorsque les deux filtres sont appliqués simultanément, l'analyse granulométrique ne se base plus que sur *22147* gouttes, soit *32%* de la série initiale. On observe que sur l'ensemble des gouttes ayant été filtrées par le filtre spatial ou morphologique, *50%* d'entre elles ont, en fait, été filtrées par les deux filtres simultanément.
L'effet des différents filtres sur les granulométries obtenues est présenté dans la figure 5-72.

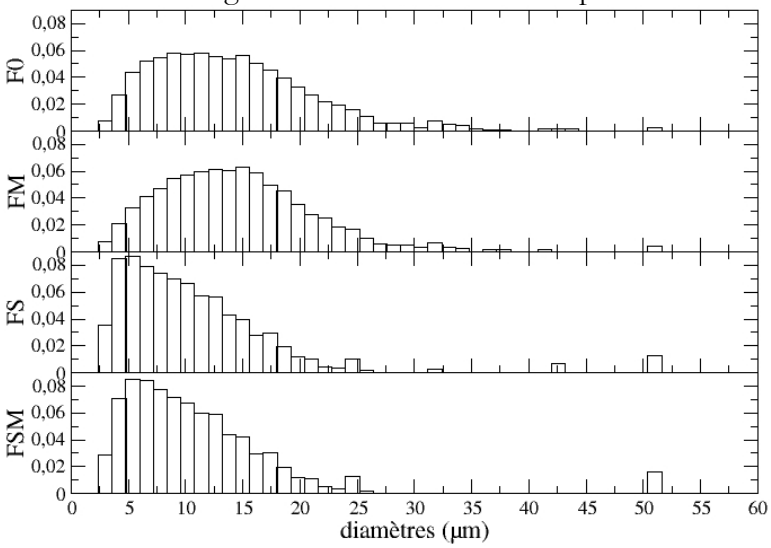


figure 5-72 Effets des différents filtres sur les distributions volumiques de tailles de gouttes obtenues

On observe une diminution notable de la population des petites gouttes lors de l'application du filtre morphologique. Au contraire, le filtre spatial élimine un grand nombre de grosses gouttes de l'analyse. La distribution basée sur la série filtrée spatialement et morphologiquement est peu différente de celle obtenue iniquement sur le filtre spatial. Ainsi, l'effet du filtre morphologique semble négligeable devant l'effet du filtre spatial.
L'algorithme de correction de l'effet de la superposition des gouttes dans les images a été appliqué. Ceci n'a montré, une fois de plus, aucune modification entre les distributions corrigées ou non par cet algorithme.
Le cas le plus restrictif, en terme de nombre de gouttes conservées, est le cas du double filtrage (FSM).

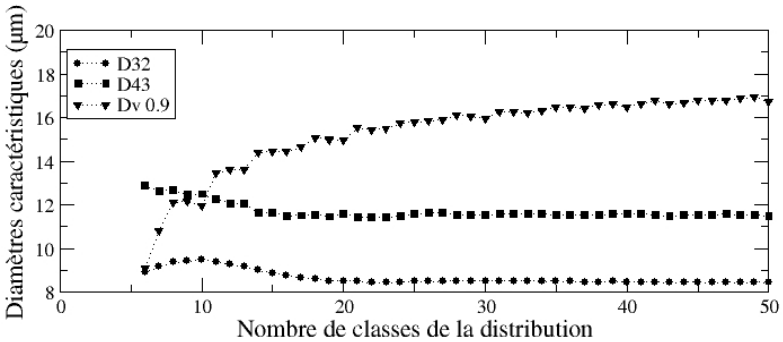


figure 5-73 Evolution du calcul de diamètres caractéristiques avec le nombre de classes de la distribution (FSM)

Nous avons observé, dans ce cas, l'effet du nombre de classes dans la distribution sur certains diamètres caractéristiques de la granulométrie (figure 5-73). On observe une convergence rapide de ces diamètres. Par la suite, nous utiliserons des distributions de *50* classes.

3.3. La comparaison des deux diagnostics

Nous allons maintenant comparer les distributions de tailles de gouttes obtenues par PDPA et imagerie. Le filtre morphologique et le filtre spatial sont utilisés.
En considérant que les deux granulomètres fonctionnent idéalement, il existe néanmoins trois effets qui peuvent conduire à l'obtention de granulométries différentes.

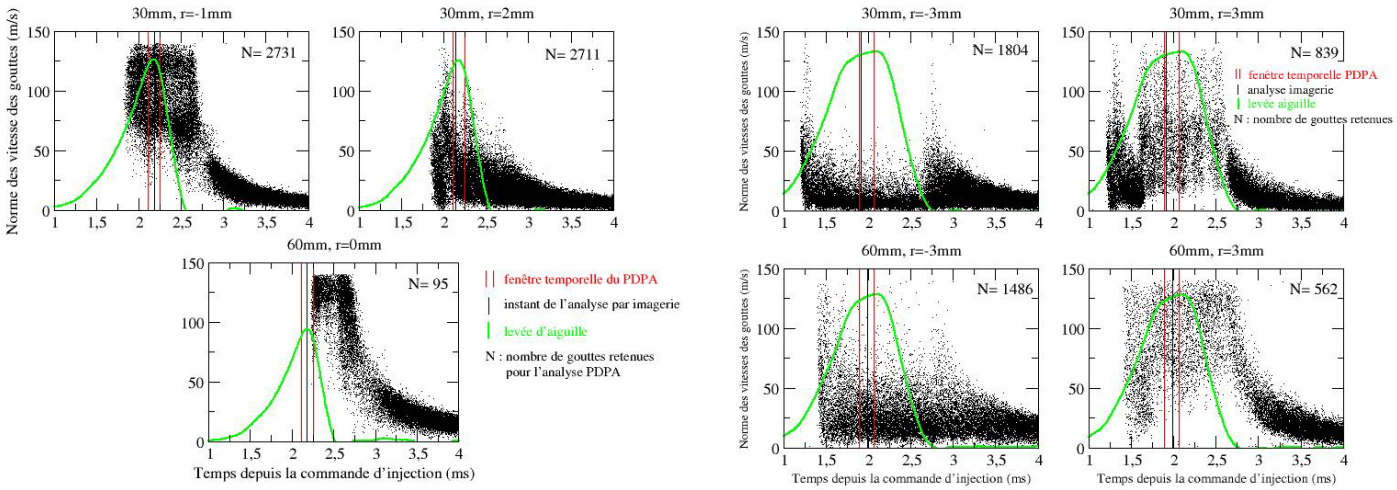
- La différence de nature de l'analyse : spatiale ou temporelle,
- des durées d'intégration temporelle différentes, dans le cas d'une injection instationnaire,
- des volumes de mesure différents, dans le cas d'un spray inhomogène.

Le premier problème est résolu puisque nous avons converti les distributions « temporelles » du PDPA en distribution « spatiales » à l'aide de la connaissance de la vitesse des gouttes.
Le PDPA analyse le spray sur toute la durée de l'injection. L'analyse par imagerie, quant à elle, est instantanée. Pour les comparaisons qui vont suivre, nous définirons une fenêtre temporelle d'analyse des résultats donnés par le PDPA, centrée sur l'instant de mesure du granulomètre par imagerie.
Le volume de mesure du PDPA est de $53.10^{-3} mm^3$ (voire Chapitre 2 :7.2. page 62) et celui de l'analyse granulométrique par imagerie est de $43.10^{-3} mm^3$. Ces deux volumes de mesures sont relativement voisins, ce qui doit permettre la comparaison des deux techniques. Or, l'analyse par imagerie comptabilise un nombre moyen de *45* gouttes par image, après application du filtre spatial. Le PDPA, qui a le même volume de mesure, ne permet pas la mesure de la taille des gouttes si elles sont plusieurs à traverser simultanément le volume de mesure. Lorsque plusieurs gouttes traversent en même temps le volume de mesure, les capteurs peuvent mesurer un signal d'intensité lumineuse spatialement déphasé, interprété comme venant d'une goutte déformée. Ainsi, le plus souvent, il y a rejet de gouttes. Et il est fort probable qu'en période quasi-stationnaire de l'injection, les distributions calculées par le PDPA soient erronées : l'importante densité des gouttes et leurs grandes vitesses conduit à un important rejet des gouttes qui traversent le volume de mesure. Cela implique un grand nombre d'injections nécessaires à l'acquisition du nombre de gouttes requises par le PDPA. En effet, sur une intégration de *10 ms*, il faut au plus *200* injections (figure 5-63) pour acquérir les *131000* gouttes attendues. Cela indique, qu'en moyenne seules *65* gouttes sont détectées par injection et par milliseconde !

Tous ces éléments de réflexion indiquent que le PDPA n'est pas utilisé dans des conditions favorables et qu'il faut, par conséquent, rester particulièrement critique sur les distributions de tailles obtenues. Cependant, ce granulomètre est couramment utilisé pour diagnostiquer les sprays Diesel. C'est pour cela que nous proposons une comparaison des deux techniques.
Le tableau 5-4 définit la période temporelle d'intégration de l'analyse par PDPA.

Pression d'injection (MPa)	Début de l'analyse (ms)	Fin d'analyse (ms)
20	2.11	2.25
60	1.88	2.07

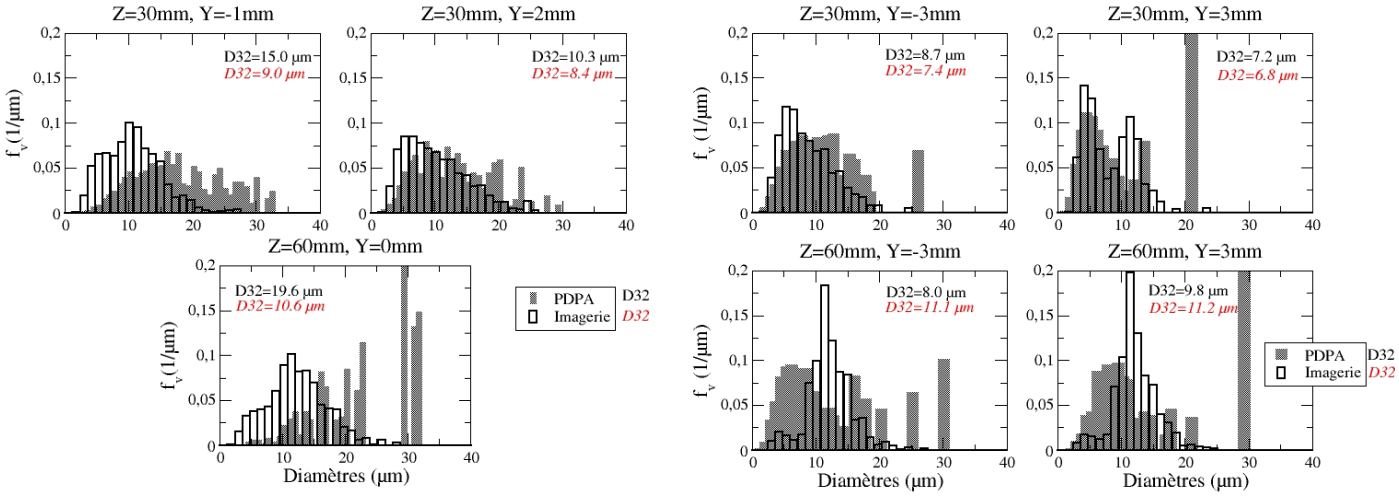
tableau 5-4 Définition des fenêtres temporelles d'intégration des mesures PDPA, relativement à la commande d'injection T_0



(a) P_i=20 MPa **(b) P_i=60 MPa**

figure 5-74 Densité temporelle d'analyse du PDPA et fenêtre temporelle d'intégration de gouttes

La figure 5-74 présente la variation temporelle de densité de gouttes mesurées, relativement à la levée de l'aiguille, pour les points de fonctionnement étudiés par imagerie. Le nombre *N* de gouttes mesurées par le PDPA, contenues dans la fenêtre temporelle de l'analyse, est indiqué pour chaque point de fonctionnement. On observe notamment que ce nombre est insuffisant pour le calcul d'une distribution continue pour les séries S20-60-C (N=*95*), et S60-60-d3 (N=*562*).



(a) P_i=20 MPa **(b) P_i=60 MPa**

figure 5-75 Comparaison des granulométries obtenues

La figure 5-75 présente, pour chaque point de fonctionnement, la comparaison des granulométries obtenues par PDPA et par analyse d'images du spray. Les granulométries obtenues à la pression d'injection de *20 MPa* montrent une sous-estimation de la population des petites gouttes par le PDPA. Il y a au moins deux explications à ce phénomène. La première tient au fait que le PDPA ne détecte pas les gouttes de vitesses supérieures à *140 m/s* qui sont plutôt de petites taille (figure 5-65). Dans ce cas, il est normal que le PDPA ignore la plupart de ces plus petites gouttes. La seconde

raison est que, dans la configuration angulaire utilisée, pour des gouttes de diamètres inférieures à *5 µm*, la relation entre le diamètre des particules et le déphasage de l'intensité lumineuse mesurée par les capteurs du PDPA n'est plus linéaire. Cette non-linéarité, montrée par la théorie de *Lorenz-Mie*, conduit à une indétermination des diamètres pour cette gamme de tailles de gouttes. La sous estimation des petits diamètres par le PDPA n'est cependant plus observée pour les séries à la pression d'injection de *60 MPa*.

On remarque que pour les plus grosses gouttes, la granulométrie obtenue par PDPA présente d'importantes discontinuités alors que ce n'est pas le cas pour celles obtenues par imagerie. L'analyse par imagerie semble, par conséquent, plus robuste sur une plus grande gamme de diamètre que l'analyse par PDPA.

La mesure PDPA de la série *S20-60-c* est fortement discontinue. Cela est dû au faible nombre de gouttes utilisées pour le calcul de cette distribution (*N=95*). Pour ce même point de fonctionnement, l'analyse par imagerie comptabilise un nombre suffisant de gouttes.
La série *S60-30-d3* est particulièrement intéressante puisqu'elle présente une bi-modalité observée par les deux techniques. C'est sur un point de fonctionnement proche de celui-ci, que nous avons observé le phénomène de bouffées de densité initiée en sortie d'injecteur (figure 5-64). Cependant, l'évolution temporelle de la mesure des diamètres n'a pas permis d'associer les bouffées de densité à l'un ou l'autre des deux modes observées dans la distribution de taille des gouttes. Pour la même pression d'injection, sur le même coté du jet et à une distance de *60 mm* de l'injecteur (S60-60-d3), la bi-modalité n'est plus observée par le granulomètre par imagerie. A cette distance de l'injecteur, la granulométrie obtenue est semblable à celle mesurée symétriquement par rapport à l'axe du jet (S60-60-g3).

Les distributions obtenues par imagerie présentent deux pics de population, autour des diamètres de l'ordre de *4* et *11 µm*. Alors que le mode de diamètre moyen de *4 µm* semble prévaloir pour la distance de *30 mm* de l'injecteur (*excepté S60-30-d3*), l'autre mode devient prédominant à la distance *Z=60 mm*. La distribution *S60-30-d3* présente clairement les deux pics de population.

Série	***D_{32} (µm) PDPA***	***D_{32} (µm) Imagerie***	***Ecart***	***Nombre de gouttes PDPA***	***Nombre de gouttes Imagerie***
S20-30-d2	***10.3***	***8.4***	***18%***	***2711***	***22147***
S20-30-g1	***15.0***	***9.0***	***40%***	***2731***	***24774***
S20-60-c	***19.6***	***10.6***	***45%***	***95***	***17754***
S60-30-d3	***7.2***	***6.8***	***6%***	***839***	***13737***
S60-30-g3	***8.7***	***7.4***	***15%***	***1804***	***10461***
S60-60-d3	***9.8***	***11.2***	***14%***	***562***	***14457***
S60-60-g3	***8.0***	***11.1***	***28%***	***1486***	***12692***

tableau 5-5 Comparaison des D_{32} calculés par les deux techniques

Le tableau 5-5 présente la comparaison des D_{32} des points de fonctionnement communs aux deux diagnostics. On observe des erreurs comprises entre *1.4* et *9 µm*.
On observe que le D_{32} augmente avec l'éloignement de l'injecteur. Cette évolution est due à la mise en place du mode associé au pic de gouttes à *11 µm*. Nous verrons par la suite que ceci n'est pas dû à un phénomène de coalescence des gouttes mais plutôt à un effet de la dispersion du spray.

La figure 5-76 représente les images moyennes du spray aux points de fonctionnement étudiés. On vérifie que pour les deux pressions d'injection étudiées, les points de mesures situés à *60 mm* de l'injecteur sont positionnés dans des zones plus denses du spray que les points de mesures à *30 mm* de l'injecteur.

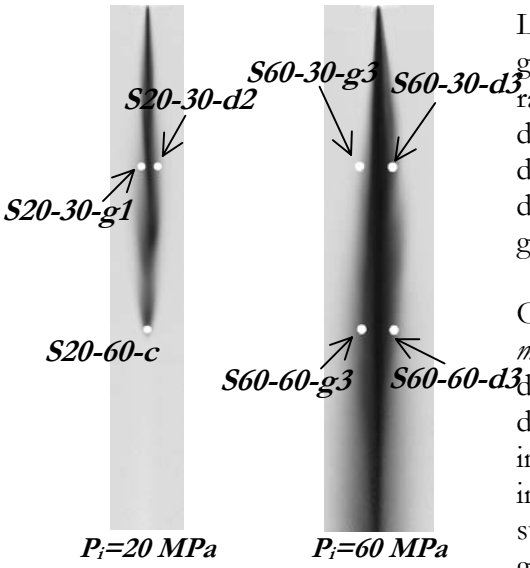


figure 5-76 Position sur le jet des points de fonctionnements à la période quasi-stationnaire de l'écoulement

Les zones denses du spray semblent donc constituées de plus grosses gouttes, ce qui est attendu du fait que l'on se rapproche des paquets liquide en atomisation, proche de l'axe de l'injecteur. Ainsi, on peut conclure que les zones peu denses sont associées à des gouttes plus petites que les zones denses qui présentent un pic de population pour des plus grosses gouttes.

On observe également (figure 5-75) que pour P_i*=60 MPa*, à *60 mm* de l'injecteur, le PDPA surestime largement la population des petites gouttes. Or, ces points de mesures sont associés à des zones denses du jet. Il est fort probable que cette importante densité conduise à de la multi-diffusion mal interprétée par le PDPA et que ce phénomène ait tendance à surestimer la population des petits diamètres lors de l'analyse granulométrique. Ce phénomène peut s'expliquer ainsi : l'analyse par imagerie semble montrer que les parties denses du spray sont constituées des grosses gouttes. La présence simultanée de ces grosses gouttes conduit au rejet par le PDPA.

Ainsi, le PDPA n'effectue sa mesure qu'aux instants où la densité de gouttes est faible (associée à la présence de petites gouttes). Ceci conduit inévitablement à la sous-estimation du D_{32}. La diminution du D_{32} à proximité de l'axe de l'injecteur, observée par différents auteurs*[69][104],* peut être imputable à cet effet donc à un biais inhérent au PDPA.

3.4. L'apport de la morphologie

Dans les sections précédentes, nous avons observé un point de fonctionnement présentant un comportement granulométrique atypique. Ce point de fonctionnement (*S60-30-d3*) a tout d'abord attiré notre attention lors de son analyse par PDPA. Des bouffées de densité temporelle de mesure de gouttes ont été observées. La période d'apparition de ces bouffées (*222 µs*) n'a pu être mis en relation avec un autre phénomène se produisant en champ proche. Cependant, nous avons observé que ce phénomène se produit sur le même côté du jet que là où un important détachement ligamentaire avait été observé en champ proche (analyse entropique et morphologique). Les vitesses des gouttes mesurées à cette période quasi-stationnaire de l'injection et à cette position de l'analyse, sont trop faibles pour qu'une saturation périodique de leur mesure soit responsable de l'apparition de ces bouffées temporelles. Par ailleurs, les deux analyses ont montré que ce point de fonctionnement est associé à une distribution de taille de gouttes bimodale.
Ces bouffées temporelles sont soit liées à un passage périodique de paquets denses de spray soit, de façon périodique, une partie du spray n'est pas analysée par le PDPA. Comme les vitesses ne sont pas supérieures à la vitesse limite mesurable, il reste un rejet basé sur la densité des gouttes ou bien sur leur morphologie. Si un processus d'atomisation intermittent, favorisant la production d'éléments liquides non-sphériques, se met en place, il se peut que le rejet de ces gouttes explique l'apparition des bouffées temporelles de gouttes. Le nombre de gouttes rejetées pour non-sphéricité par le PDPA ne justifie pas cet argument. Cependant nous nous proposons d'étudier brièvement la morphologie des gouttes du spray pour observer une éventuelle mutation morphologique du spray formé, pour ce point de fonctionnement.

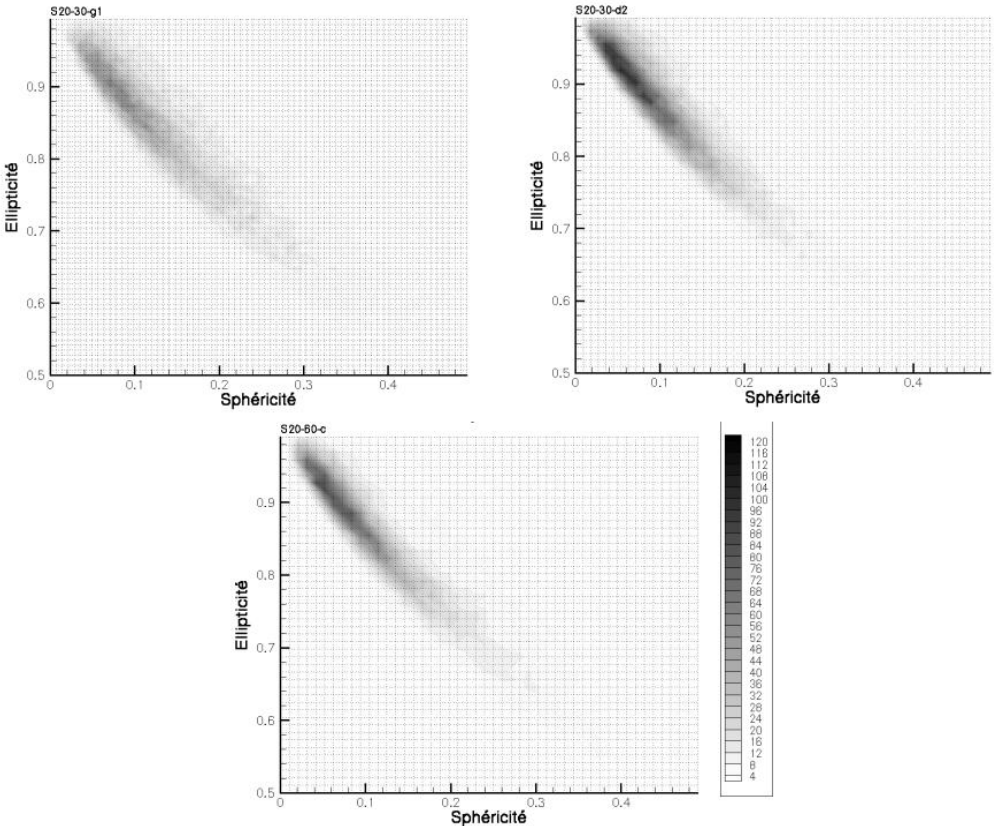


figure 5-77 Distribution numérique dans l'espace morphologique (Sphéricité-Ellipticité) P_i=20 MPa

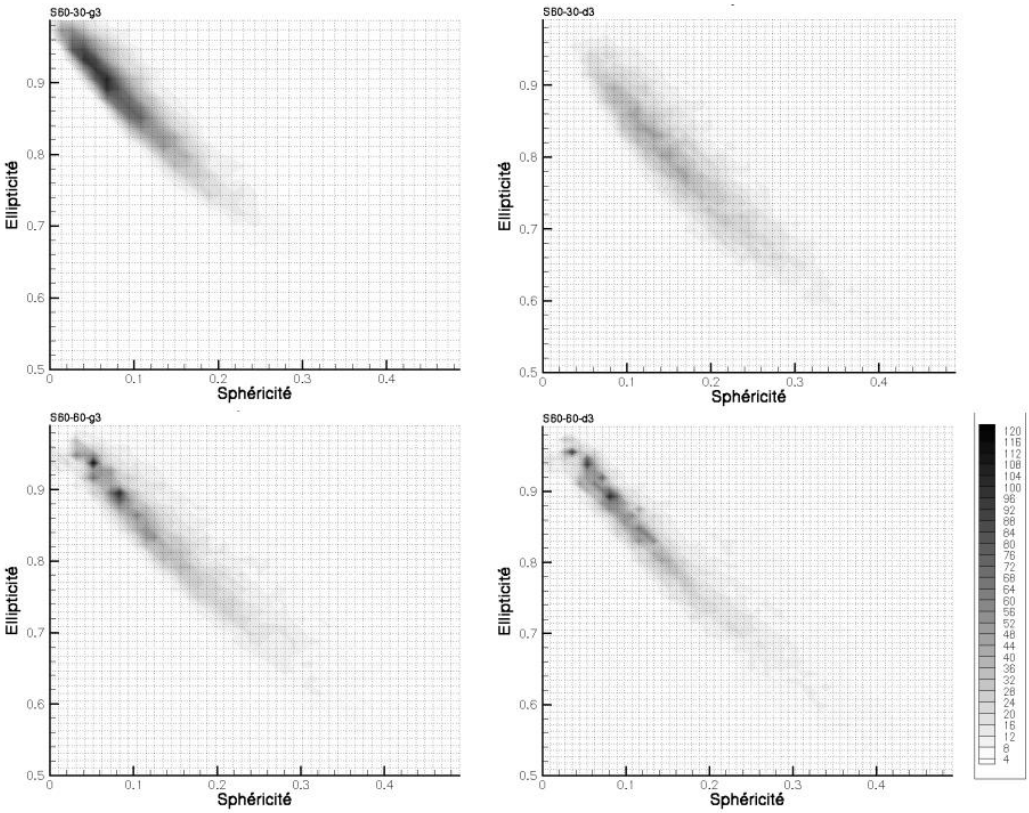


figure 5-78 Distribution numérique dans l'espace morphologique (Sphéricité-Ellipticité) P_i=60 MPa

L'analyse morphologique est menée à partir de la série filtrée spatialement (FS). Elle est présentée dans la figure 5-77, pour la pression d'injection P_i*=20 MPa,* et dans la figure 5-78, pour P_i*=60 MPa.* Les cartographies représentent la distribution numérique normalisée du spray dans l'espace des formes constitué des paramètres de sphéricité et d'ellipticité. De manière générale, l'ensemble des distributions suivent la forme de croissant, caractéristique des gouttes elliptiques. Pour P_i*=20 MPa*, les mêmes étendues morphologiques sont couvertes par les trois points de fonctionnements mais avec uniquement une répartition différente. La série *S20-30-g1* présente manifestement une répartition plus homogène des gouttes dans l'espace des formes que les séries *S20-30-d2* et *S20-60-c.*
La même distribution morphologique est associée au point de fonctionnement *S60-30-g3* (figure 5-78). Par contre, on observe une sorte de regroupement morphologique des gouttes en formes d'îlots à la pression d'injection de *60 MPa* à une distance *Z=60 mm* de l'injecteur.

Enfin, la série qui nous intéresse (*S60-30-d3*) montre manifestement un comportement morphologique différent. La répartition des formes est particulièrement homogène. Les ellipticités rencontrées sont décalées vers des plus petites valeurs et le paramètre de sphéricité est décalé vers des sphéricités plus grandes. Cette série de gouttes, semble par conséquent, morphologiquement plus éloignée de la forme sphérique.
Il est donc probable que ce point de fonctionnement subisse un détachement périodique de paquets denses de spray initié en proche sortie d'injecteur, contribuant à la formation de gouttes non-sphériques.

3.5. Bilan de cette comparaison des diagnostics

Le taux de rejet des gouttes par le PDPA est fortement dépendant de la densité et de la vitesse des gouttes dans le volume de mesure. En période de pleine ouverture de l'aiguille, ce diagnostic ne permet pas une mesure granulométrique fiable du spray. En effet, le nombre important de gouttes dans le volume de mesure conduit à des phénomènes de multi-diffusion qui provoquent soit une mauvaise interprétation de la taille des gouttes soit leur rejet de l'analyse. Ainsi, les mesures faites par le PDPA ne sont valides que lorsque le spray est peu dense. Or, nous avons vu, grâce à l'analyse par imagerie, que les zones peu denses du spray sont constituées de gouttes plus petites que dans les milieux plus denses. Dans les milieux denses, le PDPA construit sa mesure granulométrique sur la base de quelques événements pour lesquels le spray pouvait être ponctuellement moins dense, pour une injection donnée. Ceci peut avoir pour conséquence, la sous estimation de la population des plus grosses gouttes. Ce phénomène de rejet des grosses gouttes, associé aux parties denses du spray, peut être responsable de la diminution des diamètres caractéristiques au centre du jet, observée lors d'études antérieures.

L'analyse par imagerie utilise un volume de mesure similaire à celui du PDPA. On a clairement montré à l'aide de ce diagnostic la présence de deux pics de population dans les distributions de taille des gouttes. Dans les zones moins denses du spray, le plus petit mode (associé aux gouttes de *4 µm* de diamètre) est largement prépondérant. Le second mode (*11 µm*) devient à son tour prépondérant dans les zones plus denses du spray. Pour la pression d'injection de *60 MPa* sur le côté droit du jet, à *30 mm* de l'injecteur, les deux modes sont clairement visibles dans la granulométrie.
Le granulomètre par imagerie semble apte à apporter des informations dans des milieux plus denses que le PDPA. Ce diagnostic ne permet cependant pas la description du spray le long de l'axe du jet.

L'analyse temporelle faite par le PDPA a permis l'observation d'un phénomène de passage dans le volume de mesure de bouffées de densités de gouttes, au point de fonctionnement qui a présenté une bimodalité dans la distribution de taille des gouttes. Ces bouffées sont générées à une fréquence de *4.5 KHz*, pendant la période quasi-stationnaire de l'écoulement.

Un grand avantage du granulomètre par imagerie sur le PDPA, est sa robustesse face à la non-sphéricité des éléments liquides et son aptitude à décrire la morphologie du spray. On a ainsi montré, pour le point de fonctionnement associé aux bouffées de densités de gouttes et à la bi-modalité, un comportement morphologique différent des autres parties du spray. Il en ressort que les gouttes associées à ce point de fonctionnement sont visiblement moins sphériques que sur le coté gauche du jet, par exemple.
Un point intéressant a été soulevé par l'analyse morphologique à *Z=60 mm* de l'injecteur. On observe, à cette position de l'analyse, le regroupement des gouttes autour de quelques formes particulières. Ce phénomène n'a pas été observé ni à *30 mm* pour P_i*=60 MPa* ni pour des pressions d'injection de *20 MPa*.

4 Evolution spatiale et temporelle de la granulométrie du spray Diesel par imagerie

Cette dernière section présente les résultats de l'analyse granulométrique par traitements d'images. Quatre séries d'analyses du spray Diesel sont proposées pour la pression d'injection de *60 MPa* :

1. l'analyse granulométrique dans la période quasi-stationnaire de l'injection à une distance *Z=30 mm* de l'injecteur,
2. l'analyse sur toute la durée de l'injection à une distance *Z=60mm* de l'injecteur, pour *Y=-3mm*,
3. l'analyse de l'évolution des granulométries avec la distance de l'injecteur,
4. L'analyse des gros éléments liquides formés en fin d'injection.

Les analyses (*1,2,3*) sont menées dans les mêmes conditions expérimentales que la section précédente. Le volume de mesure, le seuil sur le contraste des gouttes et la définition du filtre morphologique restent par conséquent inchangés pour ces analyses.

4.1. Suivi temporel à 30 mm de l'injecteur

Cette analyse concerne l'étude des granulométries du spray Diesel à la distance *Z=30 mm* de l'injecteur pour la position *Y=3mm* (côté droit du jet). C'est le point de fonctionnement où les bouffées temporelles de densité de gouttes ont été observées dans la section précédente. Une série de *400* images est enregistrée toutes les *30 µs* au cours de la période d'injection quasi-stationnaire.

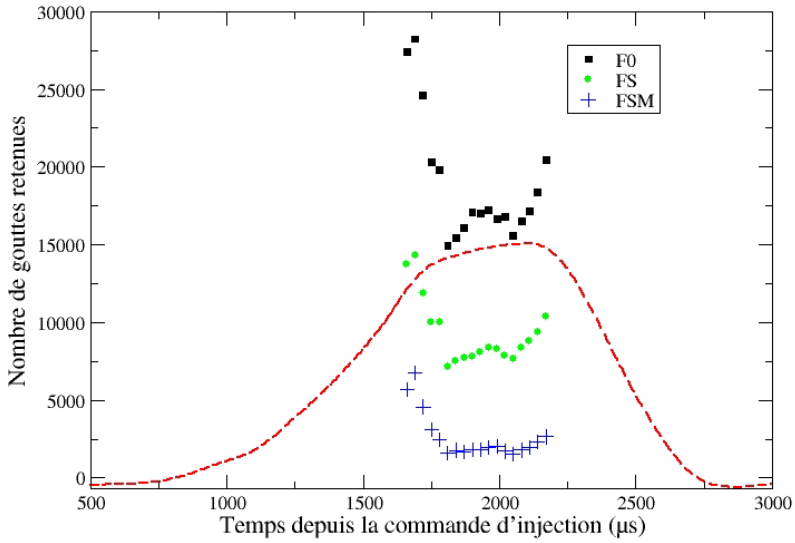


figure 5-79 Indication du nombre de gouttes pour l'analyse temporelle à la période quasi-stationnaire de l'injection

La figure 5-79 présente le nombre d'éléments liquides considérés après application du filtre spatial *FS* et du filtre spatial et morphologique *FSM*, pour chaque point de fonctionnement, relativement à la levée de l'aiguille. En considérant une vitesse de pénétration du spray de *176 m/s* (tableau 5-2) et la distance *Z=30 mm* de l'analyse de l'injecteur, on note que chaque point de fonctionnement correspond à des gouttes qui ont été injectées *170 µs* plus tôt. Il convient donc de tenir compte de ce décalage lors des comparaisons entre l'évolution des paramètres associés aux points de fonctionnements à la levée d'aiguille. La figure 5-79 montre que, quel que soit le filtre appliqué, la densité de gouttes dans le volume de mesure diminue à la période quasi-stationnaire. Ceci est dû à la diminution de l'angle de cône à cette période de l'injection (le volume de mesure, dont la position est fixée, ne se trouve plus dans une zone dense de spray). Par ailleurs, aucune bouffée temporelle de densité de gouttes n'est observée lors de cette analyse contrairement à ce qui a été observé précédemment avec l'analyse par PDPA. On observe également l'effet de l'application des filtres sur le nombre de gouttes conservées dans l'analyse. Le filtre spatial a pour effet l'élimination de la moitié des gouttes tout au long de l'injection. Par contre, on observe une ségrégation des gouttes par le filtre spatial et morphologique plus importante en fin de la période quasi-stationnaire de l'écoulement. Ceci laisse présager un comportement morphologique du spray différent à ce moment de l'injection.

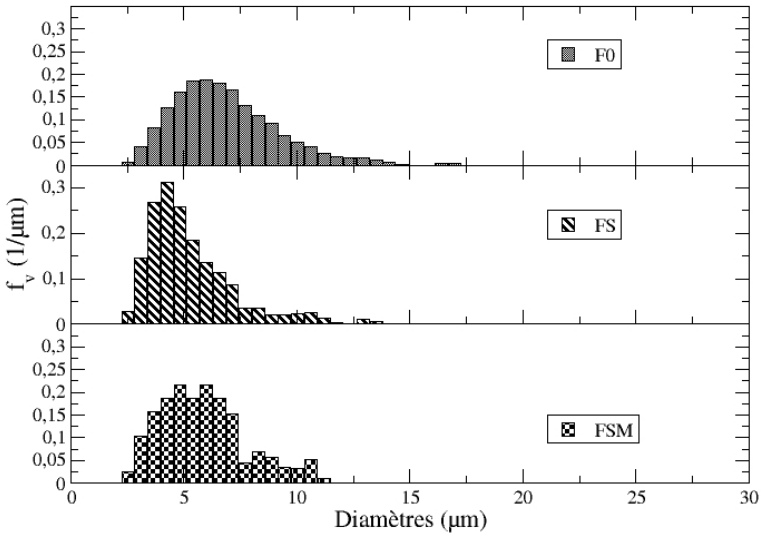


figure 5-80 Effet de l'application des filtres sur les distributions de tailles de gouttes (P_i=60 MPa, η_j=1930 µs, Z=30 mm, Y=3mm)

La figure 5-80 présente les granulométries obtenues pour différents filtres. Comme nous l'avons déjà observé, l'application du filtre spatial conduit à la diminution de la population des plus grosses gouttes. L'ajout du filtre morphologique décale le pic de population vers des diamètres plus grand de quelques micromètres. La bi-modalité observée précédemment (figure 5-75) n'est plus visible dans cette analyse. Seul le premier mode (pic de diamètres de *5 µm*) est observé. Nous avons précédemment associé le second mode à des gouttes situées dans la partie dense du spray. L'absence de ce mode indique qu'aucune zone dense du spray n'a été rencontrée lors de cette analyse. Ceci peut s'expliquer par une position du volume de mesure plus éloignée des zones denses ou par l'absence de bouffées temporelles de spray dense dans ce cas, contrairement à l'analyse menée précédemment en comparaison avec le PDPA.

La figure 5-81 présente l'évolution temporelle des diamètres caractéristiques. De manière générale, les diamètres D_{30}, D_{32}, $D_{v,0.1}$ et $D_{v,\ 0.9}$ ne varient que très peu dans le temps. Cela indique que la population des petites gouttes est relativement stable dans le temps. Une plus forte fluctuation est observée pour les diamètres D_{43} et $D_{v,\ 0.9}$. Il y a ainsi une fluctuation dans le taux de présence des plus grands diamètres dans le volume de mesure. Cependant cette fluctuation n'est que de l'ordre d'un micromètre.

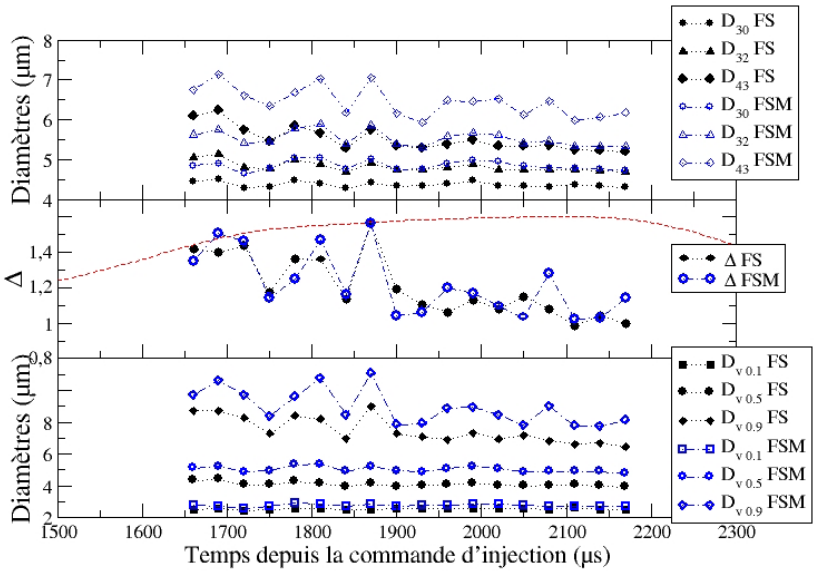


figure 5-81 Evolution temporelle des diamètres caractéristiques (P_i=60 MPa, Z=30 mm, Y=3mm)

Une diminution progressive du $D_{v,0.9}$ montre que de manière générale, l'établissement de l'écoulement quasi-stationnaire est associé à une diminution du nombre des plus grosses gouttes. Ce phénomène est associé à la diminution du facteur de largeur relatif Δ, de la distribution.
Tous les diamètres caractéristiques mesurés après application du filtre morphologique sont plus grands qu'avec l'application du filtre spatial seul. Ceci a été observé sur la figure 5-80. Cependant, les tendances restent les mêmes avec ou sans application du filtre morphologique.
Outre la diminution de la population des plus grands diamètres dans le temps, nous nous proposons d'observer une éventuelle modification de la morphologie des gouttes produites. Ceci est présenté dans la figure 5-82.

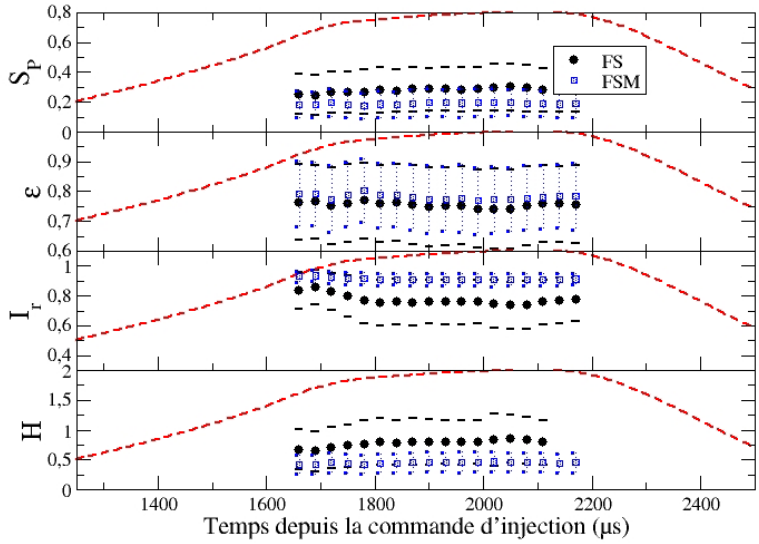


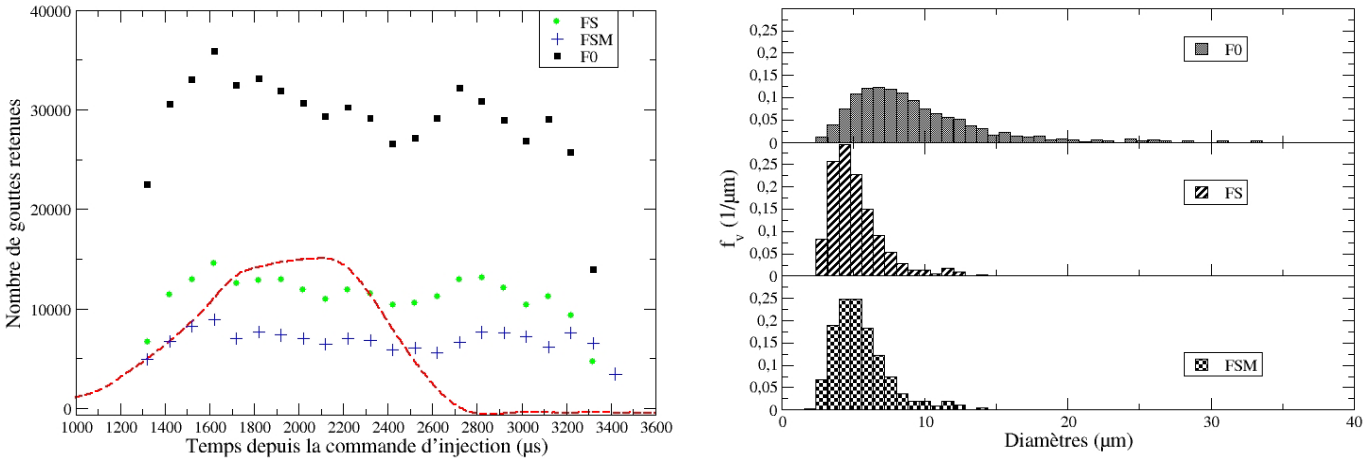
figure 5-82 Evolution temporelle de la morphologie des gouttes du spray (P_i=60 MPa, Z=30 mm, Y=3mm)

Cette figure représente l'évolution de la moyenne des quatre paramètres de formes ainsi que leurs écarts types pour l'ensemble des points, après application des filtres FS et FSM. Lorsque le filtre morphologique est appliqué, l'ensemble des gouttes conservées appartient toujours à la famille des ellipses. Ainsi, la variation des paramètres de formes est lissée et l'écart type de chaque point de fonctionnement est inévitablement plus petit que sans l'application du filtre morphologique. On note une légère augmentation du paramètre de sphéricité dans le temps. L'ellipticité moyenne, quant à elle, reste pratiquement constante et proche de l'ellipticité mesurée après application du filtre morphologique et spatial. Le paramètre d'irrégularité montre que le contour des gouttes est moins

régulier lorsque l'aiguille atteint et quitte sa position haute. Le contour des gouttes semble plus régulier pendant l'écoulement quasi-stationnaire, cependant l'écart type du paramètre croît, ce qui indique une plus grande variété morphologique. Pendant la période quasi-stationnaire de l'écoulement, l'écart entre le paramètre d'irrégularité calculé sur la série filtrée morphologiquement (FSM) où non filtrée morphologiquement (FS) s'agrandit. Cela montre que le filtrage par le tube elliptique dans l'espace des formes élimine les gouttes dont l'interface est irrégulière et ceci de façon importante à la période de l'écoulement. On note aussi l'augmentation du paramètre d'homogénéité qui peut s'expliquer par un léger allongement des gouttes avec l'établissement de l'écoulement quasi-stationnaire.

4.2. Suivi temporel 60 mm de l'injecteur

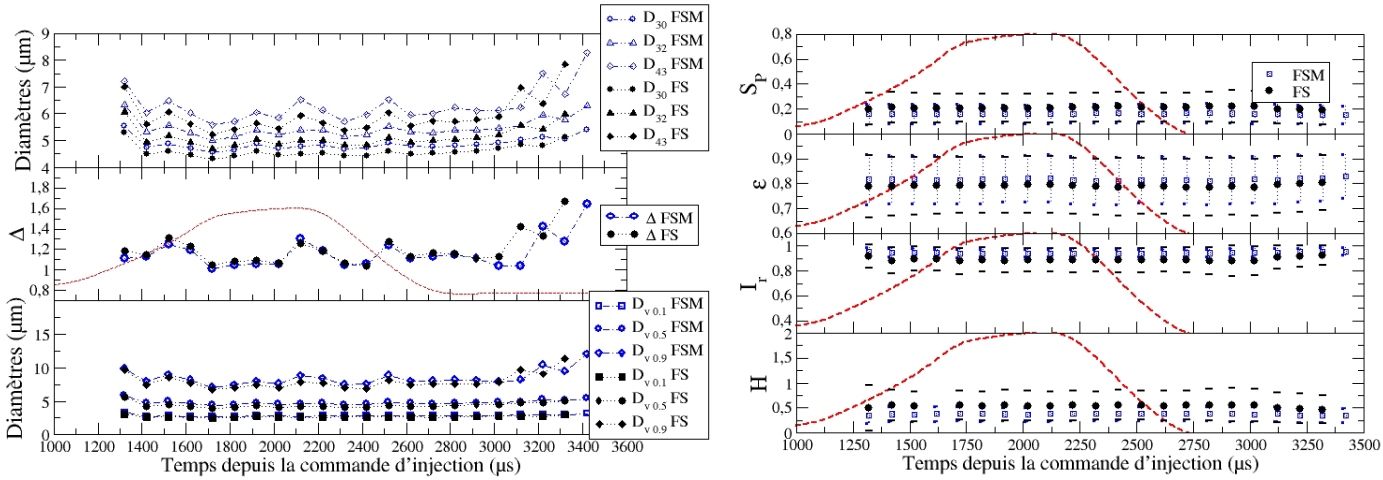
Cette seconde analyse couvre l'ensemble de l'injection. Cependant, elle est moins résolue dans le temps : le pas de temps entre chaque point d'analyse est maintenant de *100 µs*. La présente analyse considère le spray à la distance *Z=60 mm* de l'injecteur. Le volume de mesure est placé à *3 mm* sur la gauche de l'axe du jet. Chaque point de mesure est associé à une acquisition de *550* images. Dans ces conditions d'injection, le temps de parcours des gouttes entre leur sortie de l'injecteur et le volume de mesure du granulomètre est de *340 µs*. Il faut tenir compte de ce décalage temporelle lors des comparaisons des différentes courbes à venir par rapport aux courbes de levées d'aiguille.



(a) nombre temporelle des gouttes détectées ***(b) distribution de tailles de gouttes (η_f=1720 µs)***

figure 5-83 Nombre et distribution de tailles de gouttes (P_i=60 MPa, Z=60 mm, Y=-3mm)

La figure 5-83-(a) présente le nombre de gouttes mesurées pour chaque point de fonctionnement de l'analyse. Le premier point (η_f=*1320 µs)* correspond à l'instant où les premières gouttes sont observées à cette distance de l'injecteur. On observe sur les *400* premières microsecondes la croissance de la densité du spray. Comme nous l'avons précédemment observé (figure 5-79), le nombre de gouttes mesurées diminue pendant la période quasi-stationnaire de l'écoulement. On observe cette variation avec un décalage temporel associé au temps de parcours des gouttes entre l'injecteur et le volume de mesure (*340 µs*). Cette variation, bien qu'atténuée, est encore observée après application des filtres *FS* et *FSM*. Dans la figure 5-83-(b), on observe le même type de granulométrie que pour l'analyse pour *Z=30mm*. Cependant, contrairement à l'analyse précédente, l'ajout du filtre morphologique au filtre spatial ne modifie pas significativement la distribution de taille des gouttes obtenue. Cela indique qu'à cette distance de l'injecteur, la ségrégation morphologique est moins grande et donc que les gouttes détectées appartiennent à la famille des formes elliptiques.



(a) variation des diamètres caractéristiques ***(b) variation des paramètres de formes***

figure 5-84 Variation temporelle des paramètres caractéristiques du spray (P_i=60 MPa, Z=60 mm, Y=-3mm)

La figure 5-84-(a) présente l'évolution temporelle des diamètres caractéristiques des granulométries. A cette distance de l'injecteur et, pour ce point de fonctionnement, on observe la croissance des diamètres caractéristiques en fin d'injection, bien après la fermeture de l'aiguille. Mis à part quelques fluctuations, le facteur de largeur relatif ne présente plus la croissance régulière observée à *Z=30mm*. L'ordre de grandeur de ce paramètre reste cependant le même que pour la situation d'analyse précédente. A cette distance de l'injecteur, le spray a subi l'ensemble des processus d'atomisation secondaire et les diamètres caractéristiques ne semblent pas varier significativement pendant l'injection. Ce constat est également fait d'un point de vue de la morphologie des gouttes (figure 5-84-(b)). Mis à part en fin d'injection, le comportement morphologique est constant. Cependant, on observe, une fois de plus, un écart type important pour le paramètre d'irrégularité, en début et en fin d'injection. On vérifie également que les gouttes rencontrées sont globalement sphériques (ou elliptique) car les paramètres de formes moyens, avant et après application du filtre morphologique, sont assez proches, contrairement à l'analyse précédente pour la distance *Z=30 mm* de l'injecteur.

4.3. Analyse spatiale

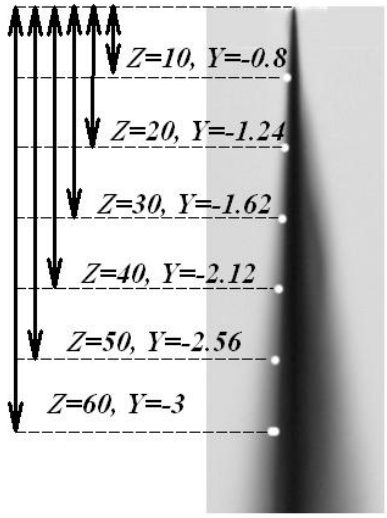


figure 5-85 Points de fonctionnement de l'analyse spatiale (P_i=60 MPa, η_f=1960 µs)

Les points de fonctionnement associés à l'analyse spatiale sont présentés dans la figure 5-85. Six points sont répartis sur les *60* premiers millimètres de l'injecteur. Leur éloignement de l'axe d'injection est linéaire entre le premier (*Z=10 mm*) et le dernier (*Z=60 mm*) point de mesure.

A la distance *Z=60 mm* de l'injecteur, un second point de fonctionnement a été étudié. Celui-ci est légèrement plus proche de l'axe de l'injecteur (*Y=-2.5 mm*). Chaque point de mesure est associé à une acquisition de *500* images. L'ensemble de ces positions du spray sont analysées à la période quasi-stationnaire de l'écoulement (η_f=1960 µs). Il est donc à noter que plus la mesure est éloignée de l'injecteur, plus on analyse une portion du spray qui a été injectée plus tôt (de l'ordre de *57 µs* entre chaque point consécutif d'analyse).

Le nombre de gouttes mesurées pour chaque point d'analyse est présenté dans la figure 5-86-(a). On note qu'après application du filtre spatial, le nombre de gouttes retenues dans le volume de mesure est à peu près constant alors que le nombre total de gouttes

détectées (*F0*) croît avec la distance de l'injecteur. Ainsi, plus la mesure est éloignée de l'injecteur, plus le nombre de gouttes détectées et rejetées par le filtre spatial est important. Ce phénomène est lié à l'augmentation de la dispersion du spray.

La figure 5-86-(b) présente les distributions de tailles de gouttes associées à chaque point de l'analyse spatiale, après application du filtre spatial uniquement. Là encore, les distributions de taille de gouttes sont assez semblables entre elles. Ceci confirme que la granulométrie est liée à la densité du spray qui ici reste sensiblement constante pour l'ensemble des points étudiés. Cette hypothèse est vérifiée par le point d'analyse supplémentaire (*Z=60mm, Y=-2.5mm*) dont la distribution est présentée en trait continu. En effet, ce point d'analyse est plus proche de l'axe de l'injecteur et de la zone dense du jet. On y observe une augmentation de la population des gouttes de diamètres supérieurs à *8 µm*. La figure 5-86-(c) présente l'évolution spatiale des diamètres caractéristiques. Là encore, l'ensemble des paramètres présente une certaine stabilité. On note que l'application ou non du filtre morphologique n'affecte que sensiblement la mesure de diamètres caractéristiques. Ceci indique que l'ensemble des éléments liquides retenus après application du filtre spatial présente une morphologie proche de celle des gouttes appartenant à la famille morphologique de l'ellipse.

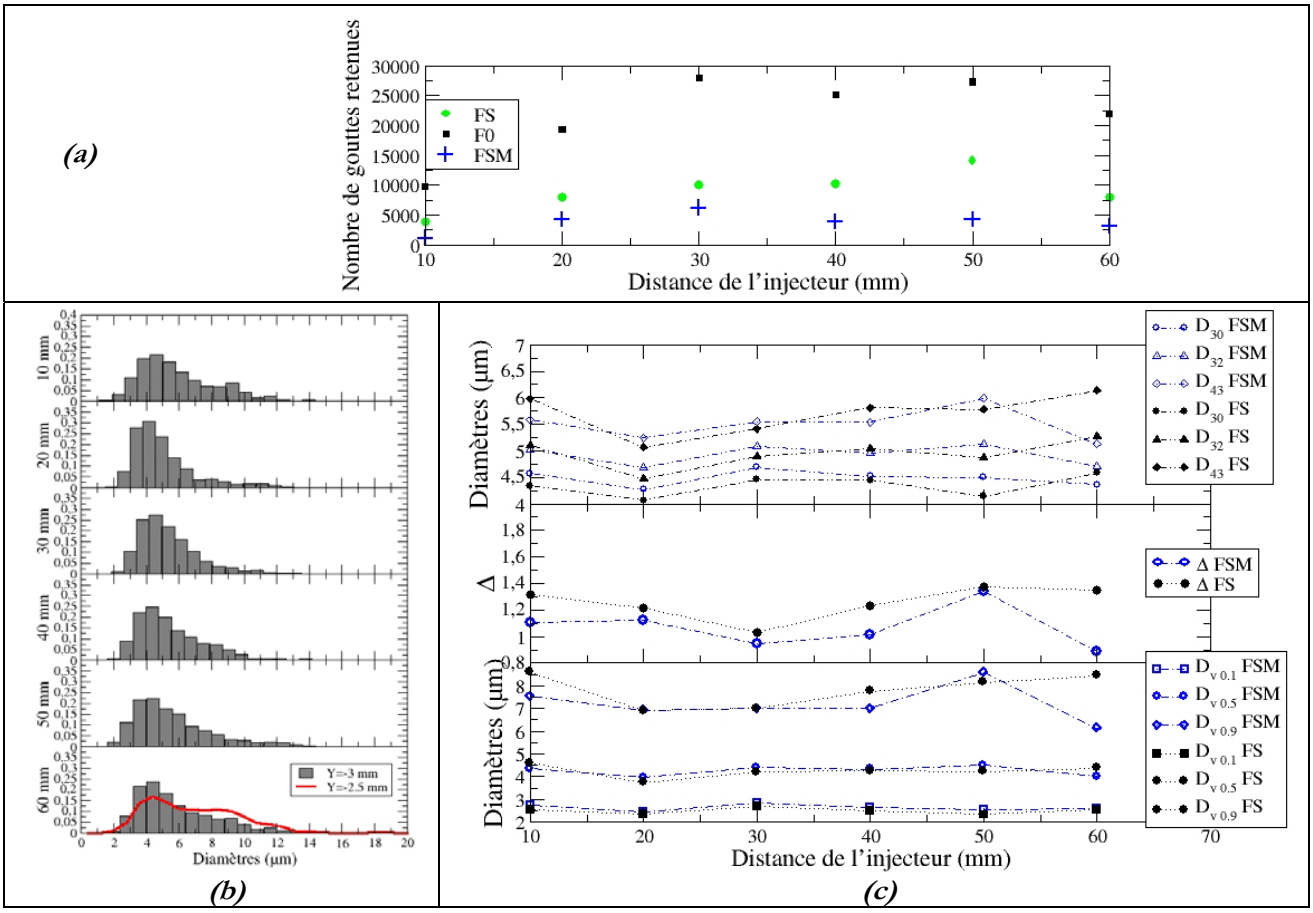


figure 5-86 (a) nombre de gouttes retenues, (b) distributions volumiques (FS) et (c) diamètres caractéristiques du spray (P_i=60 MPa, η_f=1960 µs)

L'évolution spatiale de la morphologie des gouttes du spray est représentée dans la figure 5-87. De plus grandes variations des paramètres de formes sont rencontrées que pour les deux analyses précédentes (figure 5-82 et figure 5-84-(b)). La présence de quelques éléments fluides, dont le calcul du contour est erroné dans la série filtrée spatialement, a faussé le calcul du paramètre d'homogénéité. On observe, sur la série FS, une importante oscillation des paramètres moyens de sphéricité S_p et d'irrégularité I_r qui semble pas être associée à une augmentation de leur écart type. L'écart à la sphéricité est particulièrement marqué aux distances de *10* et *50 mm* de l'injecteur.

Cependant cette variation des paramètres de formes n'est pas uniquement liée à la distance de l'injecteur. En effet, pour chaque distance de l'injecteur analysée, l'instant de l'analyse est toujours relatif à l'instant à la levée de l'aiguille. Ainsi, au fur et à mesure que l'on s'éloigne de l'injecteur, on remonte dans le temps de l'injection : les gouttes analysées ont été injectées plus tôt dans le temps. On peut donc penser que la variation spatiale des paramètres de formes correspond à une variation temporelle de la morphologie. Cependant lors de l'analyse précédente à la distance *Z=60 mm* de l'injecteur, tout au long de l'injection, aucune variation significative n'a été observée. Il en résulte que cette variation est bien liée à la distance de l'injecteur et à la position radiale de l'analyse.

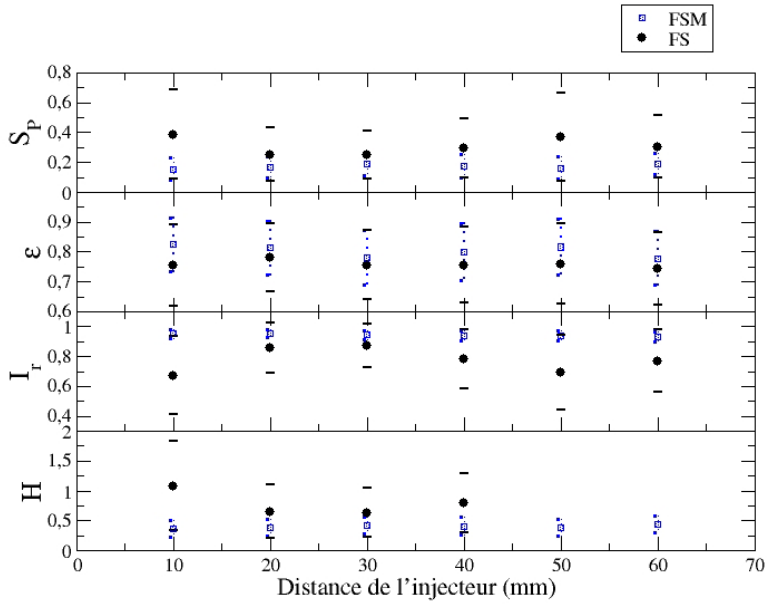


figure 5-87 Evolution spatiale de la morphologie des gouttes du spray (P_i=60 MPa, ,η_f=1960 µs)

4.4. Analyse morphologique en fin d'injection

Après la fermeture de l'aiguille, le carburant contenu dans le sac de l'injecteur s'écoule lentement. La vitesse de cet écoulement est très faible et la taille des éléments fluides ainsi constitués est élevée. Ceci a été observé par *Badock et al.[7]* (figure 1-14). Ces éléments fluides contiennent parfois des inclusions gazeuses. Les éléments liquides ainsi injectés présentent des morphologies particulières.

Formes		***S_p***	***ε***	***I_r***	***H***
1		***0.10***	***0.83***	***0.98***	***0.28***
2		***0.42***	***0.53***	***0.92***	***0.67***
3		***0.93***	***0.47***	***0.71***	***1.61***
4		***1.30***	***0.42***	***0.58***	***2.06***
5		***1.49***	***0.20***	***0.47***	***3.36***
6		***1.67***	***0.17***	***0.37***	***3.69***

tableau 5-6 exemples de formes de gouttes rencontrées en fin d'injection

Les formes les plus fréquemment rencontrées sont présentées dans le tableau 5-6, par ordre croissant du paramètre de sphéricité. L'ensemble des éléments fluides rencontrés en fin d'injection présente de telles formes en toute proche sortie d'injecteur.

Grâce à l'aptitude du granulomètre à estimer le volume des gouttes non sphériques, une distribution de taille des gouttes est calculée pour une analyse à *Z=1 mm, Y=0mm* et ,η_f*=2965 µs* (figure 5-88).

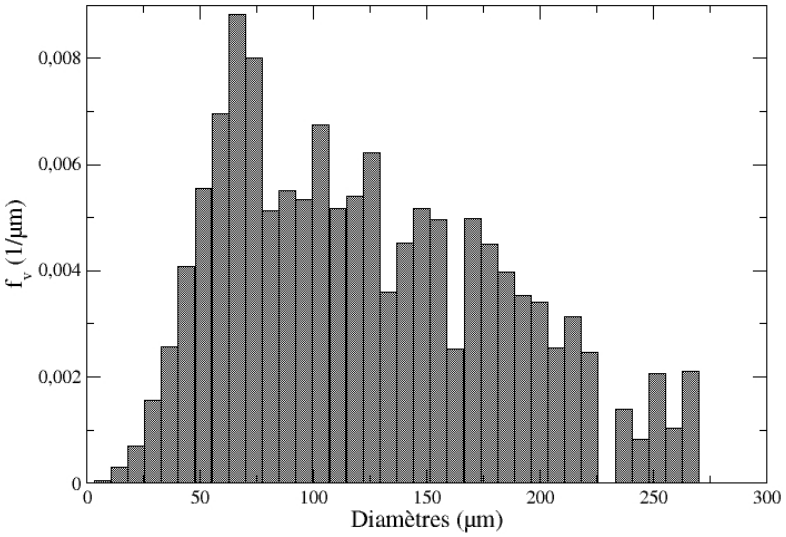


figure 5-88 Distribution volumique de taille des gouttes en fin d'injection (P_i=60 MPa,Z=1mm, Y=0 mm, η_f=2965 µs)

On vérifie sur cette figure l'importante taille de ces éléments fluides (*10* à *20* fois plus grande que pour les autres points de fonctionnements étudiés). Ces éléments fluides injectés en fin de cycle et à faible vitesse vont, bien entendu, subir les processus d'atomisation secondaire (éléments 3,4,5,6 du tableau 5-6), mais resteront néanmoins de grande taille. L'ensemble de ces éléments fluides pourra participer au volume de fluide imbrûlé en fin de combustion, ce volume est donc à considérer. Le second point intéressant réside dans l'analyse morphologique de ces éléments liquides. Dans la figure 5-89, l'ensemble des gouttes analysées sont représentées par un point dans l'espace des formes. Dans chaque encadré, trois gouttes (1, 3 et 6 du tableau 5-6) sont représentées. La courbe continue correspond à la famille des ellipses parfaites.

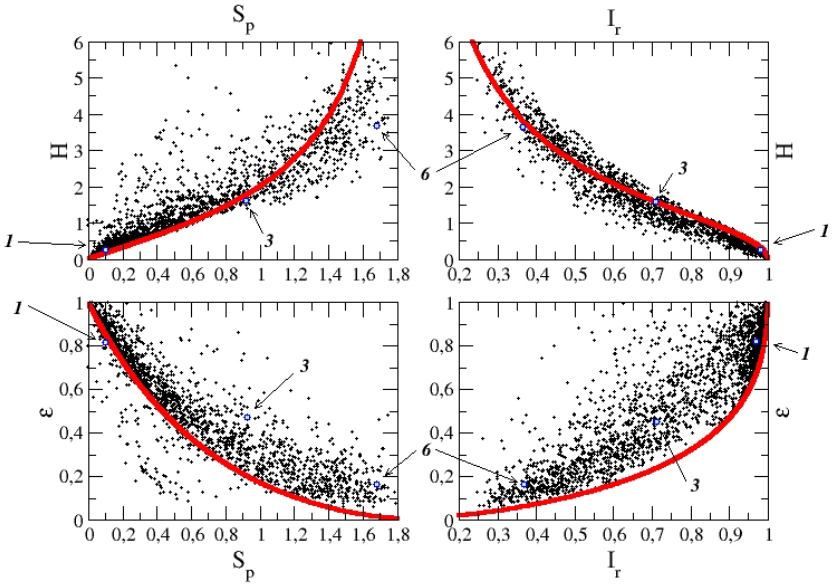


figure 5-89 Description morphologique du spray en fin d'injection (P_i=60 MPa,Z=1mm, Y=0 mm, η_f=2965 µs)

Un important nombre de gouttes présente des morphologies proches de la sphéricité ($S_p=0$, $I_r=1$, $\varepsilon=1$ et $H=0$). Cependant, on observe, dans cette configuration, une importante population présentant des morphologies diverses. La représentation dans l'espace I_r-ε semble appropriée pour distinguer les trois familles de formes des éléments liquides rencontrés (éléments 1, 3, 6 du tableau 5-6). Ces trois familles sont représentées dans la figure 5-90.

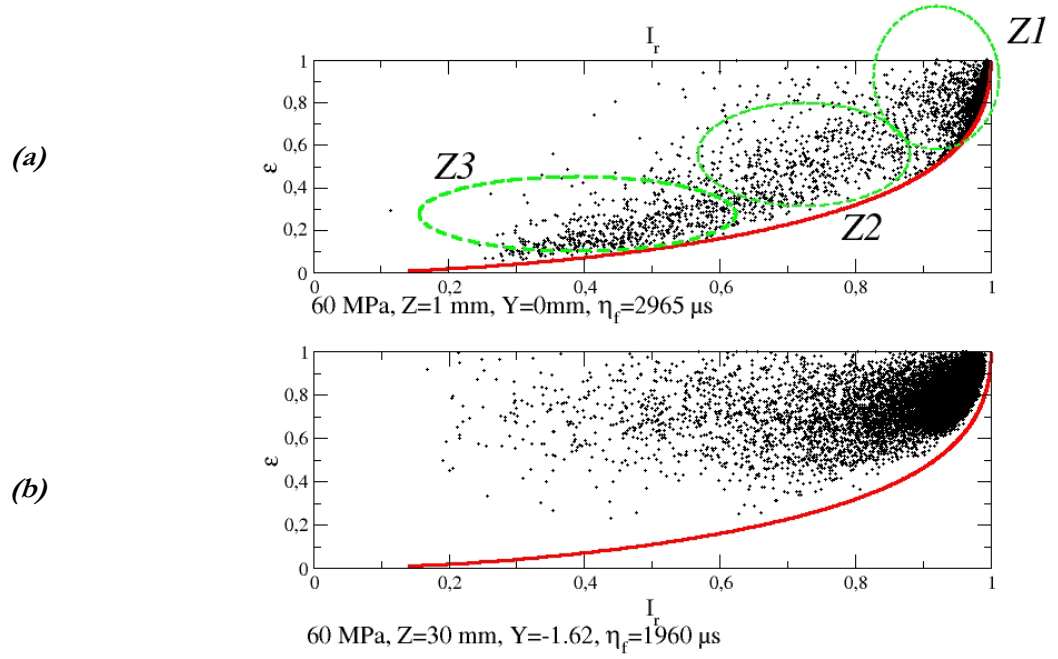


figure 5-90 Variation de la population dans l'espace des formes pour deux points de fonctionnements

Sur la figure 5-90-(a) qui représente la morphologie du spray formé en fin d'injection, on distingue trois types de populations. La première *Z1*, correspond aux gouttes sphériques (élément 1 du tableau 5-6). C'est majoritairement ce type de morphologie qui est rencontré dans le spray pendant l'injection (figure 5-90-(b)). La zone *Z2* se détache particulièrement de la courbe de la morphologie elliptique. Les gouttes de cette zone sont des gouttes en oscillation qui sont sur le point de se scinder en deux gouttes distinctes (élément 3 du tableau 5-6). On retrouve un certain nombre de gouttes de cette forme dans le spray à *30 mm* de l'injecteur (figure 5-90-(b)). Enfin, la troisième famille morphologique *Z3*, rencontrée en sortie de l'injecteur et en fin d'injection, correspond à de longs ligaments (élément 6 du tableau 5-6). Cette famille de gouttes n'est pas du tout rencontrée dans le spray pour *Z=30 mm*.

4.5. Bilan des analyses du spray par imagerie

L'analyse granulométrique et morphologique du spray a été conduite de façon temporelle aux distances de *30* et *60 mm* de l'injecteur et de façon spatiale le long du spray pendant la période quasi-stationnaire de l'injection, pour la pression d'injection de *60 MPa*.

Pour *Z=30 mm*, sur la droite du spray, on observe principalement une diminution légère et progressive de la production des plus grosses gouttes : le $D_{v,\,0.9}$ chute de quelques micromètres. Le diamètre de Sauter est très petit (*5 µm*) et ne varie que faiblement au long de l'injection. Sur ce coté du jet, où les bouffées temporelles de densité de gouttes ont été observées par PDPA, on n'observe qu'une diminution globale de la densité de gouttes tout au long de la période quasi-stationnaire de l'écoulement. Cette diminution peut être expliquée par la diminution de l'angle de cône à cette période de l'injection. Cependant, aucune fluctuation temporelle n'est observée à la fréquence de *4.5 KHz*. En revanche, on vérifie qu'à cette position de l'analyse du spray, se concentre un grand

nombre de gouttes de morphologies non-sphériques. On a notamment observé une diminution du paramètre d'irrégularité des gouttes associée à une augmentation de leur écart-type en période quasi-stationnaire de l'écoulement.

L'analyse temporelle à *60 mm* de l'injecteur, sur le coté gauche du jet, montre également une diminution de la densité du spray en période quasi-stationnaire de l'écoulement qui est cependant moins marquée que pour *Z=30 mm*. Le diamètre de Sauter est à peine plus petit qu'à *30 mm* de l'injecteur. Les phénomènes d'atomisation secondaire n'ont donc qu'un rôle limité en périphérie du spray. Néanmoins, on n'observe plus la variation de la population des plus grosses gouttes qui a été faite à 30 mm de l'injecteur, sur le côté droit du spray. Par contre, on observe à cette distance de l'injecteur, une stabilisation morphologique du spray. Les gouttes mesurées semblent plus proches de la forme elliptique qu'à *Z=30 mm*.

L'analyse spatiale a tenu compte d'un décalage radial respectant l'angle formé par le spray. Cette analyse a été conduite en période quasi-stationnaire de l'écoulement. On a ainsi démontré qu'en périphérie du spray, les granulométries restent similaires, avec un pic de population pour les gouttes de *4 μm* de diamètre. De plus grosses gouttes apparaissent lorsque l'on rapproche le volume de mesure de l'axe du jet. Les diamètres caractéristiques du spray semblent relativement stables avec l'éloignement de l'injecteur. Ce qui n'est pas le cas des paramètres de formes moyens qui présentent d'importantes variations associées à de grandes valeurs de leur écart-type. Nous avons montré que ces variations sont bien liées à la position de l'analyse et non pas à l'instant auquel elles ont été menées. On peut donc penser qu'une ségrégation morphologique des gouttes du spray est faite en périphérie du spray.

L'analyse granulométrique et morphologique a enfin été conduite en sortie d'injecteur *215 μs* après la fermeture totale de l'aiguille. On observe encore à cet instant de grosses structures liquides qui s'écoulent de l'injecteur. Une large distribution de tailles des gouttes est alors obtenue (de *50* à *250 μm* de diamètres). Ces gouttes sont à prendre en compte dans les phénomènes de combustion du fait de l'important volume de carburant qu'elles contiennent. Par ailleurs, l'analyse par imagerie a montré que ces gouttes sont caractérisées par une morphologie très variée. On retrouve principalement trois familles de gouttes : les gouttes sphériques, les éléments liquides en régime de détachement (deux gouttes sphériques reliées par un ligament) et les gouttes suivies d'un long ligament.

Chapitre 6 : Synthèse, conclusion & perspectives

« Vous savez ce que c'est que la recherche : on part sur une question et on trouve en cours de route des faits qui vous en posent une autre.»
(Philippe Meyer)

Synthèse

Le travail de thèse présenté dans ce manuscrit comporte deux grands volets qui sont :

- la mise au point de nouveaux diagnostics,
- l'analyse du jet et du spray Diesel à l'aide de ces diagnostics.

Une partie importante de ce travail a été consacrée au développement des quatre diagnostics suivants :

1. **Visualisations tomographiques** : Différentes configurations tomographiques ont été réalisées pour l'analyse de la structure du jet Diesel en proche sortie d'injecteur. Les visualisations obtenues ont permis d'élaborer un modèle de la structure interne du jet Diesel.

2. **Analyse entropique d'une série d'images** : Cette technique a tout d'abord été développée dans le but de trouver un critère objectif pour déterminer le nombre minimum d'images à prendre en compte dans une série, pour que l'ensemble des états physiques du système étudié soit statistiquement représenté. Cet algorithme a montré sa capacité à détecter dans les séries d'images d'éventuelles images parasites. Enfin, ce nouvel outil s'est avéré particulièrement adapté à l'analyse de fluctuations d'états physiques dénombrables et identifiés sur les images. Nous avons pu ainsi déterminer une surface représentative de la surface d'atomisation primaire, le long de l'interface du jet Diesel.

3. **Analyse morphologique statistique** : Nous avons développé l'analyse morphologique de l'interface de jets liquides sur des images binaires. Différents paramètres morphologiques ont ainsi été définis. Ces paramètres sont statistiquement représentatifs des variations morphologiques de l'interface d'un jet. Cette analyse a permis de montrer la sensibilité morphologique d'un jet liquide aux paramètres d'injection. Ce diagnostic a été appliqué à l'analyse du taux de croissance de l'interface du jet de Rayleigh ainsi qu' à la phase liquide continue en sortie de l'injecteur Diesel.

4. **Granulométrie par analyse d'images** : Elle repose sur un modèle d'imagerie qui permet la correction du diamètre mesuré en fonction du défaut de mise au point des gouttes. Dans le cadre de ce travail, ce modèle a été étendu à la localisation spatiale des gouttes quels que soient leur taille et leur défaut de mise au point. Un volume de mesure parallélépipédique a ainsi pu être défini. Le granulomètre évite alors la surestimation de la population des plus grosses gouttes qui sont visibles sur une plus grande distance que les petites gouttes en fonction du défaut de mise au point. Les phénomènes de superposition partielle ou totale

des gouttes dans le champ de visualisation a également été traité. Enfin, ce granulomètre présente l'avantage d'estimer la taille des éléments liquides non sphériques et de leur attribuer une signature morphologique.

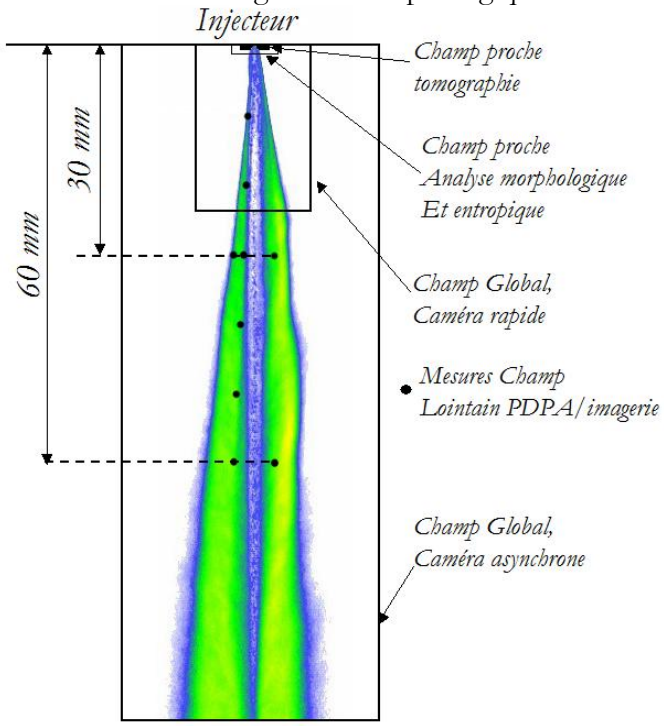


figure 6-1 Comparaison des différents points d'analyse, cartographie d'entropie pour P_i=60 MPa, η_d=770 μs (instant T2 de la période quasi-stationnaire)

Afin de faciliter la comparaison des résultats obtenus avec les différentes techniques mises en œuvre pour l'analyse du jet Diesel, nous avons reporté sur la figure 6-1 les différents champs de visualisation et les différentes localisations des points de mesures utilisés.

Le petit rectangle noir correspond au champ de l'analyse tomographique (*620×472 μm^2*). Ce champ est encadré par un rectangle qui représente le champ de l'analyse morphologique et entropique du jet Diesel (*1.14×0.91 mm^2*). Les deux plus grands rectangles correspondent à l'analyse du champ global par caméra rapide *(25×25 mm^2)* et par caméra asynchrone *(9.8×7.5 cm^2)*. Les points noirs représentent les différentes positions de l'analyse granulométrique du spray pour cette pression d'injection (volume de mesure de *151×150×2336 μm^3* pour le PDPA et de *560×457×169 μm^3* par imagerie).

L'ensemble des points de fonctionnement étudiés lors de cette étude sont rassemblés dans le tableau 6-7.

Nous rappelons que toutes les expérimentations ont été conduites dans les conditions de pression atmosphérique et de température ambiante.

La vitesse de pénétration du spray a été mesurée pour différentes pressions d'injection. Cette mesure est effectuée au cours d'une injection à l'aide de la caméra rapide. On a ainsi vérifié que cette vitesse augmente avec la pression d'injection. Le fluide, injecté plus rapidement, est exposé ainsi à des forces aérodynamiques plus importantes (figure 5-2). L'ordre de grandeur du rapport de la vitesse d'injection mesurée par celle calculée par l'équation de Bernoulli est de *0.6*.

L'analyse entropique des images du champ global a montré la présence de zones de fluctuations de la densité du spray. La cartographie d'entropie est, le plus souvent, dissymétrique autour de l'axe de l'injection. Cette analyse montre clairement l'établissement de deux types d'écoulements. On observe en effet un pré jet suivi par le jet principal. Ce pré jet correspond au fluide injecté pendant la phase d'ouverture de l'aiguille. Il est moins rapide que le jet principal qui le rattrape très vite. La différence de vitesse de pénétration de ces deux jets diminue avec l'augmentation de la pression d'injection *(ΔV=23 ms^{-1}* pour *P_i=20 MPa* et *ΔV=6 ms^{-1}* pour *P_i=40 MPa)*. Par ailleurs, les cartographies d'entropie présentent une bande de faible entropie le long de l'axe du jet, associée à la partie du jet qui reste invariablement dense. Cette bande est particulièrement rectiligne pendant la période quasi-stationnaire de l'écoulement, ce qui n'est pas le cas à d'autres instants de l'injection. L'ondulation de

la zone dense est certainement due à l'établissement stable de tourbillons dans l'écoulement gazeux, générés par l'injection elle-même.

Manipulation	***Champ ou volume de mesure (dimensions en mm)***	***Pressions d'injections (MPa)***	***Instants d'illumination η_f (ms)***
Champ Global : *Caméra rapide*	*25×25*	*20, 30, 40, 50, 80*	*Temporel / pas de 22 µs*
Champ Global : *Caméra asynchrone*	*98×75*	*20* *30* *40* *60*	*1.77-3.07 / pas de 100 ;3.76* *2, 2.19, 2.4* *1.1-3.8 / pas de 0.1* *1.74, 1.87,1.97, 2.22, 2.5*
Analyse tomographique : *Nappe verticale* *Nappe inclinée Nappe* *Nappe horizontale* ***Sans source laser :*** *multi-exposition* *Simple exposition*	*0.620×0.472* `` `` *2.2×1.7* *0.620×0.472*	 *10, 15, 20, 25, 30, 80* *20, 40, 60, 80* *20, 40, 60, 80* *30* *20, 40, 60, 80*	 *2.19* *1.7* *1.77 & 2.17* *1.6-2.2 / pas de 0.1* *2.18*
Analyses entropiques et morphologiques : *Temporelle* *Barométrique*	 *1.14×0.91*	 *20* *60* *15-65 / pas de 5 ; 80 & 100*	 *1.6-2.5 / pas de 0.1* *1.03-2.8 / pas de 0.12* *Mi-levée de l'aiguille et période quasi-stationnaire*
Champ lointain : *Comparaison PDPA/Imagerie*	*PDPA : 0.151×0.150×2.336* *Imagerie : 0.560×0.457×0.169*	*20* *60*	*2.18* *1.98*
Champ lointain *Imagerie*	*0.560×0.457×0.169*	*60*	*variable*

tableau 6-7 configurations de pressions et d'instants d'injections étudiées

L'analyse par tomographie du champ proche de la sortie de l'injecteur a permis la construction d'un nouveau modèle de la structure interne du jet. Ainsi, pour des pressions d'injection supérieures à *25 MPa* et à partir du moment où l'aiguille atteint approximativement *70%* de sa levée maximale, de longues structures sont observées (jusqu'à quatre fois le diamètre de l'injecteur). Dans notre modèle, ces structures ont été associées au déploiement, en sortie d'injecteur, de poches cylindriques de cavitation, de très faible section (de l'ordre de *5%* du diamètre du jet), positionnées à proximité de l'interface du jet. *Baz et al [13]* ont récemment observé la formation et la stabilisation d'un film de cavitation partiel le long de leur injecteur transparent pour les mêmes conditions d'écoulement (levée d'aiguille supérieure à *70%* de la levée maximale). Nous avons également observé que l'établissement de ces structures internes est associé à la mise en place de la dissymétrie du jet. Ce phénomène a précédemment été observé par *Miranda et al. [85],* en sortie de leur injecteur transparent, lorsqu'un filet tourbillonnaire, se développant dans l'injecteur, parvient à atteindre la sortie de la conduite d'injection. Par ailleurs, l'utilisation d'un calcul de tracé de rayons a confirmé certains éléments du model du jet Diesel proposé.

L'analyse entropique du jet en proche sortie d'injecteur a été appliquée à des images pré-traitées de façon à distinguer trois états physiques : la phase liquide continue, la phase liquide dispersée et la phase gazeuse. L'analyse entropique a confirmé la mise en place de la dissymétrie du jet pour des pressions supérieures à *20 MPa.* Cette dissymétrie se caractérise par un phénomène d'arrachage ligamentaire en sortie de l'injecteur, se reproduisant de façon stable à chaque injection. Une importante phase liquide dispersée se déploie alors sur ce côté du jet. Par ailleurs, nous avons

observé un point de détachement de la phase dispersée sur le côté gauche de l'interface (figure 5-38, page 188). Ce point marque un changement d'orientation de la zone d'atomisation primaire. La position de ce point s'éloigne de l'injecteur avec l'augmentation de la pression d'injection. Ce phénomène peut être dû à l'implosion de poches de cavitation à proximité de l'interface. En effet, le temps de survie de ces structures étant sensiblement constant, l'augmentation de la pression d'injection impose une augmentation de la vitesse du fluide et donc de la vitesse de convection des poches de cavitation. Ces poches voient augmenter, de ce fait, leur distance de survie avant implosion, avec la pression d'injection. Cette explication est corroborée par le fait que l'extrémité des poches de cavitation, observée lors de l'expérimentation tomographique, correspond à la position du point de changement d'orientation de la zone d'atomisation primaire.
On observe également sur le côté du jet où se produit l'arrachage ligamentaire, l'apparition d'un changement localisé de l'atomisation primaire du jet. L'analyse temporelle montre que ce phénomène est observé, pour P_i*=60 MPa*, dès que l'aiguille est soulevée de plus de *50%* de son débattement maximal.

L'analyse entropique permet de définir une surface dite « d'atomisation primaire » où les trois états physiques coexistent. L'analyse temporelle montre que pour P_i*=20 & 60 MPa*, les évolutions de la surface d'atomisation primaire le long du jet sont de même nature excepté à deux instants. En effet, pour P_i*=60 MPa* :

- à partir de *70 %* de la levée de l'aiguille et jusqu'à la mise en place de l'écoulement quasi-stationnaire,
- et de la fin de l'écoulement quasi-stationnaire jusqu'à la redescente de l'aiguille à *70 %* de sa levée maximale,

on observe une nette diminution de la surface d'atomisation primaire le long du jet et une augmentation de cette surface en proche sortie d'injecteur. Cette augmentation est liée à la mise en place de l'épluchage ligamentaire pour des pressions supérieures à *25 MPa*. La diminution de la surface d'atomisation primaire observée le long du jet est d'autant plus importante que la pression d'injection est grande, excepté pour les pressions d'injection avoisinant les *50 MPa*. Nous avons précédemment observé que la cavitation prend place entre *50* et *70 %* de la levée de l'aiguille. Nous avons également mentionné la stabilisation de film gazeux dans l'injecteur pour une levée d'aiguille supérieure à *70 %* de la levée maximale. On observe donc, en période fortement transitoire de l'écoulement un effet de diminution de la surface d'atomisation primaire lorsque l'écoulement devient cavitant.

Une oscillation du taux de mélange des trois états physiques le long de la surface d'atomisation primaire a été observée à partir des cartographies d'entropie. La période de cette oscillation est de l'ordre *20 μm* en sortie de l'injecteur et peut atteindre *40 μm* à *200 μm* (un diamètre) de celui-ci. Dans la revue bibliographique, nous avons calculé la longueur d'onde déstabilisatrice la plus probable par des modèles linéaires d'instabilité de type Rayleigh-Taylor. La longueur d'onde calculée par le modèle de *Lin & Lian [76]* (page 29) est de *13 μm* (dans ces conditions d'injection). Elle tient compte des phénomènes aérodynamiques que subit le jet. On peut noter que la longueur d'onde de perturbation du jet est du même ordre de grandeur que la longueur révélée par l'analyse entropique.

L'analyse morphologique statistique de la phase liquide continue du jet a permis d'observer une fluctuation temporelle de l'angle de cône en début de levée d'aiguille, lorsqu'elle atteint sa position de butée et lorsqu'elle quitte cette position pour se refermer. Nous observons que ces instants de fluctuation correspondent aux instants auxquels une intense vibration de l'injecteur a été mesurée à une fréquence de *8 KHz*, lors de l'analyse vibratoire de l'injecteur (Chapitre 2 :8.1.). Il est par conséquent possible que la fluctuation de l'angle de cône du jet dense soit directement associée aux vibrations de l'aiguille qui quitte un état stable. On note également que les pics de surface d'atomisation primaire observés suivent ces battements du jet dense : *150 μs* après une importante

fluctuation de l'angle de cône du jet dense, un détachement prononcé de la phase dispersée du jet a lieu.
L'évolution continue de l'angle de cône, en toute proche sortie d'injecteur, avec l'augmentation de la pression d'injection, n'est pas modélisable à l'aide des modèles empiriques d'angles de cônes rencontrés dans la littérature. Ces modèles sont en fait basés sur des angles de cône formés par le spray en champ global. Par contre, le modèle de couche de mélange (*Aupoix et al. [5]* exposé en annexe 2) prédit correctement l'évolution que nous avons observé et ceci pour les deux instants étudiés de l'injection (figure 5-50 page 197). Ceci permet de supposer que l'angle de cône observé en toute proche sortie d'injecteur est associé à la croissance de la déstabilisation de l'interface uniquement pilotée par la différence de vitesse entre le jet et le gaz environnant. Le taux de croissance calculé se base sur une évolution linéaire du diamètre du jet dense le long du jet. Cependant, pour $P_i=50\ MPa$, cette évolution n'est pas linéaire, c'est pourquoi ce point de fonctionnement ne suit pas la modélisation du taux de croissance. Par ailleurs, c'est pour cette pression d'injection que l'on a observé une discontinuité dans la cartographie barométrique de la surface d'atomisation primaire. Il y a donc, aux alentours de cette pression d'injection une modification du mode d'atomisation primaire du jet. La raison pour laquelle cette perturbation n'apparaît qu'à cette pression n'est pas connue. Nous pouvons émettre l'hypothèse d'un phénomène de résonance qui pourrait apparaître pour cette pression d'injection.

Le paramètre de concavité morphologique est révélateur du phénomène de décollement partiel de ligaments du jet, en sortie de l'injecteur. Cette analyse confirme l'apparition de ce phénomène pour les pressions correspondant à la mise en place des tubes de cavitation dans le jet. Le décollement ligamentaire est maximum pour $P_i=30\ MPa$. Au-delà, les forces aérodynamiques diminuent progressivement la longueur de ces ligaments. Par ailleurs, ce phénomène se produit pour des levées d'aiguilles supérieures à *50%* (lorsque le fluide subit une forte accélération) et s'affaiblit en période quasi-stationnaire.

L'épaisseur des structures en détachement du jet croît avec la distance de l'injecteur (de *5* à *20 µm*). On a, en fait, affaire à des ligaments en proche sortie d'injecteur et au détachement de protubérances en s'éloignant de celui-ci. Il n'est pas à exclure qu'une partie de ce que nous nommons « protubérances » corresponde à un phénomène optique de superposition de ligaments plus ou moins en défaut de mise au point. L'épaisseur des ligaments en sortie d'injecteur est toujours la même quelle que soie l'instant de l'analyse et la pression d'injection. On observe la production de plus larges protubérances à *1 mm* de l'injecteur lorsque l'aiguille est levée de plus de *60%* de son débattement maximal. Nous avons observé plus tôt que le taux de détachement du fluide augmente avec les forces aérodynamiques alors que l'épaisseur des protubérances semble indépendante de la pression d'injection. Cela laisse supposer que les forces de tension de surface restent prépondérantes dans la détermination de l'épaisseur de ces structures en détachement.

La longueur de ces structures en détachement a également été étudiée. Lorsque les structures internes au jet ne sont pas présentes, les protubérances sont les plus longues, pendant la période transitoire de l'écoulement. A l'inverse, la longueur de ces structures est plus petite, en période d'accélération de l'écoulement pour $P_i=60\ MPa$. On observe une diminution progressive de ce paramètre avec l'augmentation de la pression d'injection.

Le dernier paramètre étudié dans la description morphologique du jet Diesel est la densité des protubérances. Les larges protubérances qui se détachent du jet à *1 mm* de l'injecteur sont particulièrement denses : c'est-à-dire rapprochées du jet principal. Et ceci est particulièrement observé aux instants associés à une levée de l'aiguille de plus de *70%*. Cela correspond aux points de fonctionnements où le détachement de ligaments en sortie d'injecteur est prédominant et où les poches de cavitation ont été observées. Cela a un effet direct sur le détachement ligamentaire mais aussi sur la densité volumique des protubérances qui se détachent du jet liquide à *1 mm* de l'injecteur.

Enfin, ce dernier paramètre a également révélé l'apparition du changement de nature (précédemment observé lors de l'analyse entropique du jet) de l'atomisation primaire sur le côté gauche du jet.

Le granulomètre par analyse d'images et par diffusion de la lumière ont été comparés avec des volumes de mesure semblables. Les distributions obtenues sont en assez bon accord dans des conditions de densité optique acceptables par le PDPA. Le granulomètre par imagerie permet une mesure granulométrique dans des milieux plus denses (en terme de nombre de gouttes dans le volume de mesure). De plus, la vitesse maximale des gouttes mesurables est supérieure dans le cas de la granulométrie par imagerie du fait de la très courte durée du flash lumineux.

Deux modes apparaissent dans les distributions mesurées par imagerie dans le jet Diesel. Les deux modes sont centrés respectivement sur *4* et *11 µm*. Le mode associé aux gouttes de *4 µm* de diamètre est prépondérant dans les zones peu denses du spray. On observe alors quasiment une distribution mono-modale. Le second mode apparaît dans les zones plus denses. Par ailleurs, on n'observe pas de diminution du diamètre de Sauter en périphérie du jet, avec l'augmentation de la pression d'injection (de *8.4 µm* pour P_i*=20 MPa* à *6.8 µm* pour P_i*=60 MPa*).
L'analyse du spray en champ lointain par PDPA a permis la mise en évidence du passage de bouffées de densité de gouttes dans le volume de mesure sur le côté du jet où se produit le détachement ligamentaire, à une distance de *30 mm* de l'injecteur. La fréquence caractéristique de ce phénomène (*4.5 KHz*) n'a pu être associée à aucun autre phénomène précédemment observé (la fréquence propre de vibration de l'armature de l'injecteur est de *330 Hz* et la fréquence de vibration de l'aiguille est de *8 KHz*).
L'analyse morphologique a montré un comportement particulier du point de fonctionnement associé aux bouffées de densité de gouttes. Cela laisse supposer que les bouffées périodiques de gouttes, observées pendant la période quasi-stationnaire de l'écoulement et à *30 mm* de l'injecteur, sont constituées principalement d'éléments liquides non sphériques. Les bouffées sont observées sur le même côté du jet où se produit le détachement ligamentaire, ainsi que la forte croissance de l'atomisation primaire, en proche sortie d'injecteur et ceci pour la même pression d'injection. Il est possible que le phénomène de bouffées de gouttes observé en champ lointain soit dû au détachement des protubérances du jet. Ces larges structures en détachement du jet peuvent être à l'origine de gouttes de morphologies complexes à *30 mm* de l'injecteur. D'autre part, les fluctuations de l'angle de cône peuvent conduire à la variation temporelle de la densité de gouttes produites.

Pour la pression d'injection de *60 MPa*, à *30 mm* de l'injecteur, on observe une diminution de la population des plus grosses gouttes pendant la période quasi-stationnaire de l'écoulement. Ce phénomène n'est pas été observé à *60 mm* de l'injecteur, où l'on n'observe pas d'évolution des diamètres caractéristiques.
Si la taille des gouttes ne varie pas significativement entre ces deux distances d'analyse de l'injecteur, on observe néanmoins une évolution temporelle stable des paramètres de formes à la distance de *60 mm* qui n'est pas observée à *30 mm* de l'injecteur.
On montre également une transformation de la morphologie des gouttes le long du spray. On observe notamment une évolution sinusoïdale du paramètre d'irrégularité des gouttes et de son écart type. On observe, sur la figure 6-1 que les points pour lesquels le paramètre d'irrégularité augmente et son écart-type diminue sont plus proches de la partie dense et stable du jet. Au contraire, les points de mesures associés à des niveaux d'entropie plus grands (zones fluctuantes) présentent une variété morphologique plus importante. L'évolution sinusoïdale des paramètres de forme est donc associée à la faible ondulation spatiale des zones de fluctuations mises en évidence par l'analyse entropique. Il est, par conséquent, possible que l'écoulement gazeux environnant agisse dans une sorte de ségrégation morphologique des gouttes dans l'espace.
Nous avons, enfin, montré la présence de gros objets liquides qui émanent de l'injecteur bien après la fermeture de l'aiguille. Ces gouttes sont caractérisées par trois types de morphologies :

- goutte sphérique,
- paire de gouttes reliées par un ligament (en cours d'atomisation secondaire),
- simple goutte encore attachée à un ligament pouvant être assez long,

Ces éléments liquides peuvent atteindre un diamètre équivalent sphérique de *250 μm* et sont, par conséquent, susceptibles de produire des imbrûlés dans la chambre de combustion.

Conclusion

La revue bibliographique a clairement mis en évidence le manque d'information concernant le jet en proche sortie d'injecteur. Nous avons notamment observé que la structure interne du jet ainsi que l'effet de la cavitation sur les phénomènes d'atomisation primaire n'étaient que très peu étudiés. La raison de ce manque d'information est clairement liée au fait que le jet Diesel en injection directe ainsi que le spray formé, sont particulièrement difficiles à appréhender.
L'objectif de ce travail de thèse était donc de développer de nouveaux diagnostics, principalement basés sur le traitement d'images, afin de décrire de façon quantitative et statistique la structure du jet et du spray Diesel.

Différentes configurations tomographiques originales ont permis la proposition d'un modèle de la structure interne du jet Diesel. De nouvelles méthodologies d'analyse des jets et des sprays ont également été développées. L'analyse entropique des états physiques des niveaux de gris ainsi que l'analyse morphologique statistique ont permis de définir de nouvelles notions physiques telles que la surface d'atomisation primaire et différents paramètres descriptifs de la morphologie du jet Diesel tels que le diamètre du jet dense, la concavité du jet, l'épaisseur des protubérances …Ces paramètres ont montré une dépendance à l'instant de l'analyse et à la pression d'injection.

Le granulomètre par imagerie a été mis au point dans le but de diagnostiquer le champ lointain du spray Diesel. Contrairement aux autres granulomètres basés sur le traitement d'images, celui-ci définit un volume de mesures et corrige les effets du défaut de mise au point. Ce nouveau diagnostic a l'avantage sur les autres granulomètres de permettre une caractérisation morphologique des sprays. Ce granulomètre s'est avéré plus performant que le PDPA pour analyser les milieux denses et rapides.

L'analyse granulométrique en périphérie du jet montre que la taille des gouttes du spray n'est que très peu sensible aux variations des paramètres mesurés en champ proche. On peut penser que le diamètre des gouttes est principalement piloté par l'épaisseur des ligaments (indépendante des paramètres d'injection) et/ou de la longueur d'onde de perturbation observée le long de l'interface du jet (par analyse entropique). Par contre nous avons observé un effet des phénomènes se produisant en champ proche sur la morphologie des gouttes en champ lointain.

Perspectives

Investigation du jet Diesel :

Une étude antérieure, menée au laboratoire, a montré le faisabilité du diagnostic de la dynamique de l'écoulement de la phase gazeuse généré par l'injection à l'aide de techniques de type PIV. Il serait intéressant de coupler ce type de diagnostic à l'analyse morphologique de l'interface du jet et des gouttes du spray produit afin de comparer les échelles caractéristiques de chaque phase. Par ailleurs l'information concernant l'écoulement de la phase gazeuse peut être une piste pour expliquer le

phénomène d'évolution spatiale de la morphologie que nous avons constaté lors de notre étude granulométrique du champ.

Par ailleurs l'application de sources lumineuses ultra-courtes (femto-seconde) à l'analyse du jet Diesel pourrait confirmer ou réfuter le modèle de la structure du jet Diesel proposé dans ce travail de thèse. En effet, les sources lumineuses ultra rapides permettent la dé-corrélation du signal lumineux directement transmis de celui diffusé par les gouttes. On peut espérer que cette technique d'analyse permette un meilleur diagnostic des milieux diphasiques denses.

Il serait intéressant d'appliquer les diagnostics développés durant cette thèse à des d'injecteurs Diesel présentant différentes géométries de buses (injecteur à sac, différents rapports L/D, différentes qualités d'usinage, plusieurs angles entre la conduite d'injection et l'axe de l'injecteur…) afin d'observer le rôle de chacun de ces paramètres sur la morphologie du jet ainsi que sur la granulométrie et la morphologie du spray formé. De la même manière, les expérimentations pourraient être menées dans des conditions de pressions et de températures différentes.
Afin de montrer l'influence de la cavitation sur le jet et le spray Diesel, les traitements développés pourrait être appliqués en sortie d'un injecteur transparent dont l'écoulement interne serait visualisé aux mêmes instants. Ainsi l'apparition de poches de cavitation dans l'injecteur et les caractéristiques de ces poches pourraient être corrélées à ce que l'on a pu mesurer en champ proche.

Les traitements développés pourraient être appliqués à des jets/sprays produits par des injecteurs de séries (neufs et/ou usagés). Ceci permettrait d'affiner la caractérisation d'injecteurs industriels, notamment la reproductibilité des sprays obtenus pour différentes séries d'injecteurs, et d'étudier les effets de leur vieillissement.

Applicabilité des diagnostics à d'autres types de jets et de sprays :

Les diagnostics développés sont, bien entendu, applicables à d'autres types de jets et de sprays. Le granulomètre par imagerie, en particulier, ouvre la voie à l'analyse quantitative de la morphologie des sprays. L'application de ce diagnostic à différents types de sprays permettra, sans doute, d'améliorer la compréhension des phénomènes d'atomisation primaires. Une classification morphologique des gouttes d'un spray donné, dans l'espace des formes, peut être faite de façon automatique à l'aide d'algorithmes d'auto apprentissage (réseaux neuronaux). Il sera ainsi possible, par exemple, d'obtenir des distributions croisées taille-morphologie.

Le suivi temporel de la morphologie des gouttes est un autre champ d'investigation particulièrement intéressant. Pour ce faire, les traitements d'images développées pourraient être appliqués à l'ensemble des images d'un film obtenu par visualisation rapide observant la déformation puis la désintégration d'une goutte sous l'effet de différentes conditions déstabilisatrices (forces aérodynamiques, fluides de différentes tensions de surfaces et viscosités…).

Développement des diagnostics :

Lors de l'analyse granulométrique par imagerie, en fin d'injection, nous avons montré la présence de grosses gouttes de morphologies complexes. La vitesse de ces éléments liquides étant inconnue, le flux de masse associé à ces éléments liquides n'est pas déterminable, dans l'état actuel des choses. Il n'est donc pas possible de quantifier la masse de carburant associée à ces éléments fluides lors de l'injection. Ceci pourrait être résolu en appliquant l'analyse granulométrique à des paires d'images décalées temporellement.

Dans la version du granulomètre utilisé dans ce travail, la détermination de la position 3D des gouttes dans le champ de la caméra permet d'ignorer les grosses gouttes éloignées du plan de mise

au point dans le but de ne pas surestimer la population des plus grosses gouttes dans la granulométrie. Cette ségrégation nécessite l'acquisition d'un grand nombre d'images, ce qui rend le traitement relativement long. Il est possible de diminuer ce temps de calcul en tenant compte de l'ensemble des gouttes mesurables et en pondérant la population des gouttes à l'aide du volume de mesure effectif correspondant à chaque classe de diamètre (voir Annexe 3, page 249).

Le modèle d'imagerie utilisé tient compte d'une réponse impulsionnelle Gaussienne. Il serait intéressant de caractériser l'évolution de la réponse impulsionnelle des systèmes optiques en fonction de la distance du plan objet au plan de mise au point. Le modèle de correction de la taille des gouttes pourrait ainsi être amélioré.

Le modèle d'imagerie pourrait également être étendu à la caractérisation de la morphologie des gouttes dans la troisième direction. On peut, en effet, imaginer l'interprétation du signal de niveaux de gris obtenu à l'intérieur de l'image d'une goutte. Les techniques de lancés de rayons pourraient être utiles au développement d'un tel diagnostic.

Annexe 1 : La transformée en ondelettes

1 Un peu d'histoire

La transformée de *Fourier* (*1768*) se base sur le fait que tout signal périodique est décomposable sur une base de fonctions sinusoïdales (*Dirichlet*). Le calcul du produit de convolution du signal à analyser par une fonction sinusoïdale permet sa décomposition en spectre de *Fourier* (espace des fréquences des sinusoïdes).
Le terme de spectre montre bien l'analogie de la transformée de *Fourier* avec la décomposition sur le spectre des couleurs. *Körner* attribua à cette analyse, la cause de «*la marée de nouvelles méthodes et de nouveaux résultats mathématiques qui ont marqué le XIXe siècle*».
Fourier appliqua son outil pour résoudre ses problèmes de transferts thermiques dans les barres. Certaines équations différentielles se voyaient ainsi devenir résolvables. L'analyse de *Fourier* est utilisée dans nombre d'applications quotidiennes comme le réglage d'une station de radio, l'analyse du rayonnement des galaxies, les échographies etc…

Les limites de la TF (Transformée de *Fourier*) et, par la même occasion, la nécessité d'un autre outil mathématique, furent ressenties dès *1971* par l'inventeur Nobelisé de l'holographie *Denis Gabor* (1945). Le cosinus et le sinus sont des fonctions d'extensions infinies : lorsque l'on traite un signal dépendant du temps, le spectre obtenu synthétise donc les variations d'oscillations du signal de façon globale. Utilisons l'illustration de l'effet Doppler : lorsqu'une voiture à l'arrêt, près de nous, met en marche son klaxon, le ton du son perçu est lié à la fréquence de perturbation de la pression dans l'air ambiant. Le spectre du signal sonore informe de la fréquence de cette perturbation et donc du son de ce signal qui, mieux que périodique, est constant : c'est la note du klaxon. Lorsque la voiture en mouvement passe à côté de nous, l'effet Doppler impose une modification temporelle de la fréquence perçue du signal. Le spectre de ce signal nous donne naturellement l'ensemble des notes perçues, alors qu'elles ne l'ont pas été en même temps! L'information du temps n'est pas perdue, puisque la TF inverse la restitue. Cette information est simplement cachée.

Le constat des limites de la TF fait, des ébauches de solutions se sont imposées : *Gabor*, proposa la TF à fenêtres : l'analyse de *Fourier* s'applique alors sur le signal morceau par morceau, on applique à la fonction le cosinus et le sinus délimités par une fenêtre de taille variable.
Un nouveau problème intervient : la taille de la fenêtre. Si elle est trop petite, elle voit bien les discontinuités de période plus petites que la taille de la fenêtre (hautes fréquences) mais pas les variations qui s'appliquent à plus grande échelle. L'analyse est alors aveugle aux basses fréquences. Si la fenêtre est trop large le problème est inversé.

Yves Mayer, (un mathématicien) s'intéressa en *1985* aux travaux d'un analyste du signal *Alex Grossman*. *Grossman* utilisait pour l'analyse du signal des « petites ondes » qui, avec l'ordre et la rigueur mathématique, allait devenir un outil robuste : la Transformée en Ondelettes (TO).
En fait, il s'est avéré que l'utilisation d'outils dérivés de la TO existait depuis *1930* (Re-normalisation de *Kenneth Wilson*, décomposition atomique en mathématiques, fonctions auto-similaires de *Gabor*...). Mais le point de départ fut attribué à *Jean Morlet* (géophysicien à la recherche de pétrole) dès *1975*. C'est le premier à avoir proposé que l'on n'agrandisse pas seulement la fenêtre d'analyse mais que l'on étire également la petite onde contenue dans celle-ci. Dès lors, même la reconstruction du signal original devenait possible.

Un travail de collaboration fut alors entrepris par *Morlet* et *Grossmann*. La première caractéristique de leur outil était la conservation de l'énergie du signal (Valeur moyenne du carré de l'amplitude). Le choix de la taille de l'ondelette, qui remplace la sinusoïde avec une extension finie, est directement lié à la fréquence que l'on souhaite observer dans le signal. C'est la multirésolution. *Morlet*, lui, ne parlait pas de résolution mais d'octaves pour l'analogie avec la gamme des notes. La TF d'une musique va nous indiquer, d'un bloc, l'ensemble des notes qui ont été jouées. La TO elle, nous donne la partition. D'un signal à une dimension (dépendance du temps), nous obtenons des informations à deux dimensions (le temps et la fréquence).

Il existe deux sortes principales de T.O. : discrète ou continue.
La T.O. discrète reflète bien la partition musicale : elle décompose le signal en fréquences discrètes (octaves). Le signal est alors analysé pour des tailles d'ondelettes orthogonales en puissance de deux. La transformée continue, comme son nom l'indique, procède par dilatation et translation progressive de l'ondelette. L'intérêt de cette dernière transformation est que la localisation de fréquence est plus fine. Mais le calcul est plus long. La TO discrète est ainsi plus économique en temps et évite la redondance d'information.

En *1963*, *Stéphane Mallat*, lors de sa thèse sur la vision artificielle, se rendit compte que plusieurs techniques, en analyse du signal, étaient des T.O. : les algorithmes pyramidaux, le codage en sous bandes, les filtres miroirs en quadrature.

2 Le formalisme de la T.O. continue

Grâce à l'opération de convolution, la TF donne des coefficients de plus en plus grands lorsque le signal s'apparente de plus en plus à une fonction sinusoïdale. Pour la TO, c'est la même chose, sauf qu'ici, on a le choix de la fonction analysante. En effet, le choix de l'ondelette est primordial. Par l'intermédiaire des coefficients d'ondelette obtenus, nous pourrons localiser la ressemblance du signal à analyser à l'ondelette. Chaque coefficient d'ondelette est défini par deux paramètres : le paramètre de dilatation de l'ondelette ***a*** et le paramètre de translation ***b***. Ici, comme pour la TF, on fait le produit de la fonction à analyser par une ondelette, positionnée en ***b*** sur le signal et dilatée avec le paramètre ***a***. Voici donc, la définition l'ondelette :

$$\Psi_{\vec{b},a}(t)=\frac{1}{\sqrt{a}}\psi\left(\frac{t-b}{a}\right),\ \boldsymbol{a}>\mathbf{0}$$

$1/\sqrt{a}$ est un paramètre de normalisation et $t-b/a$ contrôle la translation et la dilatation de l'ondelette.
Le coefficient d'ondelette *W*, associé aux paramètres ***b*** et ***a*** est le résultat de la convolution de la fonction à analyser *f(t)* par l'ondelette:

$$W_{\Psi,f}\left(\vec{b},a\right)=f(t)\otimes\Psi_{\vec{b},a}(t)=\int_{-\infty}^{+\infty}f\left(t-\upsilon\right)\Psi_{\vec{b},a}(\upsilon)d\upsilon$$

L'ondelette doit vérifier trois propriétés :

1. elle doit être définie sur un support borné,
2. doit être oscillante et de moyenne nulle,
3. les moments doivent être nuls jusqu'à l'ordre m :

$$\int_{-\infty}^{+\infty}t^{p}\Psi_{b,a}(t)dt=0 \text{ pour } p=0,\ldots,m-1\ \forall\ a \text{ et } \boldsymbol{b}$$

La fonction ***f(t)*** appartient à l'espace des fonctions d'énergies finies : espace de Lebesgue $L(R^1)$ en 1D ou $L(R^2)$ en 2D. La transformation en ondelette doit conserver cette énergie. La convolution de la fonction par une ondelette de moyenne positive augmenterait l'énergie du signal. C'est pour cela que la moyenne de l'ondelette doit être nulle. Avec une valeur moyenne nulle de l'ondelette, appliquer la TO à un signal plat ne donne que des coefficients nuls et ceci quels que soient les coefficients ***a*** et ***b***. Lorsque l'on cherche à observer des variations sur un signal quasiment constant ceci est l'idéal. Mais lorsque l'on veut observer des variations sur un signal de forme polynomial d'ordre p, il est intéressant que les coefficients d'ondelettes soient nuls lorsque le signal a sa forme de base.
Une condition d'admissibilité reste à vérifier. Celle-ci assure que l'énergie de l'ondelette doit être la même quelle que soit la valeur du paramètre de dilatation :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \left|\Psi_{b,a}(t)\right|^2 dt = C_{st}\ ,\ \ \forall\ \boldsymbol{a} \text{ et } \boldsymbol{b}$$

De nombreuses fonctions peuvent jouer le rôle d'ondelette, alors comment choisir son ondelette?
Un premier critère est celui de la forme de l'ondelette. Elle est directement associée à la forme des variations que l'on souhaite détecter. Un deuxième critère est lié à l'interprétation fréquentielle : l'ondelette agit comme un filtre. En effet, le calcul de la TO est une convolution, la TF de ce calcul est le produit du spectre de la fonction à analyser par la TF de l'ondelette. Ainsi, choisir une ondelette par sa TF est représentatif du filtrage qu'elle appliquera sur le signal à analyser.

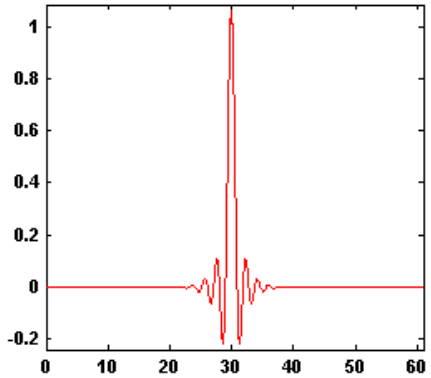
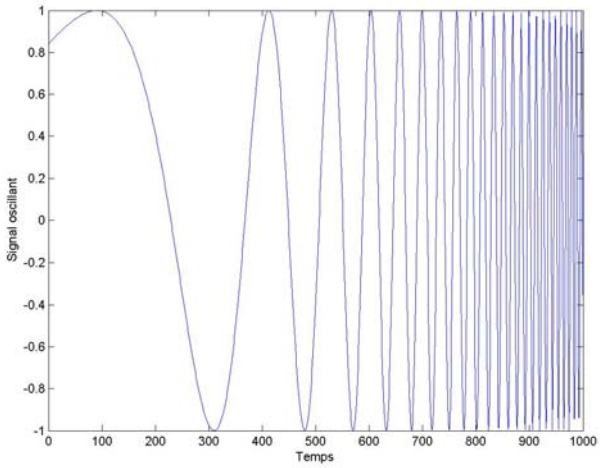
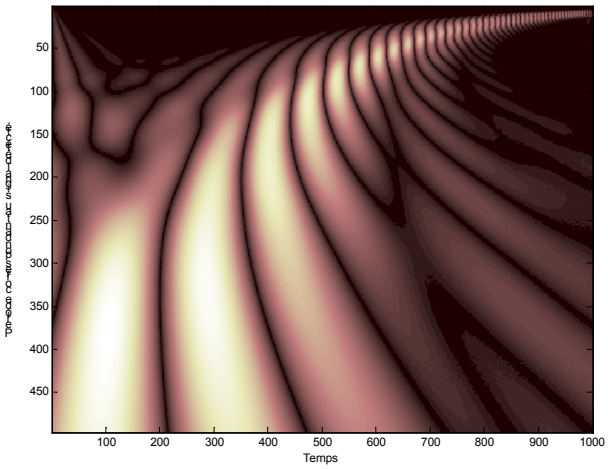


Figure Annexe-1-1: Ondelette de Meyer

La figure Annexe-2 présente un exemple d'analyse en ondelette. L'ondelette de Meyer (figure Annexe-1-1) est utilisée pour analyser le signal. Ce signal est caractérisé par une augmentation progressive de la fréquence dans le temps : *f(t)=sin(exp(x/200))*. Les coefficients d'ondelette sont représentés en fonction du temps (***b***) et de la période détectée du signal (***a***). En suivant, dans la cartographie obtenue, la courbe formée par la valeur maximale du coefficient d'ondelette, on vérifie bien qu'il existe loi de diminution exponentielle de la période du signal au cours du temps.



Signal à analyser



Cartographie temps-période obtenue

Figure Annexe-1-2: Illustration de l'analyse en ondelette

3 Les applications de la T.O.

D'après *Ingrid Daubechies*, la TO simplifie certaines démonstrations mathématiques, elle permet de simplifier considérablement l'écriture de matrices autrement qu'en faisant une décomposition orthogonale. A l'Institut de physique du globe, à Paris, on s'en sert pour étudier l'effet de la rotation de la terre sur le courant marin « el nino ». La mécanique l'utilise pour déceler des défauts dans des roulements. On s'en sert aussi en imagerie médicale, en astronomie, pour l'étude des fractales. Pour un signal parasité, la TO permet de distinguer le bruit de l'information. En biologie, on assimile de plus en plus le traitement de l'information par le cerveau comme le traitement en ondelettes, ce serait le cas pour la reconnaissance des formes...

Les ondelettes ouvrent également un champ de recherche pour analyser des phénomènes non linéaires. Par exemple, pour étudier les transferts d'énergie entre le vent et l'eau à leur interface. Certaines ondelettes nous informent de la rugosité à la surface liquide pour quantifier la dynamique responsable des motifs qui s'y dessinent. Ainsi, *Spedding & al.* se sont aperçu que certaines ondelettes indiquent la direction du vent alors que d'autres peuvent quantifier l'énergie de l'onde fondamentale. Plus généralement, lorsque le signal que l'on mesure possède une onde dominante, certaines ondelettes nous indiquent la direction de son vecteur d'onde. *Meneveau* a repris l'étude de la turbulence avec ce nouveau formalisme. En effet, l'étude de la turbulence se fait globalement dans l'espace de *Fourier*, où l'on visualise directement la distribution de l'énergie en fonction de la taille des structures tourbillonnaires. Avec les limites de la TF que nous avons précédemment montré, il est naturel qu'on ait essayé de transposer les équations de la mécanique des fluides dans l'espace de la TO.

Annexe 2 : Le modèle de couche de mélange

Le mélange entre le fluide et le gaz s'initie dès la sortie de l'injecteur. S'il existe un cœur liquide intact, celui-ci est épluché le long de son interface formant ainsi une couche de mélange d'épaisseur croissante avec la distance depuis l'injecteur. Dans le cas du jet Diesel, cette couche de mélange est constituée de paquets liquides en détachement du jet. La densité optique de ces paquets, due entre autres à la forte courbure de l'interface, rend impossible la distinction de ces paquets et leur délimitation du cœur liquide. Cette couche de mélange est cependant révélée par l'angle de cône formé par le jet dense en toute proche sortie d'injecteur, si on ne tient pas compte de la phase dispersée environnante (figure-Annexe-2-1).

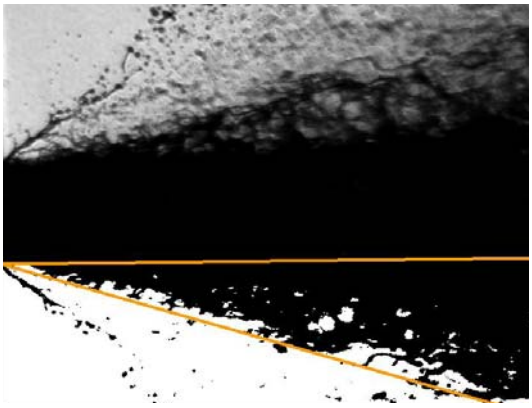


figure Annexe-2-1 : La croissance de l'épaisseur de la couche de mélange

En se basant sur l'hypothèse que l'angle de cône observé en toute proche sortie d'injecteur correspond à la croissance d'une couche de mélange résultant de forces de cisaillements, il est possible d'utiliser le modèle décrit par *Aupoix [5]* qui décrit la croissance d'une couche de mélange plane se formant entre deux écoulements gazeux de densités ρ_1 et ρ_2 et de vitesses différentes u_1 et u_2. Selon l'auteur, l'épaisseur de la couche de mélange est liée à la taille des vortex. Dans un référentiel lié à un vortex dont la vitesse de convection est u_c, ce vortex croît à une vitesse proportionnelle à la différence des vitesses entre les deux écoulements u_1-u_2. Ainsi la croissance spatiale de la couche de mélange est de la forme :

$$\delta \propto \frac{u_1 - u_2}{u_c}$$ *equ. Annexe 2.1*

La vitesse de convection du vortex est déterminée à l'aide de l'équation de Bernoulli. Un équilibre entre la pression des deux fluides loin de l'interface et à la position du point de stagnation du vortex permet l'expression de u_c et par la suite, l'expression de la croissance de l'onde spatiale qui s'écrit :

$$\delta = C_\delta \frac{(1-r)\left(1+\sqrt{s}\right)}{2\left(1+\sqrt{s}\,r\right)} \text{ avec } r = \frac{u_2}{u_1} \text{ et } s = \frac{\rho_2}{\rho_1}$$ *equ. Annexe 2.2*

C_δ est une constante dépendante de l'expérimentation.

Nous avons vu que ce modèle se base sur l'interaction de deux couches gazeuses. Pour que ce modèle soit transposable au cas d'un fluide dans un gaz il faut, par conséquent, que les effets de la tension de surface soient négligeables devant les phénomènes aérodynamiques. Cette hypothèse est respectée dans l'injection Diesel où le nombre de Weber est très grand. Le second point est lié à la géométrie axisymétrique de l'injecteur Diesel. On peut considérer que le raisonnement utilisé pour l'obtention de cette loi d'évolution n'est pas sensible à la géométrie du problème tant que l'épaisseur de la couche de mélange n'atteint pas le centre du jet, ce qui est respecté en toute proche sortie d'injecteur.

Annexe 3 : Amélioration de la correction des distributions de taille des gouttes par imagerie

La plupart des granulomètres basés sur l'analyse d'images de sprays qui tiennent compte du problème de défaut de mise au point, ne calculent les distributions de taille de gouttes que sur la base des gouttes qui sont au point, suivant différents critères le plus souvent déterminés empiriquement.

Nous avons vu qu'en s'éloignant du plan de mise au point, seules les plus grosses gouttes sont visibles : le volume de mesure associé aux gouttes est donc dépendant de leur taille (figure Annexe-3). Ainsi, une analyse granulométrique par imagerie basée sur les gouttes présentant un bon contraste va conduire à une surestimation de la population des plus grosses gouttes. Pour pallier cet effet du défaut de mise au point, nous avons élaboré une technique de localisation spatiale des gouttes détectées. A partir de cette localisation spatiale, nous avons défini un volume de mesure permettant de mesurer les plus petites gouttes. Toutes les gouttes positionnées en dehors de ce volume de mesure sont ignorées de l'analyse granulométrique (filtre spatial FS).
Nous avons vu que cette technique rejette un certain nombre de gouttes et, par conséquent, nécessite un plus grand nombre d'images que pour une analyse sans application du filtre spatial.

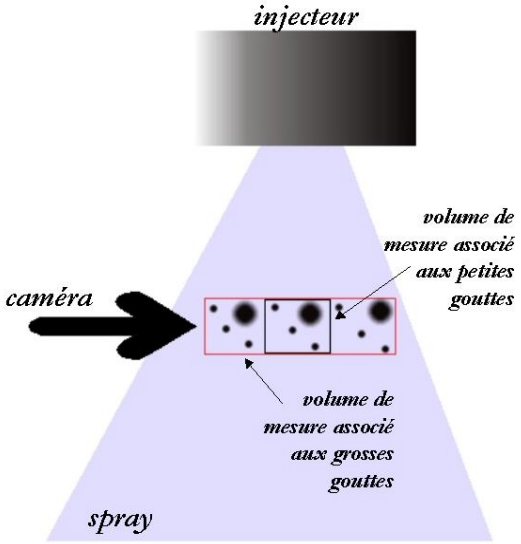


figure Annexe-3 : volumes de mesure associés aux différents diamètres

Nous proposons maintenant une technique de correction des distributions de taille de gouttes mesurées, basée sur l'ensemble des gouttes détectées. Cette correction repose sur deux hypothèses :

- Le spray doit occuper l'ensemble du volume de mesure total du système optique. La profondeur de champ doit donc être inférieure à la profondeur du spray observé.
- La distribution granulométrique réelle doit être homogène dans l'ensemble du volume de mesure.

Considérons f_r, la distribution numérique réelle du spray, illustrée dans la figure Annexe-3 et f_m, sa distribution numérique mesurée. Ces distributions bi-modales sont constituées de deux classes de gouttes de diamètres d_1 et d_2 avec $d_1 < d_2$. Le volume de mesure associé aux différents diamètres du spray $V(d)$ peut être obtenu de deux manières :

- Par utilisation du modèle d'imagerie associé à la courbe d'étalonnage de l'évolution spatiale de la largeur de la réponse impulsionnelle du système optique,
- Par la détermination expérimentale de la courbe du volume de mesure en fonction de la taille des gouttes. Cette courbe peut être obtenue en recherchant pour chaque gamme de diamètre la distance du plan de mise au point pour laquelle le contraste minimum de détection est atteint.

Dans la mesure où les hypothèses précédentes sont vérifiées, on vérifie que le déficit numérique du nombre des gouttes de diamètre d_1 lors de la mesure ($f_m(d_1)$) est directement lié à la diminution du volume de mesure associé $V(d_1)$.
Ainsi, la relation suivante permet l'obtention de la granulométrie corrigée :

$$f_r(d)=A\cdot\frac{f_m(d)}{V(d)}$$ *, A étant une constante de normalisation de* f_r

En effectuant cette pondération aux distributions de tailles de gouttes mesurées, il est possible de diminuer le nombre d'images à acquérir. L'inconvénient de cette technique comparativement à celle utilisée dans ce travail de thèse, est qu'elle repose sur des hypothèses qui ne sont pas nécessairement vérifiées.

Bibliographie

[1] *S.* ***Adeline*** **"Etude expérimentale d'instabilités interfaciales d'un jet liquide par analyse d'image et transformée en ondelettes"**, Thèse soutenue à la facultée de Rouen, 1999.

[2] *R.* ***Aldasoro****, C. Carlos,* **"Image Segmentation with Kohonen Network Self-Organising Maps"** International Conference on Telecommunication (ICT 2000), México, 2000.

[3] *S.* ***Amara****, N. Lévy, J-C Champoussin et N. Guerrassi* **"Effet de la température sur la taille des gouttes d'un jet Diesel"** Rev Gén Therm, Vol. 36, p. 51-58, 1997..

[4] *C.* ***Arcoumanis****, M. Gavaises, H. Flora et H. Roth* **"Visualisation of cavitation in Diesel engine injectors"** Mec, Ind, vol. 2, p. 375-381, 2001.

[5] *B.* ***Aupoix*** **"Introduction to Turbulence Modelling for Compressible Flows"** von Karman Lectures Series 2002.

[6] *C.* ***Badock****, R. Wirth, A. Fath et A. Leipertz* **"Application of Laser Light Sheet Technique for the Investigation of Cavitation Phenomena in Real Size Diesel Injection Nozzles"**, ILASS'98, p. 236-241, Manchester, UK, 1998.

[7] *C.* ***Badock****, R. Wirth, A. Fath et A. Leipertz* **"Investigation of cavitation in real size diesel injection nozzles"**, International Journal of Heat and Fluid Flow, Vol. 20, p. 538-544, 1999.

[8] *C.* ***Badock****, R. Wirth et C. Tropéa* **"The influence of Hydro Grinding on Cavitation Inside a Diesel Injection Nozzle and Primary Break-up under unsteady pressure conditions"**, ILASS'99, Toulouse, France, 1999.

[9] *C.* ***Bae****, J. Yu, J. Kang, J. Kong, R. Cuenca et K.O. Lee* **"The influence of Injector Parameters on Diesel Spray"**, Conference on Thermo and Fluid Dynamic Processes in Diesel Engines (THIESEL), 2002.

[10] *V. K.* ***Baev****, A. N. Bazhaikin, E. I. Bichenkov, A. A. Buzukov, R. L. Rabinovich et B. P. Timoshenko* **"X ray pulse method for investigation internal structure fuel jet"**, Journal of Applied Mechanics and Technical Physics, 1980.

[11] *C.* ***Baumgarten****, J. Stegemann et G. P. Merker* **"A new Model for Cavitation induced Primary Break-up of Diesel Sprays"**, ILASS'02, Zaragoza, Espagne, 2002.

[12] *C.* ***Baumgarten****, J. Shi, R. Busch and G. P. Merker* **"Numerical and Experimental investigations of cavitating flow in high pressure Diesel Nozzles"**, Ilass-Europe, Zurich, Suisse, 2001.

[13] *I.* ***Baz*** **"Contribution à la Caractérisation de la Cavitation dans les Injecteurs Diesel à Haute Pression"**, Thèse de Doctorat à l'école Centrale de Lyon soutenue le 16 juin 2003.

[14] *W.* ***Bergwerk*** **"Flow Pattern in Diesel Nozzle Sprays Holes"**, Proc. Inst. Mech. Eng., Vol. 173, p. 655-673, 1959.

[15] *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, vol. 37, N° 22, p. 5137-5144, 1998.

[16] *G.* ***Brenn*** *et A. Frohn* **"An experimental method for investigation of droplet oscillation in a gaseous medium"**, International Journal of Experiments in Fluids, 15:85-90, 1993.

[17] *C.* ***Buraga****, S. Coëtmellec,C. Özkul et D. Lebrun* **"Application of wavelet transform to hologram analysis : three dimensional location of particles"**, Opt. and Lasers in Engineering, Vol. 33, N°6, p.409-421, 2000.

[18] *R.* ***Calabria*** *et P. Massoli* **"Generalized scattering imaging : A 2-D technique to measure size and optical properties of droplets in sprays"**, ILLAS-Europe, Zurich, Suisse, 2001.

[19] *F.* ***Carosone****, A. Cenedese et G. Querzoli* **"Recognition of partially overlapped particle images using the Kohonen neural network"**, Experiment in Fluids, vol. 19, p. 225-232, 1995.

[20] *A.* ***Cavaliere****, R. Ragucci, A. D'Alesio C. Noviello* **"Analysis of Diesel Sprays Through Two-Dimensional Laser Light Scattering"**, 22th International Symposium on Combustion/The combustion Institue , p. 1973-1981, 1988.

[21] *C. T.* ***Chang****, P. V. Farrell* **"Spray Characteristics and Near Injector Tip Effects of Injection Pressure and Ambient Density"**, COMODIA, p. 465-470, 1998.

[22] *H.* ***Chaves****, M. Knapp, A. Kubitzek, F. Obermeier et T. Schneideri* **"Experimental Study of Cavitation in the Nozzle Hole of Diesel Injectors using Transparent Nozzles"**, SAE paper N°950290, p. 199-211, 1995.

[23] *H.* ***Chaves****, and F. Obermeier* **"Correlation Between Light Absorption signals of cavitating nozzles flow within and outside of the hole of a transparent Diesel Injection nozzle"**, ILASS'98, p. 224-229, Manchester, UK, 1998.

[24] *N.* ***Chigier****,* **"Optical Imaging of Sprays"**, Prog. Energy Combust. Sci., vol. 17, p. 211-262, 1991.

[25] *M.* ***Coster*** *et J.L. Chermant* **"Précis d'analyse d'images"**, presse du CNRS, ISBN 2-87682-020-X, 1989.

[26] *N.* ***Damaschke****, H. Nobach et C. Tropea* **"Optical limits of particle concentration for multi-dimensional particle sizing techniques in fluid mechanics"**, Experiment in fluid, N° 32, p. 143-152, 2002.

[27] *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).

[28] *J. **Dechoz*** **"Influence de la pression sur la tension superficielle des alcanes et des carburants. Mesures et modélisation"**, Thèse soutenue à l'université de Rouen le 2 juillet 2002.

[29] *L.G.**Dodge**, D. J. Rhodes et R. D. Reitz.* **"Drop-size measurement techniques for sprays : Comparison of Malvern laser-diffraction and Aerometrics phase/Doppler"**, Applied Optics, vol. 26, N° 11, p. 2144-2154, 1987.

[30] *R.**Domann**,Y. Hardalapulas* **"Evaluation of the Planar Droplet Sizing (PDS) Technique"**, 8ème ICLASS, Pasadena, USA , 2000.

[31] *C. **Dumouchel**, H. Malot* **"Development of a three-parameter volume-based spray drop size distribution through the application of the maximum entropy formalism"**, Part. Part. Syst. Charac., vol. 16, N°5, p. 220-228, 1999.

[32] *E. **Fantini**, L. Tognotti et A. Tonazzini* **"Drop Size Distribution in Sprays by Image Processing"**, Computers chem.. Engng, vol. 14, N° 11, p. 1201-1211, 1990.

[33] *A. **Fath**, K. Münch and A. Leipertz* **"Spray Break-up Process of Diesel Fuel Investigated Close to the Nozzle"**, ICLASS'97, Séoul, Corée, p. 513-520, 1997.

[34] *A. **Fath**,C. Fettes and A. Leipertz* **"Investigation of the Diesel Spray Break-Up Close to the Nozzle at different Injection Conditions"**, COMODIA symposium, p. 429-434, 1998.

[35] *A. G. **Favenec**, D. H. Fruman* **"Effect of the needle position on the cavitation"**, Proceedings of the 3rd ASME/JSME conference, San Francisco, California, 1999.

[36] *J.P. **Franc**, F. Avelan, B. Belahadji, J.Y. Billard et al.* **"La cavitation Mécanismes Physiques et Aspects Industriels"**, Presse universitaire de Grenoble, ISBN 2.7061.0605.0, 1995.

[37] *B.R. **Frieden*** **"Statistical Models for the Image Restoration Problem"**, GGIP , N° 12, p. 40-59, 1980.

[38] *L. C. **Ganippa**, G. Bark, S. Anderson et J. Chomiak* **"Comparison of Cavitation Phenomena in a Transparent scaled-up Single-Hole Diesel Nozzles"**, CAV2001:session A9.005, 2001.

[39] *E. J. **Garboczi*** **"Three-dimensional mathematical analysis of particle shape using X-ray tomography and spherical harmonics : Application to aggregates used in concrete"**, Cement and Concrete Research, vol. 32, p. 1621-1638, 2002.

[40] *H.. **Gen Fujimoto**, K. Tanaka, H. Kuzuwata et J. Senda* **"Effect of internal flow in a simulated Diesel Nozzle on Spray caractéristics"**, ICLASS, Sorrento, Italie, 2003.

[41] *M. **Gorokhovski*** **"The stochastic lagrangian model of drop breakup in the computation of liquid sprays"**, Atomization and Sprays, vol. 11, p. 505-519, 2001.

[42] *J.W. **Goodman**,* **"Introduction to Fourier Optics"**, McGraw-Hill,New York, 1968.

[43] *N.* ***Grizzuti*** *et O. Bifulco* **"Effects of coalescence and breakup on the stady-state morphology of an immiscible polymer blend in shear flow"**, Rheol Acta, N° 36, p. 406-415, 1997.

[44] *Ö. L.* ***Gülder*** *et G. J. Smallwood* **"Temporal Structure of Dense Diesel Sprays"**, 4th International conference on internal combustion engines experiments and modelling, p. 497-504, Capri, Naples, 1999.

[45] *N.* ***Guerrassi*** *et J-C Champoussin* **"Mesure de la taille et de la vitesse des gouttes dans un jet"**, Entropie, Vol. 31, N°190, p. 35-42, 1995.

[46] *R.* ***Harari*** *et E. Sher* **"Bimodal drop size distribution behavior in plain-jet airblast atomizer sprays"**, Atomization and sprays, Vol. 8, p. 349-362, 1998.

[47] *Y.* ***Hardalupas****,A. Taylor et J.H. Whitelaw* **"Characteristics of the spray from a diesel injector"**, International journal of multiphase flow, Vol. 15, N°2, p. 159-179, 1992.

[48] *L.* ***He*** *et F. Ruiz* **"Effect of cavitation on flow and turbulence in plain orifices for high-speed atomisation"**, Atomization and Sprays, vol. 5, p. 569-584, 1995.

[49] *C.* ***Heimgärtner*** *et A. Leipertz* **"Investigation of Primary Diesel Spray Breakup Close to the Nozzle of a Common Rail High Pressure Injection System"**, 8ème ICLASS, Pasadena, USA , 2000.

[50] *J. O.* ***Hinze*** **"Fundamentals of the hydrodynamic mechanism of splitting in dispersion process"**, A.I.Ch.E Journal, p. 289-295, 1955.

[51] *H.* ***Hiroyasu****, N. Tamaki et M. Shimizu* **"Internal Flow in a Nozzle Hole and Mechanism of the Atomization of a liquid Jet"**, 2ème International Workshop on advanced Spray Combustion, Hiroshima, Japon, 1998.

[52] *H.* ***Hiroyasu*** *et M. Arai* **"Structure of fuel Sprays in Diesel Engines"**, International Congress SAE Technical Paper, N° 900475, Detroit, 1990.

[53] *L.P.* ***Hsiang*** *et G.M. Faeth* **"Drop deformation and breakup due to shock wave and steady disturbances"**, International Journal of Multiphase Flow, Vol. 21, N°4, p. 545-560, 1995.

[54] *Z.* ***Huang****, L. F. Zhang and B. Z. Li* **"Holographic diagnostics for Diesel spray research"**, ICLASS'91, Gaithersburg, U.S.A., p. 609-610, 1991.

[55] *K. Y..* ***Huh*** *et E. Lee* **"Diesel Spray Atomization Model Considering Nozzle Exit Turbulence conditions"**, Atomization and Sprays, Vol. 8, p. 453-469, 1998.

[56] *H.* ***Iida****, E. Matsumura, K. Tanaka, J. Senda, H. Fujimoto et R. R. Maly* **"Effect of internal flow in a simulated Diesel Injection Nozzle on spray atomization"**, 8ème ICLASS, Pasadena; USA, 2000.

[57] *N.* ***Iliasova****,A. V. Ustinov, N. D. bistrov et L. N. Medinskaya* **"Evaluating the geometrical parameters of images of atomisation jet cross-section in diagnostics off diesel injectors"**, SPIE Proceedings Series, Vol. 3348, p. 308-315, 1998.

[58] *B. Ineichen,* **"Recent Findings of Simultaneous Drolet Size, Shape and Velocity Detection of Injection Sprays in a High Pressure-igh Temperature Cell"**, 9ème ICLASS, Sorrento, Italie, 2003.

[59] *H. Kano, M. Kato, T. Kojima et M. Katagiri* **"Contribution of Optimum Design for Nozzle Configuration to Spray Formation"**, SAE paper, N°900824, p. 1764-1779, 1990.

[60] *T. Karasawa, M. Tanaka, K. Abe, S. Shiga et T. Kurabayashi* **"Effect of Nozzle configuration on the atomisation of steady spray"**, Atomization and sprays, vol. 2, p. 411-426, 1992.

[61] *J.B. Keller, S.I. Rubinov et Y.O. Tu* **"Spatial instability of a jet"**, Phys. Fluids, vol. 16, N°12, p. 2052-2055, 1973.

[62] *J.Y. Kim* **"Study of Internal Flow Characteristics and atomisation performance of Effervescent Atomizers"**, Ph. D Thesis, Kaist, Korea, *2000.*

[63] *J. Y. Kim, J. H. Chu and S. Y. Lee* **"Improvement of patern Recognition algorithm for Drop size Measurement"**, Atomization and sprays, vol. 9, p. 313-329, 1999.

[64] *K. S. Kim et S. S. Kim,* **"Drop Sizing and Depth-of-Field Correction in TV imaging"**, Atomization & Sprays, N° 4, p. 65-78, 1994.

[65] *I.G. Kim et S.Y. Lee,* **"A simple technique for sizing and counting of a spray drops using digital image processing"**, Experimental thermal and fluid science, vol. 3, p. 214-221, 1990.

[66] *Y. D. Kim et S. Y. Lee,* **"Application of the Hough transform to image processing of the heavily overlapped particles with spherical shapes"**, Atomization and sprays, vol. 12, p. 451-461, 2002.

[67] *Y. D. Kim et S. Y. Lee et J. H. Chu,* **"Separation of overlapped Particles Using Boundary Curvature Information"**, 6ème ILAS-Asia, p. 259-64, 2001.

[68] *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 & Sprays, vol. 11, N° 4, p. 317-333, 2001.

[69] *J. Labs et T. Parker* **"Diesel fuel spray droplet sizes and volume fractions from the region 25 mm below the orifice"**, Atomisation & Sprays, Vol. 13, p. 45-62, 2003.

[70] *G. Lalizel, E. Rouland et B. Patte-Rouland* **"Caractérisation des structures cohérentes de la zone initiale du jet annulaire"**, 9ème Congrès Fluvisu, Rouen, 2001.

[71] *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, vol. 35, N° 32, p. 6375-6381, 1996.

[72] *A. Lecuona, P. A. Sosa, P. A. Rodriguez and R.I. Zequeira* **"Volumetric Characterization of Dispersed Two-phase Flows by Digital Image Analysis"**, Measurement Science and technology, N° 11, p. 1152-1161, 2000.

[73] *S. Y.* ***Lee*** *et Y. D. Kim* **"Sizing of Spray Particles using Imge Processing Technique"**, 9ème ICLASS proceeding, Lecture plénière, Sorrento, Italie , 2003.

[74] *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, vol. 1. pp. 389-400, 1991.

[75] *A. H.* ***Lefebvre*** **"Atomisation and Sprays"**, Hemisphere Publishing Corporation, 1989.

[76] *S. P.* ***Lin*** *et Z. W. Lian* **"Mechanisms of the Breakup of Liquid Jets"**, American Institute of Aeronautics and Astronautics Journal, vol. 28, N°1. pp. 120-125, 1988.

[77] *S.* ***Liu*** *et R.D. Reitz* **"An analysis of the distortion and breakup mechanisms of high speed liquid drops"**, Multiphase Flow, N°23, Vol. 4, p. 631-650, 1997.

[78] *J.L.* ***Lumley****, P. Holmes et G. Berkooz* **"Turbulence, Coherent structures, Dynamical Systems and Symmetry"**, Cambridge Monographs on Mechanics, Cambridge university Press, 1996.

[79] *H.* ***Malot*** *et J. B. Blaisot* **"Droplet Size distribution and Sphericity Measurements of Low-Density Sprays through Image Analysis"**, Part. Part. Syst. Charact., N. 17, p. 146-158, 2000.

[80] *H.* ***Mallot*** *et C. Dumouchel* **"Experimental investigation of drop size distribution of sprays produced by a low-velocity Newtonian cylindrical liquid jet"**, Atomization and sprays, vol. 11, p. 227-254, 2001.

[81] *R.* ***Marcer****, P. Le Cottier, H. Chaves, B. Argueyreolles, C. Habchi et B. Barbeau* **"A validated Numerical Simulation of Diesel Injector Flow Using a VOF Method"**, SAE Technical Paper series N° 2000-01-2932, 2000.

[82] *R.* ***Marcer*** **"A CFD code for diesel direct injection simulation"**, 9ème ICLASS, Sorrento, Italie, 2003.

[83] *Ph.* ***Marmottant*** *et E. Villermaux* **"Atomisation primaire dans les jets coaxiaux"**, Combustion, N° 2, p. 89-125, 2003.

[84] *M.* ***Megahed*** *et P. Roosen* **"First results of the delayed fluorescence velocimetry as applied to diesel spray diagnostics"**, Combustion, N° 2, p. 89-125, 2003.

[85] *R.* ***Miranda****, H. Chaves et F. Obermeier* **"Imaging of cavitation, Hollow jets ans jet Branching at low lift in a real size VCO Nozzle"**, ILASS'02, Zaragoza, Espagne, 2002.

[86] *I. F.* ***Murray*** *et S. D. Heister* **"On a droplet's response to acoustic excitation"**, Multiphase Flow, Vol. 25, p. 531-550, 1990.

[87] *K.* ***Nishida****, S. Ceccio, D. Assanis, N. Tamaki et H. Hiroyasu* **"Characterization of Cavitation Flow in a Simple Hole Nozzle"**, International Journal of Fluid Mechanics Research, vol. 24, N° 1-3, 1997.

[88] *A.* ***Nishimura*** *et D. N. Assanis* **"A model for Primary Diesel Fuel Atomization Based on Cavitation Bubble Collapse Energy"**, ICLASS N°8, passadena, USA, 2000.

[89] *W. H.**Nurick*** **"Orifice Cavitation and its Effect on Spray Mixing"**, Journal of Fluids Engineering, p. 681-687, 1976.

[90] *N. **Otsu*** **"A Threshold Selection Method from Gry Level Histogram"**, IEEE Transactions on Systems, Man and Cybernetics, vol. SMC-9, N° 1, p. 62-66, 1979.

[91] *Lord **Rayleigh*** **"On the instability of jets"**, Proc. Lond. Math. Soc., vol. 10, p. 4-13, 1879.

[92] *P. **Rantanen***, A. Valkonen et A. Cronhjort **"Measurement of Diesel Spray with a normal size nozzle and a large-scale model"**, International journal of Heat and Fluid Flow, vol. 20, p. 545-551, 1999.

[93] *L. **Reichelt***, U. Renz **"Experimental and numerical investigation of the aerodynamic break-up of liquid droplets at diesel engine conditions"**, ICLASS'2003, Sorrento, Italie, 2003.

[94] *K. F. **Ren***, D. Lebrun, C. özkul, A. Kleitz, G. Gouesbet, G. Gréhan **"On the Measurement of Particules by Imaging Methods : Theoretical and Experimental Aspects"**, Part. Part. Syst. Charact., Vol. 13, p. 156-164, 1996.

[95] *I. V. **Roisman***, C. Tropea **"Far-field penetration of mushroom-like sprays"**, ICLASS'2003, Sorrento, Italie, 2003.

[96] *F. **Ruiz*** **"A Few Useful relations dor cavitating orifices"**, ICLASS-91, Gaithersburg, USA, 1991.

[97] *F. **Ruiz*** **"Turbulence under quasi-cavitating conditions : A new species ?"**, Atomization and Sprays, vol. 9, p. 419-429, 1999.

[98] *D.P. **Sczomak*** **"The Poppet Covered Orifice Fuel Injection Nozzle"**, Article SAE, N°900821, p. 1736-1746, 1990.

[99] *N. **Selmaouie**, E. Piegay et C. Leschi* **"Pretopologie et Granulomètrie"**, Conférence internationale sur le contrôle Qualité par Vision Artificielle, p. 317-324, 1995.

[100] *J. **Seneschal**, C. Ducottet, J. P. Schon, J. C. Champoussin et P. Gusheri* **"Automatic system for visualization and characterization of high pressure diesel sprays"**, Conférence internationale sur le contrôle Qualité par Vision Artificielle, p. 317-324, 1995.

[101] *D. P. **Schmidt**, C. J. Rutland et M. L. Corrandini* **"Cavitation in Two-Dimensional Asymmetric Nozzles"**, SAE Technical Papers Series N0 1999-01-0518, 1999.

[102] *D. **Sindayihebura**, J. Cousin et C. Dumouchel* **"Experimental and theoretical study of sprays produced by ultrasonic atomisers"**, Part. Part. Syst. Charact., N° 14, p. 93-101, 1997.

[103] *G. J. **Smallwood**, Ö. L. Gülder et D. R. Snelling* **"Tomographic Visualization of the dense core Region in Trensient Diesel Sprays"**, ICLASS'94, p. 270-277, Rouen, France, 1994.

[104] *G. J. **Smallwood** et Ö. L. Gülder* **"Views on the structure of Transient Diesel sprays"**, Atomization and Sprays, vol. 10, p. 355-386, 2000.

[105] *C. **Soteriou**, R. Andrews et M. Smith* **"Direct Injection Diesel Sprays and the Effect of Cavitation and Hydrolic Flip on Atomization"**, S.A.E. paper N°950080, 1995.

[106] *C. **Soteriou**, R. Andrews et M. Smith* **"Further Studies of Cavitation and Atomization in Diesel Injection"**, S.A.E. paper N°1999-01-1486, 1999.

[107] *C. **Soteriou** et R. Andrews* **"Diesel injection – laser light sheet illumination of the development of cavitation in orifices"**, ImechE N°C529/018/98, 1998.

[108] *C. **Soteriou**, R. Andrews, N. Torres, M. Smith et R. Kunkulagunta* **"Through the Diesel Nozzle Hole – A journey of Discovery II"**, ILASS'2001, Zurich, Suisse, 2001.

[109] *J. **Stegemann**, J. Seebode, J. Baltes, C. Baumgarten et G. P. Merker* **"Influence of the Throttle effects at the Needle Seat on the Spray Characteristics of a multihole injection nozzle"**, congrès ILASS-Europe, Zaragoza (Suisse), 2002.

[110] *H. **Takahashi**, H. Yanagisawa, S. Shiga, T. Karasawa et H. Nakamura* **"Analysis of High-Pressure Diesel Spray Formation in the early stage of Injection"**, Atomisation and Sprays, vol. 7, p. 33-42, 1997.

[111] *N. **Tamaki**, K. Nishida et H. Hiroyasu* **"Promotion of the atomisation of a liquid jet by cavitation in nozzle hole"**, ILASS'98, p. 218-223, Manchester, 1998.

[112] *N. **Tamaki**, M. Shimizu et H. Hiroyasu* **"Enhanced Atomization of a liquid jet by cavitation in a nozzle hole"**, ICLASS N°8, passadena, USA, 2000.

[113] *N. **Tamaki** et M. Shimizu* **"Effect of cavitation and internal flow on atomisation of a liquid jet"**, Atomization and Sprays, vol. 8, p. 179-197, 1998.

[114] *K. **Triballier**, J. Cousin et C. Dumouchel* **"Behavior of the Spraytec in the presence of Multiple Light scattering and bimodal Drop Size distribution"**, 9ème ICLASS, Sorrento, Italie, 2003.

Publications de l'auteur

[115] *J. **Yon**, J-B. Blaisot* **"Granulométrie et Morphologie des Sprays par Imagerie"**, 9ème congrès FLUVISU, Rouen, France, 2001.

[116] *J. **Yon**, J-B. Blaisot* **"Images of air bubbles included in a cylindrical liquid jet : First steps for improving the characterization of the cavitation phenomenon"**, ILASS, Zurich, Suisse, 2001.

[117] *J. **Yon**, J-B. Blaisot et M. Ledoux* **"External and internal behaviour of the near Field Diesel Jet at High injection pressure : Dual source vizualization and multiple angles tomographic experiments"**, ILASS, Zaragoza, Espagne, 2002.

[118] *J. **Yon**, J-B. Blaisot* et M. Ledoux **"« Unusual Laser-Sheet Tomography coupled with Backlight Imaging Configurations to Study the Diesel jet Structure at the Nozzle Outlet for High Injection Pressures"**, Journal of Flow Visualization & Image Processing, vol. 9, p. 53-73, 2002.

[119] *J. **Yon**,G. Lalizel et J-B. Blaisot* **"A statistical morphological determination of the growth rate of the interfacial disturbance of an excited Rayleigh jet"**, 4ème PSFVIP, Chamonix, France, 2003.

[120] *J. **Yon**, J-B. Blaisot* **"Morphological analysis of the Diesel jet at the nozzle outlet"**, ICLASS, Sorrento, Italie, 2003.