



Stabilité et atomisation d'une nappe annulaire liquide soumise à deux courants gazeux avec effets de swirl : application aux futurs moteurs fusée cryotechniques

Nicolas Leboucher

► To cite this version:

Nicolas Leboucher. Stabilité et atomisation d'une nappe annulaire liquide soumise à deux courants gazeux avec effets de swirl : application aux futurs moteurs fusée cryotechniques. Sciences de l'ingénieur [physics]. ISAE-ENSMA Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique - Poitiers, 2009. Français. NNT : . tel-00476808

HAL Id: tel-00476808

<https://theses.hal.science/tel-00476808>

Submitted on 27 Apr 2010

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

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

THESE

Pour l'obtention du grade

**DOCTEUR DE L'ECOLE NATIONALE SUPERIEURE DE MECANIQUE ET
D'AEROTECHNIQUE**
(Diplôme National - Arrêté du 7 août 2006)

Ecole Doctorale : Sciences pour l'Ingénieur et Aéronautique

Secteur de Recherche : Energétique, Thermique, Combustion

Option : Energétique

Présentée par

Nicolas LEBOUCHER

**STABILITE ET ATOMISATION D'UNE NAPPE ANNULAIRE LIQUIDE
SOUmise A DEUX COURANTS GAZEUX AVEC EFFETS DE SWIRL -
APPLICATION AUX FUTURS MOTEURS FUSEE CRYOTECHNIQUES**

Directeur de Thèse : Francis ROGER

Soutenue le : **05 novembre 2009**

JURY

G. LAVERGNE, Professeur, ISAE, Toulouse
J. LEGRAND, Professeur, Université de Nantes

Rapporteurs

A. MURA, Chargé de Recherche au LCD, Poitiers
F. ONOFRI, Directeur de Recherche à l'IUSTI, Marseille
F. ROGER, Professeur, Université de Poitiers
N. MEYERS, Ingénieur à la SNECMA, Vernon

Examineurs

REMERCIEMENTS

Ce mémoire est l'aboutissement de nombreuses années de travail effectuées au sein du Laboratoire de Combustion et de Détonique de Poitiers. A ce titre, je souhaite remercier Michel Champion et Henri Noël Presles, qui se sont succédés à la direction du laboratoire, pour m'avoir accueilli dans leurs locaux, d'abord pour mon Master 2 Recherche puis pour cette Thèse de Doctorat.

Je tiens à exprimer ma profonde gratitude envers Francis Roger pour l'encadrement de ce travail, mais aussi pour sa confiance, son soutien, ses conseils avisés, sa disponibilité et son investissement dans cette collaboration. Je tiens également à remercier Jean-Louis Carreau qui m'a encadré pendant la première année de Thèse jusqu'à son départ à la retraite et Arnaud Mura pour ses précieux conseils.

Je témoigne également ma reconnaissance à Jack Legrand, Professeur à l'université de Nantes et à Gérard Lavergne, Professeur à l'ISAE pour s'être intéressés à ce travail et d'avoir accepté d'en être les rapporteurs. Je remercie également Fabrice Onofri, Directeur de Recherche à L'JUSTI, avec ses indications sur la PDA ainsi que Nicolas Meyers, représentant la division Space Engines Division de la SNECMA, qui ont accepté de participer à ce jury.

Que Gaël Laporte soit remercié pour avoir permis le redémarrage rapide de JETCOAP et Gildas Lalizel pour certaines mesures spectrales. Mes remerciements vont aussi à tous les membres ITA du laboratoire qui ont participé à la réalisation de ce projet et plus particulièrement à Alain Claverie pour la mise en place des techniques de mesures et à Jocelyne Bardeau pour la partie administrative. J'exprime également ma sympathie à tout le personnel du laboratoire et plus particulièrement aux collègues Doctorants ou déjà Docteurs pour leur simplicité et leur sympathie.

Je remercie mes parents, pour m'avoir toujours appuyé pendant mes longues années d'études ainsi que Raphaël, Moévaï et Aurélien pour leur soutien moral. Enfin, je remercie tous les folkeux et folkeuses, qu'ils soient musiciens, chanteurs ou simplement danseurs comme moi, et qui m'ont fait passer de bons moments en Poitou-Charentes.

Nomenclature.....	7
Nombres Adimensionnés.....	9
Lettres Grecques	10
Abréviations et Symboles	11
Indices	11
<u>Chapitre I.</u> Cadre de l'Etude.....	13
A. Introduction et Contexte	13
B. Quelques Nombres Adimensionnels Important.....	15
C. Atomisation d'un Jet Liquide.....	15
1. Jets Liquides Simples	15
2. Jets Liquides Assistés	17
D. Atomisation d'une Nappe Liquide Plane	18
1. Nappes Liquides Planes Simples.....	18
2. Nappes Liquides Planes Assistées.....	19
E. Atomisation d'une Nappe Liquide Annulaire.....	22
1. Nappes Liquides Annulaire Simples	22
2. Nappes Liquides Annulaire Assistées	22
3. Régimes de Rupture	23
4. Des Ondes Interfaciales à la Rupture	25
5. Mesures de Vitesses et de Granulométrie	27
F. Synthèse et Objectifs Spécifiques.....	28

<u>Chapitre II. Dispositif Expérimental et Métrologie</u>	31
A. Cuve sous Pression	31
1. Demi-Cuve n°1	32
2. Demi-Cuve n°2	32
3. Porte-Injecteur	33
4. Evacuation du Liquide	34
B. Alimentation en Fluides	34
1. Circuit d'Eau	34
2. Circuit d'Air	35
C. Gestion des Déplacements et Acquisition des Données	36
1. Centralisation des Données	36
2. Etalonnage des Débits	37
3. Mesure des Pressions et des Températures	37
4. Procédure d'Acquisition	38
D. Métrologie	38
1. Vélocimétrie par Images de Particules	38
a. Principe	38
b. Source Lumineuse	39
c. Traceurs	40
d. Système d'Acquisition	40
e. Synchronisation	41
f. Traitement des images	42
2. Tomographie	43
3. Visualisations Rapides	44
4. Analyseur par Phase Doppler	44
a. Vélocimétrie Laser Doppler	45
b. Granulométrie	45
c. Tête d'Emission	46
d. Tête de Collection	46
e. Traitement des Données	47

<i>f. Procédure d'Acquisition</i>	48
<i>g. Reproductibilité et Précision des Mesures</i>	49
E. Conclusion	50
<u>Chapitre III. Géométrie de l'Injecteur</u>	
et Conditions Expérimentales	.53
A. Réalisation de l'Injecteur	53
B. Conditions Etudiées	54
1. Circuit de Liquide.....	54
2. Circuit de Gaz.....	55
C. Ecoulements avec Effets de « Swirl »	57
1. Généralités.....	57
2. Expression du Nombre de « Swirl ».....	58
<i>a. Gaz Interne</i>	58
<i>b. Gaz Externe</i>	60
3. Calcul Numérique du Nombre de « Swirl »	60
4. Expression Empirique de l'Intensité de Rotation.....	62
<i>a. Gaz Interne</i>	62
<i>b. Gaz Externe</i>	63
D. Détermination des Conditions de Sortie	63
1. Gaz Interne	63
<i>a. Ecoulement sans « Swirl »</i>	64
<i>b. Ecoulement avec « Swirl »</i>	65
2. Gaz Externe	66
E. Conclusion	67

Chapitre IV. Effet du Gaz Interne sur la Pulvérisation..... 69

A. Mécanismes de Rupture..... 69

1. Régimes de Rupture 69
 - a. *Formation de Bulles* 70
 - b. *« Arbre de Noël »* 72
2. Fréquences de Formation 77

B. Caractéristiques Géométriques de l' « Arbre de Noël » 79

1. Description de l'Ecoulement 79
2. Angle du Spray 81
3. Cône Potentiel 84
4. Longueur de Rupture..... 85

C. Etude du Spray Généré par le Mode « Arbre de Noël »..... 87

1. Comparaison PIV - PDA..... 87
2. Vitesse Axiale Moyenne 90
 - a. *Forme Générale* 90
 - b. *Ecoulement sans Rotation du Gaz*..... 92
 - c. *Ecoulement avec Rotation du Gaz*..... 93
3. Vitesse Radiale Moyenne 95
4. Turbulence..... 96
 - a. *Fluctuations de la Vitesse Axiale* 96
 - b. *Fluctuations de la Vitesse Radiale* 98
5. Granulométrie du Spray 98
 - a. *Propriétés Générales - Effet de la Rotation du Gaz*..... 98
 - b. *Effet de J_C* 102
 - c. *Effet de la Pression Ambiante à J constant* 103
6. Comparaison avec un Jet Cylindrique Assisté 105
7. Flux Volumique de Liquide 106

D. Conclusion 107

Chapitre V. Etude de l’Influence d’un Co-Courant Gazeux Externe. 111

A. Mécanismes de Rupture.....	111
1. Régimes de Rupture	111
a. « Rupture de Bulles »	112
b. « Arbre de Noël »	112
c. Régime de Kelvin-Helmholtz	115
d. Structures Ligamentaires	118
2. Etude Fréquentielle	120
a. « Arbre de Noël » et « Rupture de Bulles ».....	120
b. Gaz Externe sans Gaz Interne	121
B. Caractéristiques Géométriques de l’ « Arbre de Noël »	121
1. Angle du Spray	122
2. Longueur de Rupture.....	123
C. Etude du Spray Généré par le Mode « Arbre de Noël ».....	123
1. Comparaison PIV - PDA.....	123
2. Vitesse Axiale Moyenne	126
a. Forme Générale	126
b. Ecoulement sans Rotation du Gaz Interne	127
c. Ecoulement avec Rotation du Gaz Interne	129
3. Vitesse Radiale Moyenne.....	130
4. Turbulence.....	130
a. Fluctuations de la Vitesse Axiale	130
b. Spectre de l’Intervalle de Temps d’Arrivée entre Deux Gouttes	132
c. Fluctuations de la Vitesse Radiale	134
5. Granulométrie du Spray	135
a. Propriétés Générales - Effet de la Rotation du Gaz interne	135
b. Effet de J_c	137
c. Effet de la Pression Ambiante à J constant	139
6. Flux Volumique de Liquide	139

D. Conclusion	141
Conclusion Générale et Perspectives	143
REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES	147
ANNEXES	155
Annexe 1 : Réseaux d'alimentation en fluides	156
Annexe 2 : Durée entre les deux images de PIV et	
Incertitude sur la mesure de vitesse correspondante ..	158

Nomenclature

A	Surface	(m ²)
A_t	Surface totale des entrées tangentielles	(m ²)
a	Distance à l'axe	(m)
b	Rayon de demi-propriété de la vitesse axiale	(m)
D	Dimension caractéristique	(m)
D_{GC}	Diamètre du gaz central	(m)
D_{GI}	Diamètre intérieur de la couronne de gaz externe	(m)
D_{GO}	Diamètre extérieur de la couronne de gaz externe	(m)
D_h	Diamètre hydraulique	(m)
D_i	Diamètre de la goutte i	(μm)
D_{LI}	Diamètre intérieur de la nappe liquide	(m)
D_{LO}	Diamètre extérieur de la nappe liquide	(m)
D_t	Diamètre des entrées tangentielles	(m)
D_{32}	Diamètre moyen de Sauter	(μm)
d_A	Epaisseur des co-courants d'air	(m)
d_f	Diamètre des faisceaux laser	(m)
d_x	Diamètre du volume de mesure selon l'axe x	(m)
d_y	Diamètre du volume de mesure selon l'axe y	(m)
E	Tension	(V)
e	Epaisseur de la nappe	(m)
f	Fréquence	(Hz)
G_t/R_C	Flux axial de quantité de mouvement tangentielle	(kg·m/s ²)
G_x	Flux axial de quantité de mouvement axiale	(kg·m/s ²)
J	Rapport de densité de flux de quantité de mouvement gaz/liquide	
IR	Intensité de Rotation	
$IR_{géo}$	Intensité de Rotation géométrique	
I_P	Intégrale de pression dynamique	(kg·m/s ²)
L	Longueur d'établissement	(m)
L_B	Longueur de rupture	(m)
l	Longueur	(m)
M	Masse molaire du gaz	(kg/mol)

$\dot{m}$	Débit massique total de gaz	(kg/s)
$\dot{m}_C$	Débit massique total de gaz interne	(kg/s)
$\dot{m}_{Ci}$	Débit massique tangentiel de gaz interne	(kg/s)
$\dot{m}_O$	Débit massique total de gaz externe	(kg/s)
$\dot{m}_{Oi}$	Débit massique tangentiel de gaz externe	(kg/s)
$\dot{m}_t$	Débit massique tangentiel de gaz	(kg/s)
N	Nombre	
$N(D_i)$	Nombre de gouttes de diamètre D_i	
P	Pression	(Pa)
P_a	Pression ambiante	(Pa)
P_{amont}	Pression en amont du col sonique	(Pa)
P_{aval}	Pression en aval du col sonique	(Pa)
P_C	Pression du gaz interne à la sortie de l'injecteur	(Pa)
P_{Ci}	Pression du gaz interne intermédiaire	(Pa)
P_i	pression intermédiaire	(Pa)
P_L	Pression du liquide	(Pa)
P_O	Pression du gaz externe à la sortie de l'injecteur	(Pa)
P_{Oi}	Pression du gaz externe intermédiaire	(Pa)
R	Constante des gaz parfaits	(J/mol·K)
R_C	Longueur caractéristique	(m)
r, R	Coordonnée radiale	(m)
Q_L	Débit volumique de liquide	(m ³ /s)
S	Nombre de « swirl »	
S_K	Nombre de « swirl » défini par Kitoh	
T_{amont}	Température en amont du col sonique	(K)
T_C	Température du gaz interne à la sortie de l'injecteur	(K)
T_{Ci}	Température du gaz interne intermédiaire	(K)
T_{col}	Température au col sonique	(K)
T_i	Température intermédiaire	(K)
T_L	Température du liquide intermédiaire	(K)
T_O	Température du gaz externe à la sortie de l'injecteur	(K)
T_{Oi}	Température du gaz externe intermédiaire	(K)
t	Temps	(s)
U	Vitesse axiale/Composante axiale de la vitesse	(m/s)
U_{inf}	Vitesse sur les bords du spray lorsque assimilée à une Gaussienne	(m/s)

U_{max}	Vitesse sur l'axe	(m/s)
U_{min}	Vitesse minimale de l'air pour faire apparaître les ondes sinueuses	(m/s)
$U_{réel}$	Vitesse réelle	(m/s)
u'	Fluctuation de vitesse axiale	(m/s)
V	Composante radiale de la vitesse	(m/s)
v'	Fluctuation de vitesse radiale	(m/s)
W	Composante tangentielle de la vitesse	(m/s)
w'	Fluctuation de vitesse tangentielle	(m/s)
X	Distance axiale à l'injecteur	(m)
y, Y	Coordonnée horizontale	(m)
Z	Coordonnée verticale	(m)

Nombres adimensionnés

$$D_{32} = \frac{\sum N(D_i) \cdot D_i^3}{\sum N(D_i) \cdot D_i^2}$$

Diamètre Moyen de Sauter

$$IR = 8 \frac{\int_0^{D/2} \bar{U} \bar{W} r \cdot dr}{D^2 \bar{U}^2}$$

Intensité de Rotation

$$J = \frac{\rho_G U_G^2}{\rho_L U_L^2}$$

Rapport de densité de flux de quantité de mouvement gaz/liquide

$$Re = \frac{\rho U D_h}{\mu}$$

Nombre de Reynolds

$$S = \frac{1}{R} \frac{\int_0^R (\bar{\rho} \bar{U} \bar{W}) r^2 \cdot dr}{\int_0^R [\bar{\rho} (\bar{U}^2 - \frac{1}{2} \bar{W}^2)] r \cdot dr}$$

Nombre de « swirl »

$S_K = \frac{2 \int_0^R (\bar{U}\bar{W}) r^2 . dr}{R^3 \bar{U}^2}$	Nombre de « swirl » défini par Kitoh
$St = \frac{(f \cdot \sqrt{e \cdot d_A})}{(U_A - U_{\min})}$	Nombre de Strouhal
$We_G = \frac{\rho_G (U_G - U_L)^2 D}{\sigma_L}$	Nombre de Weber gazeux
$We_L = \frac{\rho_L U_L^2 D_h}{\sigma_L}$	Nombre de Weber liquide
$We_{D_L/2} = \frac{\rho_G U_G^2 D_L}{2 \cdot \sigma_L}$	Nombre de Weber basé sur la courbure de la nappe liquide

Lettres Grecques

β	Angle entre deux faisceaux laser	(rad)
Δ	Intervalle	
δ_f	Interfrange	(m)
γ	Coefficient isentropique de l'air	
λ	Longueur d'onde	(m)
μ_L	Viscosité dynamique	(kg/m·s)
ρ	Masse volumique	(kg/m ³)
σ	Ecart type	(m)
σ_L	Tension superficielle du liquide	(kg/s ²)
τ	Contrainte de cisaillement	(kg/m·s ²)
Ω	Vitesse angulaire	(rad/s)

Abréviations et Symboles

ATV	Automated Transfer Vehicle
EPC	Etage Principal Cryotechnique
FFT	Transformée de Fourier Rapide
LIF	Fluorescence Induite par Laser
PIV	Vélocimétrie par Image de Particule
PDA	Analyseur par Phase Doppler
PM	Photomultiplicateur
R^2	Coefficient de corrélation
rms	Root mean square

Indices

A	Air
a	Ambiant
C	Gaz interne
G	Gaz
géo	Relatif à la géométrie
inf	Relatif à la limite inférieure
L	Liquide
O	Gaz externe
max	Relatif au maximum
min	Relatif au minimum
t	Composante tangentielle
x	Composante axiale



Fig. 1.1 : Photo d'Ariane 5 ECA au décollage (Vol n°164)

Chapitre I. Cadre de l'Etude

A. Introduction et Contexte

De nos jours, le satellite est devenu un outil performant et indispensable dans de nombreux domaines tels les télécommunications, les études géophysiques... Leur complexité et leurs performances croissantes se traduisent par une augmentation de leur masse et de leur encombrement, nécessitant des lanceurs de plus en plus puissants. C'est ainsi qu'un nouveau lanceur européen Ariane V (Fig. 1.1) a vu le jour. Son premier lancement a été effectué en 1996 et, après deux tirs infructueux, sa carrière commerciale a pris son essor en 1999. Depuis 2003, année du dernier lancement d'Ariane IV, il est devenu le seul lanceur européen. Cette fusée est devenue très rentable en emportant un ou plusieurs satellites par lancement et permet à Arianespace d'avoir plus de 60% du marché mondial des satellites commerciaux. De nombreuses versions de cette fusée existent déjà (Fig. 1.2) et, aujourd'hui, Ariane V est capable d'envoyer vingt tonnes en orbite basse, comme elle l'a fait pour le nouveau module de ravitaillement (ATV) de l'ISS (International Space Station) le 9 mars 2008 baptisé pour l'occasion « Jules Verne » en hommage à cet auteur.

Ce nouveau lanceur fonctionne avec deux « boosters » à poudre de forte puissance au décollage (750 tonnes), et un Etage Principal Cryotechnique (EPC) fonctionnant avec de l'oxygène liquide et de l'hydrogène gazeux. Contrairement au lanceur Ariane IV qui disposait de quatre moteurs Viking V pour l'EPC, ce lanceur en utilise un seul : le moteur Vulcain. Cela permet de diminuer de façon importante le nombre de composants à fabriquer et contribue à améliorer la fiabilité tout en diminuant les coûts de production. Ce moteur composé de plus de 500 injecteurs possède une version améliorée, Vulcain 2, 20% plus puissant et moins onéreux.

C'est dans cette optique d'amélioration ou de construction de moteurs dérivés du Vulcain que ce projet de recherche a été accepté dans les directives INCA (INitiative en Combustion Avancée) : il doit permettre une meilleure compréhension des phénomènes d'atomisation et en particulier de l'atomisation primaire. En effet, pour un mélange carburant/comburant donné, une atomisation efficace conduit à une meilleure combustion et à une réduction des émissions de polluants (Lefebvre, 1989). D'autres phénomènes ont également une importance vitale pour la sécurité du lanceur, telles les ondes acoustiques : elles peuvent provoquer le décrochage de la flamme et donc une extinction du moteur ou encore endommager les injecteurs et faire exploser la fusée.

Pour prévenir ce genre de situation, il faut pouvoir stabiliser la flamme au plus près des injecteurs et donc maîtriser suffisamment le phénomène d'atomisation. Dans le but de comprendre clairement les différentes interactions se produisant entre un jet liquide et un jet de gaz, différents types d'écoulement ont été étudiés. Ils seront présentés dans un premier temps et nous nous limiterons alors à l'étude des différents paramètres agissant sur l'atomisation d'une nappe annulaire liquide soumise à un ou deux co-courant(s) gazeux. La majorité des études expérimentales font intervenir l'eau et l'air pour simuler l'interaction entre oxygène liquide et hydrogène gazeux, ce qui n'est bien sûr valable que pendant les premières secondes du décollage puisque, par la suite, l'oxygène devient supercritique.

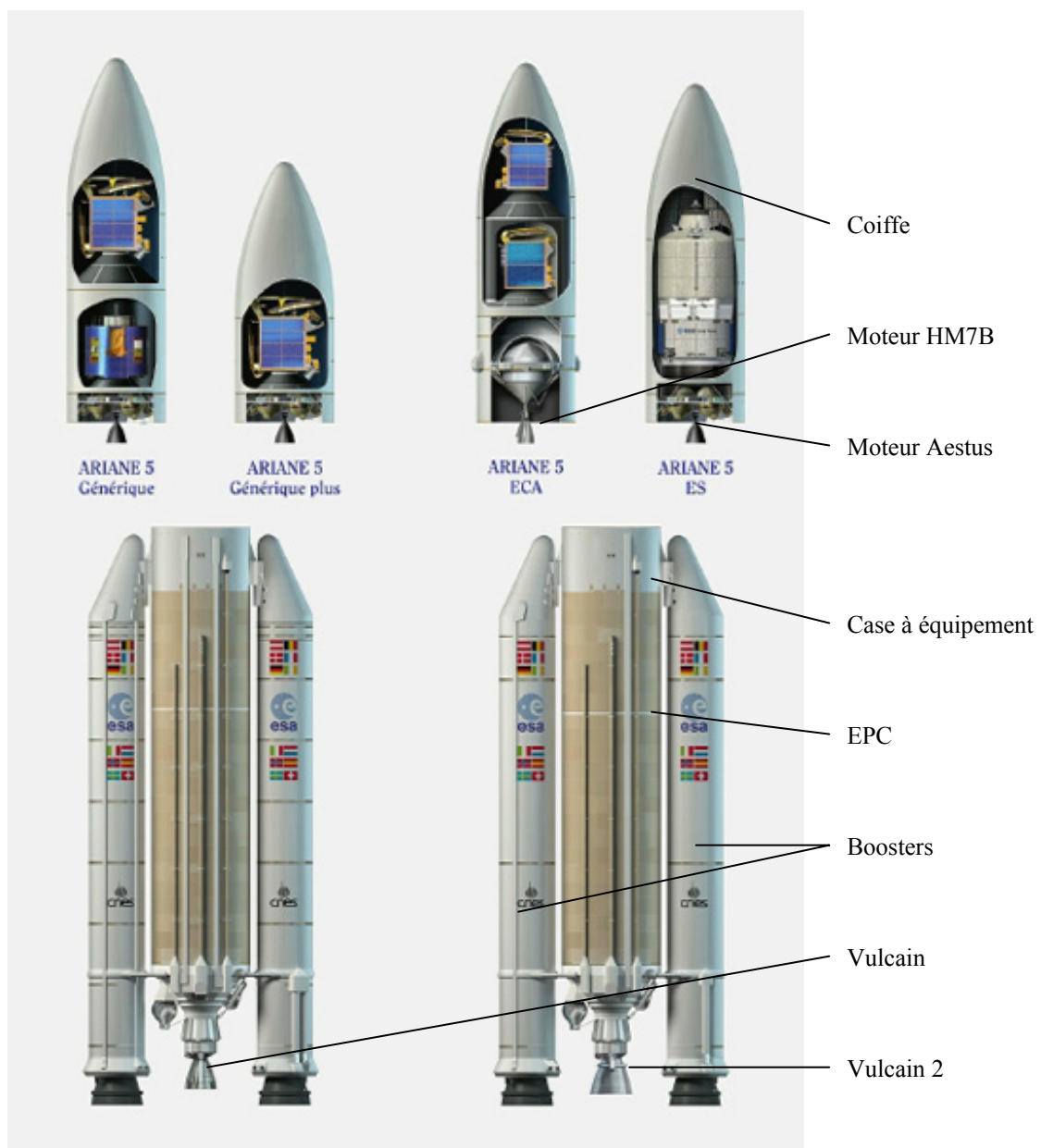


Fig. 1.2 : La famille Ariane 5.

B. Quelques Nombres Adimensionnels Importants

Pour caractériser un brouillard dans une chambre de combustion, il est nécessaire de quantifier les différentes interactions se produisant entre le liquide et le gaz. Différents nombres adimensionnels sont utilisés pour caractériser les forces dominantes dans ces écoulements. Le nombre de Reynolds (Re_L) quantifie le rapport entre les forces d'inertie et celles liées à la viscosité permettant ainsi de connaître la nature de l'écoulement liquide à l'injection. Le nombre de Weber (We_L) lie les forces d'inertie et celles de tension de surface. Pour le liquide, ces nombres sont respectivement définis équations (1.1) et (1.2) :

$$Re_L = \frac{\rho_L U_L D_h}{\mu_L} \quad (1.1)$$

$$We_L = \frac{\rho_L U_L^2 D_h}{\sigma_L} \quad (1.2)$$

ρ_L , U_L , μ_L , σ_L représentant respectivement la masse volumique, la vitesse d'injection, la viscosité dynamique, la tension superficielle du liquide et D_h le diamètre hydraulique du tube.

C. Atomisation d'un Jet Liquide

1. Jets Liquides Simples

L'atomisation d'un jet liquide se produit lorsque les forces perturbatrices appliquées à sa surface dépassent celles de tension de surface. Cela conduit à un accroissement de la quantité d'interface et à une diminution de la taille des gouttes produites. En l'absence de ces forces, le liquide se met sous la forme d'une sphère pour atteindre un état d'énergie de surface minimal. Le phénomène se décompose fondamentalement en atomisations primaire et secondaire. La première correspond à la rupture d'un jet liquide en ligaments puis en gouttes. La seconde se produit sous l'action d'efforts aérodynamiques entre le gaz et le liquide et conduit une goutte mère à se rompre en plusieurs gouttes filles plus petites.

Pour un jet liquide simple, Hiroyasu et col. (1982) montrent que la longueur de rupture varie de façon non monotone avec la vitesse d'injection. Reitz (1978) puis Reitz et Bracco (1982) constatent qu'un seul mécanisme ne peut expliquer à lui seul le phénomène d'atomisation et identifient quatre régimes de rupture :

- Le « régime de Rayleigh », caractérisé par la croissance d'oscillations axisymétriques induites à la surface par la tension superficielle, se produit pour une faible vitesse d'injection. La longueur d'onde de cette instabilité est supérieure au diamètre du jet et donne naissance, loin de l'injecteur, à des gouttes qui peuvent avoir un diamètre supérieur à celui du tube d'injection. Dans ce régime, la longueur de rupture L_B , définie

comme étant la distance au delà de laquelle le liquide n'est présent qu'en phase dispersée, croît linéairement avec la vitesse.

- Le « premier régime aérodynamique » se traduit par une longueur de rupture qui décroît très rapidement avec la vitesse du jet. La combinaison des forces dues à la tension de surface et à la vitesse relative entre le liquide et le milieu ambiant donne naissance à des instabilités de longueur d'onde importante et conduisent à la production de gouttes dont le diamètre est moins régulier que pour le régime précédent et comparable au diamètre du jet.
- Le « second régime aérodynamique » se caractérise par une nouvelle augmentation de la longueur de rupture lorsque la vitesse du liquide augmente. Ce phénomène semble lié aux forces aérodynamiques ainsi qu'à la turbulence à la sortie de l'injecteur. La longueur d'onde de ces instabilités est faible et le diamètre des gouttes produites est plus petit que celui du tube d'injection.
- Enfin, le « régime d'atomisation » se signale par une rupture du jet dès la sortie de l'injecteur. La distribution de la taille des gouttes devient très large avec un diamètre moyen plus faible que pour les régimes antérieurs. La transition avec le régime précédent reste cependant difficile à déterminer.

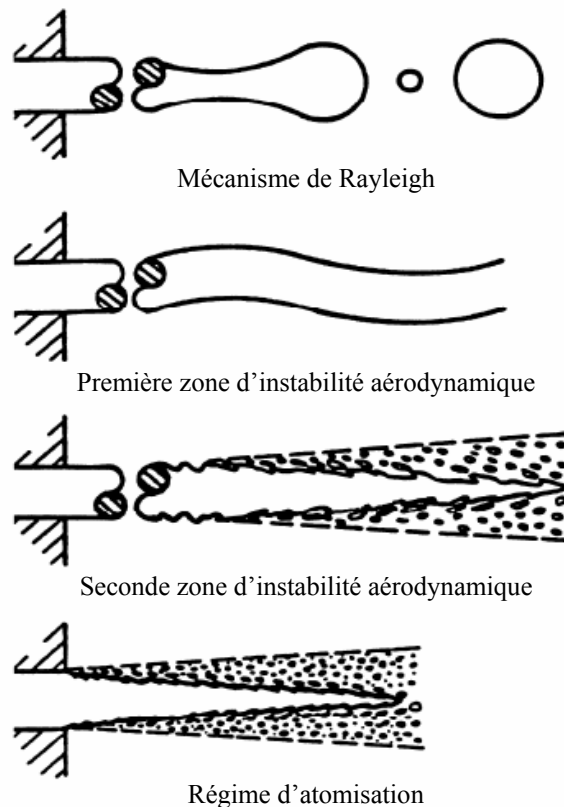


Fig. 1.3 : Les différents régimes d'atomisation selon Reitz (1978)

A partir de ces régimes, Lefebvre (1989) trace le diagramme de stabilité d'un jet simple (Fig. 1.4). Dans le régime de Rayleigh, la longueur de rupture croît linéairement avec sa vitesse puis commence à décroître lorsque les battements du jet apparaissent. Ensuite, cette longueur augmente à nouveau lorsque la turbulence atténue les grandes oscillations responsables de la décroissance précédente. Enfin, les forces aérodynamiques deviennent prédominantes et provoquent une atomisation rapide du jet d'où une forte diminution de la longueur de rupture.

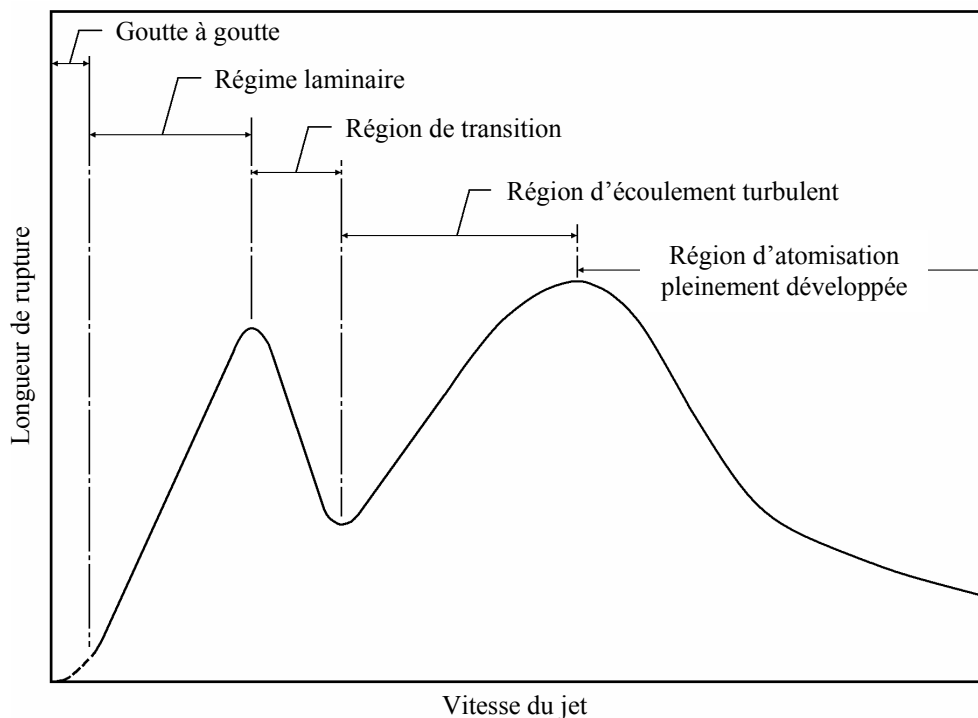


Fig. 1.4 : Courbe de stabilité selon Lefebvre (1989)

2. Jets Liquides Assistés

Dans le but d'améliorer la déstabilisation du jet liquide, l'emploi d'un co-courant gazeux est souvent utilisé. Lorsque celui-ci est animé d'une vitesse élevée, la longueur de rupture décroît rapidement et la qualité de la pulvérisation s'améliore. Ce type de géométrie est très couramment utilisé dans la propulsion car la combustion est plus efficace lorsque la taille des gouttes est faible. A ce stade, il est nécessaire de définir deux nombres adimensionnels supplémentaires, le nombre de Weber gazeux (We_G) pour tenir compte de la vitesse relative entre le gaz et le liquide et le rapport des densités de flux de quantité de mouvement du gaz et du liquide (J). Ceux-ci sont définis équations (1.3) et (1.4), D représentant une longueur caractéristique du jet liquide :

$$We_G = \frac{\rho_G (U_G - U_L)^2 D}{\sigma_L} \quad (1.3)$$

$$J = \frac{\rho_G U_G^2}{\rho_L U_L^2} \quad (1.4)$$

Pour un mélange eau/air, Farago et Chigier (1992) identifient trois modes d'atomisation principaux. Le premier, nommé « régime de Rayleigh » et similaire à celui décrit pour les jets liquides simples, existe pour un $We_G < 25$. Lorsque $25 < We_G < 70$, la rupture de type « membrane » apparaît : le jet liquide rond s'aplatit pour prendre la forme d'un ligament mince et forme des ondes de Kelvin-Helmholtz. Enfin, la désintégration de type « fibre », caractérisée par la présence de « fibres liquides » issues de l'épluchage du jet liquide par la couronne de gaz, se produit pour des $We_G > 70$.

Selon Lasheras et col. (1998), le rapport J est un paramètre essentiel de l'atomisation. En effet lorsqu'il est inférieur à un, la longueur de rupture du jet est contrôlée par le jet liquide tandis que lorsqu'il est supérieur à l'unité, c'est le gaz qui devient le paramètre principal. Néanmoins, selon Porcheron et col. (2002), l'influence de la masse volumique du gaz ne doit pas être négligée puisque L_B diminue avec elle. L'introduction d'un retrait de l'injection liquide favorise les transferts de quantité de mouvement du gaz vers le liquide et conduit à une amélioration de la granulométrie (Dunand, 2002). Cet auteur observe également une dispersion plus importante des structures liquides avec la rotation du gaz mais l'effet sur la qualité du spray produit est plus complexe : si elle est faible, le diamètre moyen des gouttes diminue peu mais lorsqu'elle devient trop élevée, de grosses gouttes sont produites à la périphérie du spray.

D. Atomisation d'une Nappe Liquide Plane

1. Nappes Liquides Planes Simples

Après les études de Rayleigh (1894), Squire (1953) est le premier à réaliser une étude théorique des instabilités d'une nappe liquide plane non visqueuse. Il montre que les instabilités n'apparaissent que pour un nombre de Weber liquide supérieur à l'unité et propose deux modes de déstabilisation de cette nappe : le mode antisymétrique (ou sinueux) et le mode symétrique (ou variqueux) (Fig. 1.5). Dans le premier, les perturbations des deux interfaces sont en phase tandis que dans le second, elles sont en opposition de phase. En outre, il précise que le degré d'instabilité du premier mode est beaucoup plus élevé que le second. Hagerty et Shea (1955) démontrent que seuls ces deux modes sont possibles et que le taux d'accroissement du premier est toujours prépondérant. Il est également possible que les

oscillations de la nappe ne soient pas purement sinusoïdales et contiennent plusieurs harmoniques. Dans ce cas, l'onde possédant le taux d'accroissement le plus élevé impose la longueur d'onde de l'instabilité.

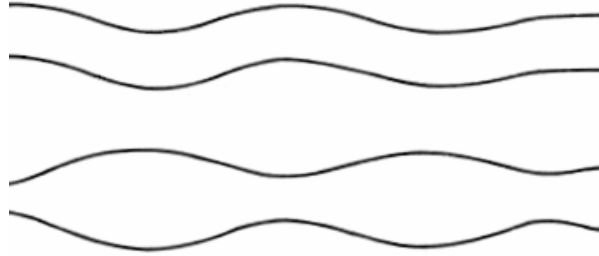


Fig. 1.5 : Mode antisymétrique ou sinueux (haut) et mode symétrique ou variqueux (bas)

2. Nappes Liquides Planes Assistées

Arai et Hashimoto (1985) étudient la rupture d'une nappe liquide plane assistée par deux courants gazeux et observent que les fréquences de vibration de la nappe et de rupture sont égales. Mansour et Chigier (1990) proposent, dans une configuration similaire, des mesures du Diamètre Moyen de Sauter réalisées à l'aide d'un Analyseur de Particules par Phase Doppler. Ils notent que l'amplitude des oscillations de la nappe est le principal paramètre contrôlant l'angle du spray mais aussi que les grosses gouttes sont produites par les ligaments alors que les membranes contribuent à la formation des petites gouttes. A l'aide d'une caméra rapide et d'un interféromètre laser, Stapper et Samuelsen (1990) caractérisent expérimentalement deux types de comportement de la nappe : la rupture cellulaire qui se produit pour des vitesses de liquide élevées et en ligaments lorsqu'elle est faible (Fig. 1.6).

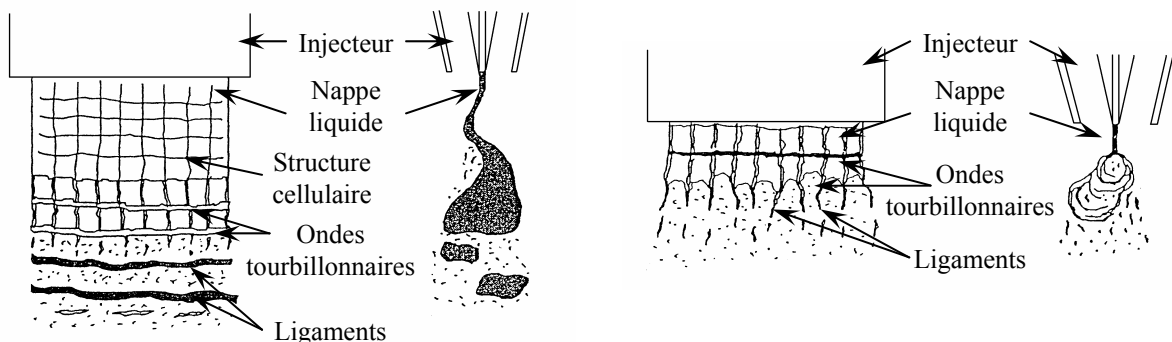


Fig. 1.6 : Les deux modes de rupture de nappe selon Stapper et Samuelsen (1990)

Eroglu et col. (1991) étudient l'atomisation d'une nappe épaisse de 254 μm par une technique d'imagerie à haute vitesse et analysent le taux d'accroissement des ondes perturbatrices : celui-ci décroît avec la vitesse du liquide et croît avec la vitesse du gaz. De

plus, la longueur d'onde diminue avec l'augmentation de l'un de ces deux paramètres. Li (1993, 1994) étudie les deux modes de rupture d'une nappe liquide visqueuse soumise à deux courants gazeux de même vitesse puis de vitesses différentes. Dans cette dernière étude, ces deux modes sont nommées para-sinueux (ou para-antisymétrique) et para-variqueux (ou para-symétrique) car ils sont une combinaison de modes sinueux et variqueux. L'auteur identifie également deux types d'instabilités pour le mode para-sinueux : pseudo-absolu pour un nombre de Weber inférieur à 1 et convectif, *i.e.* lié aux efforts aérodynamiques dans l'autre cas. Par ailleurs, pour le mode variqueux, elles sont toujours convectives. Même si le mode (para-)variqueux peut dominer sous certaines conditions, c'est le (para-)sinueux qui a généralement les plus fortes instabilités, en particulier pour des nombres de Weber élevés comme c'est souvent le cas dans la pratique. De plus, la différence de vitesse entre les co-courants gazeux peut avoir un effet stabilisant ou déstabilisant selon les cas et l'amplification spatiale de ces instabilités dépend fortement du rapport des densités gaz/liquide. Enfin, ils remarquent que la tension superficielle est toujours stabilisante et que la viscosité l'est aussi pour un nombre de Weber supérieur à 1. Cependant, selon Cousin et Dumouchel (1996), l'effet de cette dernière est beaucoup plus faible que celui lié à la tension de surface ou à la vitesse de l'air.

Lozano et Barreras (2001) réalisent une étude expérimentale du flux de gaz à l'aide de la Fluorescence Induite par Laser et observent que son décollement de la surface de liquide est une source d'accroissement de la vitesse de battement, ainsi que de l'accélération de l'atomisation de la nappe liquide. En étudiant la zone proche de la sortie de l'injecteur, Lozano et col. (2001), en accord avec Mansour et Chigier (1991), constatent que pour une vitesse de liquide donnée, la fréquence d'oscillation de la nappe varie linéairement avec la vitesse des co-courants d'air. Les seconds auteurs précisent que l'influence du liquide sur ce paramètre est faible. De même que Eroglu et col. (1991), Lozano et col. (2001) observent que le taux d'accroissement des instabilités augmente avec la vitesse du gaz et diminue avec celle du liquide mais aussi que l'atomisation de la nappe liquide par un co-courant d'air parallèle semble plus efficace en comparaison de l'étude des deux premiers auteurs où un angle est présent entre le jet du liquide et les co-courants gazeux.

A partir d'une étude expérimentale sur différents régimes d'atomisation d'une nappe plane, Carvalho et col. (2002) proposent les corrélations (1.5) et (1.6) pour la longueur de rupture et la fréquence de battement f où e représente l'épaisseur du liquide :

$$L_B = 6.51 \cdot e \cdot J^{-0.68} \quad (1.5)$$

$$f = \frac{0.13 \cdot U_L \cdot J^{0.38}}{e} \quad (1.6)$$

Lozano et col. (2005) étudient l'effet de l'épaisseur d'une nappe liquide sur ses battements et observent que la fréquence d'oscillation varie en fonction de sa racine carrée. De plus ils proposent le nombre de Strouhal défini équation (1.7) où d_A est l'épaisseur des courants d'air, U_A la vitesse de l'air et U_{min} la vitesse minimale de l'air pour laquelle les oscillations apparaissent. Ils précisent que ce dernier paramètre dépend de la vitesse du liquide :

$$St = \frac{(f \cdot \sqrt{e \cdot d_A})}{(U_A - U_{min})} \quad (1.7)$$

Enfin, pour Fernandez et col. (2009), les différents régimes de rupture dépendent du rapport de densité de flux de quantité de mouvement gaz/liquide (Fig. 1.7).

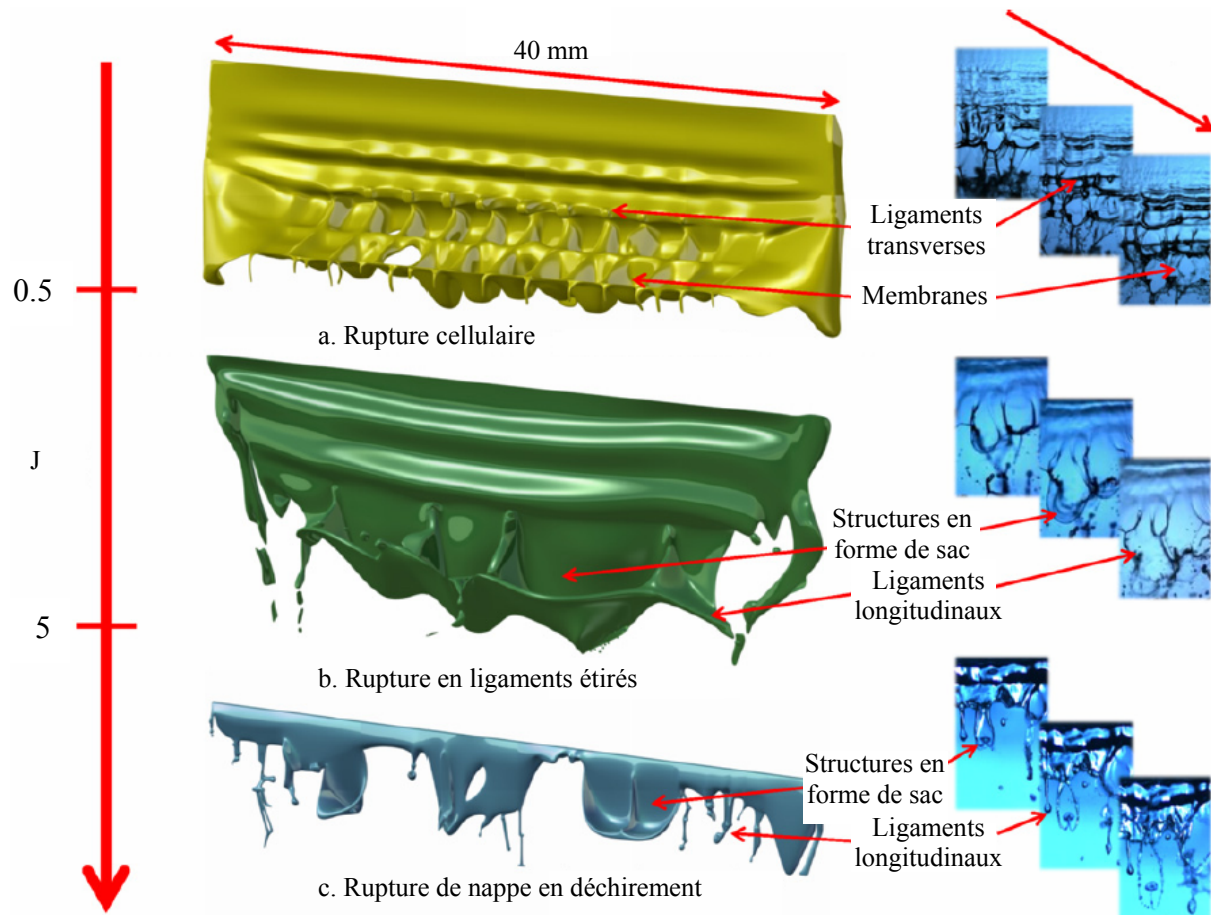


Fig. 1.7 : Evolution des mécanismes de rupture en fonction de J selon Fernandez et col. (2009)

Ils observent les deux régimes déjà décrits par Stapper et Samuelsen (1990) : la rupture cellulaire lorsque $J < 0.5$ et la rupture en ligaments étirés pour $0.5 < J < 5$. Lors de ce second régime des structures en forme de sac sont visibles. Lorsque $J > 5$, un troisième régime apparaît, caractérisé par la formation de ligaments longitudinaux de formes

irrégulières, la formation des structures en forme de sac comme pour le régime précédent et par la déchirure de la nappe en paquets liquides. Ils précisent en outre que le terme U_{min} s'écrit sous la forme (Eq. 1.8).

$$U_{min} = 2 \cdot 10^{-4} \frac{\sigma_L \rho_L}{\mu_L \rho_G} \quad (1.8)$$

E. Atomisation d'une Nappe Liquide Annulaire

1. Nappes Liquides Annulaires Simples

Ponstein (1959) réalise la première étude théorique sur une nappe annulaire liquide non visqueuse sans ou avec rotation et décrit les deux modes, asymétrique (ou hélicoïdal) et axisymétrique que nous pouvons rapprocher respectivement des modes sinueux et variqueux d'une nappe plane. Il détermine aussi que l'instabilité du premier mode augmente avec la rotation du liquide. Crapper et col. (1975) effectuent une étude numérique de la même configuration sans rotation et constatent que le taux d'accroissement des instabilités augmente lorsque l'épaisseur de la nappe diminue.

2. Nappes Liquides Annulaires Assistées

Ces deux études ont été poursuivies par celles de nombreux auteurs avec l'ajout de co-courants gazeux interne et externe favorisant la déstabilisation de la nappe. Considérant la nappe visqueuse, Lee et Chen (1991), observent un taux d'accroissement des instabilités antisymétriques toujours supérieur à celui des instabilités symétriques et qui conduisent à la rupture du jet tandis que Shen et Li (1996b) précisent que ce comportement n'est valable que pour des nombres de Weber suffisamment grands, ce qui est généralement le cas dans la pratique. De plus, en accord avec ces quatre auteurs, Shen et Li (1996a), Jeandel et Dumouchel (1999), Liao et col. (2000) et Ibrahim et Jog (2006) observent que le jet de gaz interne est plus déstabilisant que le jet de gaz externe. Ces deux derniers auteurs observent néanmoins, un inversement de cette tendance avec la rotation du liquide.

Cependant, pour des nombres de Weber comparables aux deux interfaces, et prenant en compte le rayon de courbure de la nappe (Eq. 1.9), Panchagnula et col. (1996) déterminent que les deux co-courants ont le même effet sur la croissance des instabilités lorsque celui-ci est suffisamment grand (>10) mais aussi que l'influence du gaz interne est plus élevée lorsqu'il est faible (<8).

$$We_{D_{LI}/2} = \frac{\rho_G U_G^2 D_{LI}}{2 \cdot \sigma} \text{ et } We_{D_{LO}/2} = \frac{\rho_G U_G^2 D_{LO}}{2 \cdot \sigma} \quad (1.9)$$

Par contre, pour Shen et Li (1996a) et Cao (2003), le gaz externe devient plus déstabilisant que le gaz interne lorsque la vitesse des co-courants est inférieure au double de la vitesse du liquide. Shen et Li (1996a) montrent que la vitesse relative entre gaz et liquide joue un rôle prépondérant dans la formation des instabilités mais que, dans certains cas, la vitesse absolue des fluides ne doit pas être négligée même si elle ne joue un rôle qu'au second ordre. En effet, pour une vitesse relative identique entre les deux gaz et le liquide, une plus grande déstabilisation de la nappe est observée lorsque celle des premiers est supérieure à celle du second.

De même que Li (1994) étudiant une nappe plane, Shen et Li (1996b) remarquent ici que les modes de déstabilisation sont une combinaison des modes sinueux et variqueux : les interfaces de la nappe ne sont donc jamais parfaitement en phase ou en opposition de phase. De plus, ils notent que l'accroissement de sa courbure augmente généralement leur taux de croissance, ce qui signifie qu'une nappe annulaire à forte courbure se rompt plus rapidement qu'une nappe plane de même épaisseur. Camatte et Ledoux (1991) avaient déjà noté l'importance de ce paramètre.

Jeandel et Dumouchel (1999) identifient deux comportements distincts de la tension de surface : elle est généralement stabilisante mais, si la courbure de la nappe est élevée et le nombre de Weber, défini (Eq. 1.9), faible, elle peut devenir source d'instabilités. De plus, pour ces deux auteurs, le taux d'accroissement des perturbations augmente avec la densité du gaz alors que Liao et col. (2000) obtiennent un résultat inverse. Ensuite, Jeandel et Dumouchel (1999) puis Shen et Li (2001) observent que la viscosité du liquide a toujours un rôle stabilisant car elle réduit les caractéristiques de l'onde dominante. Liao et col. (2000) ont également étudié la rotation du gaz interne et observent qu'elle améliore fortement la déstabilisation du mode sinueux. Enfin, pour Du et col. (2008), le gaz interne est responsable du mode para-sinueux tandis que le mode para-variqueux est lié au gaz externe.

3. Régimes de Rupture

En étudiant le comportement d'une nappe annulaire liquide soumise à un jet de gaz interne, Lee et Chen (1989) identifient les trois régimes : « Rayleigh », « rupture par les forces aérodynamiques » et « atomisation ». De plus, ils précisent que le premier mode conduit à la formation de bulles mesurant environ $2 D_{GC}$. Avec un injecteur conique et deux co-courants gazeux, interne et externe à la nappe, Lavergne et col. (1993) observent également les trois régimes décrits précédemment. Dans une configuration similaire à celle de Lee et Chen (1989) mais sans retrait, Choi et col. (1997) présentent les modes de rupture suivants :

« Rayleigh », où des structures cellulaires sont observées à la surface de la nappe, « rupture de bulle » et « pulsatoire » (Fig. 1.8).

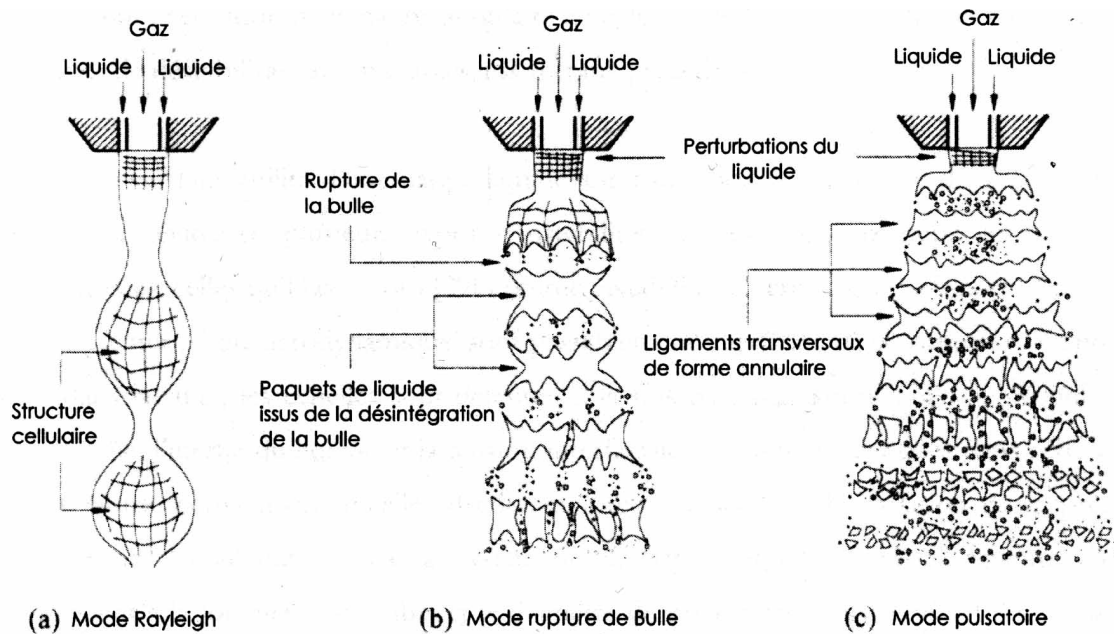


Fig. 1.8 : Modes de rupture selon Choi et col. (1997)

Adzic et col. (2001) ont étudié la région dense d'une nappe annulaire d'eau assistée par deux co-courants d'air produite par un injecteur conique et proposent trois régimes de désintégration : Kelvin-Helmholtz, « cellulaire » et « atomisation ». Le régime de Kelvin-Helmholtz est divisé lui-même en trois sous-modes. Le premier correspond à la formation d'une bulle qui n'existe que pour des vitesses du gaz interne faibles et du gaz externe négligeable ou nulle. Ce sous-mode ressemble au régime de Rayleigh décrit par Farago et Chigier (1992) pour un jet liquide cylindrique assisté par une couronne annulaire de gaz : le jet liquide se désintègre sans formation de membranes ou de ligaments, la taille moyenne des gouttes étant de l'ordre du diamètre du jet et leur taille maximale voisine du double de cette valeur. Le deuxième sous-mode s'intitule « arbre de Noël » car la forme du spray formé à la sortie de l'injecteur y ressemble fortement et résulte d'une combinaison particulière des flux gazeux interne et externe : une bulle commence à se former à la sortie de l'injecteur et, alimentée par le gaz interne, grossit alors que ses parois s'amincissent. Puis, sous l'effet de la pression dynamique du gaz externe, cette bulle s'aplatit et finit par éclater. Les fragments résultant de cet éclatement s'étalent radialement et se désintègrent en gouttelettes de petite taille avec très peu de grosses gouttes. Le troisième sous-mode, appelé « Kelvin-Helmholtz cellulaire » présente des cellules mais surtout une surface liquide parcourue par des instabilités de Kelvin-Helmholtz. Le régime cellulaire, quant à lui, se caractérise par une

structure en cellules de la nappe annulaire et, enfin, dans le régime d'atomisation, la rupture de la nappe se produit dès la sortie de l'injecteur et les gouttes formées sont petites devant son épaisseur.

4. Des Ondes Interfaciales à la Rupture

Lavergne et col. (1993) étudient expérimentalement les mécanismes de l'instabilité et de la formation d'un spray à partir d'une nappe de 400 μm d'épaisseur ; ils observent une augmentation de la fréquence des instabilités avec la vitesse du gaz et l'accroissement de la rotation du gaz externe. De plus, l'angle d'ouverture du spray est compris entre 11 et 18°. Kawano et col. (1997) observent la propagation d'ondes à l'interface eau/air d'une nappe annulaire liquide de 200 μm d'épaisseur sans ou avec gaz externe et constatent que leur amplitude croît lorsque l'on s'éloigne de l'injecteur. La nappe annulaire liquide se rompt ensuite sous différentes formes avec une longueur de rupture L_B variable. Comme pour les nappes planes, deux comportements majeurs sont observés : la nappe annulaire semble plutôt se rompre en paquets liquides lorsque la vitesse des gaz est élevée, vraisemblablement à cause de leur pression dynamique, et en films et ligaments pour une vitesse inférieure à une valeur limite de l'ordre de 20 m/s. De plus, la nappe annulaire liquide oscille à une fréquence de plusieurs centaines de Hertz lorsque le liquide est animé d'une vitesse variant de 1 à 5 m/s tandis que celle des co-courants gazeux est de l'ordre de la dizaine de m/s. Ensuite, une relation entre la fréquence du battement et le nombre de Weber gazeux, défini à partir de l'épaisseur de la nappe e (Eq. 1.3), a été déterminée pour une vitesse du liquide supérieure ou égale à 2.5 m/s. Lorsque celle-ci diminue à partir de cette valeur limite, les oscillations de la nappe liquide deviennent de plus en plus irrégulières, probablement à cause d'une différence importante entre les vitesses du gaz et du liquide ainsi que de la faible inertie du liquide. Le rapport L_B/U_L diminue avec le nombre de Weber gazeux, conformément à une étude théorique basée sur les instabilités de Kelvin-Helmholtz qui stipule que l'amplitude des ondes augmente avec ce nombre.

Li et Shen (2001) observent également les trois régimes de rupture proposés par Lee et Chen (1989) et Lavergne et col. (1993) mais nomment les second et troisième régimes « formation d'un jet annulaire » et « atomisation » respectivement. Ils précisent que le gaz interne joue un rôle important dans le processus de rupture et que les paramètres principaux sont les forces de capillarité et d'interactions aérodynamiques. Si la vitesse du gaz interne est nulle, le jet annulaire se comporte comme un jet liquide cylindrique à partir d'une certaine distance de l'injecteur et aboutit à la formation d'un train de gouttes. Pour une vitesse faible de ce gaz, l'amplitude des ondes s'accroît, provoquant une contraction du jet annulaire puis un étranglement se forme et une bulle se détache. La ligne liquide formée par cette

contraction se rompt peu après en formant un train de petites gouttes entre deux bulles successives. Enfin, ils proposent des domaines d'existence pour les trois modes de rupture observés en fonction des vitesses du liquide et du gaz (Fig. 1.9).

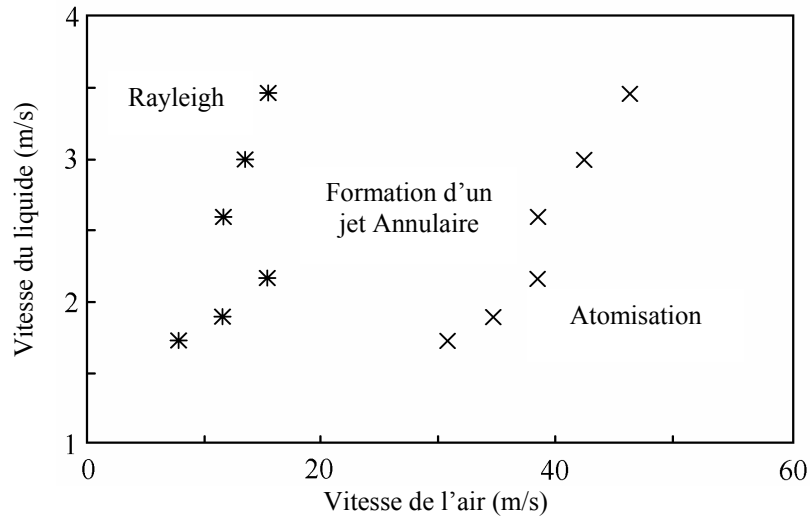


Fig. 1.9 : Domaine d'existence des 3 modes de rupture selon Li et Shen (2001)

Fu et col. (2003) étudient l'atomisation d'une nappe annulaire liquide de $254\ \mu\text{m}$ d'épaisseur soumise à deux co-courants gazeux de même section et parallèles à l'aide d'une caméra CCD. Ils constatent que le diamètre externe de la nappe liquide fluctue périodiquement à une fréquence de quelques centaines de Hertz pour des vitesses de $2.1\ \text{m/s}$ pour le liquide et de quelques dizaines de m/s pour les deux courants de gaz, ce qui en fait un phénomène très rapide. Cette variation semble liée à la présence d'ondes bidimensionnelles tandis que de petites structures visibles à la surface de la nappe dans la direction azimutale mettent en évidence la présence d'ondes tridimensionnelles transverses. Ces structures deviennent très irrégulières lorsque l'on s'éloigne de l'injecteur et aboutissent à la formation d'épais ligaments reliés par de fines membranes appelés aussi structures cellulaires. Ces ligaments sont à l'origine de la formation des grosses gouttes tandis que les membranes se rompent en fines gouttelettes. Par contre, les ondes bidimensionnelles semblent rompre la nappe annulaire périodiquement en créant des amas denses de gouttes dans le spray. Elles acquièrent une vitesse radiale importante en se formant et se dispersent selon un angle d'ouverture élevé mais ces auteurs ne proposent pas d'explication à ce comportement. A vitesse égale (ou flux de quantité de mouvement égale puisque les sections sont identiques), le jet de gaz interne est plus efficace que le jet externe car il rompt la nappe liquide plus rapidement et produit un brouillard de gouttes plus uniforme. Ensuite, la transition laminaire/turbulent de la nappe liquide dans l'injecteur affecte peu la longueur de rupture ni la forme du spray résultant en comparaison de la variation de la vitesse des co-courants de gaz.

Enfin, ils notent que la longueur de rupture augmente avec la vitesse du liquide et, en accord avec Lee et Chen (1989), Lavergne et col. (1993), et Cao (2003), qu'elle diminue avec celle des co-courants d'air. Adzic et col. (2001) précisent de plus que cette longueur varie en fonction de $U_C^2 + U_O^2$ sous pression atmosphérique. Etudiant l'effet des co-courants gazeux s'ils sont animés d'une faible vitesse, Wahono et col. (2007) observent que la formation d'instabilités de type Kelvin-Helmholtz favorise le développement d'ondes sinueuses à l'interface liquide/gaz s'amplifiant jusqu'à la rupture de la nappe.

5. Mesures de Vitesses et de Granulométrie

Jusqu'à présent, peu d'auteurs se sont intéressés aux mesures de vitesse et de taille des gouttes. Lavergne et col. (1993) ont été les premiers à réaliser une telle étude et remarquent que le mécanisme de rupture affecte la distribution spatiale des gouttes dans le spray résultant. Près de l'injecteur, le profil radial de la vitesse axiale moyenne présente deux pics avant de prendre une forme plus classique en aval, avec un maximum au centre de l'écoulement et une forte décroissance lorsque l'on se rapproche de la périphérie du spray. Le D_{32} défini (Eq. 1.10), est relativement uniforme près de l'injecteur tandis que lorsque l'on s'en éloigne, il est plus élevé en périphérie que près de l'axe de l'écoulement :

$$D_{32} = \frac{\sum N(D_i) \cdot D_i^3}{\sum N(D_i) \cdot D_i^2} \quad (1.10)$$

Li et Shen (1999) analysent l'aérosol produit par une nappe épaisse de 82.5 μm atomisée par deux co-courants gazeux dans les champs moyen et lointain ; ils observent les comportements suivants : (i) le profil radial de la vitesse axiale moyenne des gouttes est gaussien, (ii) le D_{32} augmente du centre du spray vers sa périphérie, (iii) les profils de vitesse et de turbulence ne deviennent pas auto-similaires avant une distance de 30 à 45 D_{GO} ce qui, au moins pour la turbulence, correspond grossièrement à un jet homogène et (iv) au centre de l'écoulement, la vitesse axiale moyenne des gouttes suit la loi présentée Eq. (1.11), X étant la distance à l'injecteur, et Φ représentant la somme des flux de quantité de mouvement de liquide et de gaz à la sortie de l'injecteur.

$$U = \frac{7.4}{X} \cdot \left(\frac{\Phi}{\rho_a} \right)^{1/2} \quad (1.11)$$

F. Synthèse et Objectifs Spécifiques

De nombreuses études théoriques ont été réalisées sur la formation d'instabilités à la surface d'écoulements liquides à la sortie d'un injecteur et, en particulier, lorsque un ou plusieurs co-courants gazeux sont adjoints. Celles-ci donnent naissance à des ondes (para-)variqueuses et (para-)sinueuses mais, dans la pratique, ces dernières dominent le processus de rupture, puisque généralement les nombres de Weber gazeux sont élevés pour favoriser l'atomisation.

Pour une nappe liquide plane ou annulaire, les oscillations créées par ces instabilités sont peu étudiées. Toutefois quelques auteurs précisent que leur fréquence augmente avec la vitesse du gaz et différents nombres de Strouhal sont proposés. Par la suite, les influences de la masse volumique, de la vitesse et de la rotation du gaz seront caractérisées pour une nappe annulaire liquide soumise à un ou deux courant(s) gazeux.

Généralement, la description expérimentale de ce type d'écoulement se réduit à trois régimes nommés « Rayleigh », « rupture de bulles » et « pulsatoire » sauf pour Adzic et col. (2001) qui proposent une classification plus complexe. Cette étude et l'analyse des images issues de la littérature permettront de clarifier les principaux modes et d'établir leur diagramme de stabilité.

Comme il a été établi que le gaz interne a l'influence la plus importante lors du processus d'atomisation, l'effet de ce paramètre sur la vitesse et la granulométrie des gouttes produites sera présenté. La pression ambiante, et l'adjonction d'un co-courant gazeux externe seront également étudiées.

Chapitre II. Dispositif Expérimental et Métrologie

Le banc d'essais JETCOAP (JETs COAxiaux sous Pression, Fig. 2.1) permet l'atomisation de jets coaxiaux air - eau pour simuler les conditions cryogéniques H_2/O_2 dans une enceinte sous pression (Prévost, 2000). Les modifications réalisées dans le cadre de ce travail et de celui de Laporte (2006) concernent essentiellement l'addition de nouvelles lignes de fluides avec leur instrumentation ainsi que l'utilisation d'un nouvel injecteur. Ce dispositif comprend essentiellement : une cuve sous pression munie d'accès optiques, un porte-injecteur solidaire d'un système de déplacements dans les trois directions et un système d'alimentation et d'évacuation des fluides. Ensuite, les techniques utilisées, tomographie, tomographie rapide, Vélocimétrie par Image de Particules (PIV) et Anémométrie laser par Phase Doppler (PDA) seront détaillées.



Fig. 2.1 : Dispositif JETCOAP

A. Cuve sous Pression

Elle est composée de deux demi-cuves reliées par une bride. La première reçoit l'alimentation des fluides et sert aux déplacements de l'injecteur. La seconde, quant à elle, est équipée de hublots permettant les diagnostics optiques, d'un régulateur de pression et d'un dispositif d'évacuation des fluides.

1. Demi-Cuve n°1

La demi-cuve n°1 est montée sur un châssis fixé au sol et comprend un système Micro-Contrôle qui permet les déplacements de l'injecteur selon trois axes avec une précision de 10 μm . Deux d'entre eux, situés horizontalement et verticalement, sont motorisés pour déplacer l'injecteur tandis que le troisième, horizontal lui aussi, sert à son centrage.

La liaison entre les tables de déplacements et l'injecteur est assurée par un axe en acier inoxydable et un porte-injecteur (voir *infra* Fig. 2.4). Un soufflet en acier inoxydable renforcé par une tresse permet la connexion entre la cuve et le bloc mobile relié aux tables. Il limite les déplacements horizontaux de l'injecteur à une vingtaine de mm alors que l'axe vertical a une course d'environ cent mm. Une nouvelle bride en acier inoxydable (Fig. 2.2) possédant un nombre de passages plus important, dessinée par Laporte (2006) et réalisée à l'atelier de mécanique du LCD, permet l'acheminement des fluides vers l'injecteur via des tubes semi-rigides en polyamide.

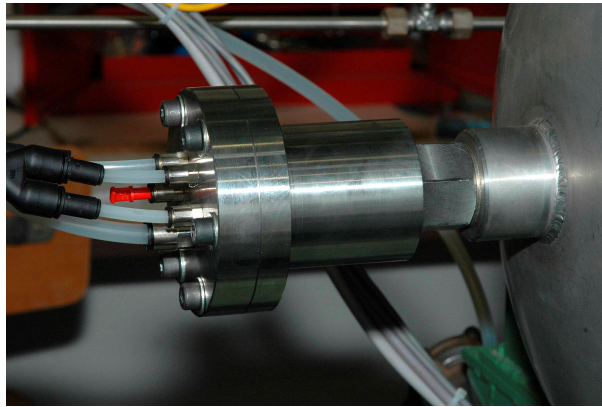


Fig. 2.2 : Bride pour l'alimentation en fluides

2. Demi-Cuve n°2 (Fig. 2.3)

La demi-cuve n°2 est mobile et montée sur roulettes pour permettre des interventions à l'intérieur de la cuve et, en particulier, sur l'injecteur. Elle est équipée de trois hublots circulaires de 110 mm de diamètre et 15 mm d'épaisseur, situés de part et d'autre de la cuve et à sa verticale. Ils servent aux visualisations et aux mesures de PIV. La PDA est réalisée à l'aide d'un 4^e hublot, mesurant 50 mm de diamètre et 10 mm d'épaisseur, faisant un angle de 60° avec le plan horizontal. Durant les premières manipulations, de la buée - engendrée par le brouillard de gouttelettes - s'est formée sur les hublots et a fortement gêné les mesures. Pour pallier cette difficulté, des cordons chauffants de 2.5 m et d'une puissance de 30 W/m ont été enroulés autour du support de chaque hublot. Ils évitent la formation de buée sans perturber l'écoulement à l'intérieur de la cuve et permettent d'assécher les hublots pour certaines

conditions où des gouttelettes sont projetées sur ceux-ci. C'est pour cette raison qu'un diaphragme a été utilisé pour les mesures de PDA.

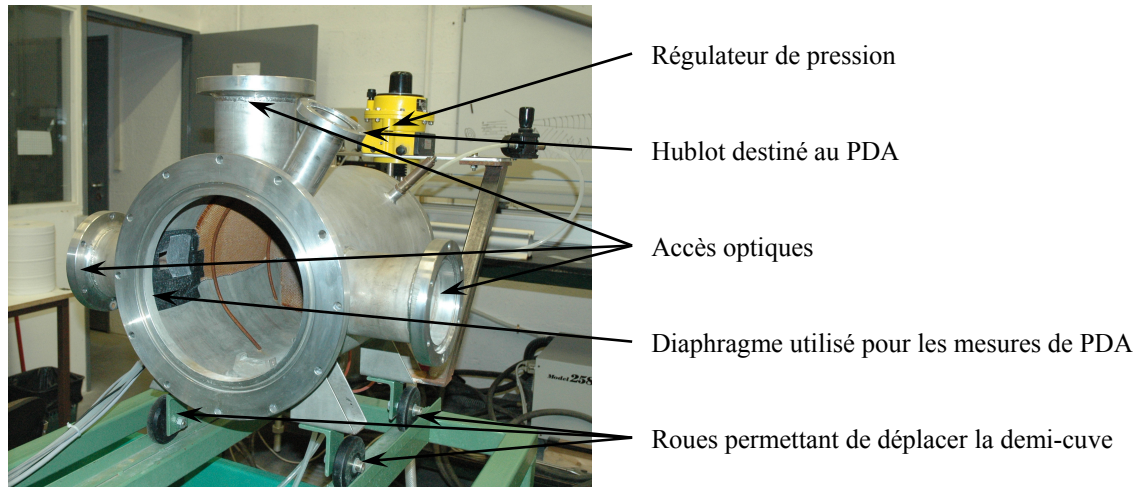


Fig. 2.3: Demi-cuve n°2

3. Porte-Injecteur (Fig. 2.4)

Cet élément permet le déplacement longitudinal de l'injecteur mais aussi son orientation. Le modèle précédent était difficile à positionner avec précision et avait du jeu au niveau de son orientation. Pour pallier ces difficultés, un nouveau porte-injecteur dessiné par Laporte (2006) a été fabriqué. Il a été usiné dans un matériau facile à usiner, le delrin, plus léger que le duralumin et ne corrodant pas les vis fixées sur celui-ci. En effet, Dunand (2002) avait observé une forte corrosion des vis en acier inoxydable en contact avec du duralumin en atmosphère humide, qui rendait le démontage difficile et réduisait fortement leur durée de vie.

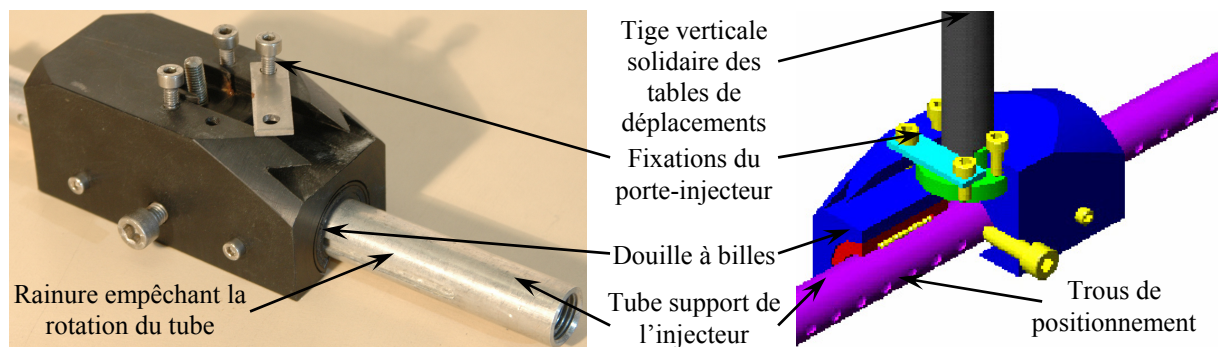


Fig. 2.4 : Photo et schéma du porte-injecteur

Le porte-injecteur est fixé sur la tige verticale solidaire des tables de déplacements par des vis verticales servant à régler l'orientation de l'injecteur. De plus, un système de douilles

à billes permet de faire coulisser le tube support de l'injecteur lorsque le déplacement des tables devient insuffisant dans la direction axiale. Ce tube est muni d'une rainure sur l'un de ses côtés où une vis empêche sa rotation et présente des encoches tous les 10.5 mm de l'autre pour figer sa position axiale à l'aide d'une deuxième vis. Lorsque les limites de la course imposées par le flexible sont atteintes, une intervention manuelle est réalisée à travers les hublots de la demi-cuve n°1.

4. Evacuation du Liquide

Le système précédent utilisait un contrôle automatique du niveau d'eau : lorsque celle-ci atteignait une certaine hauteur, la vidange vers le bac de récupération se déclenchait ; l'eau atteignait alors un deuxième capteur de niveau qui arrêta le processus. Cette manière d'opérer avait l'inconvénient de faire varier la pression dans la cuve de façon brutale et ne permettait pas d'évacuer l'eau de manière satisfaisante sous pression atmosphérique. Nous avons opté pour une manière plus simple de réguler le niveau d'eau : une vanne à boisseau sphérique ainsi qu'une vanne à pointeau ont été installées sous la cuve. Pour les mesures à pression atmosphérique, il suffit d'ouvrir la première vanne qui permet l'écoulement naturel de l'eau tandis que pour les essais sous pression, le débit de liquide est ajusté grâce à la seconde vanne (la première étant fermée). Dans ces conditions, le niveau d'eau reste quasi constant à une hauteur de 2 à 3 cm du fond de la cuve.

B. Alimentation en Fluides

L'ensemble des circuits est résumé Fig. 2.5. Il comprend un circuit d'eau et deux lignes principales d'air, elles-mêmes subdivisées en deux.

1. Circuit d'Eau

Le circuit liquide du banc JETCOAP fonctionne en circuit fermé à partir d'un réservoir en polypropylène de 200 L équipé d'un refroidisseur thermostaté qui limite le réchauffement de l'eau. Ce réservoir est rempli au départ d'eau adoucie et filtrée par une grille dont les mailles mesurent 20 μm . Une pompe SIHI (type AEHA 1208) auto-amorçante alimente l'installation avec un débit maximum de 1600 L/h sous une pression de 12 bar. Un filtre à tamis placé en amont de cette pompe permet de protéger le circuit.

La mesure du débit injecté est assurée par un compteur à impulsions MacNaught, type MSSP 1H, possédant une gamme de mesure s'étalant de 2 à 100 L/h avec une précision de 1 L/h. Il est constitué de deux roues ovales dont l'une est munie d'un petit aimant. A chaque tour, correspondant à 1 mL, il envoie un signal au compteur et permet ainsi la mesure du

débit. Ce dernier est contrôlé manuellement à l'aide de deux vannes, l'une placée sur le circuit allant à l'injecteur, la seconde sur le retour d'eau vers la cuve.

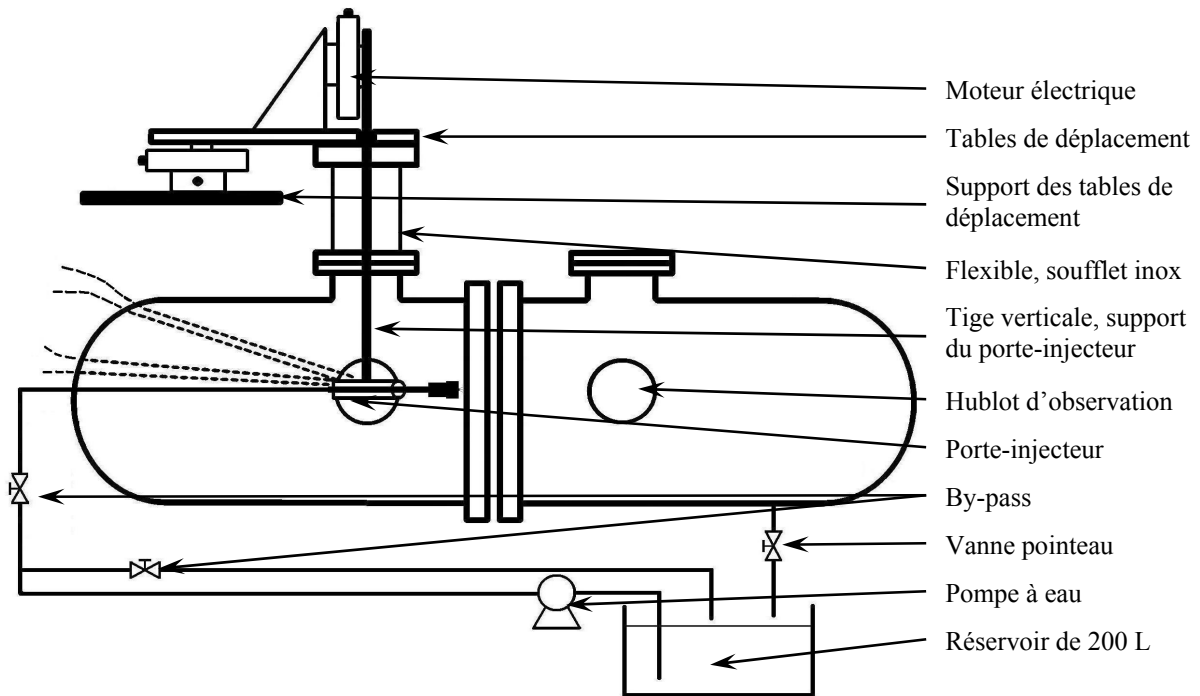


Fig. 2.5 : Schéma simplifié de l'installation

2. Circuits d'Air (Annexe 1)

L'air est fourni par le compresseur général du laboratoire de marque Rollair type 180 avec un débit maximum de $920 \text{ m}^3/\text{h}$ à une pression de 13.5 bar avant d'arriver à un réservoir tampon qui évite les fluctuations de pression en amont de l'installation. Le gaz est ensuite purifié à l'aide d'un filtre céramique et d'un filtre coalescent retenant respectivement les particules excédant la taille de $5 \mu\text{m}$ et $0.01 \mu\text{m}$ puis séché. Il alimente l'injecteur ainsi que la commande pneumatique de la vanne de régulation de pression de l'enceinte grâce à un détendeur taré à 2.5 bar. Un second circuit d'air partant du réservoir tampon délivre l'air directement dans la cuve pour réaliser des mesures d'atomisation sous pression.

Plusieurs circuits d'alimentation sont nécessaires pour couvrir les différentes possibilités d'étude offertes par l'injecteur (voir *infra*). Tout d'abord, l'arrivée du gaz est reliée à un by-pass pour ajuster les débits lorsque les mesures sont réalisées à la pression atmosphérique. Elle alimente alors les circuits de gaz interne et externe qui sont munis chacun d'un robinet pointeau, ce qui permet d'ajuster leur débit total.

Ensuite, ces deux circuits d'air sont reliés à des débitmètres massiques thermiques Brooks, de type 5853S pour l'interne et 5863E pour l'externe. Le premier est muni d'un

régulateur et offre une gamme de débit de 0 à 7.2 g/s tandis que le second (non régulé) offre une gamme de 0 à 17.9 g/s. Pour chaque circuit, la température et la pression du gaz sont mesurées à l'aide d'un thermocouple et d'un capteur de pression reliés à un ordinateur pour permettre leur enregistrement.

Chaque circuit se divise alors en deux parties ; la première alimente la composante axiale de l'injecteur et la seconde, injectée tangentielllement, est responsable de la mise en rotation du gaz. Ces deux réseaux d'injection tangentielle interne et externe disposent de débitmètres massiques thermiques régulateurs Brooks types 5853S et 5853E couvrant un débit de 0 à 5.4 g/s. Le gaz axial interne arrive par une seule entrée constituée par le tube sur lequel est fixé l'injecteur. Pour les autres conduites, le gaz est acheminé vers l'injecteur par deux tubes de même longueur de manière à équilibrer les pertes de charge.

C. Gestion des Déplacements et Acquisition des Données

1. Centralisation des Données

Un ordinateur équipé du logiciel TestPoint permet le positionnement de l'injecteur avec une précision de 10 μm et le programme d'acquisition développé par Porcheron (1998) a été adapté à l'étude de ce nouvel injecteur : le programme de déplacements a été modifié pour afficher la position relative de l'injecteur par rapport à l'appareil de mesure, la commande des deux moteurs des tables de déplacements se faisant via un système ITL09 relié au PC par un câble IEEE. Le troisième axe est déplacé manuellement pour centrer l'injecteur, un afficheur indiquant la valeur de ses déplacements.

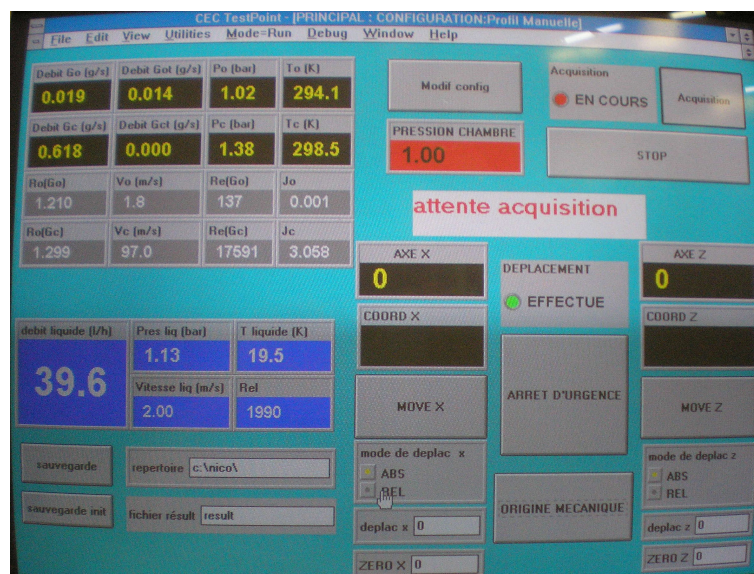


Fig. 2.6 : Photographie de l'écran d'acquisition

De plus, quelques modifications ont dû être apportées au programme d'enregistrement des débits, des pressions et des températures pour les adapter à notre étude. Enfin, le calcul des conditions de sortie de l'injecteur, de la masse volumique du gaz, du rapport des densités de flux de quantité de mouvement gaz/liquide, de la vitesse et du nombre de Reynolds des fluides a été rajouté au programme existant. L'écran d'acquisition des données et de contrôle des déplacements apparaît Fig. 2.6.

2. Etalonnages des Débits

Les débitmètres massiques thermiques ont été étalonnés à partir du nouveau débitmètre acheté pour cette étude, 5853S de 7.2 g/s avec une précision toujours supérieure à 3% pour les conditions étudiées. Ce dernier a été mis en série avec chacun des autres et une vingtaine de mesures ont été effectuées. Les boîtiers électroniques, équipés d'un afficheur et d'une carte de recopie, transforment la valeur de débit en une tension allant de 1 à 5 V et est retransmise ensuite au PC via la carte Keithley. Un boîtier du même type équipe le compteur d'eau. Les étalonnages des différents débitmètres apparaissent ci-après :

$$\text{Compteur d'eau :} \quad Q_L = 20E + 2 \text{ (L/h)} \quad (2.1)$$

$$\text{Brook 5853S (7.2 g/s) :} \quad \dot{m}_C = 1.44E \text{ (g/s)} \quad (2.2)$$

$$\text{Brook 5863E (17.9 g/s) :} \quad \dot{m}_O = 3.60E \text{ (g/s)} \quad (2.3)$$

$$\text{Brook 5853S (5.4 g/s) :} \quad \dot{m}_{Ci} = 1.10E \text{ (g/s)} \quad (2.4)$$

$$\text{Brook 5853E (5.4 g/s) :} \quad \dot{m}_{Oi} = 1.06E \text{ (g/s)} \quad (2.5)$$

3. Mesure des Pressions et des Températures

Les pressions sont déterminées par des transmetteurs piezo-résistifs Keller, type 21 dont la gamme de mesure est comprise entre 0 et 15 bar. Ils sont alimentés sous une tension de 24 V et transmettent sa valeur sous la forme d'une intensité de courant allant de 0 à 20 mA. Afin de transmettre un signal de type « tension » à l'ordinateur, une résistance électrique de 250 Ω a été rajoutée dans le circuit. La régulation de la pression de la cuve est assurée par un régulateur de marque West 5010 et une vanne électropneumatique Kammer. Les capteurs de pression ont été étalonnés à l'aide d'un banc d'étalonnage Druck, modèle DPI605 couvrant la gamme de 1 à 19 bar, en considérant une vingtaine de pressions différentes.

$$P_{Ci} = 0.378 \cdot E - 0.375 \text{ (MPa)} \quad (2.6)$$

$$P_{Oi} = 0.251 \cdot E - 0.149 \text{ (MPa)} \quad (2.7)$$

$$P_L = 0.878 \cdot E - 0.859 \text{ (MPa)} \quad (2.8)$$

$$P_a = 0.302 \cdot E \text{ (MPa)} \quad (2.9)$$

Les thermocouples sont de type Chromel-Alumel et sont étalonnés à l'aide d'un thermomètre de précision :

$$T_{Ci} = 77 \cdot E + 286.2 \text{ (K)} \quad (2.10)$$

$$T_{Oi} = 65 \cdot E + 283.2 \text{ (K)} \quad (2.11)$$

$$T_L = 82 \cdot E + 285.5 \text{ (K)} \quad (2.12)$$

4. Procédure d'Acquisition

Dans un premier temps, l'ITL09 qui commande les tables de déplacements est initialisé et les débits liquide et gazeux correspondant à la condition étudiée sont ajustés. Puis l'injecteur est placé à la position voulue et, lorsque les conditions sont stationnaires, l'acquisition est lancée et une sauvegarde des données est effectuée.

D. Métrologie

1. Vélocimétrie par Images de Particules

a. Principe

La vélocimétrie par images de particules (PIV) est très largement utilisée pour connaître le champ de vitesse des sprays car elle a l'avantage d'être non intrusive, ce qui n'est le cas ni du fil chaud (non utilisable pour un écoulement diphasique) ni du tube de Pitot qui interagissent avec l'écoulement. Ce diagnostic a été développé à l'origine par Dudderar et col. (1977) et Meynart (1983). Aujourd'hui, les programmes commerciaux permettent de traiter les images de manière satisfaisante.

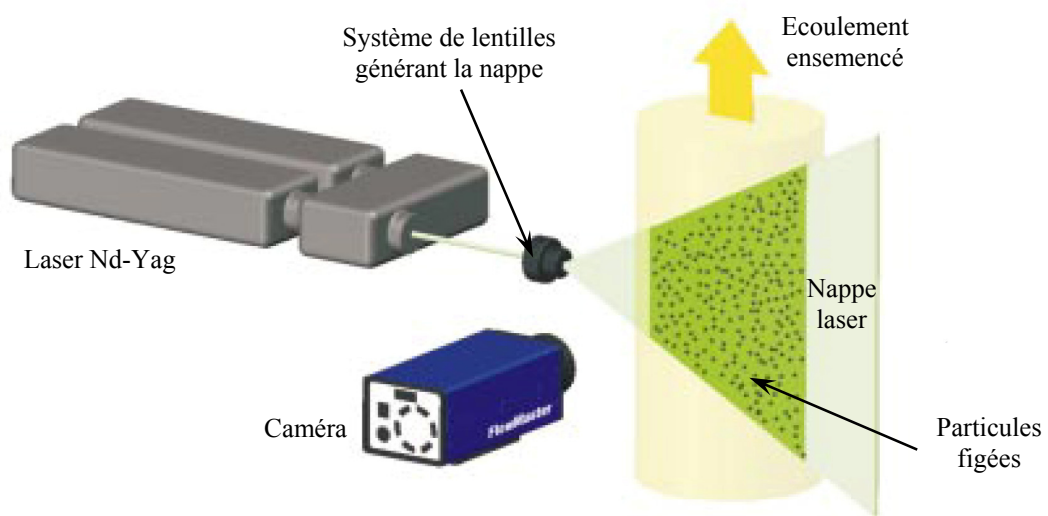


Fig. 2.7 : Principe de la PIV

Dans cette méthode, des particules sont visualisées l'aide d'une nappe laser dont la durée des flashes est très brève (quelques nanosecondes). La comparaison des deux vues figées de l'écoulement (Fig. 2.7), séparées par un intervalle de temps très court permet d'obtenir la vitesse des particules (assimilée à celle de l'écoulement). La détermination de celle-ci est donc réalisée en deux parties, l'acquisition de doublets d'images et le traitement de ceux-ci.

b. Source Lumineuse

Les études de PIV font appel à un laser comme source lumineuse, car la lumière fournie par ceux-ci est produite en un faisceau cylindrique de faible divergence bien adapté à la réalisation d'une nappe plane. Le laser peut être continu ou de type pulsé. Le premier ne nécessite pas le réglage de coplanarité des lasers à double cavité mais doit être suffisamment puissant et nécessite l'emploi d'une caméra permettant des temps de pose très courts. Le second est capable de produire des impulsions lumineuses de haute énergie, plusieurs mJ, sur des intervalles de temps très courts, quelques dizaines de nanosecondes.

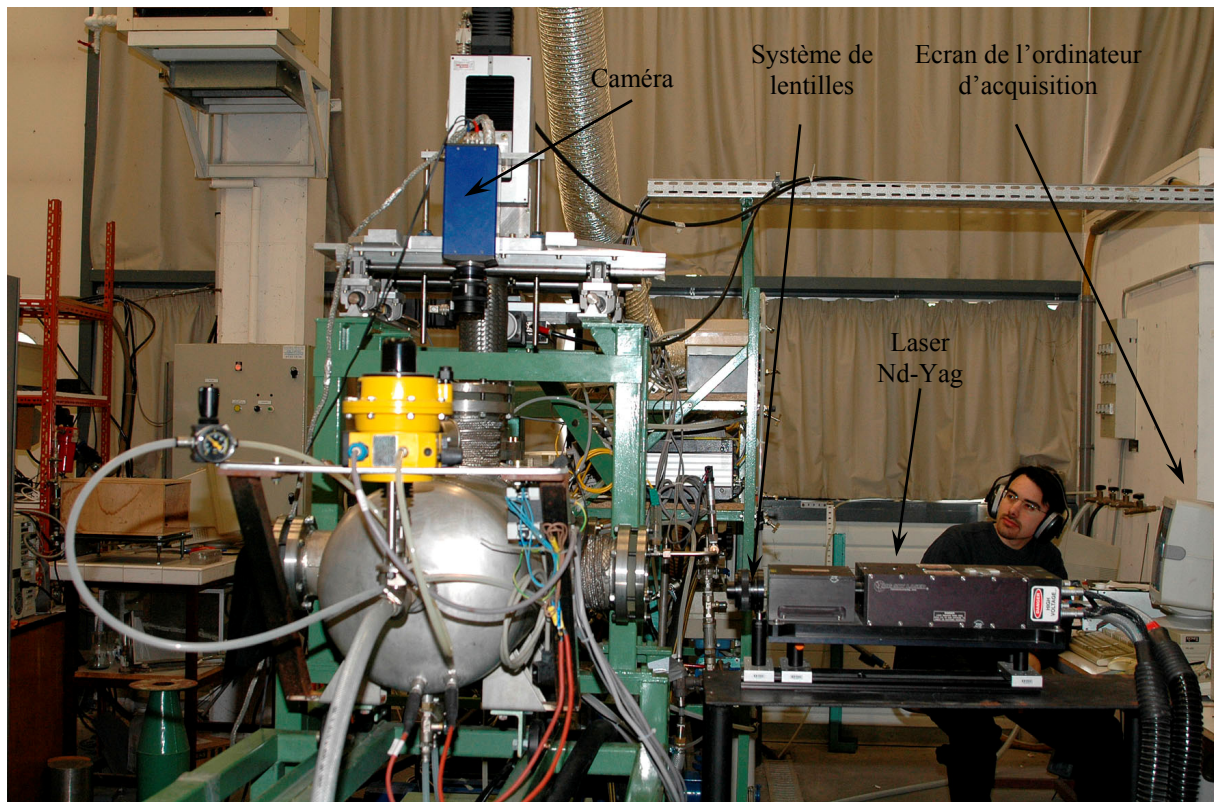


Fig. 2.8 : Montage PIV

Généralement, ces sources sont des lasers Nd-Yag ou à vapeur de cuivre. Ces derniers permettent une fréquence de répétition élevée, indispensable à l'étude de phénomènes rapides,

tels que la propagation de flammes. Néanmoins, ils sont très coûteux et ne sont pas indispensables dans notre configuration. Le laser utilisé pour cette étude est un laser Nd-Yag Quantel Twin CFR 200/400-PIV à deux cavités permettant de fournir deux impulsions lumineuses très rapprochées, au minimum 2 μ s. Ce laser, émettant à une longueur d'onde de 532 nm, fournit une énergie de 120 mJ pendant une durée de 9 ns. La durée séparant deux flashes, qui « figent » l'écoulement, a été adaptée à la vitesse maximale des gouttelettes (Annexe 2). Ces impulsions lumineuses sont réalisées à une fréquence de 2 Hz.

Le dispositif (Fig. 2.8) a été placé horizontalement et la nappe laser passe par l'axe du spray. Le faisceau laser est focalisé sur des lentilles sphériques et cylindriques de type Galilée et génère une nappe dont l'épaisseur est de 500 μ m. L'allure du faisceau produit par ce type de laser est Gaussien, mais en choisissant un angle d'ouverture faible (15°) et en considérant un champ mesurant seulement 6 cm de longueur, on peut considérer que la variation de la répartition d'énergie dans ce champ est faible.

c. Traceurs

L'ensemencement de l'écoulement est un élément fondamental de l'étude par PIV : si les particules le constituant sont trop grosses, elles ne « suivront » pas l'écoulement (phénomène de glissement) ; en revanche, si elles sont trop petites, elles ne seront pas détectées par la caméra. De plus, leur concentration dans l'écoulement doit être ajustée, car en trop faible quantité, peu de vecteurs vitesse pourront être calculés et, dans le cas contraire, la diffusion de la lumière ne permettra pas de distinguer chaque particule.

Dans notre étude, les traceurs sont les particules d'eau produites par l'injecteur. Néanmoins certaines difficultés apparaissent : tout d'abord les vitesses obtenues correspondent à celles des ligaments et des grosses gouttes mais ne représentent pas la phase gazeuse. De plus, l'intensité lumineuse doit être ajustée car l'eau diffuse beaucoup la lumière et risque de saturer les détecteurs CCD de la caméra et de les endommager. D'autre part, si la puissance lumineuse est insuffisante, les petites gouttes qui ont un contraste faible par rapport aux plus grosses ne seront pas détectées. Enfin, le traitement est complexe si le gradient de vitesse entre les gouttes est élevé mais nous verrons que ce n'est pas le cas.

d. Système d'Acquisition

Deux systèmes d'acquisition d'images peuvent être utilisés pour la réalisation de champs PIV, les techniques photographiques et vidéographiques. Les premières offrent une résolution plus importante mais pour des considérations pratiques comme le volume de stockage et le traitement des images, elles ont progressivement laissé la place aux secondes.

Par ailleurs, les techniques vidéo deviennent de plus en plus efficaces grâce à l'amélioration constante des capteurs lumineux.

Une caméra 12 bits de marque LaVision, type FlowMaster dont la résolution du capteur CCD est de 1024×1280 pixel est utilisée pour cette étude. La lumière se répartit en 4096 niveaux de gris sur des pixels couvrant une surface de $60 \times 60 \mu\text{m}^2$. Cette caméra, équipée d'un objectif de marque Nikon de 50 mm de distance focale et d'un filtre pour limiter les lumières parasites, est reliée à un ordinateur d'acquisition par une carte IC-PCI et pilotée par le logiciel Davis version 6.2.

e. Synchronisation

La séquence de pilotage par l'ordinateur d'acquisition est représentée Fig. 2.9. Le déclenchement de la caméra se produit un peu avant le premier flash et dure $10 \mu\text{s}$. L'image est acquise avant le deuxième flash et est aussitôt enregistrée. La caméra se déclenche alors une seconde fois pendant 125 ms et enregistre une seconde image lorsque les gouttelettes se sont faiblement déplacées. Le temps d'ouverture de la caméra étant plus long, les images obtenues sont plus lumineuses.

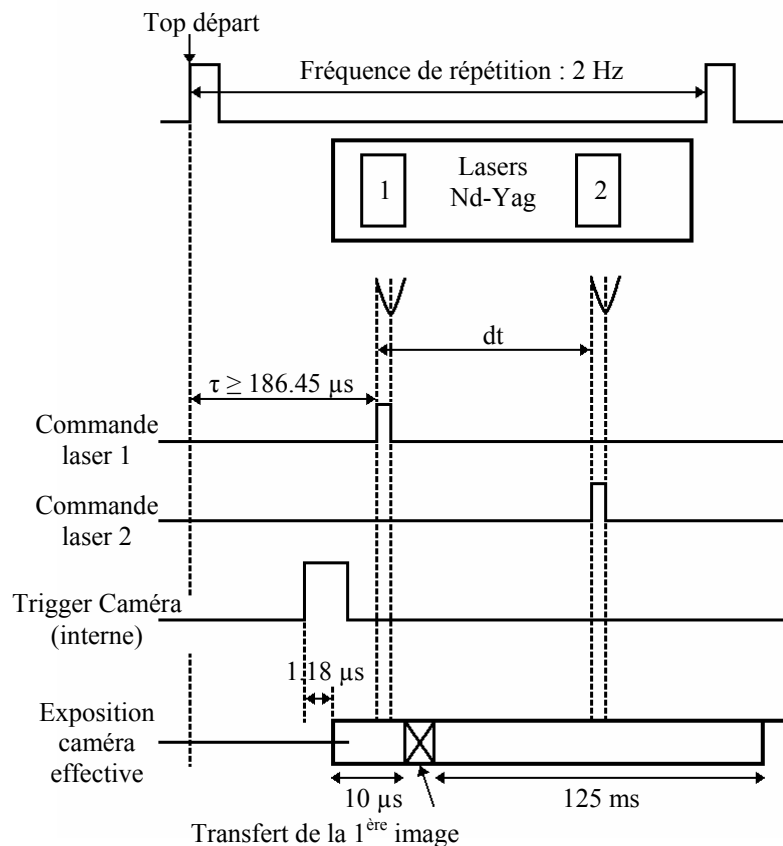


Fig. 2.9 : Cycle d'acquisition

La procédure de réalisation des images de PIV est résumée ci-après : tout d'abord, l'injecteur est positionné de telle manière que la nappe laser passe par le centre des tubes. Ensuite, une mire est placée au niveau de cette nappe dans la cuve et la mise au point est réalisée. Cette mire, recouverte de papier millimétré, nous permet également de connaître le facteur d'échelle. Une fois les conditions d'étude stabilisées, l'intensité lumineuse fournie par le laser ainsi que l'ouverture de la caméra sont réglées pour obtenir un bon contraste en évitant de saturer les capteurs CCD. Ensuite, l'intervalle de temps séparant deux impulsions est ajusté en fonction de la vitesse des gouttelettes qui se déplacent le plus rapidement. Deux cents couples d'images sont enregistrés pour chaque condition étudiée.

f. Traitement des Images

Le traitement des images est effectué par une méthode d'intercorrélation qui détermine la direction la plus probable des particules en faisant appel aux transformées de Fourier (Fig. 2.10). Cette méthode a l'avantage de ne pas avoir d'ambiguïté de direction comme celle utilisant l'autocorrélation. Ce traitement est réalisé à l'aide du logiciel Davis 6.2 en considérant une taille dégressive de la fenêtre d'interrogation. Elle mesure 64×64 pixels au premier passage puis deux calculs itératifs sont réalisés, le premier avec une image de 32×32 pixels, le second en adaptant spatialement la fenêtre d'interrogation par translation à partir du champ de vitesse du premier (Lecordier et col., 2001).

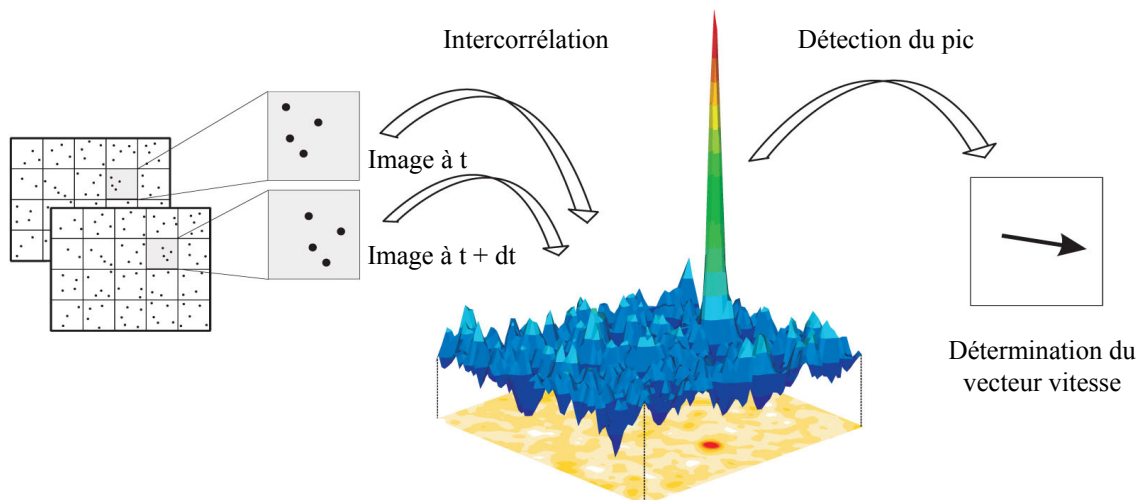


Fig. 2.10 : Traitement des images

Les champs moyens sont obtenus en réalisant un traitement de 200 images (Fig. 2.11). L'incertitude de cette mesure tient compte des traceurs employés, du temps entre 2 flashes consécutifs et du déplacement des particules. Dans notre configuration, étant donné que le

temps entre deux images dt est connu avec précision, elle s'identifie à celle commise sur les déplacements calculée équations (2.13) et (2.14), les résultats étant résumés Annexe 2 :

$$\frac{\Delta U}{U} = \frac{\Delta t}{t} + \frac{\Delta x}{x} \approx \frac{\Delta x}{x} = \frac{\Delta x}{U dt} \quad (2.13) \quad \text{soit} \quad \Delta U \approx \frac{\Delta x}{dt} \quad (2.14)$$

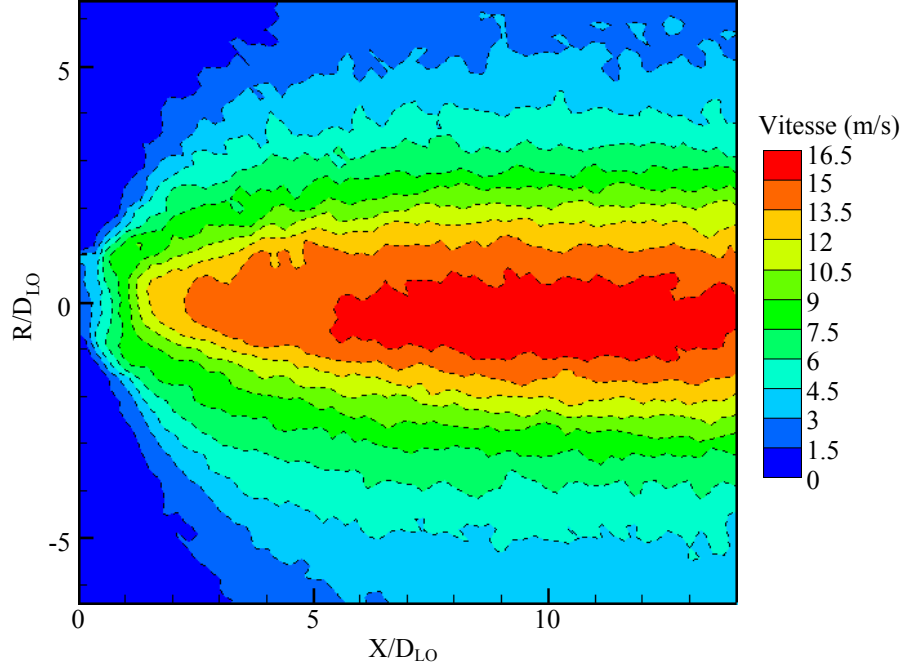


Fig. 2.11 : Champ PIV moyen, $J_C = 3.1$, $IR_C = 0$, $J_O = 2.6$, $P_a = 0.3$ MPa

2. Tomographie

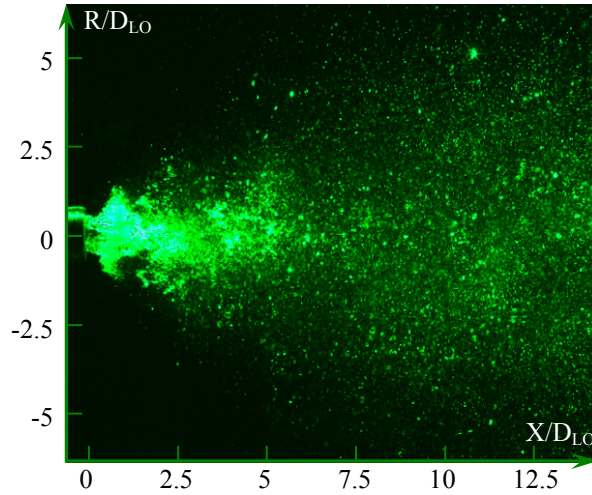


Fig. 2.12 : Image instantanée du spray par tomographie, $J_C = 3.1$, $IR_C = 0$, $J_O = 2.6$, $P_a = 0.3$ MPa

La « tomographie » est une technique de mesure permettant la visualisation d'une tranche d'un organe, d'un matériau ou encore d'un écoulement. Dans notre étude, cette

méthode nous donne accès aux différentes structures dans un plan ainsi qu'à des informations essentielles sur les propriétés des sprays tels son angle d'ouverture, la longueur de rupture du jet liquide et le mode de déstabilisation du jet. Ces images correspondent à celles obtenues précédemment par la méthode PIV (exemple Fig. 2.12).

3. Visualisations Rapides

La technique précédente ne permettant pas de suivre les mécanismes d'atomisation, nous avons alors fait appel à deux techniques de visualisation rapide. Toutes deux utilisent une caméra Photron Ultima Fastcam cadencée à 12500 ou 14000 Hz. Dans le premier cas, l'image mesure 512*416 pixels tandis que pour le second, elle mesure 384*432 pixels.

La première technique consiste en une tomographie de l'écoulement. Elle est réalisée à l'aide d'une nappe, épaisse de 300 μm , produite par un laser solide pompé par diodes Millennia de Spectra-Physics d'une puissance maximale de 6 W (Fig. 2.13 a). La seconde, quant à elle, consiste en un éclairage arrière de l'écoulement à l'aide d'une lampe halogène de 500 W (Fig. 2.13 b).

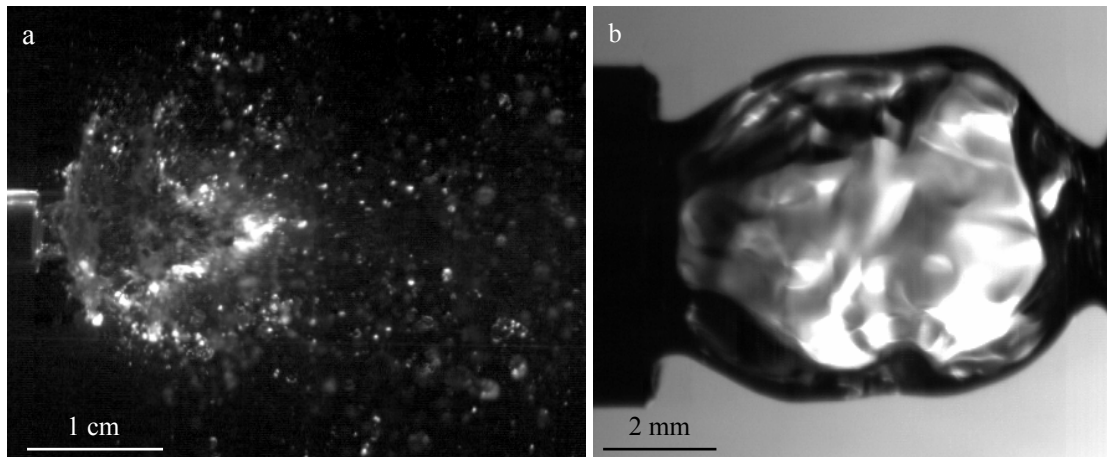


Fig. 2.13 : Images de visualisation rapide

4. Analyseur par Phase Doppler (PDA)

La PDA est une méthode non intrusive, développée par Bachalo et Houser (1984) et Bachalo (1994), qui détermine localement la vitesse et la taille des gouttes. Cette méthode possède une bonne résolution pour l'étude des sprays (Bachalo, 2000) et mesure des tailles de gouttes jusqu'à 5 μm . Les appareils actuels sont capables de déterminer des diamètres encore plus faibles mais la relation entre phase et diamètre devient alors plus complexe et peut se révéler imprécise.

a. Vélocimétrie Laser Doppler (LDV)

Nous allons d'abord exposer le fonctionnement de la LDV : cette technique est une version simplifiée de la PDA mais fait appel aux mêmes outils. Lorsque deux faisceaux laser de même longueur d'onde λ et corrélés entre eux se rejoignent, il se produit des franges d'interférence dans le volume créé par leur intersection (Fig. 2.14). La taille du volume de mesure dépend du diamètre des faisceaux d_f et de l'angle β formé entre eux (Eq. 2.15) tandis que l'interfrange δ_f est fonction de λ et β (Eq. 2.16).

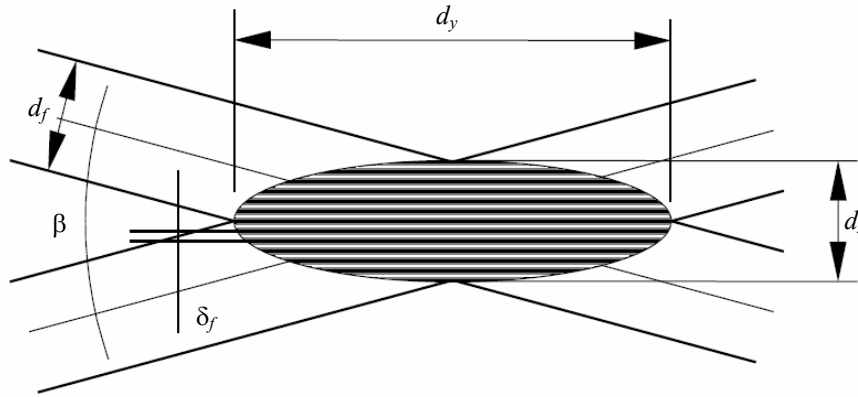


Fig. 2.14 : Franges d'interférence du volume de mesure

$$d_x = d_f / (\cos(\beta / 2)) \quad (2.15)$$

$$\delta_f = \lambda / (2 \cdot \sin(\beta / 2)) \quad (2.16)$$

Lorsqu'une particule traverse ce volume, mesurant $150 \times 150 \times 4000 \mu\text{m}^3$, la lumière est diffusée et la fréquence Doppler calculée à partir du temps qu'elle met à traverser une frange. Néanmoins, le signe de celle-ci n'est pas connu et une cellule de Bragg est utilisée sur un des faisceaux pour le déterminer. Un couple de faisceaux perpendiculaires au précédent, avec une longueur d'onde différente et se croisant dans le même volume de mesure, permet d'obtenir une seconde composante de la vitesse.

b. Granulométrie

Cette technique fait appel aux mêmes principes que la LDV mais, de plus, la taille des particules traversant le volume de mesure est déterminée. Si elles sont sphériques, l'observation de ce volume sous deux angles différents fait apparaître un déphasage entre les bouffées Doppler (défilement de franges) visible Fig. 2.15 et permet d'accéder à leur diamètre.

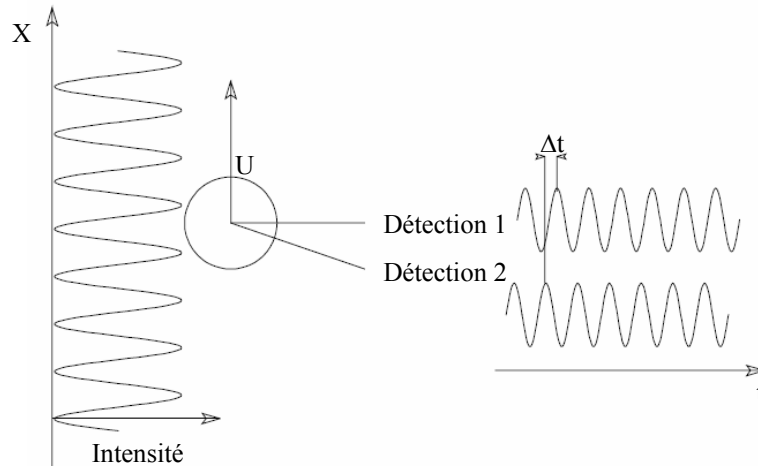


Fig. 2.15 : Déphasage du signal lorsque qu'une particule est observée sous deux angles différents

c. Tête d'Emission

Le laser utilisé est un laser Argon Spectra Physics d'une puissance maximale de 5 W émettant principalement aux longueurs d'onde 514.3 et 488 nm. Un générateur de faisceaux dissocie les deux longueurs d'onde puis des lames séparatrices divisent chaque composante en deux faisceaux de puissance comparable. Ensuite, une cellule de Bragg d'une fréquence de 40 MHz, est placée sur l'un des chemins optiques pour connaître le sens de déplacement des particules.

Enfin, les quatre faisceaux traversent un filtre polarisant et sont acheminés vers la tête d'émission via des fibres optiques. Leur concours, réalisé à l'aide d'une lentille de focale égale à 600 mm, est réglé grâce à une 5^e fibre qui achemine un faisceau de longueur d'onde 476 nm (violet). L'intensité de chacun des faisceaux est vérifiée à l'aide d'une photodiode laser de faible puissance PD300 Series Smart Heads ($P_{max} = 300$ mW). Cette tête d'émission est placée horizontalement à l'entrée d'un hublot latéral du banc JETCOAP (Fig. 2.3).

d. Tête de Collection

La tête de collection, formant un angle de 60° avec l'horizontale, collecte les informations du volume de mesure à travers le petit hublot prévu à cet effet. Cet angle est bien compris entre 30° et 75°, recommandé par le constructeur et voisin des 73.7°, angle optimum de la réfraction de premier ordre par les gouttes d'eau dans l'air en polarisation parallèle. Elle est placée à 600 mm du concours des faisceaux et un œilleton situé sur celle-ci nous permet d'ajuster la visée et de procéder à la mise au point. Celle-ci est très importante car, lorsque l'image du volume est floue, les gouttes sont moins bien détectées et la mesure du diamètre moyen des gouttes est faussée.

La tête de collection transmet les signaux à quatre photomultiplicateurs (PM) fixés sur celle-ci. Trois de ces PM, équipés d'un filtre vert, mesurent la vitesse axiale et le diamètre des particules. Ce dernier est déterminé en comparant le déphasage entre les PM 1 et 2 et entre les PM 1 et 3 (Fig. 2.16). Si l'écart est trop important, la particule est considérée comme non sphérique et la mesure n'est pas validée. Enfin, le quatrième PM est équipé d'un filtre bleu et permet de déterminer une seconde composante de la vitesse.

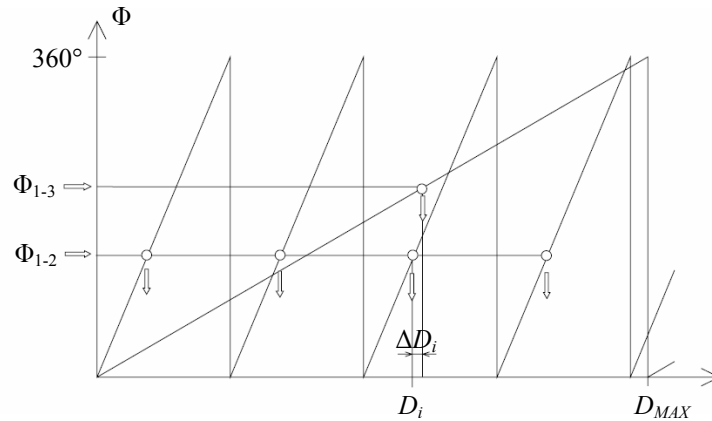


Fig. 2.16 : Calcul du diamètre d'une goutte

e. Traitement des Données

Les signaux reçus sont amplifiés par les PM puis transmis à un processeur BSA Dantec P80 pour leur traitement. Le logiciel BSA Flow Software v2 permet son pilotage mais aussi le réglage de la tension appliquée aux PM. Si elle est trop faible, le signal n'est pas suffisamment amplifié mais si elle est trop élevée, une saturation des PM est observée. Elle est de l'ordre de 1000 V pour chacun d'entre eux mais il est nécessaire de l'ajuster pour calibrer correctement le processeur. Dans cette étude, les gouttes mesurées ont un diamètre compris entre 5 et 230 μm et la gamme de vitesse a été adaptée aux cas étudiés. Le gain est fixé à 20 dB et le taux de validation sphérique ($\Delta D/D$) à 10%, critère strict mais nécessaire puisque la relation entre déphasage et diamètre n'est valable que pour des gouttes sphériques.

D'après Lefebvre (1989), le diamètre moyen D_{32} est représentatif des transferts de masse et des réactions chimiques d'un jet diphasique. En effet, il représente le diamètre d'une goutte ayant le même rapport volume/surface que l'ensemble des particules mesurées. De plus, cette donnée peut être comparée avec des codes de calcul, tel celui développé par Demoulin et col. (2007). La Fig. 2.17 montre que le taux de validation a une influence quasi-nulle sur les profils de vitesse moyenne. Par contre, la mesure du D_{32} des gouttes a augmenté d'environ 20 à 25% lorsqu'il a été porté de 10 à 20%. Cette différence est liée principalement à la détection des grosses particules qui ne sont pas nécessairement sphériques. Les mesures

de PDA vont donc sous-estimer sa valeur. Prévost (2000) avait déjà observé ce comportement avec des taux de validation de 5 et 15% respectivement mais dans une moindre mesure.

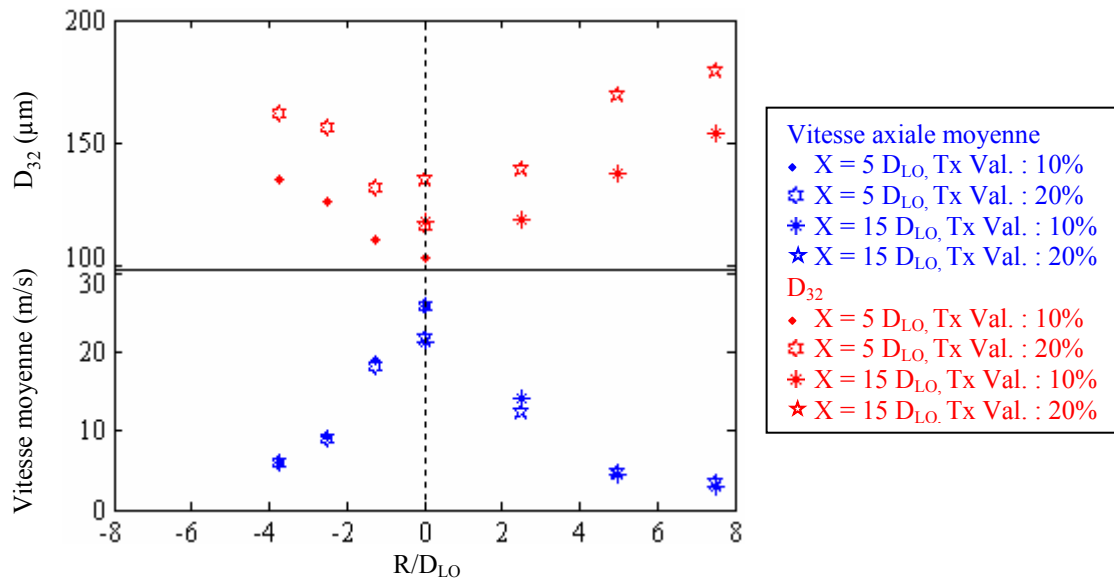


Fig. 2.17 : Influence du taux de validation sur la mesure de la vitesse axiale moyenne et le D_{32} , $J_C = 5.7$, $IR_C = 0$, $J_O = 2.6$, $P_a = 0.3$ MPa

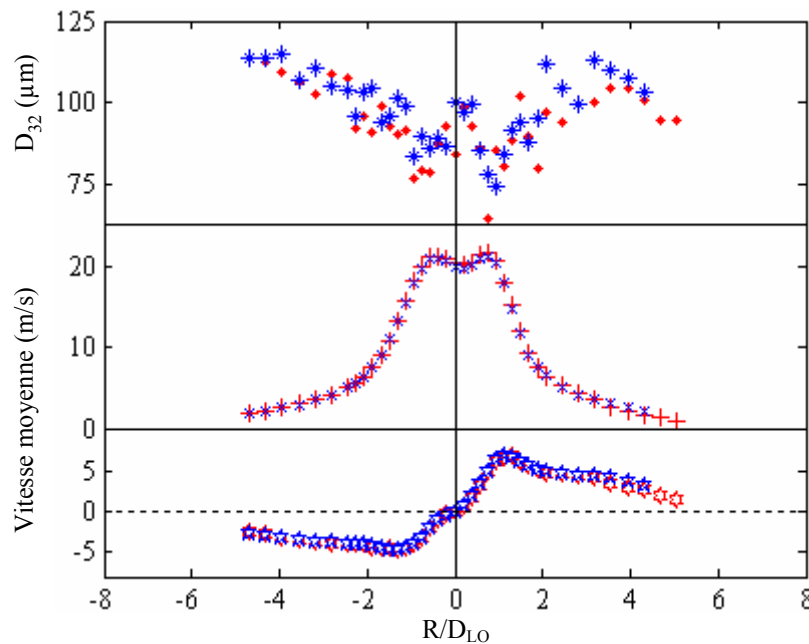
Une configuration traitant 5000 gouttes à concurrence de 60 s de temps d'acquisition a été choisie, même si Prévost (2000) et Dunand (2002) ont montré que la convergence est atteinte avec 2000 particules. Celle-ci a toutefois été vérifiée dans notre configuration et le temps limite de 60 s a été très rarement atteint et seulement près des bords du spray.

f. Procédure d'Acquisition

La procédure d'acquisition des profils de PDA se déroule de la manière suivante : dans un premier temps, les deux tables de déplacements motorisées sont positionnées en butée (Référence absolue). Ensuite, l'injecteur est placé aussi près que possible du volume de mesure et l'origine du système est établie (référence relative) en se positionnant sur l'axe du spray. Enfin, le volume de mesure est observé via l'œilleton de la tête de collection afin de vérifier sa position et de régler sa netteté. Cette procédure doit être reproduite à chaque fois qu'un hublot est démonté puis remonté, car le concours des faisceaux peut se déplacer légèrement. La position axiale du zéro est ajustée lorsque la condition de mesure est établie car, en réaction aux écoulements d'eau et d'air, l'injecteur recule légèrement.

g. Reproductibilité et Précision des Mesures

La Fig. 2.18 témoigne d'une bonne reproductibilité des profils radiaux des vitesses axiale et radiale moyenne et des D_{32} , indiquant que la chaîne PDA fonctionne correctement mais aussi que les conditions de sortie de l'injecteur sont bien contrôlées. Les profils de vitesses sont bien symétriques mais ceux de D_{32} sont généralement inférieurs lorsque le volume de mesure se situe au dessus de l'injecteur. Une rotation de 180° de l'injecteur produit le même résultat et montre qu'il ne s'agit pas d'un défaut de symétrie de celui-ci. Ce phénomène pourrait être lié à la gravité car celle-ci affecte d'avantage les grosses gouttes mais cette hypothèse n'est pas valable non plus car le phénomène est d'autant plus visible que les profils radiaux sont réalisés près de l'injecteur.



**Fig. 2.18 : Reproductibilité des vitesses radiales et axiales moyennes et des D_{32} ,
 $J_C = 3.1$, $IR_C = 0.95$, $J_O = 2.6$, $P_a = 0.3$ MPa, $X = 2.5 D_{LO}$**

En fait, ce comportement est lié à l'épaisseur du spray que le signal doit traverser pour aller du volume de mesure à la tête de collection et l'observation précédente est due à la région dense du spray à la sortie de l'injecteur : les gouttes de faible diamètre sont moins visibles et provoquent une faible dissymétrie des profils de D_{32} . Par la suite, nous présenterons essentiellement des mesures de PDA correspondant à la partie haute du spray, c'est-à-dire lorsque volume de mesure est situé au dessus de l'injecteur.

Au cours des premières expériences, de la buée s'est formée sur les hublots situés devant les têtes d'émission et de collection, engendrant une baisse de la puissance des faisceaux laser et une mesure sous-estimée du D_{32} : en effet, de petites gouttes n'étaient plus

détectées à cause d'un signal trop faible. Par contre, les vitesses y étaient peu sensibles, puisque nous verrons par la suite que les gouttes se déplacent comme un ensemble. Pour pallier ce problème et éviter un démontage systématique des hublots pour les essuyer, un cordon chauffant a été mis en place. Un diaphragme, visible Fig. 2.3, a également été utilisé puisque, pour certaines conditions, de nombreuses gouttes étaient projetées contre le hublot situé devant la tête d'émission et perturbaient la mesure. Celui situé devant la tête de collection est beaucoup moins pollué puisque le conduit qui y mène est long et étroit.

D'après les mesures de reproductibilité, nous avons établi que la précision sur les vitesses est généralement de quelques % sauf pour la partie centrale où le volume de mesure a une taille importante par rapport aux dimensions de l'écoulement. Ce point sera discuté par la suite où le biais résultant a été quantifié sous certaines conditions. De plus, Le laser utilisé ayant déjà beaucoup servi ne délivrait pas une puissance régulière mais $550 \text{ mW} \pm 5\%$ et la composante correspondant à la couleur bleue nous a parfois posé de sérieuses difficultés puisque le PDA était utilisé en coïncidence spatiale pour les deux composantes de vitesse : une intensité trop faible de cette couleur ne permettait pas de comptabiliser toutes les gouttes et provoquait une baisse artificielle de leur flux volumique. Toutefois, Onofri (2005) précise que ce calcul reste imprécis et que la précision atteint 5 à 25% dans le meilleur des cas. Les différents essais effectués au cours de ces trois années montrent que la précision de la mesure du D_{32} est de l'ordre de 15 à 20%.

E. Conclusion

Le banc JETCOAP a été adapté à l'étude de ce nouvel injecteur et un nouveau porte-injecteur a été réalisé pour améliorer la qualité des mesures même si la fiabilité du banc a déjà été démontrée par le passé. Les dispositifs optiques mis en œuvre nous permettent d'étudier les différentes facettes de la production d'un spray : tout d'abord, les mécanismes d'atomisation sont établis à l'aide des séquences de visualisation rapide. Puis la tomographie de l'écoulement nous donne accès à la longueur de rupture du jet ainsi qu'à son angle d'ouverture. Ensuite, les champs de vitesse moyenne des structures dont la taille est supérieure à $60 \mu\text{m}$ sont déterminés avec la PIV. Enfin, la PDA complète cette étude avec la mesure de la vitesse et du diamètre des gouttes compris entre 5 et $230 \mu\text{m}$. Ces différentes techniques vont servir à déterminer les caractéristiques de l'écoulement résultant de l'atomisation d'une nappe annulaire liquide soumise à deux courants gazeux coaxiaux.

Chapitre III. Géométrie de l'Injecteur **et Conditions Expérimentales**

Différents injecteurs sont utilisés dans la propulsion spatiale ; certains sont à rotation de liquide et sont parfois utilisés pour des mélanges kérosène/oxygène. D'autres sont coaxiaux comme ceux du moteur Vulcain. Ceux-ci produisent un angle d'ouverture faible contrairement aux premiers qui favorisent l'atomisation mais produisent des gouttes animées d'une vitesse radiale élevée. Une nouvelle géométrie d'injecteur a donc été étudiée dans le but d'obtenir une atomisation efficace et un angle de spray faible.

A. Réalisation de l'Injecteur

Très souvent, les injecteurs coaxiaux utilisés dans la propulsion spatiale produisent un jet cylindrique liquide à faible vitesse, soumis à une couronne gazeuse à vitesse élevée. Ici, nous avons porté notre attention sur une nappe annulaire liquide soumise à un courant gazeux interne ; pour améliorer la pulvérisation (et diminuer l'angle du spray obtenu), un co-courant d'air externe à la nappe a été ajouté (Fig. 3.1).

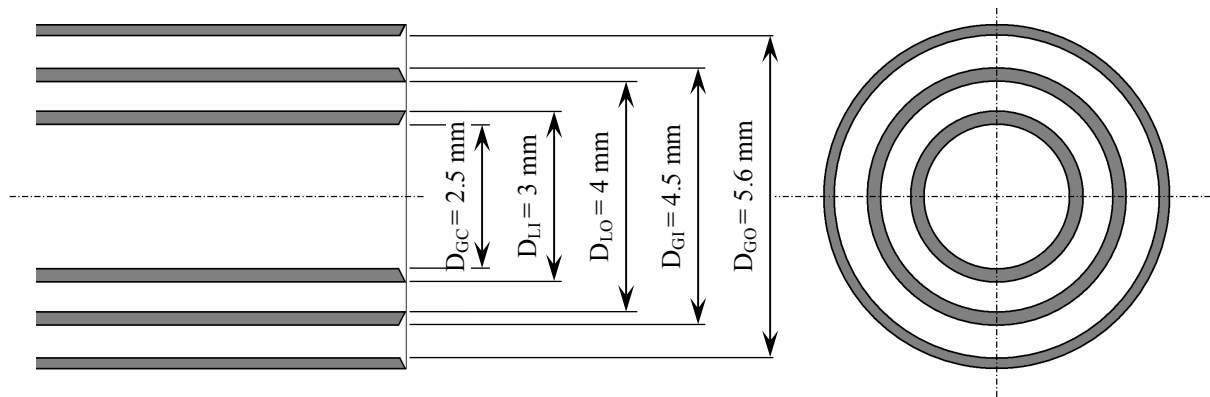


Fig. 3.1 : Nomenclature et dimensions caractéristiques de l'injecteur

L'injecteur, dont la coupe est représentée Fig. 3.2, a été conçu dans l'équipe et plus particulièrement par Laporte (2006). Il a été réalisé en acier inoxydable à l'atelier de mécanique du LCD. Afin de limiter les pertes de charge, l'entrée axiale du gaz interne se fait dans l'axe de l'injecteur par un convergent. Le centrage des différents tubes a été réalisé par construction, chacun d'entre eux ayant été chanfreiné à son extrémité afin de limiter les effets de bord à la sortie.

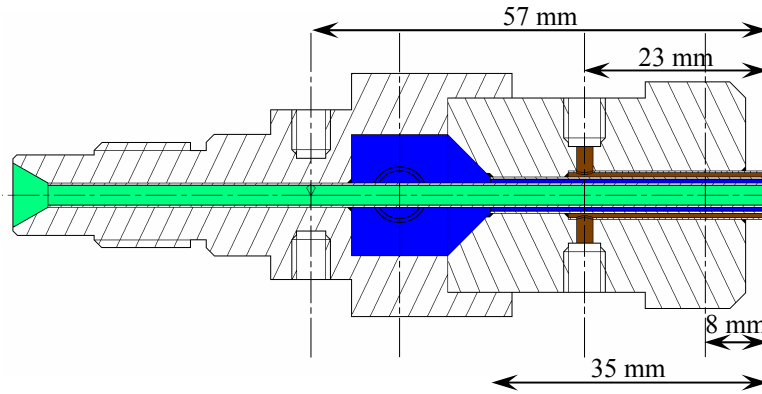


Fig. 3.2 : Vue en coupe de l'injecteur

Le tube central dispose également d'entrées tangentielles à l'écoulement principal décalées de l'axe pour permettre un mouvement de rotation du gaz. Ces deux entrées sont placées loin de la sortie pour avoir des conditions d'établissement satisfaisantes mais aussi pour ne pas gêner spatialement les circuits liquide et gazeux externe (Fig. 3.3). Ce dernier est, lui aussi alimenté par des entrées tangentielles, deux centrées sur l'axe du jet et deux décalées, pour permettre un écoulement axial sans ou avec rotation. Les intensités de rotation notées IR seront précisées par la suite.

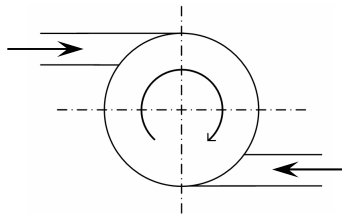


Fig. 3.3 : Mise en rotation du gaz

B. Conditions Etudiées

1. Circuit de Liquide

Le liquide est introduit via deux entrées perpendiculaires à l'axe de l'injecteur et débouche dans une chambre de tranquillisation. Il est alors acheminé par un convergent dans la zone annulaire d'une section de 5.5 mm^2 . La vitesse du liquide est presque toujours égale à 2 m/s , ce qui correspond à un nombre de Reynolds (basé sur le diamètre hydraulique de l'espace annulaire) de 1990. De cette manière, on se rapproche des conditions de fonctionnement du moteur Vulcain en termes de rapport des densités de flux de quantité de mouvement gaz/liquide J , à cause des limitations sur la vitesse du gaz. De plus, l'écoulement liquide est laminaire, ce qui nous permet de nous affranchir des perturbations liées à la

turbulence. La longueur de mise en régime L peut être exprimée à partir de celle établie dans un tube (Schiller, 1956) sous la forme de l'équation (3.1). Sa valeur, égale à soixante fois l'épaisseur de la nappe, est respectée.

$$2 \cdot L / (D_{LO} - D_{LI}) = 0.03 \cdot Re_L \quad (3.1)$$

2. Circuits de Gaz

Le gaz interne arrive par une entrée axiale et, pour des intensités de rotation différentes de 0 (*cf.* ci-après), par deux entrées tangentielles équivalentes grâce à des répartiteurs. Les tuyaux permettant de conduire le gaz vers l'injecteur sont de même longueur afin d'équilibrer les pertes de charge. Toutefois, on remarque que celles-ci sont très faibles.

La masse volumique du gaz à l'injection est généralement déterminée en faisant l'hypothèse d'une détente dans l'injecteur et en considérant que ce phénomène est suffisamment rapide pour négliger les échanges de chaleur (Eq. 3.2). A l'aide de celle-ci et connaissant la section d'injection ainsi que le débit massique du gaz, on obtient sa vitesse à la sortie de l'injecteur.

$$\rho_G = \frac{M \cdot P_i}{R \cdot T_i} \left(\frac{P_a}{P_i} \right)^{1/\gamma} \quad (3.2)$$

Néanmoins, lorsque le gaz est injecté via les entrées tangentielles, qui ne mesurent que 1 mm de diamètre, il existe des conditions pour lesquelles la pression amont devient supérieure à la pression critique (Eq. 3.3).

$$P_{amont} > P_{aval} \cdot \left(\frac{\gamma + 1}{2} \right)^{\gamma/(\gamma-1)} \quad (3.3)$$

Dans ce cas, les deux entrées se comportent comme des cols soniques et les conditions de température et de vitesse peuvent être déterminées à l'aide des équations (3.4) et (3.5). On considère alors que les échanges de chaleur entre le circuit liquide et le gaz interne compensent la baisse de température liée à la détente, la température aux cols étant inférieure à 250 K.

$$T_{col} = \frac{2}{\gamma + 1} T_{amont} \quad (3.4)$$

$$U_{col} = \sqrt{\gamma \cdot \frac{R}{M} \cdot T_{col}} \quad (3.5)$$

Nous avons établi, Chap. I.C.2, que le rapport des densités de flux de quantité de mouvement gaz/liquide J (Eq. 3.6) est un paramètre essentiel de l'atomisation, Q_L représentant le débit volumique de liquide. Nous avons donc choisi d'étudier les effets de sa

variation sous différentes pressions ambiantes, sa précision étant calculée à l'aide des formules 3.7 (isentropique) et 3.8 (col sonique puis isotherme).

$$J = \frac{\dot{m}^2}{\rho A_G^2} \frac{A_L^2}{\rho_L Q_L^2} \quad (3.6)$$

$$\frac{\Delta J}{J} = 2 \frac{\Delta \dot{m}}{\dot{m}} + \frac{\Delta T_i}{T_i} + \left(\frac{\gamma - 1}{\gamma} \right) \frac{\Delta P_i}{P_i} + \frac{1}{\gamma} \frac{\Delta P_a}{P_a} + 2 \frac{\Delta Q_L}{Q_L} \quad (3.7)$$

$$\frac{\Delta J}{J} \approx 2 \frac{\Delta \dot{m}}{\dot{m}} + \frac{\Delta T_i}{T_i} + \frac{\Delta P_i}{P_i} + 2 \frac{\Delta Q_L}{Q_L} \quad (3.8)$$

Les conditions étudiées pour le gaz interne ainsi que la précision sur J_C sont données tableau 3.1. Cependant, ce calcul ne tient pas compte du biais éventuel lié aux paramètres géométriques de l'injecteur. Celui-ci peut être très élevé car le calcul de J_C fait intervenir le carré des sections des écoulements. En conséquence, quelques mesures de quantité de mouvement axial du gaz à la sortie de l'injecteur ont été effectuées (*voir infra*).

Tableau 3.1 : Conditions d'injection du gaz interne

P_a (MPa)	$IR_C = 0$							$IR_C = 0.95$						
	m_C (g/s)	T_C (K)	ρ_C (kg/m ³)	U_C (m/s)	J_C	$\pm$		m_C (g/s)	T_C (K)	ρ_C (kg/m ³)	U_C (m/s)	J_C	$\pm$	
0.10	0.62	269	1.28	99	3.1	19%		0.71	246	1.40	103	3.7	13%	
0.10	0.85	261	1.34	130	5.7	17%		1.00	246	1.40	145	7.4	12%	
0.10	1.05	250	1.38	155	8.3	17%		1.24	246	1.40	180	11.4	11%	
0.30	1.06	285	3.69	58	3.1	12%		1.13	246	4.25	54	3.1	11%	
0.30	1.44	281	3.72	78	5.7	12%		1.57	246	4.25	75	6.0	10%	
0.30	1.74	277	3.75	94	8.3	11%		1.94	246	4.25	93	9.2	10%	
0.50	1.34	290	6.00	45	3.1	11%		1.43	259	6.70	43	3.1	11%	
0.50	1.83	286	6.10	61	5.7	10%		1.97	249	7.00	57	5.7	10%	
0.50	2.23	283	6.15	74	8.3	10%		2.42	246	7.10	69	8.5	9%	
0.70	1.60	291	8.40	39	3.2	10%		1.69	268	9.10	38	3.2	10%	
0.70	2.17	289	8.45	52	5.8	10%								
0.70	2.61	288	8.50	63	8.4	9%								

La longueur d'établissement d'un écoulement turbulent (Davies, 1972) est donnée par l'équation (3.9). Pour un nombre de Reynolds maximum de 75 000, elle est égale à 3.1 cm et est donc pleinement respectée.

$$L/D_{GC} = 1.33 \cdot Re_{GC}^{0.2} \quad (3.9)$$

Lorsqu'un co-courant gazeux externe est utilisé, le rapport des densités de flux de quantité de mouvement gaz/liquide est du même ordre de grandeur que celui du gaz interne. Les deux entrées tangentielles décalées de l'axe ont une dimension identique aux entrées permettant l'écoulement sans rotation (2 mm de diamètre), d'où des conditions de sortie identiques (Tableau 3.2). Le biais géométrique sur J_O peut prendre des proportions critiques

puisqu'elle fait intervenir les quatre paramètres D_{LI} , D_{LO} , D_{GI} , D_{GO} et quelques mesures de quantité de mouvement à la sortie ont également été réalisées. Afin de garder une intensité de rotation du gaz interne maximale, la distance entre les deux entrées tangentielles du tube central et la sortie de l'injecteur est la plus faible possible. L'écoulement dans cet espace annulaire est bien développé mais pas toujours pleinement turbulent ($Re_{GO} > 7750$).

Tableau 3.2 : Conditions d'injection du gaz externe

P_a (MPa)	m_o (g/s)	T_o (K)	ρ_o (kg/m ³)	U_o (m/s)	J_o	$\pm$
0.10	1.10	246	1.40	90	2.8	18%
0.10	1.67	246	1.40	136	6.5	18%
0.10	2.10	246	1.40	172	10.4	17%
0.30	1.77	262	4.00	51	2.6	18%
0.50	2.26	273	6.40	41	2.6	17%
0.70	2.66	279	8.75	35	2.6	17%

C. Écoulements Tourbillonnaires

1. Généralités

Le terme anglo-saxon « swirl » qualifie des écoulements tourbillonnaires que l'on observe dans certains moteurs pour favoriser le mélange carburant/comburant et stabiliser certains types de flamme. Ce type d'écoulement est également observé dans la nature sous la forme de tornades ou de cyclones. Il se caractérise par une région centrale dominée par la viscosité où la vitesse de rotation peut être écrite sous la forme $W(r) = \Omega \cdot r$ et une région externe où le fluide est considéré « parfait » et dont la vitesse décroît en $1/r$ (Lesieur, 1994).

Gupta et col. (1984) décrivent deux types de développement possibles : pour un faible mouvement de rotation, la force centrifuge fait apparaître un gradient de pression radial qui entraîne un faible gradient de pression inverse longitudinal ne permettant pas encore une inversion de la vitesse axiale au centre du jet (Fig. 3.4 a). En revanche, lorsque ce mouvement de rotation devient important, cette pression est suffisante pour inverser le sens de

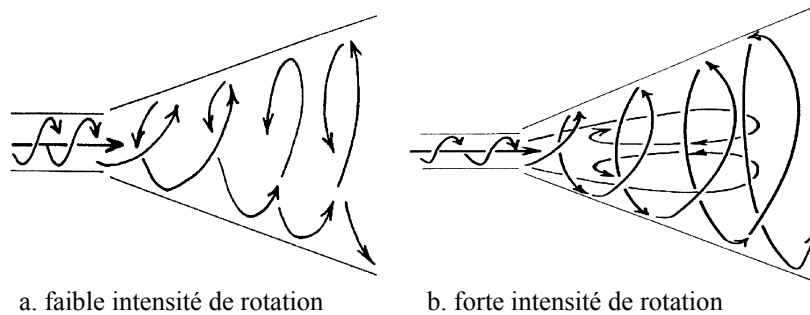


Fig. 3.4 : Développements typiques d'un jet tourbillonnaire selon Gupta et col. (1984)

l'écoulement le long de l'axe du jet (Fig. 3.4 b). Ce changement radical se caractérise par la création d'une zone de recirculation qui favorise la stabilisation des flammes et est donc utilisé dans de nombreux brûleurs. Ce type d'écoulement, dont les propriétés sont tout à fait intéressantes, a déjà fait l'objet de nombreuses études telles celles de Fujii et col. (1981), Gouldin et col. (1985) et Lilley (1988) par exemple.

Il existe plusieurs techniques pour communiquer un mouvement de rotation à un écoulement en conduite (Fig. 3.5). D'abord, afin d'étudier le taux de décroissance de l'intensité de rotation dans un tube, Kitoh (1991) a utilisé un système de vannes fixes servant de générateur alors que Steenbergen et Voskamp (1998) ont préféré un bloc mobile en rotation. Lavergne et col. (1993), quant à eux, ont employé des déflecteurs pour communiquer un mouvement de rotation à la couronne annulaire de gaz. Enfin, Chang et Dhir (1994) emploient un système d'injection tangentielle décalé de l'axe pour obtenir cet effet. Cette dernière configuration est employée dans cette étude.

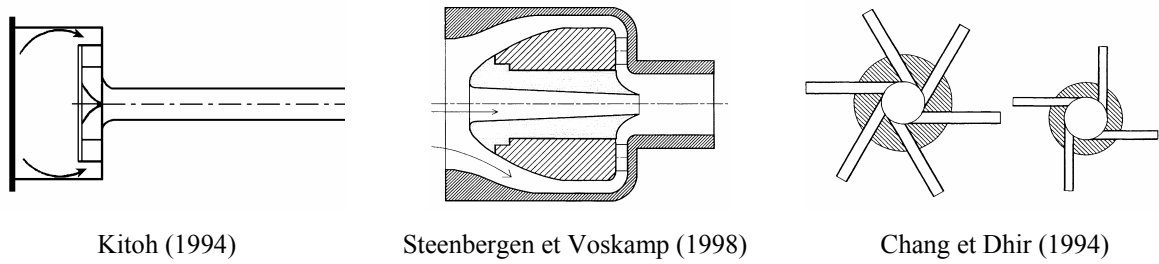


Fig. 3.5 : Exemples de générateurs d'écoulement tourbillonnaire

2. Expression du Nombre de « Swirl »

a. Gaz Interne

Pour comprendre l'effet de la rotation du gaz, il est nécessaire de déterminer son intensité à la sortie de l'injecteur. Généralement, le degré de rotation d'un écoulement est caractérisé par le nombre de « swirl » noté S . Selon Gupta et col. (1984), il représente le rapport entre le flux axial de quantité de mouvement tangentielle G_t/R_C et le flux axial de quantité de mouvement axial G_x (Eq. 3.10), R_C représentant une longueur caractéristique.

$$S = \frac{1}{R_C} \frac{G_t}{G_x} \quad (3.10)$$

A partir des équations générales de conservation de quantité de mouvement d'un écoulement en coordonnées cylindriques et en réalisant une décomposition des paramètres de pression, masse volumique et vitesses en moyenne de Reynolds ($A = \bar{A} + a'$), les expressions générales de G_x et G_t peuvent être écrites sous les formes (3.11) et (3.12) (Shen, 1994), la composante radiale aboutissant à l'équation (3.13).

$$G_x = \int_0^R (\bar{\rho} \bar{U}^2 + \bar{\rho} \overline{u'^2} + 2\bar{\rho}' \bar{u}' \bar{U} + \bar{\rho}' \overline{u'^2} + \bar{P} - P_0 - \overline{\tau_{xx}}) r dr \quad (3.11)$$

$$G_t = \int_0^R (\bar{\rho} \bar{U} \bar{W} + \bar{\rho} \overline{u'w'} + \bar{\rho}' \bar{u}' \bar{W} + \bar{\rho}' \bar{v}' \bar{W} + \bar{\rho}' \overline{u'w'} - \overline{\tau_{tx}}) r^2 dr \quad (3.12)$$

$$\int_0^R (\bar{P} - P_0) r dr = -\frac{1}{2} \int_0^R \bar{\rho} (\overline{V'^2} + \overline{v'^2} + \overline{W'^2} + \overline{w'^2}) r dr \quad (3.13)$$

Dans un jet débouchant dans une atmosphère au repos ($P_0 = P_\infty$), on peut considérer les termes de viscosité moléculaire négligeables et la masse volumique invariable. Chigier et Chervinsky (1967) ont alors établi que les deux grandeurs G_x et G_t sont conservatives. Leurs expressions se ramènent alors à celles définies par Gupta et col. (1984), (Eqs. 3.14 et 3.15).

$$G_x = \int_0^R (\bar{\rho} \bar{U}^2 + \bar{\rho} \overline{u'^2} + \bar{P} - P_\infty) r dr \quad (3.14)$$

$$G_t = \int_0^R (\bar{\rho} \bar{U} \bar{W} + \bar{\rho} \overline{u'w'}) r^2 dr \quad (3.15)$$

En réinjectant le terme de pression statique de l'équation (3.13) dans l'équation (3.14) et en négligeant les termes de vitesse radiale et de turbulence devant les vitesses axiale et tangentielle moyennes, le nombre de « swirl » peut être écrit sous la forme proposée par Syred et col. (1975) (Eq. 3.16).

$$S = \frac{1}{R} \frac{\int_0^R (\bar{\rho} \bar{U} \bar{W}) r^2 dr}{\int_0^R [\bar{\rho} (\bar{U}^2 - \frac{1}{2} \bar{W}^2)] r dr} \quad (3.16)$$

Ici, nous sommes confrontés à la difficulté de mesurer les vitesses axiale et tangentielle moyennes. La vitesse axiale peut, par exemple, être déduite de mesures réalisées grâce à un tube de Pitot mais la vitesse tangentielle reste impossible à déterminer du fait des petites dimensions de l'injecteur. Néanmoins, nous avons cherché à quantifier l'intensité de rotation du gaz à partir des densités de flux de quantité de mouvement G_x et G_t .

Si l'on considère le mélange parfait des deux écoulements axial et tangential ainsi que la conservation de la quantité de mouvement, le terme G_x peut s'écrire grâce à l'équation (3.17), $\dot{m}$ représentant le débit massique total à la sortie de l'injecteur. La quantité de mouvement tangentielle injectée à travers deux sections d'injection A_t , est donnée équation (3.18), $\dot{m}_t$ étant le débit massique de gaz correspondant :

$$G_x = \frac{4}{\pi \rho D_{GC}^2} \dot{m}^2 \quad (3.17), \quad \frac{G_t}{R_c} = \frac{1}{2 \rho A_t} \dot{m}_t^2 \quad (3.18)$$

L'intensité de rotation, basée sur ces paramètres géométriques, se réduit alors à l'expression (3.19) où D_t correspond au diamètre des deux entrées tangentielles.

$$IR_{géo,C} = \frac{1}{2} \frac{D_{GC}^2}{D_t^2} \left(\frac{\dot{m}_t}{\dot{m}} \right)^2 \quad (3.19)$$

b. Gaz Externe

La même démarche peut être appliquée à la couronne annulaire de gaz, à partir de l'équation (3.10). Dans ce cas, les flux axiaux de quantité de mouvement axial et tangentiel prennent respectivement les formes (3.20) et (3.21).

$$G_x = \frac{4}{\pi \rho (D_{GO}^2 - D_{GI}^2)} \dot{m}^2 \quad (3.20)$$

$$\frac{G_t}{R_C} = \frac{1}{2 \rho A_t} \dot{m}_t^2 \quad (3.21)$$

L'intensité de rotation géométrique se ramène alors à l'expression (3.22).

$$IR_{géo,O} = \frac{1}{2} \frac{(D_{GO}^2 - D_{GI}^2)}{D_t^2} \left(\frac{\dot{m}_t}{\dot{m}} \right)^2 \quad (3.22)$$

3. Calcul Numérique du Nombre de « Swirl »

Lorsque tout le gaz est injecté de manière tangentielle, les équations (3.19) et (3.22) aboutissent à des valeurs du nombre de « swirl » géométrique égales à 3.1 pour le gaz interne et 1.4 pour le gaz externe. Néanmoins, les frottements à la paroi des tubes augmentent avec l'intensité de rotation et vont réduire la valeur du nombre de « swirl » à la sortie de l'injecteur (Steenbergen et Voskamp, 1998), plus particulièrement pour le gaz interne où la distance entre les entrées tangentielles et celle-ci est de 57 mm soit $22.8 D_{GC}$.

Pour le gaz externe, cette distance n'est que de 8 mm, d'où une perte de l'intensité de rotation *a priori* beaucoup plus faible. Cependant, les frottements se produisent sur les tubes interne et externe de la couronne gazeuse mais on peut raisonnablement penser que les frottements sur le second tube seront plus importants, le gaz étant naturellement entraîné vers l'extérieur. Enfin, le gaz, alimenté par deux entrées de 2 mm de diamètre, est guidé au travers d'un espace annulaire de 0.55 mm d'épaisseur ; ceci peut être source d'une baisse supplémentaire de son intensité de rotation.

Son calcul numérique offre de nombreuses difficultés. En effet, Kobayashi et Yoda (1987) ont établi que ni le modèle k- ϵ , ni ses variantes munies de termes d'ordre supérieur pour les tenseurs de Reynolds, ne sont capables de prédire les vitesses axiale et tangentielle des écoulements tourbillonnaires. Ils proposent aussi une représentation anisotrope de la turbulence qui améliore la prédiction des profils de vitesses. De même, Nejad

et col. (1989) remarquent que les champs de vitesse de ce type d'écoulements ne sont pas résolus correctement par le modèle k-ε.

Plus récemment, Parchen et Steenbergen (1998) observent que le modèle de turbulence k-ε standard semble mieux prédire le taux de décroissance de la rotation que des modèles k-ε modifié ou de second ordre RSM. Néanmoins, Najafi et col. (2005) suggèrent, au contraire, que le modèle de second ordre RSM est plus puissant pour modéliser l'écoulement en proche paroi que les autres modèles de type k-ε.

Nous avons testé les modèles de turbulence k-ε, k-ε RNG intéressant dans des écoulements à fort cisaillement, k-ε realizable, et RSM mieux adapté aux écoulements tourbillonnaires d'après le manuel Fluent (User's Guide, 2003) en les comparant aux résultats expérimentaux obtenus par Kitoh (1991). Celui-ci utilise un nombre de « swirl » légèrement différent, combinant l'expression du flux axial de quantité de mouvement tangentielle et celle du flux axial, basée sur des paramètres géométriques (Eq. 3.23).

$$S_K = \frac{2 \int_0^R (\bar{U}\bar{W}) r^2 . dr}{R^3 \bar{U}^2} \quad (3.23)$$

Deux lois de paroi disponibles dans le logiciel Fluent et de forme logarithmique (« Standart Wall Function » et « Enhanced Wall Treatment ») sont utilisées. Afin d'être près de nos condition d'injection, le premier tube modélisé mesure 2.5 mm de diamètre et 57 mm de long. Le maillage, raffiné près de la paroi et structuré, est composé de 95 888 nœuds et de 72 652 cellules (Fig. 3.6).

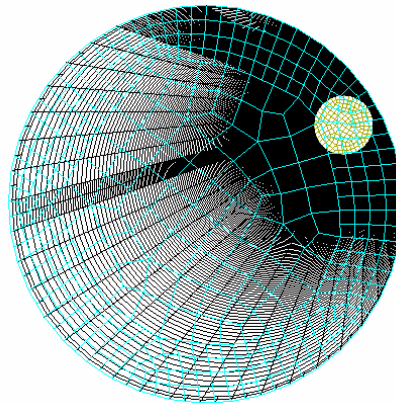


Fig. 3.6 : Maillage utilisé lors des calculs numériques

Le tube est divisé en deux parties ; la première sert à obtenir des profils de vitesse satisfaisants à partir d'un profil droit ($U = 100$ m/s) pour la vitesse axiale et en $\Omega \cdot r$ ($\Omega = 100\,000$ rad/s) pour la vitesse tangentielle. La seconde sert au calcul de la perte de

l'intensité de rotation en considérant les profils de vitesse axiale et tangentielle à des distances de 27.5 et 56 mm de l'entrée, soit sur une distance moitié de celle correspondant à l'injecteur. Les calculs numériques, résumés tableau 3.3, sous-estiment la baisse du nombre de « swirl » de 10 à 25% par rapport à l'équation provenant des mesures réalisées par Kitoh (1991) à partir des profils de vitesse à 27.5 mm de l'entrée.

Tableau 3.3 : Comparaison entre nombres de swirl numérique et empirique

loi de turbulence	loi de paroi	S à 27.5 mm de	S à 56 mm de l'entrée	S_K	Ecart
k-ε standart	Standart Wall Function	0.305	0.189	0.159	19%
k-ε standart	Enhance Wall Treatment	0.287	0.168	0.149	13%
k-ε RNG	Standart Wall Function	0.309	0.195	0.162	20%
k-ε RNG	Enhance Wall Treatment	0.293	0.176	0.153	15%
k-ε Realizeable	Standart Wall Function	0.305	0.189	0.159	19%
k-ε Realizeable	Enhance Wall Treatment	0.287	0.170	0.149	14%
RSM	Standart Wall Function	0.322	0.208	0.169	23%
RSM	Enhance Wall Treatment	0.288	0.167	0.150	11%

Enfin quelques calculs ont été réalisés avec ce maillage et une intensité de rotation plus élevée pour se rapprocher de nos conditions de sortie. D'autres ont utilisé un maillage structuré de 6.7 cm de long et comportant 272 979 nœuds et 354 172 cellules pour permettre une longueur de mise en régime de l'écoulement tourbillonnaire plus importante. Ces calculs ont cette fois prédit une perte du nombre de « swirl » de 10 à 25% supérieure à celle prédite par Kitoh (1991). Sur une distance moitié moindre et pour des nombres de « swirl » moins élevés que ceux qui nous intéressent, les calculs numériques ont donné des résultats nettement inférieurs (ou supérieurs) aux valeurs expérimentales. Il semble donc que l'on ne puisse obtenir un nombre de « swirl » fiable à l'aide du logiciel Fluent dans un tube dont la longueur est nettement supérieure à son diamètre. De plus, cette simulation et les mesures expérimentales obtenues par Kitoh (1991) concernent un écoulement tourbillonnaire de bonne qualité alors que dans notre étude, l'injection et la mise en rotation sont brutales.

4. Expression Empirique de l'Intensité de Rotation

a. Gaz Interne

Le calcul du nombre de « swirl » ayant échoué, nous nous sommes intéressés à une autre façon de caractériser la rotation de l'écoulement à la sortie de l'injecteur. Chang et Dhir (1994) ont déterminé le taux de décroissance de l'intensité de rotation IR exprimée (Eq. 3.24), sous la forme donnée (Eq. 3.25) faisant apparaître le terme $IR_{géo}$ défini équations (3.19) et (3.22), l étant la distance entre les entrées tangentielles et la mesure.

$$IR = 8 \frac{\int_0^{D/2} \bar{U} \bar{W} r dr}{D^2 \bar{U}^2} \quad (3.24)$$

$$IR = 1.48 \cdot IR_{géo}^{0.93} \cdot \exp(-0.113 \cdot IR_{géo}^{0.35} \cdot (l/D)^{0.7}) \text{ lorsque } \frac{l}{D} \geq 2 \quad (3.25)$$

Par ailleurs, lorsque tout le gaz est injecté de manière tangentielle, seul cas étudié ici, notre configuration est identique à celle des auteurs précédents. Le terme $IR_{géo}$ ne dépend alors que des diamètres du tube central et des entrées tangentielles, la distance entre celles-ci et la sortie mesurant $l = 57$ mm, l'intensité de rotation du gaz interne IR_C est égale à 0.95.

b. Gaz Externe

Nous avons établi précédemment que l'intensité de rotation géométrique du gaz externe est de 1.4 lorsque tout le gaz est injecté de manière tangentielle et nous souhaitons calculer l'intensité de rotation du gaz externe à la sortie de l'injecteur. Dans un écoulement tubulaire, celle-ci est reliée au diamètre et au profil radial de pression (Chang et Dhiri, 1994), nous amenant à considérer que D peut être remplacé par $D_h/2$ dans l'Eq. (3.25), les effets de pression ne pouvant s'effectuer que dans l'épaisseur de l'espace annulaire. L'intensité de rotation du gaz externe IR_O peut alors être calculée et est égale à 0.88 dans ce cas.

D. Détermination des Conditions de Sortie

A cause des faibles dimensions de notre système, il est difficile de vérifier les conditions de sortie de l'injecteur. Il est possible de pratiquer des techniques de LDV pour vérifier la vitesse des jets mais (i) l'ensemencement des courants gazeux de l'injecteur modifie considérablement la pression en amont et la température de sortie ; (ii) les gouttes générées dans l'ensemencement coalescent dans les tubes acheminant le gaz vers l'injecteur ; à la sortie de ce dernier les gouttes sont trop grosses et ne suivent pas l'écoulement. La mesure par fils chauds pose elle aussi des problèmes. Des micro-fils existent (0.5 mm de long, 5 μ m d'épaisseur) mais pour les étalonner correctement il faut maîtriser parfaitement la température de l'écoulement ce qui n'est pas le cas ici à cause de la détente qui se produit dans l'injecteur.

1. Gaz Interne

Nous avons alors cherché à vérifier les hypothèses précédentes avec un manomètre et un tube de Pitot, quand cela était possible. Le tube de Pitot, représenté Fig. 3.7, mesure 0.5 mm de diamètre extérieur et 0.32 mm de diamètre intérieur. Il est relié à un manomètre nous permettant de mesurer la pression jusqu'à 7 000 Pa. Dans un premier temps, les profils

ont été réalisés pour le gaz interne sans rotation selon les directions verticale Z, horizontale Y et passant par l'axe du jet, à une distance de 0.5 mm de l'injecteur pour ne pas perturber l'écoulement amont. Le débit massique est de 0.62 g/s, et une mesure de reproductibilité a été réalisée. Il est à noter que la surface du tube de Pitot est importante par rapport à la taille du phénomène



Fig. 3.7 : Photographie du tube de Pitot

a. Écoulement sans rotation

En considérant que le profil de mesure est celui d'un écoulement pleinement établi intégré sur la surface du tube de Pitot, on peut, à partir des lois d'écoulement dans un tube, remonter au profil de pression dynamique (Roger, 1987), en supposant que la masse volumique est calculée en considérant une détente adiabatique (Fig. 3.8). De cette manière, la loi d'écoulement et le bilan de quantité de mouvement sont vérifiés à 10% près. La vitesse a déjà diminué à une distance de 0.5 mm de l'injecteur, à cause de l'élargissement du jet lié à l'expansion et à l'entraînement, selon un angle d'environ 7° (Albertson, 1949). Ce dernier

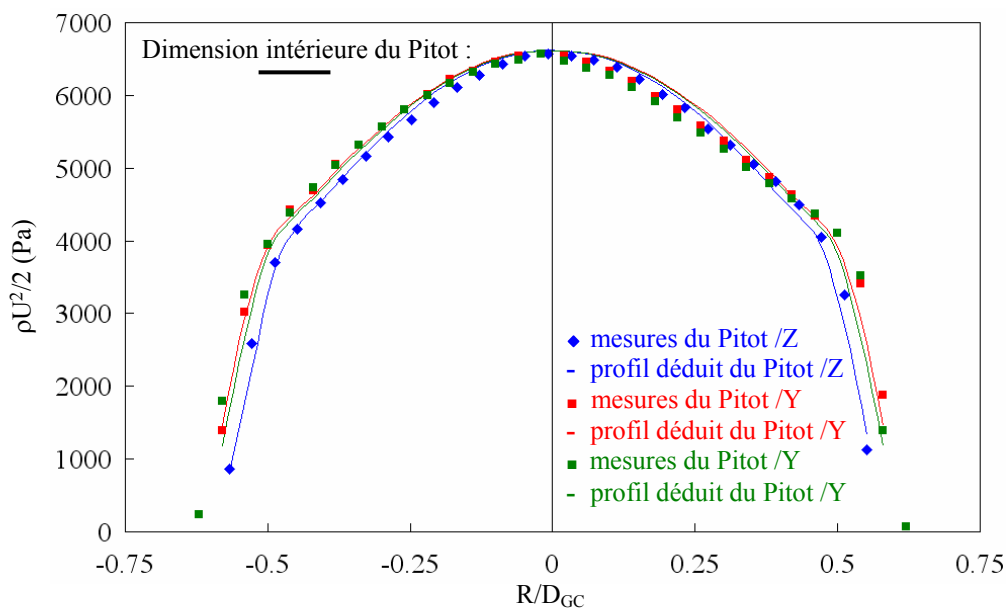


Fig. 3.8 : Profils de $\rho U^2/2$ du gaz interne selon deux directions orthogonales, $IR_C = 0$

représente 6% du débit massique total déduit des mesures du tube de Pitot, d'après Ricou et Spalding (1961), et l'équation de continuité aboutit lui aussi à un résultat très satisfaisant.

Finalement, on remarque que la correction apportée par cette méthode est faible et qu'il n'est pas nécessaire d'effectuer ce calcul. La quantité de mouvement total de gaz est alors déterminée, considérant sa conservation, en réalisant une intégration par la méthode des trapèzes du profil de pression dynamique obtenu par le tube de Pitot et notée I_P . Le débit massique étant connu, on en déduit la masse volumique du gaz équation (3.26).

$$\rho = \frac{\dot{m}^2}{\rho U^2 A_C^2} = \frac{\dot{m}^2}{2 I_P A_C^2} \quad (3.26)$$

Pour le gaz interne, à partir de la moyenne effectuée sur les deux profils radiaux, elle est égale à 1.35 kg/m^3 *i.e.* dans la marge d'erreur de l'hypothèse d'écoulement adiabatique réversible égale à $1.28 \text{ kg/m}^3 \pm 8\%$.

b. Ecoulement avec rotation

Les profils réalisés avec le tube de Pitot dans un écoulement à forte rotation se sont révélées délicates : dans la zone centrale de l'écoulement, le tube vibre sous l'action des contraintes tangentielles et un support souple a dû être ajouté pour stabiliser le tube de 0.5 mm d'épaisseur. Celui-ci a été placé sur la partie montante du tube de Pitot pour ne pas perturber l'écoulement dans la zone de mesure.

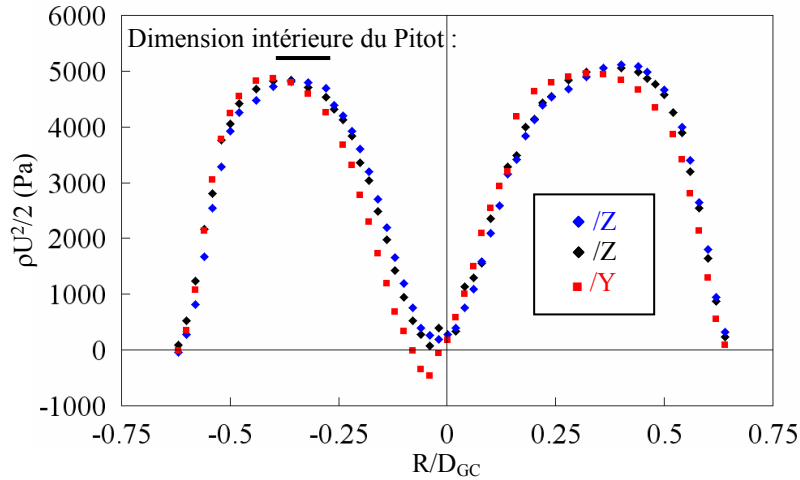


Fig. 3.9 : Profils de $\rho U^2/2$ du gaz interne selon deux directions orthogonales, $IR_C = 0.95$

La Fig. 3.9 montre que la forme du profil de vitesse axiale est semblable à celle obtenue par Kitoh (1991) et Chang et Dhir (1994). Près de l'axe on peut éventuellement avoir un flux à contre-courant (forte intensité de rotation). Il est intégré, pour un débit massique de

0.62 g/s, et en considérant l'équation (3.26), la masse volumique à la sortie d'injecteur est de 1.46 kg/m³ donc très proche de la valeur 1.40 obtenue par l'hypothèse du col sonique pour les entrées tangentielles.

Enfin Chang et Dhir (1994) ont établi dans une configuration similaire à la présente étude que la vitesse axiale maximale peut être corrélée à l'intensité de rotation (Eq 3.27).

$$\frac{U_{max}}{\bar{U}} = (1 + 0.24 \cdot IR) \quad (3.27)$$

Ce rapport est ensuite comparé aux profils expérimentaux obtenus en considérant le rapport donné équation (3.28). La valeur moyenne obtenue, à partir des deux profils radiaux, est de 1.45, voisine de 1.51 obtenue à partir de l'équation 3.27. L'intensité de rotation du gaz interne est donc bien proche de 0.95.

$$\frac{U_{max}}{\bar{U}} = \sqrt{\frac{(\rho U^2/2)_{max}}{(\rho U^2/2)}} \quad (3.28)$$

2. Gaz Externe

Comme pour le gaz interne, des profils de pression dynamique ont été réalisés pour la couronne annulaire de gaz à l'aide du tube de Pitot (Fig. 3.10) et les distributions obtenues semblent axisymétriques. Cependant, la rotation du gaz a tendance à éloigner le maximum de vitesse de l'axe de l'écoulement, en accord avec les mesures réalisées par Pruvost et col. (2000).

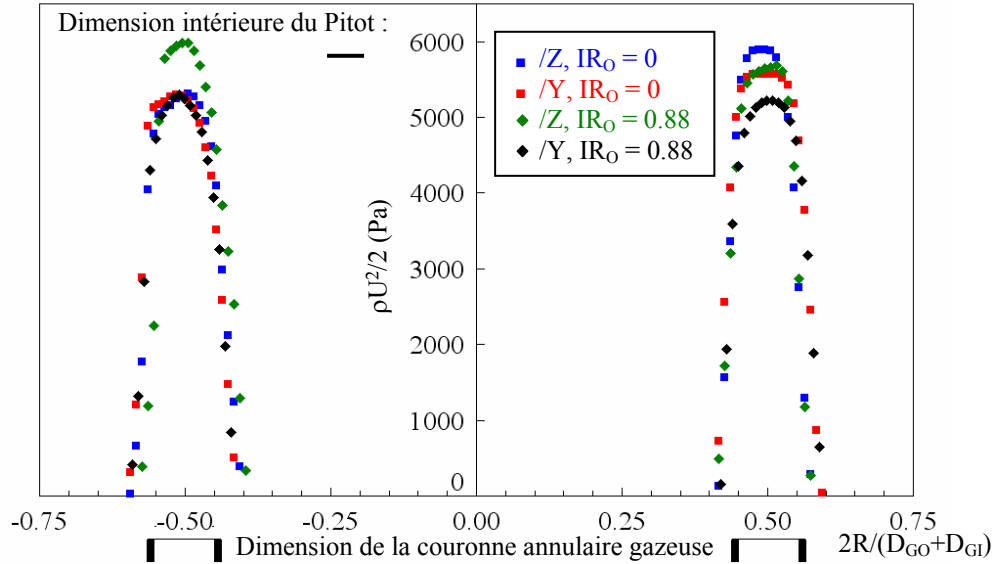


Fig. 3.10 : Profils de $\rho U^2/2$ du gaz externe selon deux directions orthogonales, $IR_0 = 0$ ou 0.88

Toutefois, les valeurs obtenues ne sont pas en adéquation avec celles déduites des hypothèses d'écoulement, (incertitude supérieure à 15%), due à la taille du tube de Pitot

(0.5 mm pour son diamètre extérieur) par rapport à celle du phénomène (0.55 mm d'épaisseur) et à un biais, sur le flux de quantité de mouvement axial, provenant de considérations géométriques, qui peut être important.

E. Conclusion

Dans ce chapitre, les conditions de sortie de l'injecteur ont été déterminées et les écoulements liquide et gazeux sont parfaitement établis, mais l'écoulement gazeux externe n'est pas toujours pleinement turbulent. Certaines d'entre elles sont basées sur des hypothèses telles que « adiabatique réversible » ou « col sonique ». D'autres, comme la détermination de l'intensité de rotation à la sortie de la buse d'injection, font appel à des lois empiriques obtenues dans des configurations expérimentales identiques. Ensuite, nous avons tenté de vérifier les résultats obtenus de manière expérimentale à l'aide d'un tube de Pitot et d'un manomètre. Ces mesures nous ont permis de qualifier les conditions de sortie de l'injecteur, nécessaires à la compréhension des phénomènes d'interaction entre liquide et gaz qui seront abordés dans le chapitre suivant.

Chapitre IV. Effet du Gaz Interne sur la Pulvérisation

Dans le chapitre précédent, nous avons présenté les conditions expérimentales utilisées pour atomiser une nappe annulaire de liquide par un courant gazeux interne, complété ou non par un courant gazeux externe. Nous proposerons, dans un premier temps, les différents mécanismes de rupture de cette nappe et présenterons les caractéristiques de l'écoulement résultant. Puis, nous étudierons les effets du rapport des densités de flux de quantité de mouvement gaz/liquide, de la pression ambiante et de la rotation du gaz sur la qualité du spray produit.

A. Mécanismes de Rupture

1. Régimes de Rupture

Les mécanismes de rupture de la nappe ont été étudiés pour des vitesses de liquide comprises entre 1 et 5 m/s et des vitesses de gaz variant de 25 à 300 m/s. Les images issues

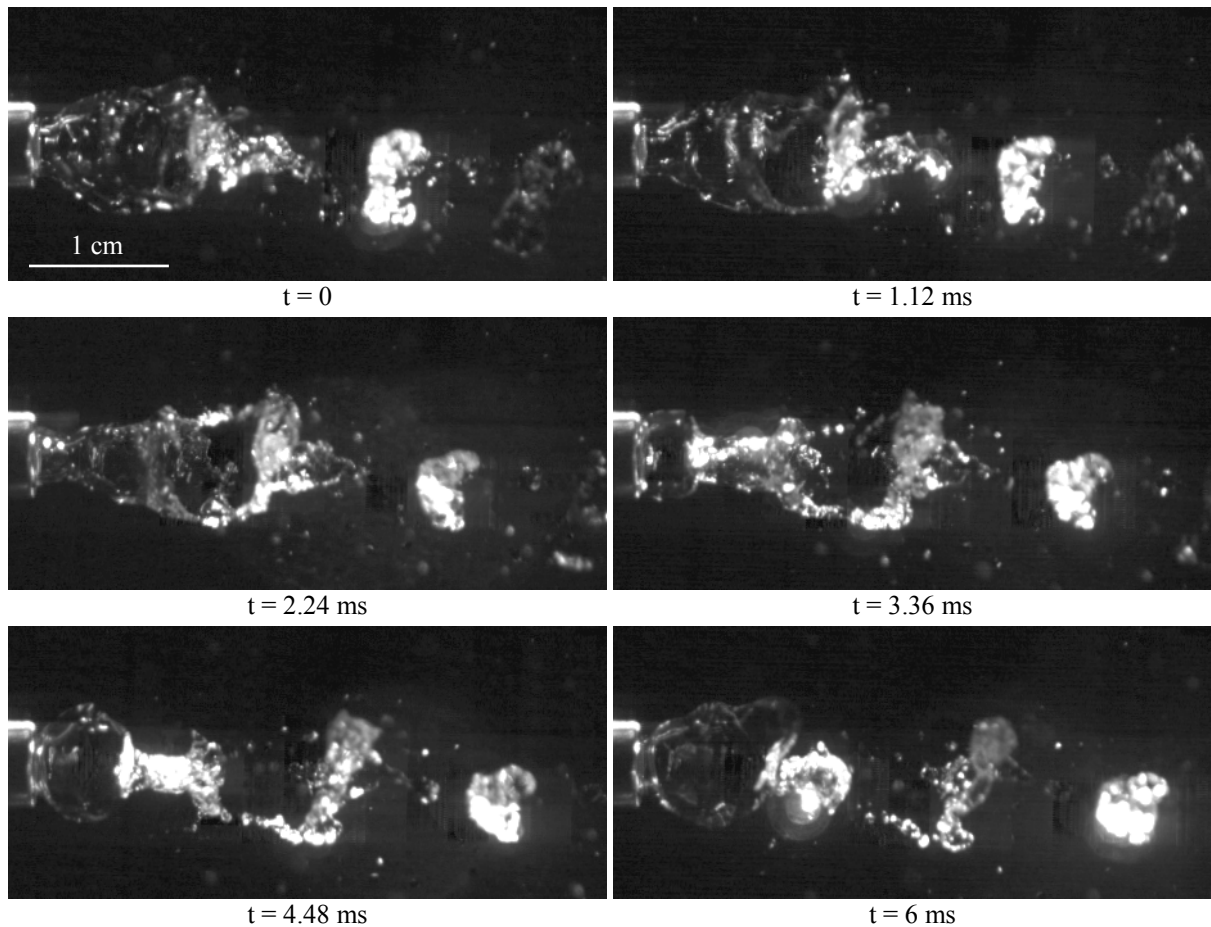


Fig. 4.1 : Séquence de tomographie rapide, $U_L = 1$ m/s, $U_C = 25$ m/s, $IR_C = 0$ et $P_a = 0.1$ MPa

des visualisations rapides, tomographie et éclairage arrière par lampe halogène, ont permis d'identifier deux régimes principaux appelés respectivement « formation de bulles » et « arbre de Noël » (Leboucher et col., 2009).

a. « Formation de Bulles »

Lorsque les vitesses du liquide et du gaz sont faibles, respectivement égales à 1 et 25 m/s, une bulle est périodiquement formée à la sortie de l'injecteur mais, à cause du manque d'inertie du liquide et d'une différence importante entre les vitesses du gaz et du liquide, elle éclate très rapidement (Fig. 4.1). Des gouttes sont alors produites mais elles sont peu nombreuses et suivent généralement le sens de l'écoulement.

Pour une vitesse du liquide plus élevée (2 ou 5 m/s), un « train de bulles » stable et fortement accéléré se produit à la sortie de l'injecteur (Fig. 4.2), que le gaz soit animé d'un mouvement de rotation ou non. Même si la tomographie de l'écoulement a un faible contraste puisque les bulles sont vues en coupe, on remarque cependant qu'aucune goutte n'apparaît près de la sortie de l'injecteur. La fusion de deux bulles successives peut se produire et le début de ce phénomène est observé sur la dernière image de cette séquence.

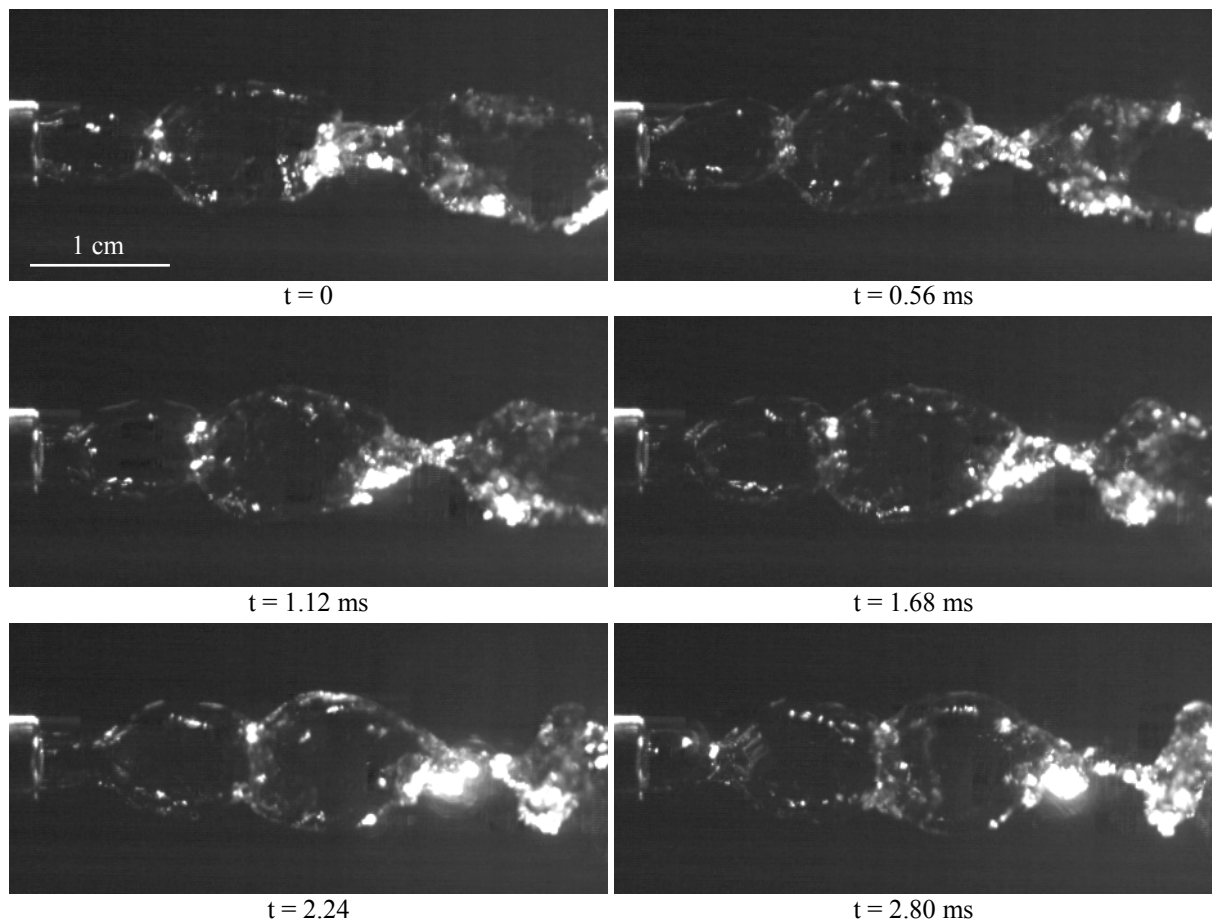


Fig. 4.2 : Séquence de tomographie rapide, $U_L = 2$ m/s, $U_C = 25$ m/s, $IR_C = 0$ et $P_a = 0.1$ MPa

Si l'écoulement est éclairé par l'arrière, la visualisation montre des structures nommées « structures cellulaires » par Choi et col. (1997) à la surface des bulles (Fig. 4.3). Celles-ci apparaissent dans une moindre mesure près de la sortie de l'injecteur pour une vitesse nulle du gaz. Sur cette séquence, on observe qu'une fois formée à la sortie de l'injecteur, la bulle se développe et grossit très rapidement (trois premières images, ≈ 1 ms) tandis que l'éloignement de cette bulle de l'injecteur et le début de la formation de la suivante nécessite un laps de temps plus important (≈ 2 ms).

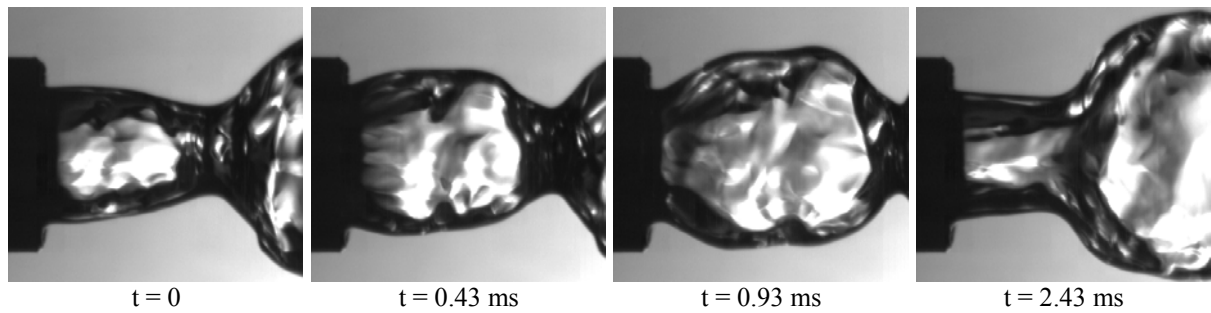


Fig. 4.3 : Séquence de visualisation rapide, $U_L = 2$ m/s, $U_C = 25$ m/s, $IR_C = 0$ et $P_a = 0.1$ MPa

Un accroissement de la vitesse du liquide (5 m/s) conduit à une forte élongation des bulles (Fig. 4.4 a) et à une augmentation de leur fréquence d'apparition. Leur formation à distance de l'injecteur est probablement liée à l'inertie du liquide plutôt qu'à la transition laminaire/turbulent de cette même phase qui se produit dans ces conditions (le nombre de Reynolds passe de 1990 à 4975). De plus, un mouvement hélicoïdal de ce « train de bulles » apparaît à une distance supérieure à $2 D_{LO}$. Comme on pouvait s'y attendre, un écoulement tourbillonnaire du gaz met en rotation le « train de bulles » (Fig. 4.4 b) à partir d'une distance voisine de D_{LO} , logiquement inférieure à celle de l'écoulement précédent. Ensuite, la rupture se produit à une distance plus proche de l'injecteur prouvant que la nappe est plus déstabilisée avec la rotation du gaz (Chap. I.E.2). Enfin, ces bulles se raccourcissent de manière significative et présentent une dilatation radiale importante induite par une vitesse radiale du gaz élevée.

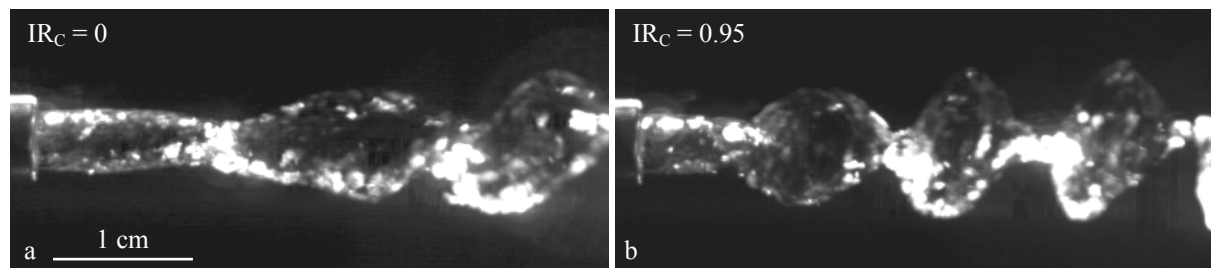


Fig. 4.4 : Images de tomographie rapide, $U_L = 5$ m/s, $U_C = 25$ m/s, $P_a = 0.1$ MPa

Lorsque la vitesse du gaz atteint 50 m/s, on atteint un régime de transition : la bulle formée à la sortie de l'injecteur est alimentée en gaz plus rapidement que précédemment et quand elle tend à se refermer, elle éclate (Fig. 4.5 a). Choi et col. (1997) nomment cette transition « rupture de bulles ». On peut noter que, près de l'injecteur, l'écoulement ressemble au premier régime décrit ci-dessus, correspondant à des vitesses du gaz et du liquide inférieures. Cependant, après l'éclatement de la bulle, l'écoulement est différent car lié à une vitesse du gaz qui dissocie et disperse la bulle éclatée plus rapidement. Par ailleurs, le mouvement hélicoïdal du gaz met en rotation les structures produites et élargit l'écoulement gaz-liquide (Fig. 4.5 b). Sur cette figure, on distingue le mode « pulsatoire » caractérisé par la présence de ligaments transverses, décrit par les auteurs précédents (Chap. I, Fig. 1.8) pour une vitesse du liquide de 7.5 m/s, régime non étudié ici.

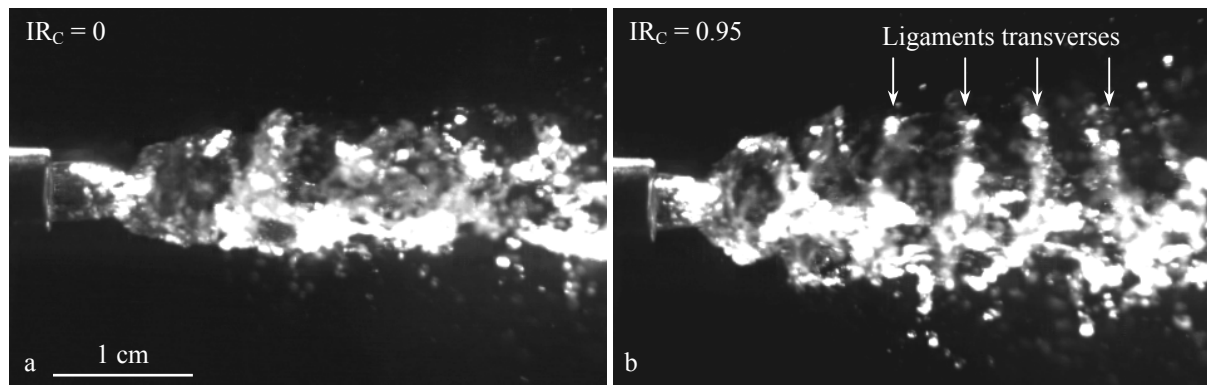


Fig. 4.5 : Images de tomographie rapide, $U_L = 5$ m/s, $U_C = 50$ m/s et $P_a = 0.1$ MPa

b. « Arbre de Noël »

Lorsque le gaz atteint des vitesses proches de 100 m/s, l'expansion radiale de l'écoulement devient importante près de l'injecteur (Fig. 4.6) ; la phase liquide commence à être atomisée de manière efficace mais pas encore suffisamment pour faire apparaître l'« arbre de Noël ». Les ligaments observés sur la séquence précédente sont ici rapidement dispersés sous forme de gouttes et deux zones denses en particules liquides apparaissent sur ces images dans le prolongement de la nappe liquide, formant ainsi un cône qui s'élargit nettement avec l'intensité de rotation du gaz.

Sur la séquence montrée Fig. 4.7, l'écoulement éclate radialement à la sortie de l'injecteur selon un angle proche de 90° par rapport à la direction générale. Comme pour la formation du « train de bulles », chaque éclatement est rapide tandis que les structures mettent plus de temps à s'éloigner de l'injecteur. Pour cette vitesse du liquide, on vérifie bien que l'écoulement est turbulent. Le régime « arbre de Noël » est ici quasiment atteint.

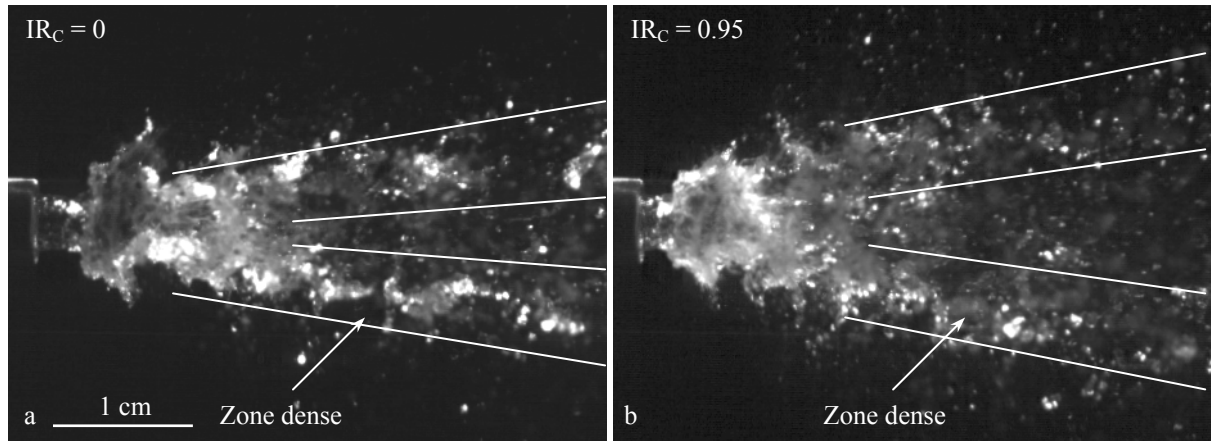


Fig. 4.6 : Images de tomographie rapide, $U_L = 5$ m/s, $U_C \approx 100$ m/s et $P_a = 0.1$ MPa

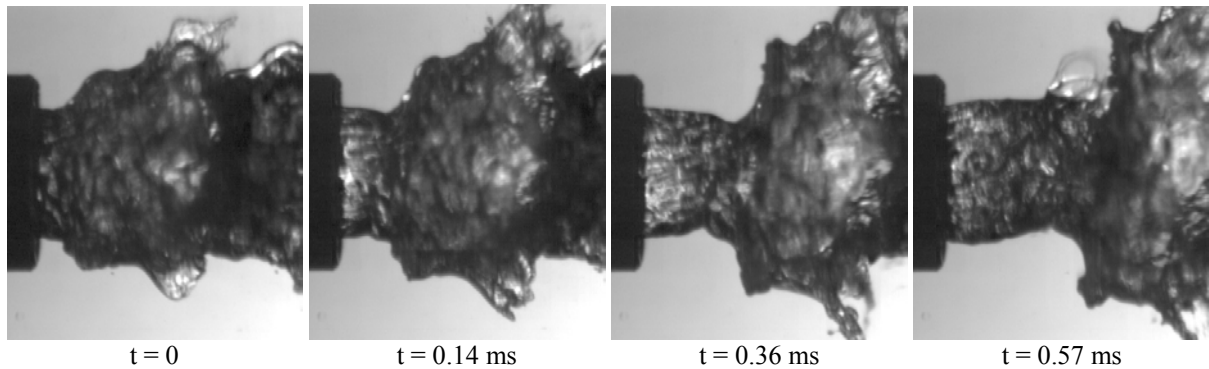


Fig. 4.7 : Séquence de visualisation rapide, $U_L = 5$ m/s, $U_C = 99$ m/s, $IR_C = 0$ et $P_a = 0.1$ MPa

Pour une vitesse du gaz identique mais une vitesse du liquide de 2 m/s, apparaît le mode appelé « arbre de Noël » : L'alimentation en gaz de la bulle se formant à la sortie de l'injecteur est ici très rapide et, lorsque la pression à l'intérieur de celle-ci devient trop importante, elle éclate. Les gouttes produites au centre de l'écoulement sont fortement accélérées axialement, les autres - qui le sont beaucoup moins - acquièrent une composante radiale élevée, le tout prenant la forme d'un « arbre de Noël » (Fig. 4.8).

Les effets des différents paramètres, vitesses du gaz et du liquide, pression ambiante et rotation du gaz sont difficilement observables sur les images instantanées. Toutefois, pour un rapport des densités de flux de quantité de mouvement donné ($J_C = 3.1$), une augmentation de la pression ambiante (Fig. 4.9) ne modifie pas la forme de l'« arbre de Noël ». On note cependant qu'il se dissipe plus rapidement et que le diamètre des gouttes produites semble plus élevé.

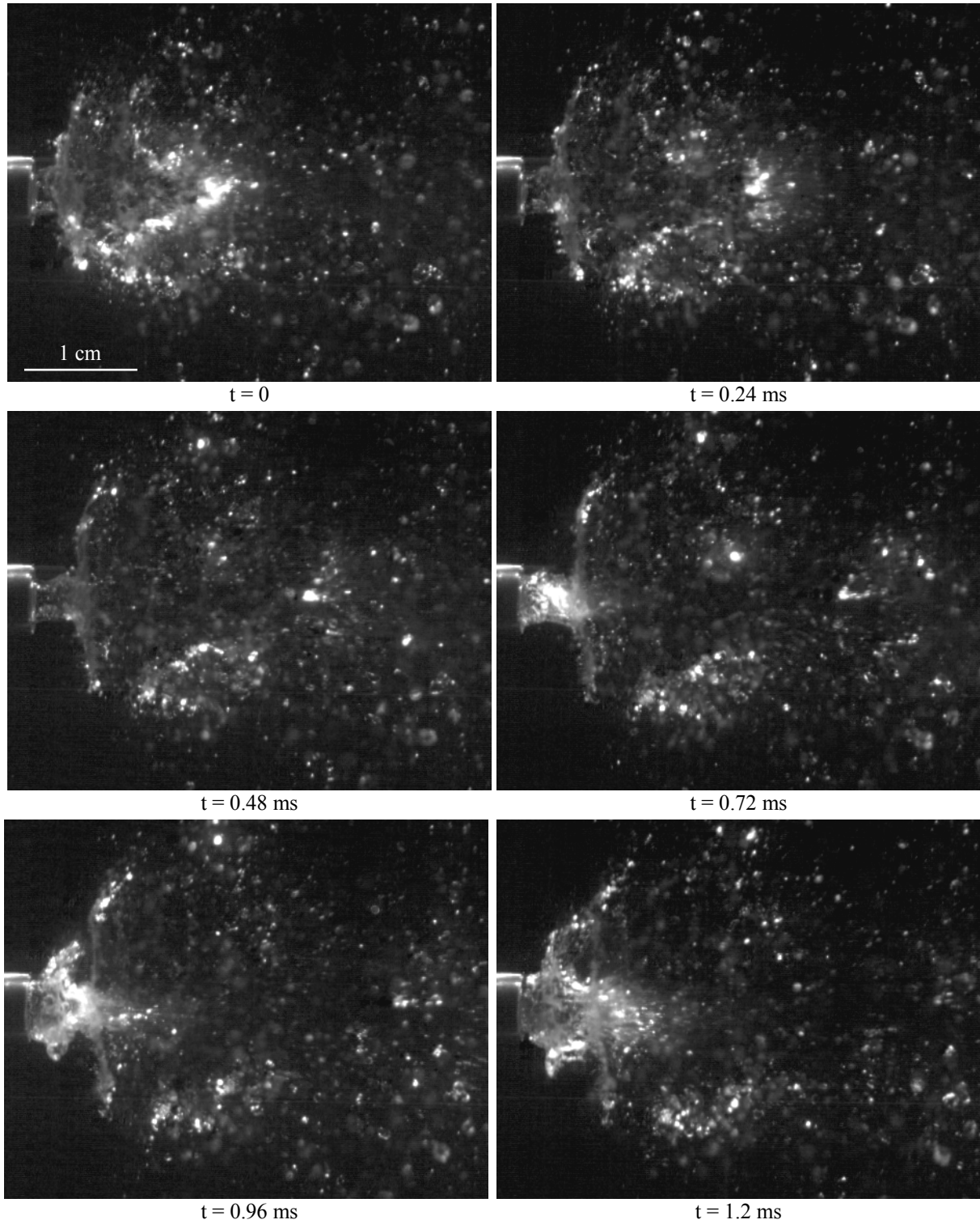


Fig. 4.8 : Séquence de tomographie rapide, $U_L = 2 \text{ m/s}$, $U_C = 99 \text{ m/s}$, $IR_C = 0$ et $P_a = 0.1 \text{ MPa}$

Sur la séquence présentée Fig. 4.10, l'expansion radiale se produit à une distance très faible de l'injecteur, généralement inférieure à D_{LO} . De plus, des oscillations visibles à la surface de la nappe liquide, situées entre la sortie de l'injecteur et l'« arbre de Noël », peuvent être source d'instabilités supplémentaires aboutissant à l'éclatement de la nappe

liquide. Lorsque celle-ci est en régime turbulent, ces oscillations ne sont pas discernables (Fig. 4.7). L'« arbre de Noël » devient de moins en moins visible avec l'augmentation de la vitesse du gaz qui améliore la pulvérisation mais existe toujours lorsque $U_C = 300$ m/s.

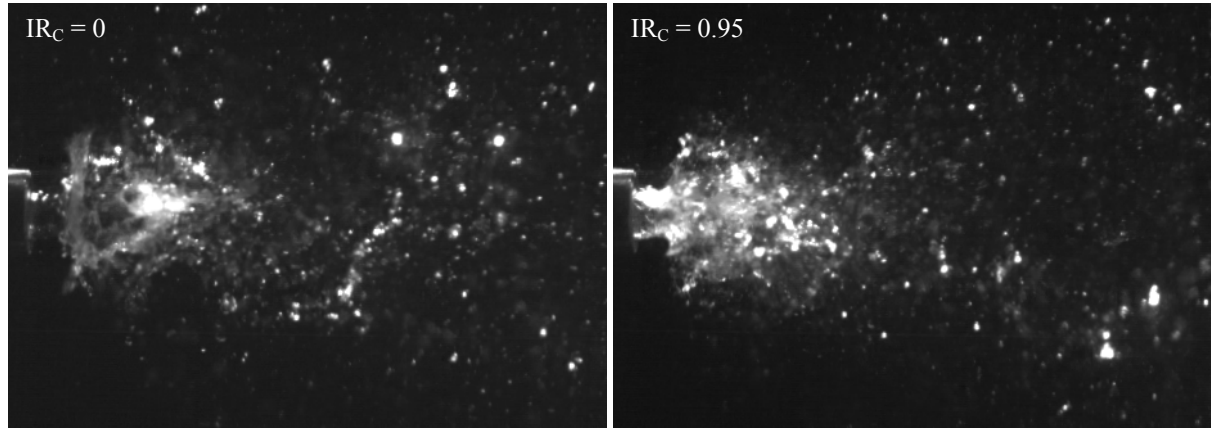


Fig. 4.9 : Images de tomographie rapide, $U_L = 2$ m/s, $J_C = 3.1$ ($U_C \approx 44$ m/s) et $P_a = 0.5$ MPa

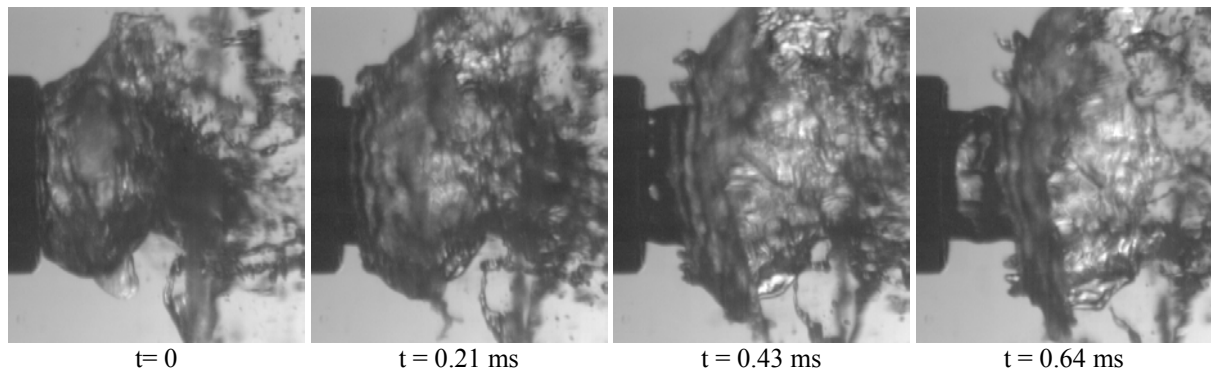


Fig. 4.10 : Séquence de visualisation rapide, $U_L = 2$ m/s, $U_C = 99$ m/s, $IR_C = 0$ et $P_a = 0.1$ MPa

Les résultats de cette étude ont été combinés à ceux de Choi et col. (1997) et à l'analyse des images issues de Li et Shen (2001) et de Fu et col. (2003) pour déterminer les domaines d'existence des différents modes de rupture d'une nappe annulaire liquide soumise à un courant gazeux interne (Fig. 4.11), sans retrait et sans effet de rotation du gaz. Ce diagramme combine différentes dimensions géométriques, épaisseur de la nappe liquide variant de 75 à 500 μm , diamètre du gaz central de 2.5 à 8.8 mm, vitesse du liquide de 1 à 27 m/s, vitesse du gaz de 4 à 300 m/s, sous une pression ambiante comprise entre 0.1 et 0.7 MPa dans cette étude. Le paramètre fondamental semble être une combinaison de $\rho_C U_C^2 A_C$ et de $\rho_L U_L^2 A_L$ plutôt que le rapport des densités de flux de quantité de mouvement habituellement considéré dans ce type d'étude.

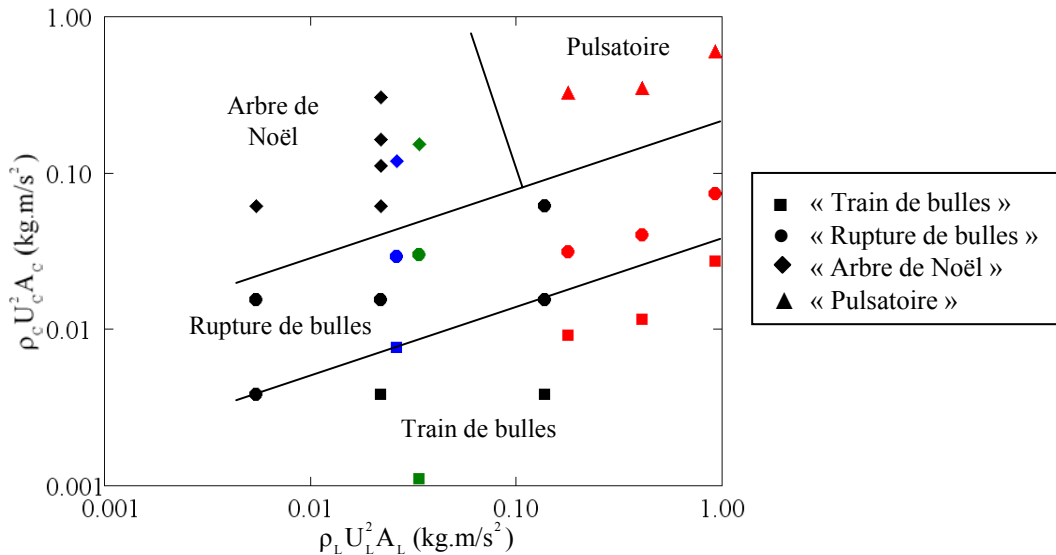


Fig. 4.11 : Domaines d'existence des différents modes de rupture, en noir cette étude, en rouge Choi et Lee (1997), en vert Li et Shen (2001), et en bleu Fu et col. (2003)

Lorsque le gaz est en rotation, l'apport d'une composante tangentielle de flux de quantité de mouvement supplémentaire du gaz dans une autre direction, provoque un déplacement des domaines vers le bas de la figure, et agrandit le domaine d'existence de l'« arbre de Noël » (Fig. 4.12). De la même manière, le « train de bulles » généré pour la condition $U_C = 25$ m/s, $U_L = 2$ m/s, $P = 0.1$ MPa devient « rupture de bulle » et le régime « rupture de bulle » de la condition $U_C = 50$ m/s, $U_L = 5$ m/s, $P = 0.1$ MPa devient « pulsatoire ». Cependant, cet effet n'est pas aussi simple puisque la condition $U_C \approx 100$ m/s, $U_L = 5$ m/s, $P = 0.1$ MPa reste « rupture de bulle » avec la rotation du gaz interne. De plus, il ne se comporte pas comme un simple rajout de flux de quantité de mouvement car certaines propriétés de l'écoulement, que nous verrons par la suite, sont profondément modifiées.

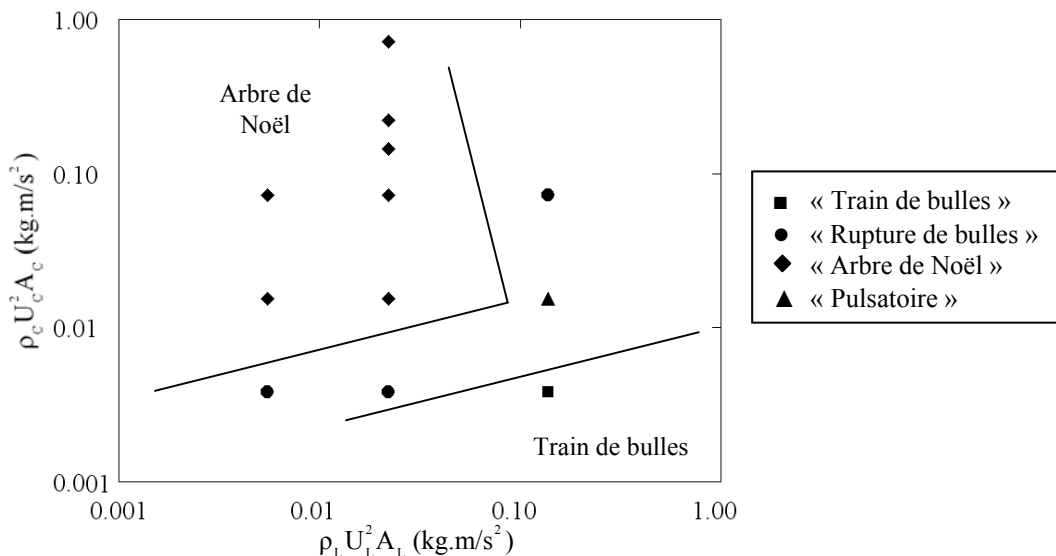


Fig. 4.12 : Domaines d'existence des différents modes de rupture avec $IR_C = 0.95$

2. Fréquence de Formation

A partir des images précédentes, des mesures de fréquence de formation des bulles ou de l'« arbre de Noël » ont été réalisées à l'aide d'un capteur optique Ultrafast Photodetector UPD. Les régimes décrits ci-dessus sont caractérisés par une variation périodique de l'intensité lumineuse des images près de la sortie de l'injecteur. Le capteur est placé à cet endroit de l'écran d'ordinateur et envoie le signal intégré à un oscilloscope numérique équipé d'une Transformée de Fourier Rapide. La vitesse de défilement des images est choisie de manière à mesurer une fréquence de quelques Hertz sur une période comprise entre 40 et 100 s et d'avoir une précision satisfaisante (de l'ordre de quelques pourcents) sur le spectre du signal. La fréquence de défilement des images permet ensuite de remonter à celle du phénomène (Fig. 4.13). Une étude préliminaire a néanmoins été effectuée afin d'éliminer les pics du spectre liés aux caractéristiques du capteur et de l'écran.

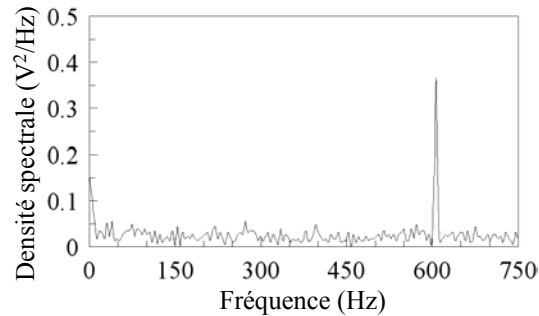


Fig. 4.13 : Spectre FFT, $U_L = 2$ m/s, $U_C = 99$ m/s, $IR_C = 0$ et $P_a = 0.1$ MPa

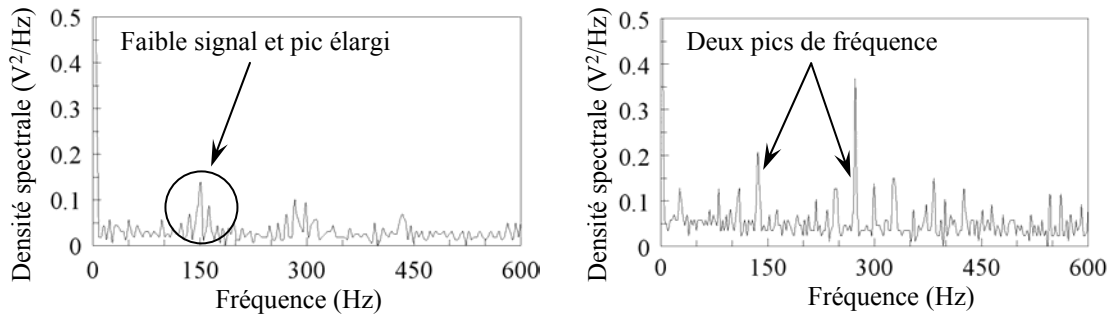


Fig. 4.14 : Spectre FFT, $U_L = 1$ m/s (g), $U_L = 2$ m/s (d), $U_C = 25$ m/s, $IR_C = 0$ et $P_a = 0.1$ MPa

Lorsqu'un doute apparaît, un comptage manuel est réalisé pour confirmer les valeurs obtenues, en particulier pour le mode « formation de bulles » où le faible contraste des images rend la mesure du capteur optique difficile (Fig. 4.14 a). Par ailleurs, afin de déterminer la fréquence du « train de bulles », le capteur a été placé loin de l'injecteur et un deuxième pic d'intensité plus faible et de fréquence moitié est visible (Fig. 4.14 b), mesurant très

probablement la fréquence de deux gouttes successives qui ont fusionné, phénomène dont le début est visualisé Fig. 4.2.

A de faibles vitesses du liquide et du gaz, respectivement égales à 1 et 25 m/s, la détermination de la fréquence s'est révélée délicate car le comportement de la nappe est moins régulier que pour les autres conditions et, en accord avec Kawano et col. (1997), la largeur du spectre FFT s'est révélée plus importante (Fig. 4.13 a). La fréquence augmente avec les vitesses du liquide et du gaz, ainsi que l'intensité de rotation de ce dernier. Certaines d'entre elles n'ont pu être mesurées car l'amélioration de la pulvérisation rend l'« arbre de Noël » trop ténu à partir d'une vitesse du gaz de 200 m/s.

Nous avons alors introduit le nombre de Strouhal, défini par Lozano et col. (2005) (Chap. I.D.2), aux conditions de sortie de l'injecteur. Défini de cette manière, ce nombre fait intervenir le coefficient U_{min} correspondant à la vitesse minimale du gaz à partir de laquelle les oscillations de la nappe de type sinueux vont apparaître et dont l'expression a été déterminée par Fernandez et col. (2009). En effectuant une régression non linéaire à coefficients multiples, on obtient l'équation (4.1) avec un coefficient de corrélation de 0.95.

$$St = \frac{f \sqrt{e \cdot D_{GC}}}{U_C - U_{min}} = \left(\frac{U_C}{U_L} \right)^{-0.5} \left(\frac{\rho_C}{\rho_L} \right)^{0.4} (1 + 0.35 IR_C) \quad (4.1)$$

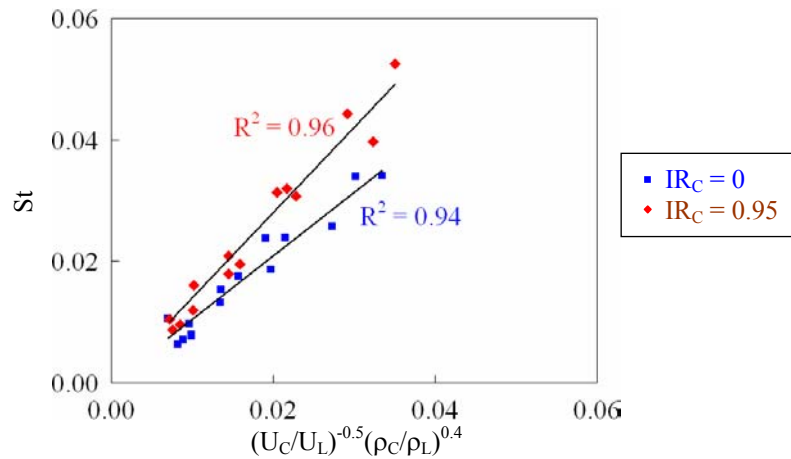


Fig. 4.15 : Corrélation entre le nombre de Strouhal et $(U_C/U_L)^{-0.5}(\rho_C/\rho_L)^{0.4}$

Le résultat est visualisé Fig. 4.15 et on note que les vitesses du liquide et du gaz ont une influence comparable. Pour le mode « formation de bulles » la fréquence de déplacement des structures liquides suit bien la vitesse convective définie par Bernal et Roshko (1986), *i.e.* $(\sqrt{\rho_C} U_C + \sqrt{\rho_L} U_L) / (\sqrt{\rho_C} + \sqrt{\rho_L})$. A partir d'une analyse de stabilité, Raynal et col. (1997) déterminent que la longueur d'onde possédant le taux d'accroissement le plus élevé est proportionnelle à l'épaisseur de la couche de vorticité de la phase gazeuse. Villiermaux (1998)

considère le cas particulier où la vitesse du liquide est faible devant celle du gaz et écrit la vitesse convective sous la forme simplifiée $\sqrt{\rho_c} U_c / \sqrt{\rho_L}$. A l'aide de l'étude de Raynal et col. (1997), il en déduit que, dans un écoulement laminaire, la longueur d'onde dépend de l'inverse de la racine carrée de la vitesse du gaz tandis que pour un écoulement turbulent, elle varie en fonction de son inverse. Marmottant et Villiermaux (2003) puis Ben Rayana et col. (2006) observent expérimentalement une variation de la longueur d'onde des instabilités en fonction de $U_c^{-1/2}$ respectivement pour un jet liquide assisté et une nappe plane assistée, bien que les nombres de Reynolds de l'écoulement gazeux soient élevés ($>10\,000$). Enfin Fernandez et col. (2009) ont établi que la fréquence de battement de la nappe pouvait être reliée au rapport de l'épaisseur de la couche limite divisé par l'épaisseur de vorticité.

Dans cette étude, la fréquence de battement varie en fonction de la vitesse du gaz à la puissance $\frac{1}{2}$ mais le même coefficient est observé pour la vitesse du liquide contrairement aux études de Villiermaux où cette dernière est faible et son influence négligeable. Une seule intensité de rotation de valeur non nulle a été utilisée (ce qui explique la forme de l'équation choisie pour représenter son influence) et, contrairement à d'autres auteurs (Kawano et col., 1997, Fernandez et col., 2009), aucune saturation de la fréquence n'a été observée. Il est à signaler que pour une nappe liquide plane assistée par deux courants gazeux, Lozano et col. (2001) et Carvalho et col. (2002) ont observé un phénomène à seuil de la fréquence de battement de la nappe liquide en fonction de sa vitesse.

B. Caractéristiques Géométriques de l'  « Arbre de Noël »

Nous allons maintenant décrire l'écoulement du type à arbre de Noël à, c'est-à-dire lorsque l'atomisation est la plus efficace pour les moteurs fusée. Nous nous pencherons sur les paramètres les plus représentatifs : angle du spray, cône potentiel du gaz central et longueur de rupture de la nappe.

1. Description de l'écoulement

Les écoulements coaxiaux sont généralement peu étudiés dans la zone proche de l'injecteur. Au et Ko (1987) décrivent un jet gazeux interagissant avec une couronne annulaire de gaz. Ils déterminent une zone de mélange initiale, mesurant environ $1.5 \cdot D_{GO}$, une zone de mélange intermédiaire comprise entre 1.5 et $5 \cdot D_{GO}$ et une zone pleinement mélangée pour des distances axiales supérieures à $5 \cdot D_{GO}$ (Fig. 4.16).

Carreau et col. (1993), étudiant un jet liquide atomisé par une couronne annulaire de gaz, proposent eux aussi trois zones séparées : le champ proche se caractérisant par une

couche de mélange liquide et comprenant le noyau liquide, c'est-à-dire une zone où le taux de présence de liquide est supérieur à 50% et que des auteurs tels Dunand (2002) ou Prévost (2000) assimilent à la longueur de rupture, puis le champ intermédiaire contenant des ligaments liquides et, enfin la zone d'écoulement développé.

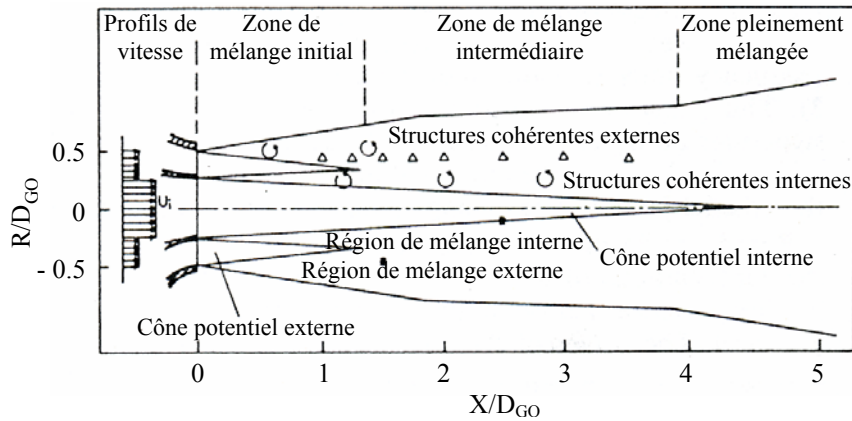


Fig. 4.16 : Schéma de l'écoulement de deux jets de gaz coaxiaux (Au et Ko, 1989)

La très forte variation de la masse volumique et les forces interfaciales liquide-gaz rendent l'écoulement étudié ici très différent de celui présenté par Au et Ko (1987). Néanmoins, il présente lui aussi des zones nettement séparées tout comme l'étude de Carreau et col. (1993). La zone initiale est caractérisée par une longueur de nappe annulaire liquide intacte de l'ordre de D_{LO} (Fig. 4.17), puis celle-ci est rompue et les ligaments produits forment un « arbre de Noël ». Enfin, le liquide est présent uniquement en phase dispersée à partir d'une distance voisine de $5 \cdot D_{LO}$.

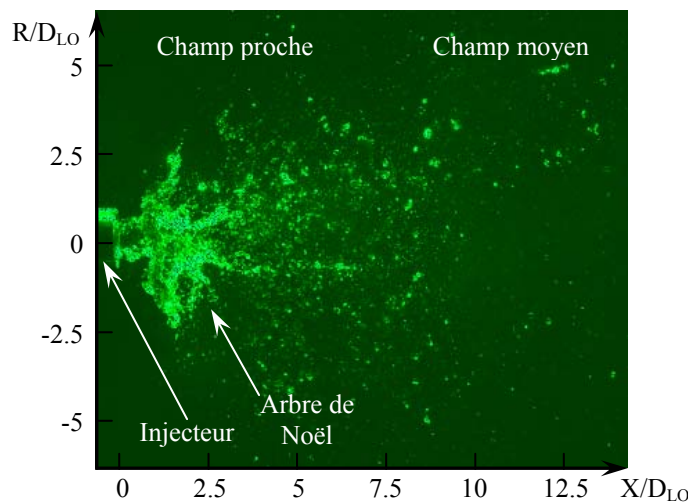


Fig. 4.17 : Image instantanée de l'écoulement, $J_C = 3.1$, $IR_C = 0$ et $P_a = 0.1$ MPa

La longueur de ces zones ne peut être aisément quantifiée puisqu'elle est sujette à de fortes variations pour des conditions initiales données. De plus, on peut constater sur cette image que l'ouverture du spray est importante puisque les gouttes couvrent la quasi-totalité du champ en aval de l'injecteur. Un moyen de quantifier cette dispersion est de mesurer l'angle du spray.

2. Angle du Spray

L'angle d'un spray est un paramètre important de l'atomisation, car il permet de déterminer la dispersion spatiale des gouttes. Celui-ci doit être élevé pour que la phase liquide soit diluée dans un volume aussi grand que possible favorisant ainsi la combustion mais aussi suffisamment faible pour ne pas endommager les parois de la chambre de combustion. Selon Lefebvre (1989), il correspond à l'« angle formé par deux lignes droites partant de l'injecteur et formant les contours du spray ». Il fait appel aux visualisations et a été utilisé par de nombreux auteurs tels Caré et Ledoux (1991) ou encore Dunand (2002). Lors de l'atomisation d'un jet liquide par une couronne annulaire gazeuse, ce dernier observe que le liquide est confiné à l'intérieur d'un cône dont l'angle au sommet mesure moins de 45° .

Dans un premier temps, deux cents images non corrélées sont obtenues grâce à la tomographie laser décrite Chap. II.D.2 pour identifier les frontières du spray. Leur *rms* (Fig. 4.18), représentant les variations de l'intensité lumineuse d'un pixel par rapport à sa valeur moyenne, met en évidence les fortes fluctuations de l'écoulement. L'inconvénient majeur de cette technique est que l'angle du spray dépend fortement de la position axiale de la mesure, et nous avons donc opté pour la détermination de l'angle initial de spray (noté θ sur la Fig. 4.18). Les résultats obtenus sont présentés Tableau 4.1, la précision de cette méthode étant de l'ordre de $3\text{-}4^\circ$.

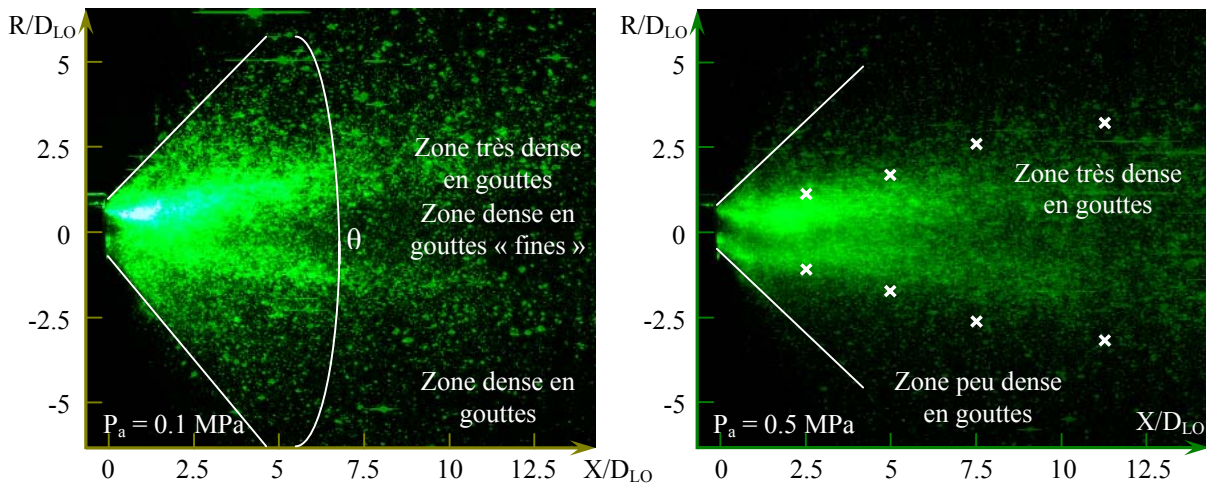


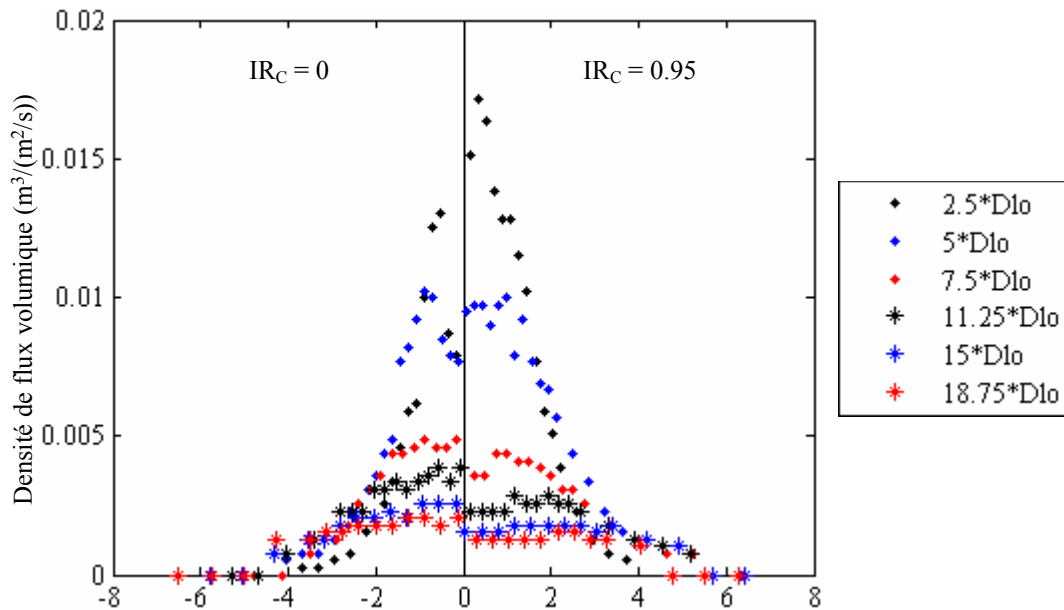
Fig. 4.18 : Image *rms* de l'écoulement, $J_C = 3.1$, $IR_C = 0$, $P_a = 0.1 \text{ MPa}$ (g) et $P_a = 0.5 \text{ MPa}$ (d)

Tableau 4.1 : Angle initial du spray

P_a (MPa)	$IR_C = 0$	$IR_C = 0.95$	$IR_C = 0$	$IR_C = 0.95$	$IR_C = 0$	$IR_C = 0.95$
J_C	3.1	3.7	5.7	7.4	8.3	11.4
0.1	96°	99°	101°	99°	90°	95°
J_C	3.1	3.1	5.7	6	8.3	9.2
0.3	77°	88°	88°	99°	89°	90°
J_C	3.1	3.1	5.7	5.7	8.3	8.5
0.5	87°	76°	80°	87°	85°	82°
J_C	3.2	3.2				
0.7	74°	74°				

Cet angle est peu sensible au rapport des densités de flux de quantité de mouvement gaz/liquide J_C , et à l'intensité de rotation du gaz interne. Par contre, il diminue avec l'augmentation de la masse volumique du milieu ambiant puisque les gouttes sont alors freinées plus rapidement, phénomène bien connu en atomisation coaxiale. Sur ces deux images apparaît également un second cône, qui se prolonge à partir de la couronne liquide et que l'on peut attribuer, soit à une zone liquide dense en particules, soit à une zone où les gouttes sont plus grosses puisque la réflexion lumineuse dépend du carré de leur diamètre. Il disparaît très rapidement lorsque l'on s'éloigne de l'injecteur et nous avons noté que l'angle de ce cône se réduit avec l'augmentation de la pression ambiante et la diminution de l'intensité de rotation du gaz.

Etant donné que les résultats obtenus ne sont pas satisfaisants, nous avons décidé d'étudier la densité de flux volumique de liquide (Fig. 4.19) et d'en déduire l'évolution de son

**Fig. 4.19 : densité de flux volumiques de liquide, $J_C = 3.1$ et $P_a = 0.5$ MPa**

rayon de demi-propriété, correspondant au second cône présenté ci dessus (et représenté par des croix blanches sur la Fig. 4.18). Cette méthode, déterminée à partir de mesures PDA (Hardalupas et Whitelaw, 1995), présente elle aussi des inconvénients puisque non seulement ces distributions ne sont pas forcément des Gaussiennes de révolution mais, de plus, la valeur maximale du flux ne se situe pas nécessairement sur l'axe.

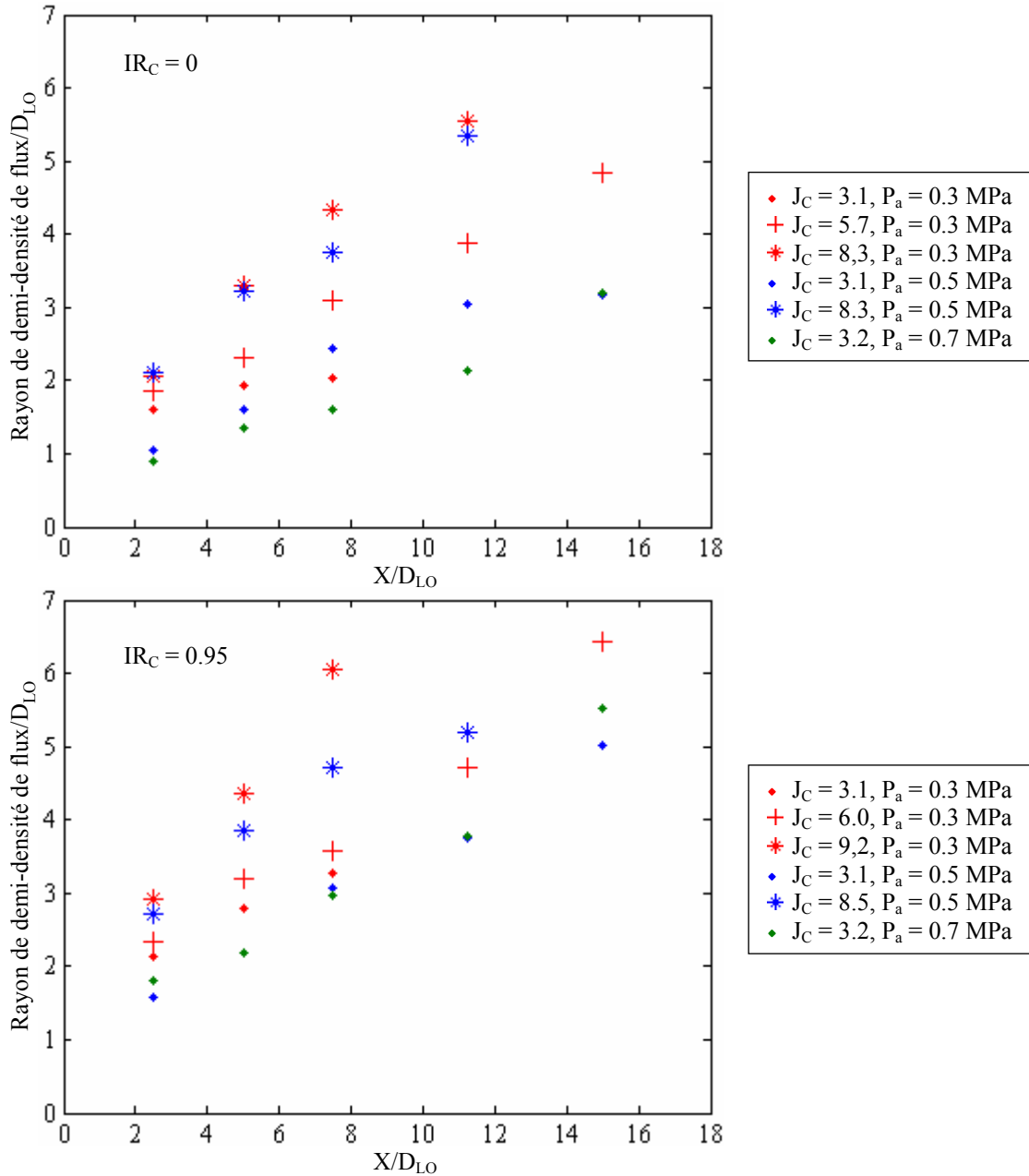


Fig. 4.20 : Représentation du rayon de demi-densité de flux volumiques de liquide

Celle-ci nous permet néanmoins de caractériser l'évasement de la zone dense du spray en aval de l'injecteur (Fig. 4.20), ce qui n'est pas possible lorsque l'on considère uniquement l'angle initial. Ces valeurs sont sensibles à la granulométrie car elles dépendent du cube du

diamètre des gouttes et n'ont pas toujours pu être déterminées pour une distance supérieure à $7.5 \cdot D_{LO}$ à cause d'un élargissement radial plus important des profils de densité de flux volumique que du domaine de mesure. Par ailleurs, sous une pression de 0.3 MPa avec $J_C = 3.1$ et sans rotation du gaz, les mesures ont été difficiles à cause d'une pollution rapide des hublots et celles de l'abscisse $X = 7.5 \cdot D_{LO}$ se sont révélées de moins bonne qualité, tandis que les positions suivantes n'ont pu être mesurées.

L'effet de J_C est ici contraire à celui observé lors de l'atomisation d'un jet cylindrique liquide par une couronne annulaire de gaz ce qui s'explique aisément puisque dans cette étude, il tend à faire éclater la nappe de manière plus importante tandis que dans l'autre cas, il confine le jet liquide. Nous observons également que l'augmentation de la pression ambiante conduit à une faible réduction de l'angle du spray (Fig. 4.20), alors que la rotation du gaz conduit à un élargissement important de l'écoulement, ce dernier point ayant déjà été observé sur les images moyennes et les visualisations rapides.

La détermination des frontières du spray à l'aide des images de tomographie est difficile dans cette étude : l'analyse de l'angle initial a montré que, hormis la pression ambiante, J_C et la rotation du gaz n'ont pas une influence suffisamment forte sur la forme de l'écoulement pour apparaître distinctement à la sortie de l'injecteur tandis que, plus loin, son élargissement est si important que le champ de la caméra devient insuffisant. Le rayon de demi-densité de flux volumique - qui délimite la zone dense - permet quant à lui, d'étudier efficacement l'influence des différents paramètres de ce type d'aérosol.

3. Cône Potentiel

En étudiant l'atomisation d'un jet cylindrique liquide par une couronne annulaire de gaz avec une sonde mesurant le taux de présence de liquide, Porcheron et col. (2002) ont observé que le cône potentiel du liquide mesure environ D_{LO} , avec des $J_C \approx 6$ et une vitesse du liquide ($= 2.2$ m/s) comparables à cette étude. Pour un écoulement entièrement gazeux, Au et Ko (1987) observent que celui du gaz central s'allonge avec sa vitesse et s'étend sur une distance comprise entre 1.5 et 7.6 D_{GC} lorsque $U_O = 50$ m/s et U_C varie de 7.5 à 40 m/s. Par rapport à ces deux auteurs, le jet de gaz central a ici une vitesse nettement plus élevée et pourtant son cône potentiel est très peu étendu, ce qui montre un transfert de quantité de mouvement de la phase gazeuse (≈ 100 m/s) vers la phase liquide (≈ 2 m/s) très rapide (Fig. 4.21).

Par ailleurs, bien que Porcheron et col. (2002) aient étudié un jet liquide muni d'une couronne de gaz externe, nous obtenons pour le jet de gaz interne un cône potentiel d'une longueur comparable à ces auteurs, c'est-à-dire voisine de D_{LO} pour tous les cas étudiés.

Cependant nous n'avons pu évaluer finement la longueur du cône potentiel en fonction des vitesses du liquide et du gaz, la technique par imagerie étant nettement moins précise que celle utilisant une fibre optique.

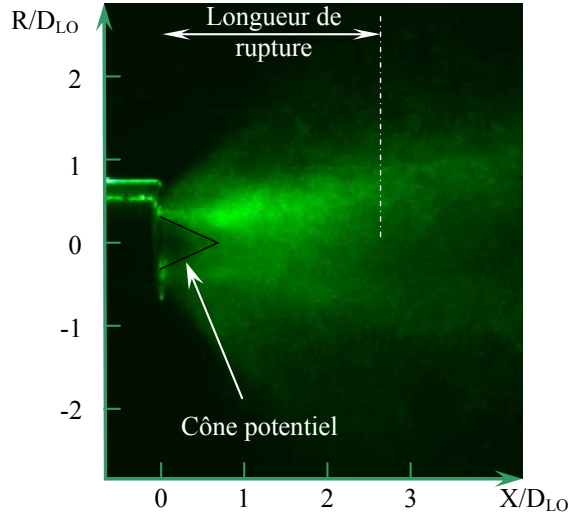


Fig. 4.21 : Zoom d'une image moyenne de l'écoulement, $J_C = 3.1$, $IR_C = 0$, $P_a = 0.1$ MPa

4. Longueur de Rupture

Eroglu et Chigier (1991) ont défini la longueur de rupture comme étant la distance axiale du jet ininterrompue depuis la sortie de l'injecteur et observent qu'elle évolue en fonction de $We_G^{-0.4}$ tandis que pour Arai et Hashimoto (1985), étudiant une nappe liquide plane assistée, elle varie en fonction de $We_G^{-0.5}$. Pour un jet liquide assisté, Prévost (2000) l'a déterminée à partir du taux de présence de liquide sur l'axe du spray : elle se produit à une distance nettement supérieure au diamètre du jet prouvant que l'« épluchage » du jet liquide par la couronne annulaire gazeuse est difficile et selon Villermaux (1998) cette longueur est égale à $6/\sqrt{J_C}$.

Dunand (2002) a montré que la méthode utilisée par les deux derniers auteurs cités donne des résultats comparables aux techniques d'imagerie et détermine cette longueur à l'aide de la distribution axiale des niveaux de gris sur l'axe du spray de l'image moyenne. Pour une nappe annulaire liquide soumise à un courant gazeux interne, elle est difficile à établir, puisque la couronne liquide est fine. De plus, la zone de rupture n'est pas toujours clairement définie sur les images de tomographie, en particulier pour les mesures effectuées sous pression où la zone dense et le lieu de rupture ne peuvent se distinguer aisément.

L'image *rms*, en indiquant les forts gradients d'intensité lumineuse, permet de déterminer approximativement la zone de rupture. Puis la longueur correspondante est obtenue à l'aide de la moyenne des 200 images non corrélées à l'endroit où la baisse de

l'intensité lumineuse semble la plus importante. Cette méthode, semblable à celle utilisée par Dunand (2002), a été comparée à la moyenne des longueurs de rupture de 100 images obtenues « manuellement » sous pression atmosphérique pour les conditions $J_C = 3.1$, $IR_C = 0$ et $J_C = 3.7$, $IR_C = 0.95$ et a donné des résultats identiques. L'incertitude sur les résultats obtenus « manuellement » est égale à $\pm 2\sigma / \sqrt{N}$, σ représentant l'écart type de la population et N le nombre d'images. La précision obtenue est égale à $1.4 \cdot e$ dans ce premier cas et à e dans le second. L'écoulement tourbillonnaire du gaz interne limite donc les variations de la longueur de rupture de manière importante ($\approx 30\%$). En accord avec les observations de Cao (2003), la longueur de rupture fluctue périodiquement et peut varier du simple au quadruple en l'absence de rotation du gaz.

Les résultats obtenus, présentés Fig. 4.22, montrent que, sans rotation, la longueur de rupture suit la loi présentée (Eq. 4.2). Il est intéressant de remarquer que les coefficients obtenus sont presque identiques à ceux de Arai et Hashimoto (1985), étudiant une nappe liquide plane de 0.4 mm d'épaisseur, (constante égale à 1.94, puissance de 0.5 pour le nombre de Weber, celle du nombre de Reynolds (0.6) étant choisie identique à celle proposée par ces auteurs). Ces résultats sont en également en accord avec ceux de Adzic et col. (2001), étudiant une nappe annulaire liquide soumise à deux courants gazeux, qui observent une variation de la longueur de rupture en fonction de $(U_C^2 + U_O^2)^{-0.44}$. Enfin la rotation du gaz interne permet une nette diminution de cette longueur, plus particulièrement lorsque la vitesse du gaz est élevée puisqu'elle dépend du nombre de Weber à la puissance -0.6.

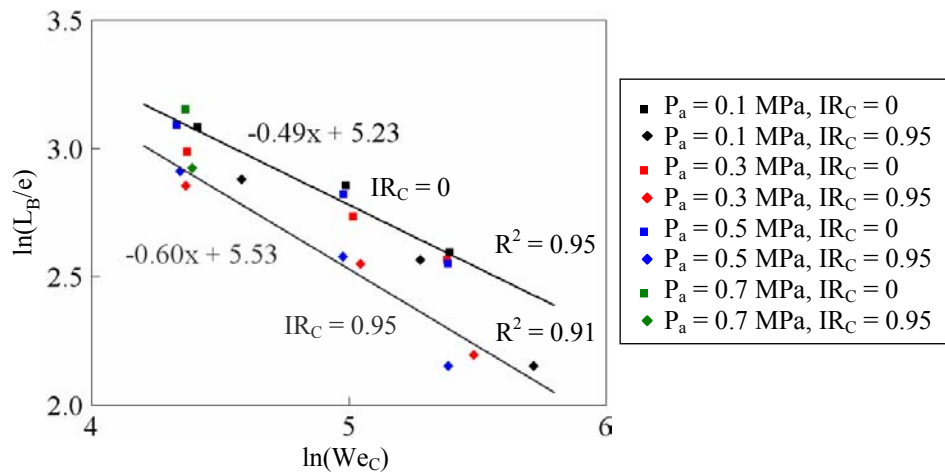


Fig. 4.22 : Evolution de la longueur de rupture en fonction de We_C , $IR_C = 0$ et 0.95 sous une pression ambiante variant de 0.1 à 0.7 MPa

$$L_B/e = 1.95 \cdot We_C^{-0.49} Re_L^{0.6} \quad (4.2)$$

C. Etude du Spray Généré par le Mode « Arbre de Noël »

L'effet du gaz interne sur les caractéristiques géométriques de l'écoulement vient d'être étudié. Nous allons maintenant nous intéresser à l'influence de J_C , de la pression ambiante et de la rotation du gaz sur la vitesse et la granulométrie des gouttes produites. Il est à noter que des objets de grande dimension sont présents dans les champs proche et moyen (Fig. 4.17). Un diaphragme est placé devant le hublot par lequel passent les faisceaux incidents afin de limiter sa pollution par des gouttes d'eau. Malgré cela, les mesures granulométriques n'ont pu être réalisées sous pression atmosphérique et sous $P_a = 0.3$ MPa, elles se sont encore révélées délicates. Les profils radiaux sont réalisés à des distances axiales de 2.5, 5, 7.5, 11.25, 15 et 18.75 D_{LO} .

1. Comparaison PIV - PDA

Pour comparer ces deux techniques ainsi que pour observer l'influence de la granulométrie, les vitesses moyennes axiale et radiale des gouttes obtenues par PIV sont comparées à celles de la PDA, de 5 à 10 μm pour les petites, de 10 à 60 μm et d'une taille supérieure à 60 μm pour les « grosses » (Fig. 4.23 et 4.24). Les petites gouttes suivent le gaz si leur nombre de Stokes est suffisamment faible et cette valeur limite de 60 μm correspond à la taille d'un pixel des images utilisées pour déterminer les champs PIV. La fenêtre de calcul, lors du dernier passage, couvre $1.9 \times 1.9 \text{ mm}^2$.

La granulométrie des gouttes a une faible influence sur les profils de vitesse axiale moyenne mais quelques effets peuvent être distingués. Près de l'injecteur et dans la région centrale du spray, des écarts importants apparaissent entre ces deux techniques car les mesures de PIV ne sont pas fiables puisque la zone est trop dense pour être résolue correctement. Celles de PDA ne sont pas meilleures puisque la nappe n'est pas encore complètement atomisée, ce qui s'est traduit par une baisse importante du taux de validation. Enfin, le volume de mesure de cette dernière technique a une taille importante par rapport aux dimensions de l'écoulement et qui peut conduire à un biais important près de l'axe du spray.

Cependant, dans cette zone, on peut penser que les petites gouttes vont être accélérées par le gaz plus rapidement que les « grosses » lorsqu'elles sont produites. Si on s'écarte de l'axe, il y a un assez bon accord entre les deux techniques et les vitesses axiales des gouttes d'un diamètre supérieur à 60 μm ont une vitesse supérieure à cause d'une inertie plus importante. Les vitesses radiales mesurées par les deux techniques sont du même ordre de grandeur et, dans la zone centrale, les vitesses des différentes gammes de gouttes sont

comparables. Mais lorsque que l'on s'écarte de l'axe, l'inertie acquise par les « grosses » gouttes leurs confère une vitesse radiale nettement supérieure à celles des autres.

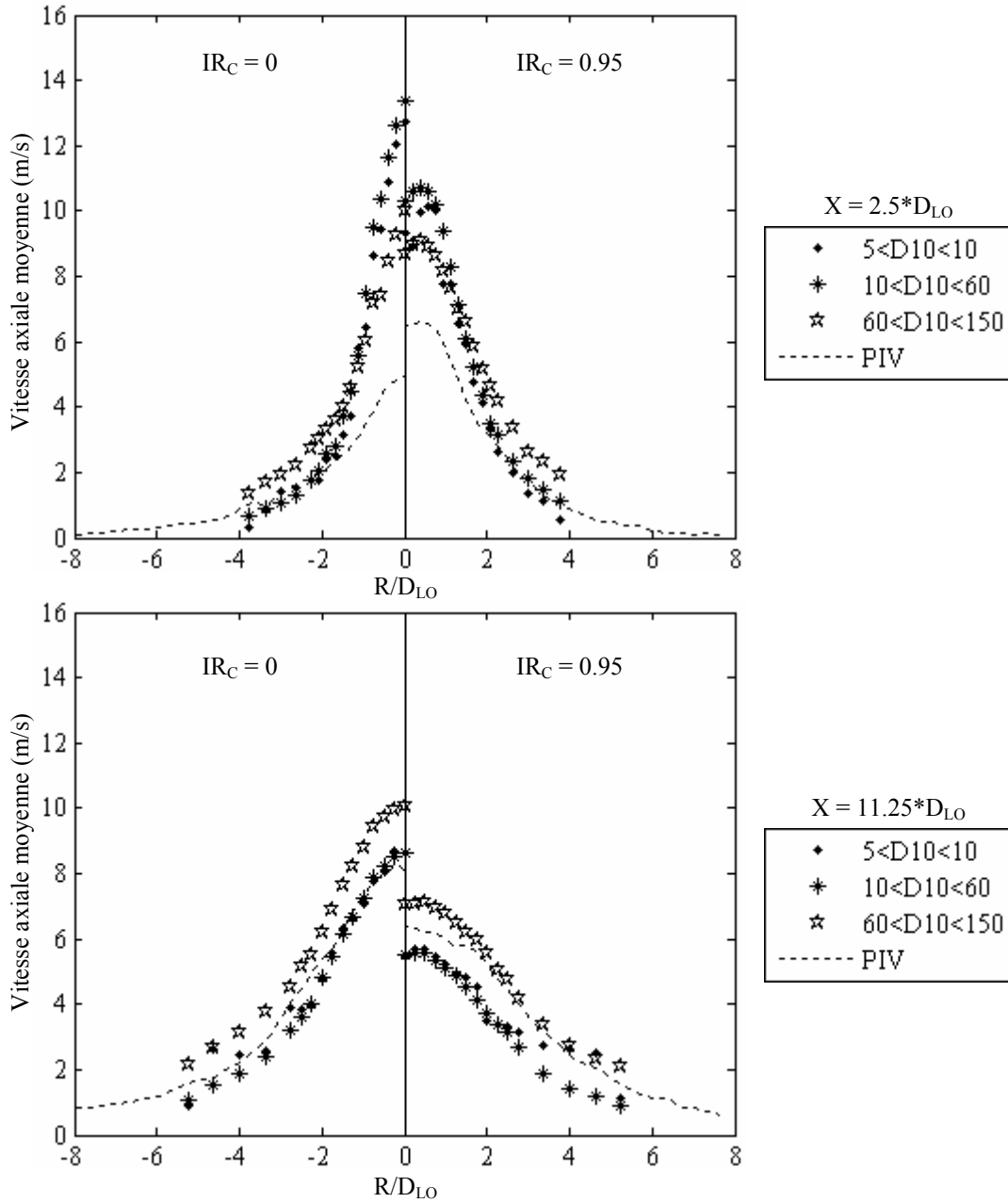


Fig. 4.23 : Evolution des vitesses axiales de gouttes en fonction de leur granulométrie et PIV, $J_C = 3.1$ et $P_a = 0.5$ MPa sans et avec rotation du gaz

A une distance de $11.25 \cdot D_{LO}$, le même effet est observé sur la totalité des profils de vitesses axiale et radiale moyennes puisque les petites gouttes sont ralenties plus rapidement par le milieu ambiant et on remarque que les vitesses radiales dépendent fortement de leur granulométrie. L'accord entre PIV et PDA s'améliore puisque la PIV est résolue de manière à peu près satisfaisante et le taux de validation des mesures PDA approche ici les 100%. On

note enfin que l'accord entre les vitesses mesurées par la PIV et celle des « grosses » gouttes détectées par la PDA s'améliore nettement avec l'intensité de rotation du gaz. Une raison possible de cette amélioration est que le spray est mieux dispersé (observé lors de la détermination de l'angle du spray) permettant une meilleure résolution de la PIV ainsi que l'amélioration du taux de validation de la PDA.

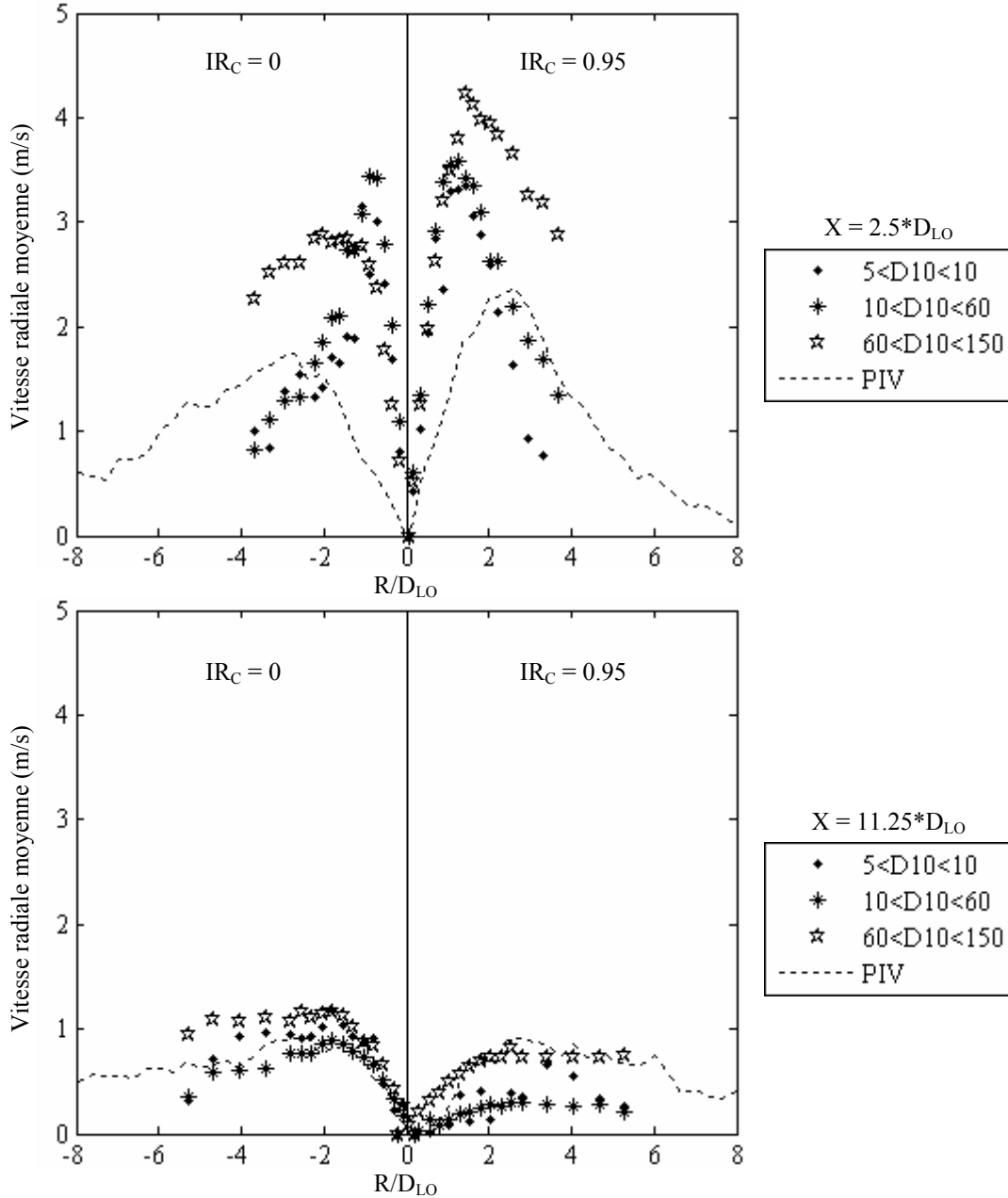


Fig. 4.24 : Evolution des vitesses radiales de gouttes en fonction de leur granulométrie et PIV, $J_C = 3.1$ et $P_a = 0.5$ MPa sans et avec rotation du gaz

La comparaison entre les vitesses obtenues par ces deux techniques très différentes nous assure de la qualité de nos mesures. Elle met également en avant l'avantage de la PDA

pour mesurer la vitesse des gouttes dans les zones bien pulvérisées mais denses et montre qu'elle dépend peu de leur taille dans le champ proche. Par contre, dès qu'elles sortent de la zone centrale du spray, les gouttes de faibles dimensions sont fortement ralenties par le milieu ambiant tandis que l'inertie des plus grosses leur assure une vitesse élevée, expliquant ainsi l'écart important observé pour les vitesses radiales.

2. Vitesse Axiale Moyenne

a. Forme Générale

Nous venons de voir que la vitesse axiale moyenne des gouttes ne dépend que faiblement de leur granulométrie, leurs profils seront donc traités comme un ensemble. Généralement la vitesse axiale atteint un maximum sur l'axe du spray. Une intensité de rotation du gaz élevée produit un minimum relatif sur l'axe près de l'injecteur et le maximum de vitesse est légèrement décalé (Fig. 4.25). Ce minimum relatif peut être attribué à la forme particulière du profil radial de vitesse axiale du gaz (voir Chap. III.D.1.b) mais, de plus, une baisse importante du taux de validation a été relevée dans cette zone. La vitesse sur l'axe atteint aussi un maximum plus rapidement montrant une mise en régime plus rapide et un transfert de quantité de mouvement de la phase gazeuse vers la phase liquide particulièrement efficace.

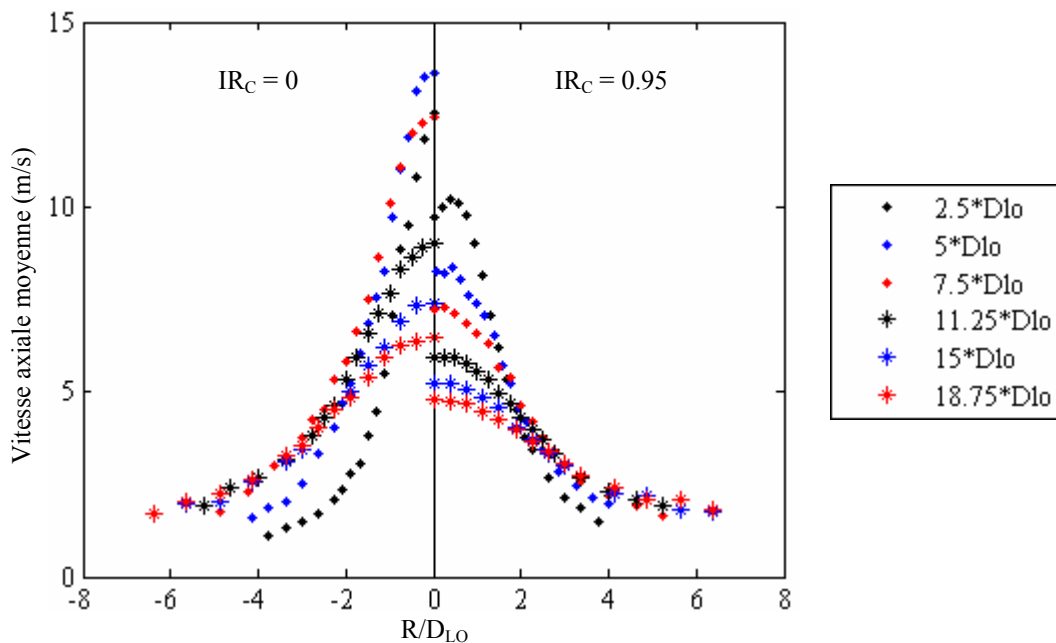


Fig. 4.25 : Profils radiaux de vitesse axiale moyenne, $J_C = 3.1$ et $P_a = 0.5$ MPa

Nous avons vu (B.3) que le cône potentiel est très peu étendu et que les courbes acquièrent une forme gaussienne à partir d'une distance comprise entre 5 et $7.5 D_{LO}$, ce qui

montre une mise en régime très rapide (Fig. 4.26). En comparaison, la longueur d'autosimilarité d'un jet turbulent simple est égale à $10 D_{GC}$ (Fondse et col., 1983). L'étude des profils radiaux de vitesse axiale moyenne se réduit ainsi à deux paramètres principaux : la vitesse au centre U_{max} et le rayon de demi-propriété b lorsque la courbe est décrite par une équation du type (4.3) où a représente l'écart à l'axe. Cette expression fait intervenir un terme U_{inf} différent de zéro, problème déjà rencontré par Roger (1987) pour un jet de gaz immergé dans un système fermé contenant du liquide et où existait une forte recirculation.

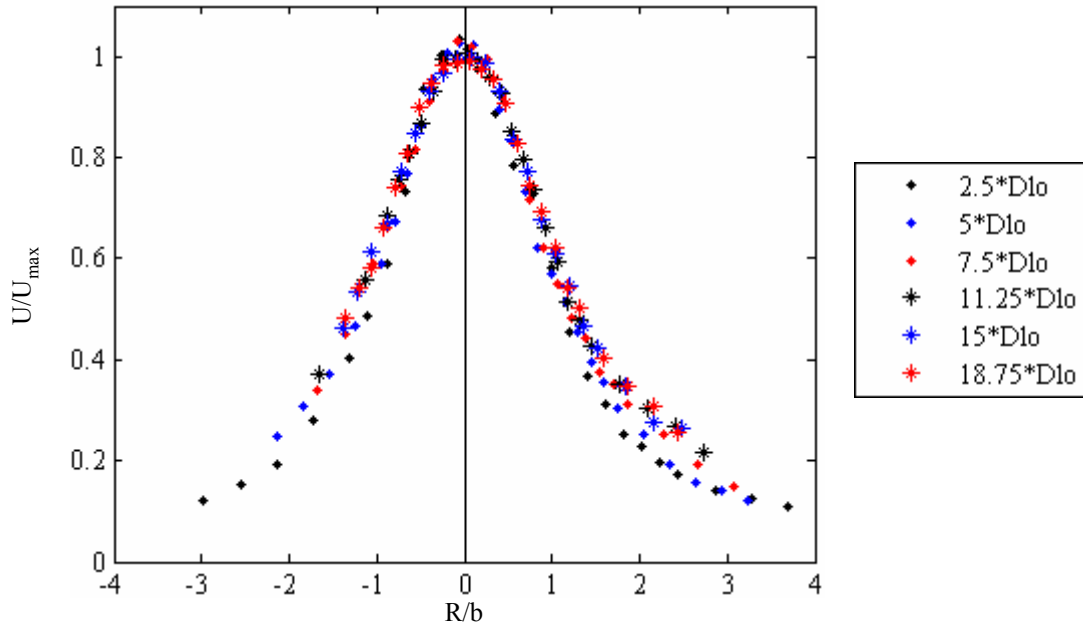


Fig. 4.26 : Profils radiaux de U/U_{max} , $J_C = 3.1$ et $P_a = 0.5$ MPa, $IR_C = 0$

$$U = (U_{max} - U_{inf}) \exp\left(-\ln(2) \frac{(R-a)^2}{b^2}\right) + U_{inf} \quad (4.3)$$

Maintenant que nous avons établi que les courbes de vitesse axiale moyenne intégrées sur le volume de mesure, deviennent des gaussiennes en s'éloignant de l'injecteur, il faut vérifier que le biais engendré par sa taille est faible. Deux de ces dimensions sont faibles ($\approx 150 \mu\text{m}$), mais la dernière a une dimension de $2 Y = 4 \text{ mm}$ dirigée comme indiqué sur la Fig. 4.27. En négligeant U_{inf} dans l'équation (4.3), et en considérant que ce volume est situé à une distance R du centre de la gaussienne (Fig. 4.27 a), le biais résultant de sa taille s'écrit sous la forme de l'équation (4.4). Il ne dépend que du rayon de demi-propriété et est représenté Fig. 4.27 b. Comme ici, le rapport $Y/b < 0.37$, le biais est toujours inférieur à 3%.

$$U/U_{réel} = \frac{1}{Y} \int_0^Y \exp\left(-\ln(2) \frac{R^2 + y^2}{b^2}\right) dy \quad (4.4)$$

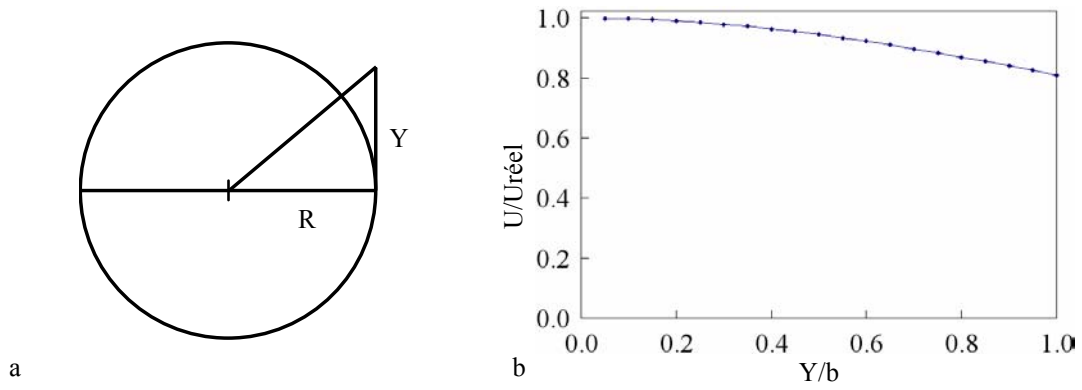


Fig. 4.27 : Influence de la taille du volume de mesure sur des profils gaussiens

b. Ecoulement sans Rotation du Gaz

Une étude paramétrique, basée sur les conditions de sortie de l'injecteur et la pression ambiante montre que la vitesse axiale moyenne des gouttes dépend directement de la vitesse du gaz. La Fig. 4.28 montre son évolution axiale et les premiers points situés au dessus de la

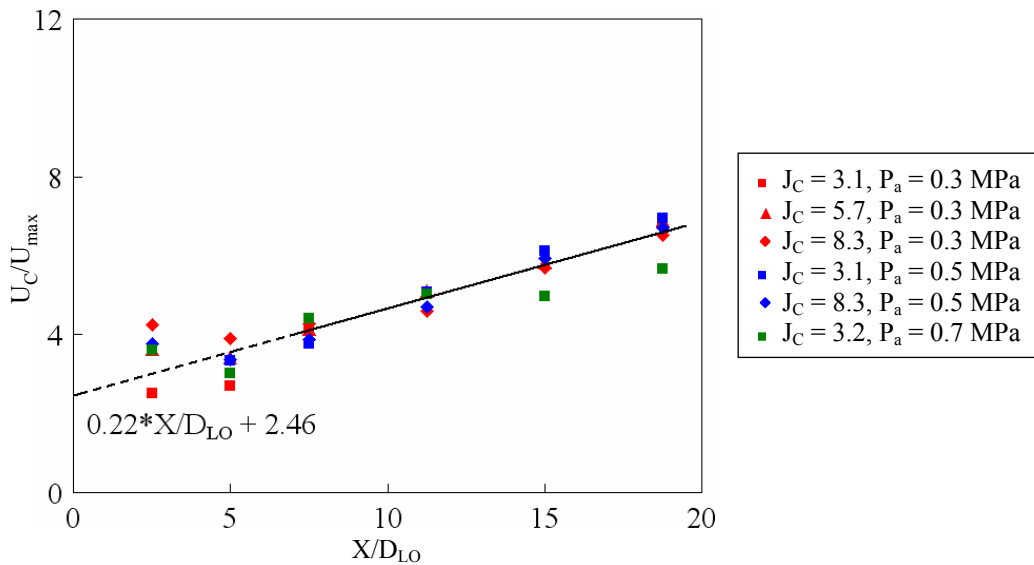


Fig. 4.28 : Evolution de U_C/U_{max} , $IR_C = 0$

droite correspondent à la mise en régime de l'écoulement. Les coefficients représentant la moyenne U_C/U_{max} sont voisins de ceux observés par Kataoka et col. (1982) pour un jet simple, la différence fondamentale étant la valeur de l'ordonnée à l'origine égale à 2.46 contre 1 pour un jet simple correspondant au transfert de quantité de mouvement du gaz vers le liquide : celle-ci est responsable de l'atomisation de la nappe liquide et de l'accélération des gouttes produites. Lorsque J_C augmente, le transfert est plus élevé, et est donc plus difficile, raison pour laquelle ces points se trouvent au dessus des autres près de l'injecteur. Le coefficient directeur de la droite est également plus élevé (0.22 contre 0.16), ce qui signifie

que la décroissance de la vitesse axiale sur l'axe est plus rapide. Une raison possible de ce phénomène est l'atomisation secondaire de gouttes ayant un diamètre supérieur à la gamme de détection de l'appareil puisque nous verrons par la suite que l'évolution axiale du D_{32} sur l'axe est faible.

Le rayon de demi-propriété est, quant à lui, indépendant des conditions de sortie de l'injecteur et est représenté Fig. 4.29. Là encore, les coefficients obtenus sont proches de ceux d'un jet simple (Kataoka et col., 1982) et plus particulièrement pour le coefficient directeur qui est identique (0.09). La différence se situe au niveau de l'ordonnée à l'origine supérieure à 0.5 ici puisque la formation de l'« arbre de Noël » élargit fortement le spray près de la sortie de l'injecteur. Comme pour U_c/U_{max} , aucune influence particulière de J_c ou de la pression ambiante n'est notable. L'écoulement résultant peut donc être qualifié de jet pseudo homogène avec des caractéristiques correspondant à un jet simple mais également avec certains paramètres qui diffèrent, liés au transfert de quantité de mouvement de la phase gazeuse vers la phase liquide et à l'éclatement en « arbre de Noël » dès la sortie de l'injecteur.

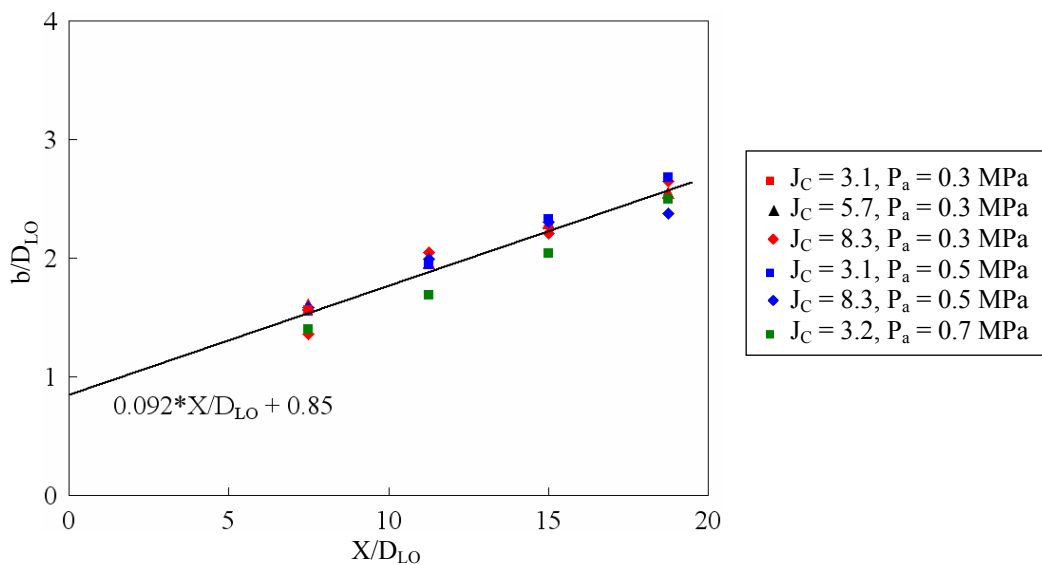


Fig. 4.29 : Evolution du rayon de demi propriété, $IR_C = 0$

c. Ecoulement avec Rotation du Gaz

Lorsque le gaz est animé d'un mouvement tourbillonnaire, les valeurs sont moins resserrées puisque les augmentations de J_c et de la pression ambiante conduisent à une baisse du rapport U_c/U_{max} (Fig. 4.30). Pour le premier paramètre, cela s'explique par un minimum secondaire plus prononcé du profil radial de vitesse axiale du gaz à la sortie de l'injecteur et qui se répercute sur les gouttes situées sur l'axe du spray. Pour le second, les particules liquides sont plus freinées par l'augmentation de la densité du milieu ambiant. Ce dernier effet

est également observé sans rotation du gaz sur la Fig. 4.28, mais dans une moindre mesure. Les coefficients obtenus sont supérieurs à ceux observés dans l'autre cas : l'ordonnée à l'origine croît à cause de la forme particulière du profil gazeux à la sortie de l'injecteur et l'augmentation du coefficient directeur est due à un élargissement radial important du spray et à une plus forte dispersion du flux de quantité de mouvement total. Enfin la mise en régime est plus rapide puisque l'on observe une évolution croissante du rapport U_C/U_{max} dès la première abscisse de $2.5 D_{LO}$, ce qui n'est pas le cas sans rotation du gaz.

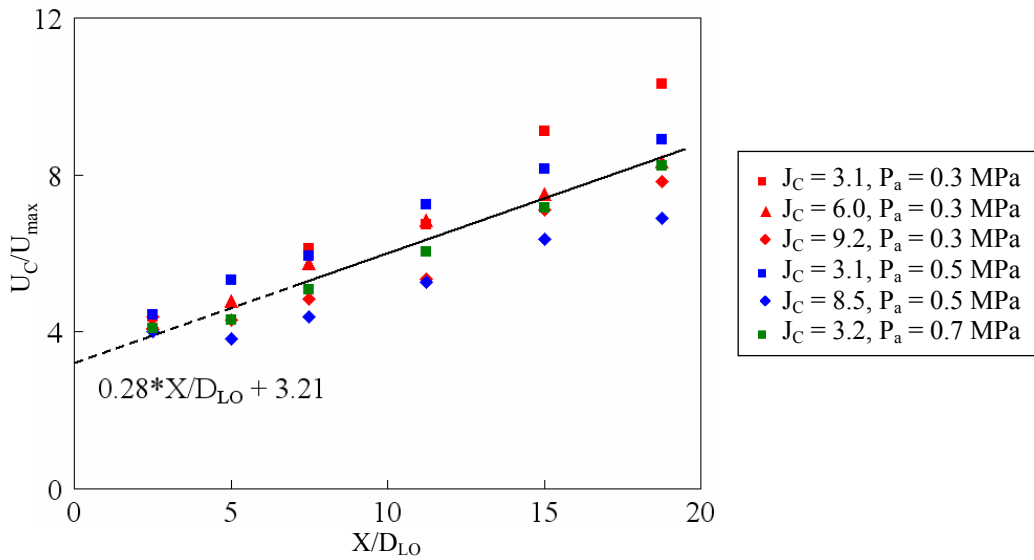


Fig. 4.30 : Evolution de U_C/U_{max} , $IR_C = 0.95$

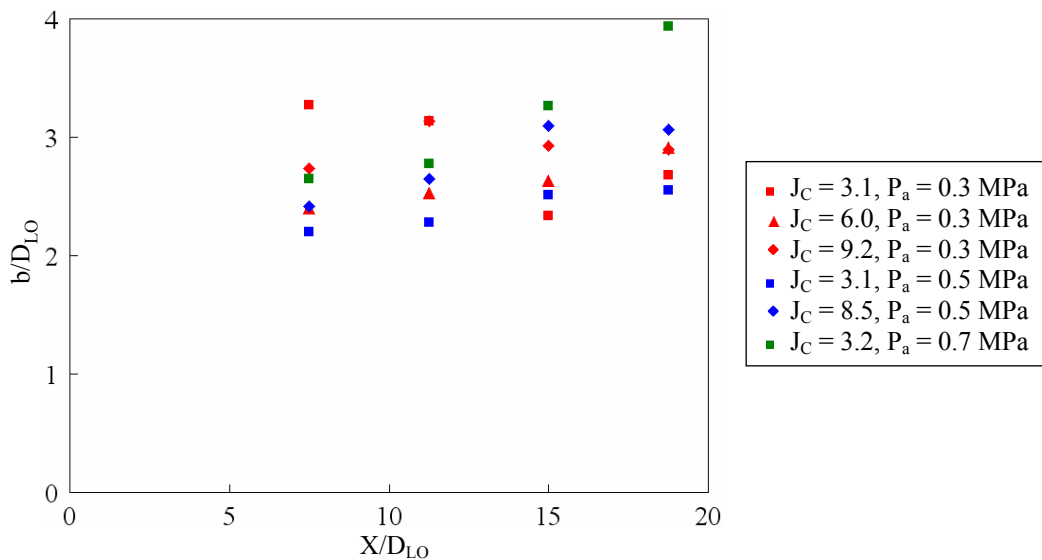


Fig. 4.31 : Evolution du rayon de demi propriété, $IR_C = 0.95$

Le rayon de demi-propriété (Fig. 4.31), atteint des valeurs élevées très rapidement mais évolue peu lorsque l'on s'éloigne de l'injecteur. Ce résultat conforte l'observation

précédente à savoir que l'angle du spray augmente fortement avec la rotation du gaz et la vitesse des gouttes produites au centre est toujours inférieure à celle sans rotation pour des conditions comparables. La raison de ce phénomène est très simple : la rotation du gaz en sortie d'injecteur entraîne rapidement les gouttes vers l'extérieur, l'interaction avec le milieu ambiant se produit loin de l'axe et le rayon de demi-pénétration stagne. Aucune influence particulière des conditions de sortie n'est observée.

3. Vitesse Radiale Moyenne

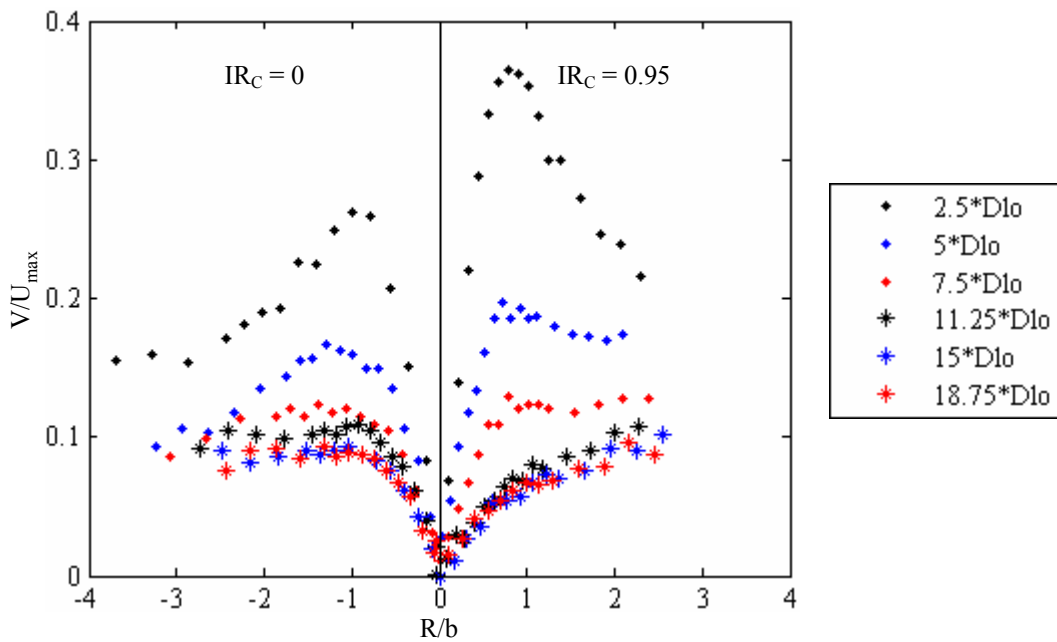


Fig. 4.32 : Profils radiaux de vitesse radiale moyenne, $J_C = 3.1$ et $P_a = 0.5$ MPa

Près de l'injecteur, la vitesse radiale moyenne des gouttes augmente dans un premier temps puisqu'elles sont accélérées par l'éclatement du jet liquide et par le gaz puis elles ralentissent sous l'influence du milieu ambiant (Fig. 4.32) et nous avons constaté *supra*, que les grosses gouttes ralentissaient moins vite dans cette zone à cause de leur inertie. La vitesse décroît rapidement en s'éloignant de l'injecteur, et, à partir d'une distance supérieure à $7.5 \cdot D_{LO}$, son évolution devient très lente. La rotation du gaz entraîne une nette augmentation de cette composante dans le champ proche, mais conduit aussi à un fort ralentissement lorsque l'on se rapproche des frontières du spray. Son effet dans le champ moyen consiste uniquement en une réduction des valeurs moyennes de cette vitesse et suit donc une évolution comparable à la vitesse axiale moyenne dont le profil s'élargit très rapidement dans le champ proche mais dont le rayon de demi-pénétration n'évolue plus lorsque la distance à l'injecteur dépasse $7.5 \cdot D_{LO}$. Il est à noter que, dans cette région, il ne se produit pas de changement de signe de

cette vitesse, effet bien connu dans les jets simples lié à l'entraînement du milieu ambiant (Wignanski et Fiedler, 1969).

4. Turbulence

a. Moyenne des Fluctuations de la Vitesse Axiale

Contrairement à un jet simple où la moyenne des fluctuations de la vitesse axiale est maximale dans la zone correspondant approximativement au rayon de demi-propriété, celle de l'aérosol étudié est maximale sur l'axe et décroît lorsque l'on s'en éloigne sauf quand le gaz est animé d'un mouvement de rotation (Fig. 4.33). Dans ce cas, elle augmente jusqu'à une distance radiale proche du rayon de demi-propriété de la vitesse axiale moyenne puis, généralement, elle décroît. Elle diminue très fortement avec la rotation du gaz et ce point sera discuté dans la partie « granulométrie ». Près de l'injecteur, elle est élevée et nous verrons Chap. V que l'intermittence liée au mécanisme de rupture en « arbre de Noël » contribue à son augmentation. Dans la zone centrale, elle s'approche de l'autosimilarité à une distance supérieure à $15 D_{LO}$ et, d'après Li et Shen (1999), elle est atteinte pour une distance comprise entre 30 et $45 D_{LO}$. En comparaison, la longueur d'autosimilarité d'un jet turbulent simple est de 60-70 diamètres d'après Wignanski et Fiedler (1969). Sur les bords, des écarts importants subsistent puisque la vitesse dépend fortement de la granulométrie (*voir supra*).

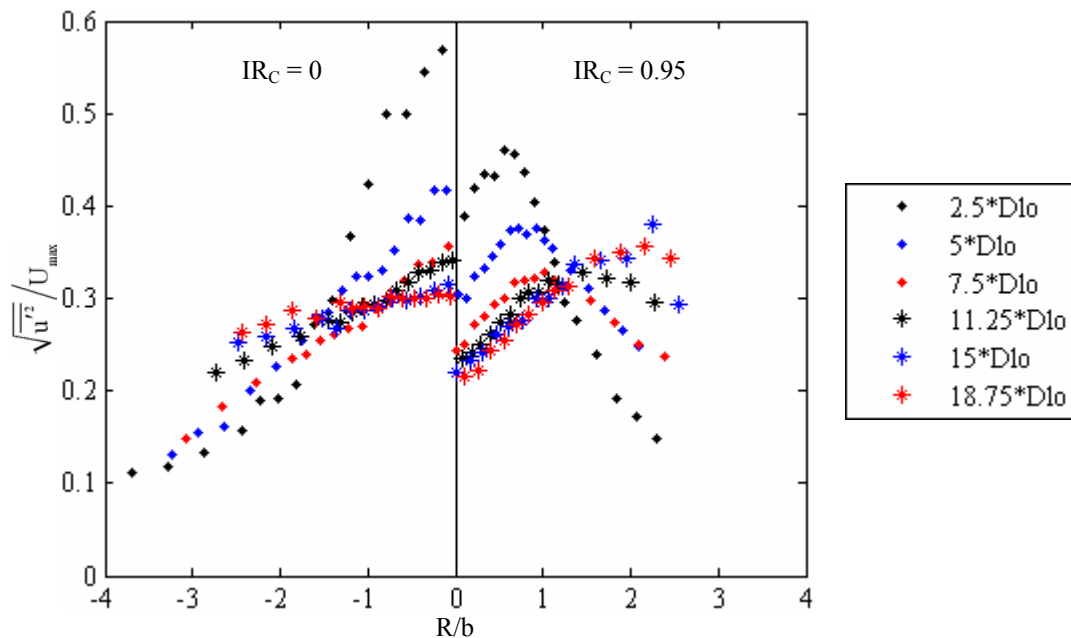


Fig. 4.33 : Profils radiaux de la moyenne des fluctuations de la vitesse axiale des gouttes, $J_C = 3.1$ et $P_a = 0.5$ MPa

Sur les Fig. 4.33 et 4.34, la décroissance du terme $\sqrt{u'^2}/U_c$ intervient à une distance de $2.5 D_{LO}$ alors que pour un jet turbulent simple, elle ne commence qu'au-delà de 10 diamètres (Crow et Champagne, 1971). Près de l'injecteur, une augmentation de J_C conduit à une baisse significative de la turbulence tandis qu'au-delà de $10 D_{LO}$, elle n'a pas d'effet. Bien que nous n'ayons pu le montrer ici, il est très probable que l'intermittence soit à l'origine du comportement observé à proximité de l'injecteur : si elle varie peu, une augmentation de U_c va conduire à une réduction forte de $\sqrt{u'^2}/U_c$. Ce terme diminue fortement avec un écoulement tourbillonnaire du gaz puisque la mise en régime est plus rapide au voisinage de l'injecteur, mais aussi, la production des gouttes est plus régulière : nous avons vu en B.4 que la longueur de rupture fluctue moins avec celui-ci.

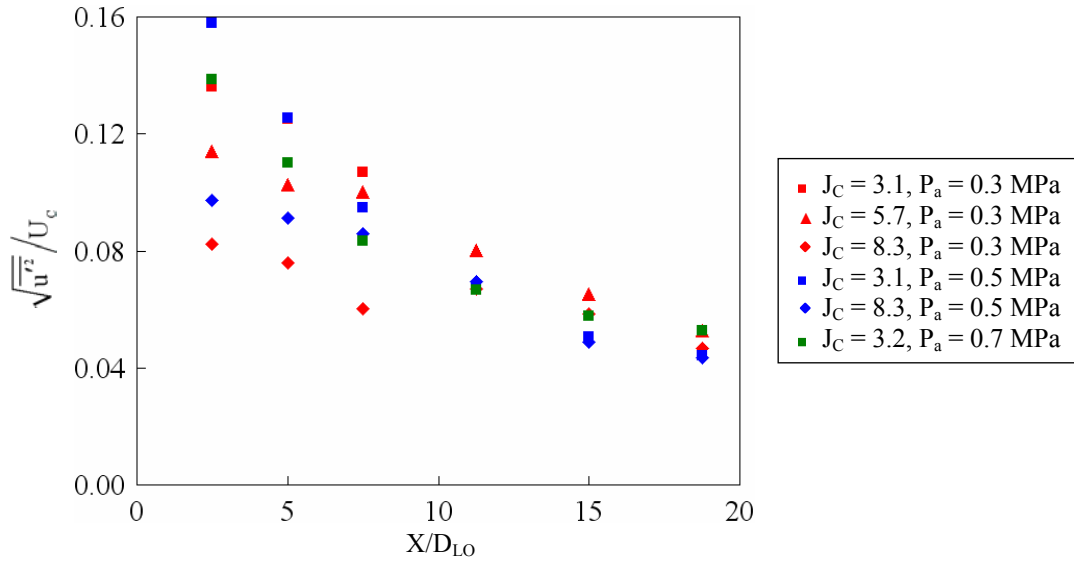


Fig. 4.34 : Evolution de la moyenne des fluctuations de la vitesse axiale des gouttes, $IR_C = 0$

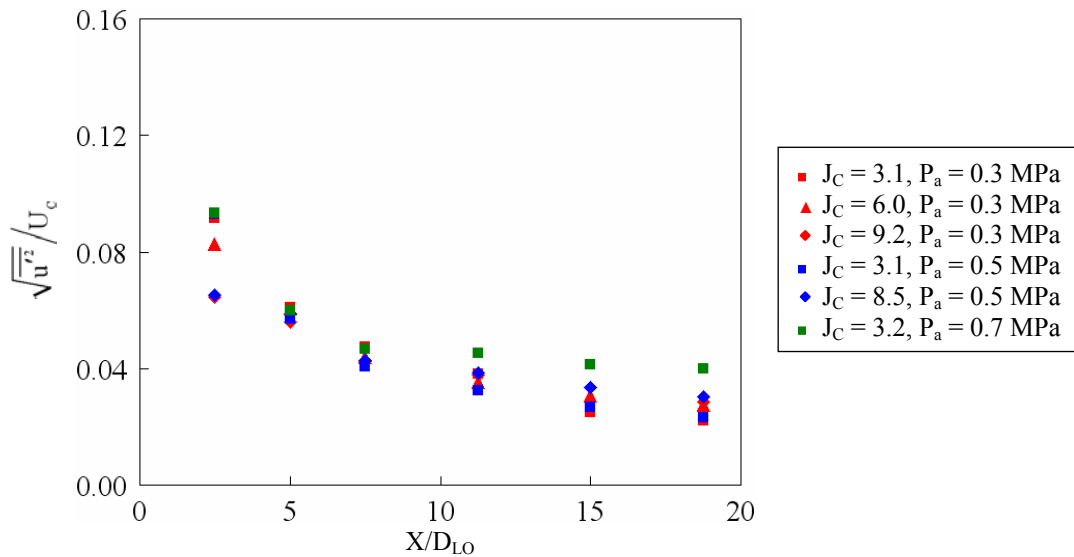


Fig. 4.35 : Evolution de la moyenne des fluctuations de la vitesse axiale des gouttes, $IR_C = 0.95$

b. Moyennes des Fluctuations de la Vitesse Radiale (Fig. 4.36)

Près de l'injecteur, à cause des fortes fluctuations subies par la nappe lors de son atomisation en « arbre de Noël », sa valeur augmente dans un premier temps puis décroît. Plus loin, la moyenne des fluctuations de la vitesse radiale présente un plateau au centre de l'écoulement puis croît du centre vers la périphérie de l'écoulement, comportement comparable à celui d'un jet simple (Wynanski et Fiedler, 1969). Un écoulement tourbillonnaire du gaz conduit à une réduction de sa valeur moyenne et c'est, très probablement, une des raisons pour lesquelles le hublot est pollué moins rapidement par des gouttes d'eau pour la condition $J_C = 3.1$, $P_a = 0.3$ MPa.

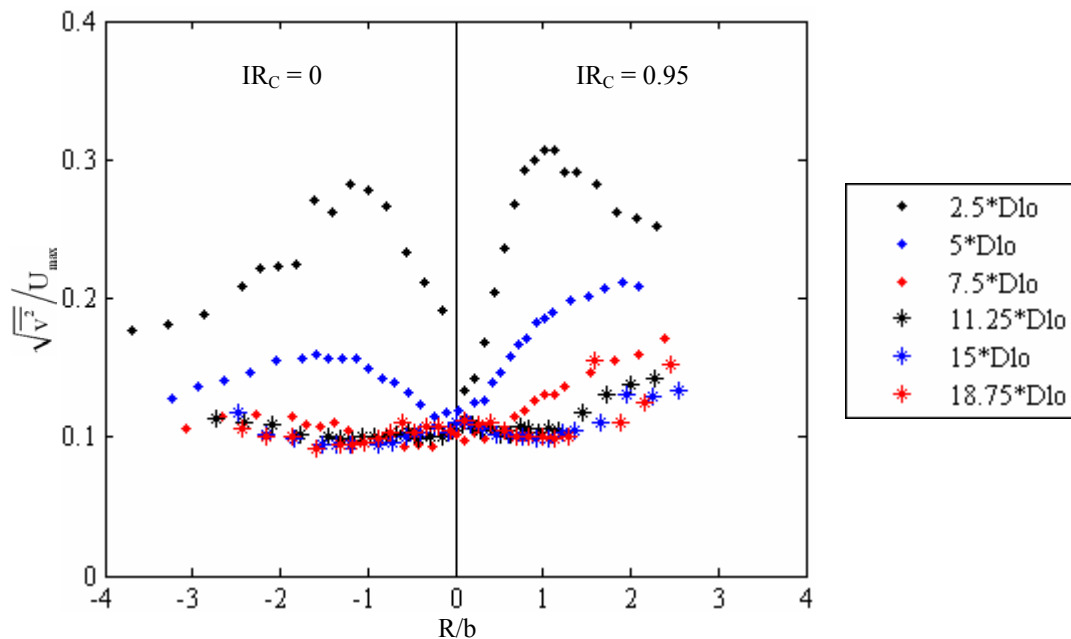


Fig. 4.36 : Profils radiaux de la moyenne des fluctuations de la vitesse radiale des gouttes, $J_C = 3.1$ et $P_a = 0.5$ MPa

5. Granulométrie du Spray

a. Propriétés Générales - Effet de la Rotation du Gaz

Lorsque l'angle du spray a été étudié, deux cônes ont été identifiés ; le premier délimite sa frontière et le second représente qualitativement le rayon de demi-densité de flux volumique de liquide, repéré sur les images moyennes par une zone lumineuse (Fig. 4.21). Celle-ci est liée à une forte concentration en particules (Fig. 4.37) qui diminue et s'homogénéise en s'éloignant de l'injecteur, conformément aux images moyennes où ce cône disparaît. En accord avec les valeurs de l'angle du spray (B.2), un écoulement tourbillonnaire du gaz écarte le maximum de concentration de l'axe, mais aussi augmente fortement le nombre de gouttes produites dans le champ proche, grâce à une atomisation primaire plus

rapide (B.4). Finalement, loin de l'injecteur, ce dernier atteint des limites comparables avec ou sans rotation du gaz (Fig. 4.37).

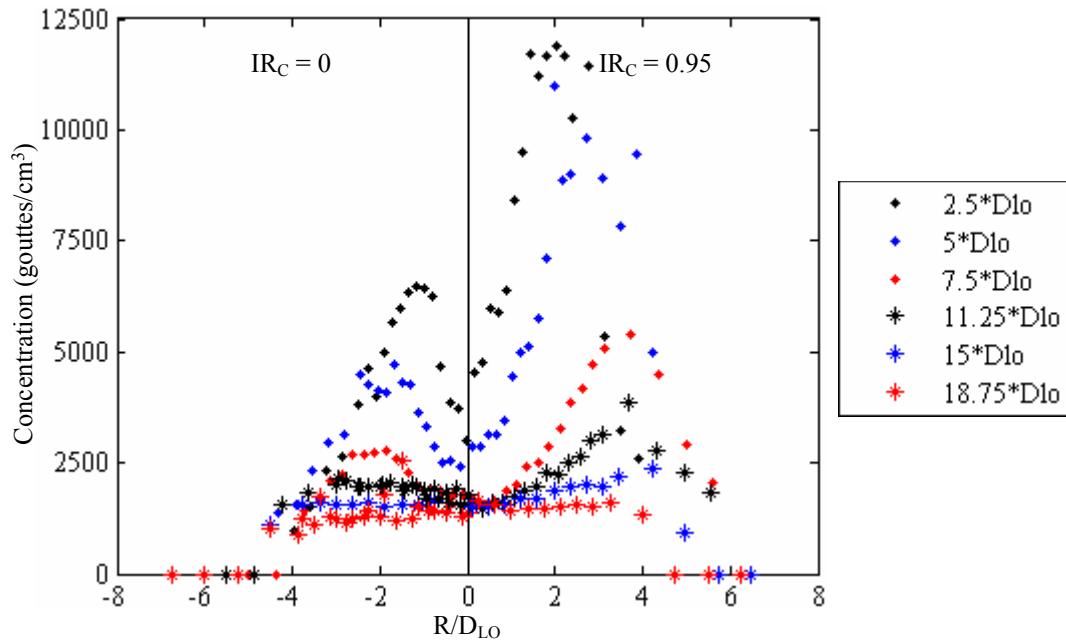


Fig. 4.37 : Profils radiaux de la concentration en gouttes, $J_C = 3.1$ et $P_a = 0.5$ MPa

En présence d'un écoulement tourbillonnaire, la Fig. 4.38 montre que la proportion de gouttes de faible diamètre augmente nettement près de l'injecteur et à une distance radiale de $1.5 D_{LO}$, *i.e.* en dehors de la zone dense où les mesures ne sont pas toujours fiables. Il en résulte une diminution du D_{32} dans cette zone visualisée Fig. 4.40. Au delà de cette position, le D_{32} augmente vers la périphérie tandis que, dans la zone centrale, il présente une évolution plus complexe : En effet, la nappe n'est pas complètement atomisée, le taux de validation a diminué et la Fig. 4.37 montre une faible concentration en gouttes. Celles-ci ont un faible diamètre puisqu'elles ont été arrachées à la nappe avant sa rupture.

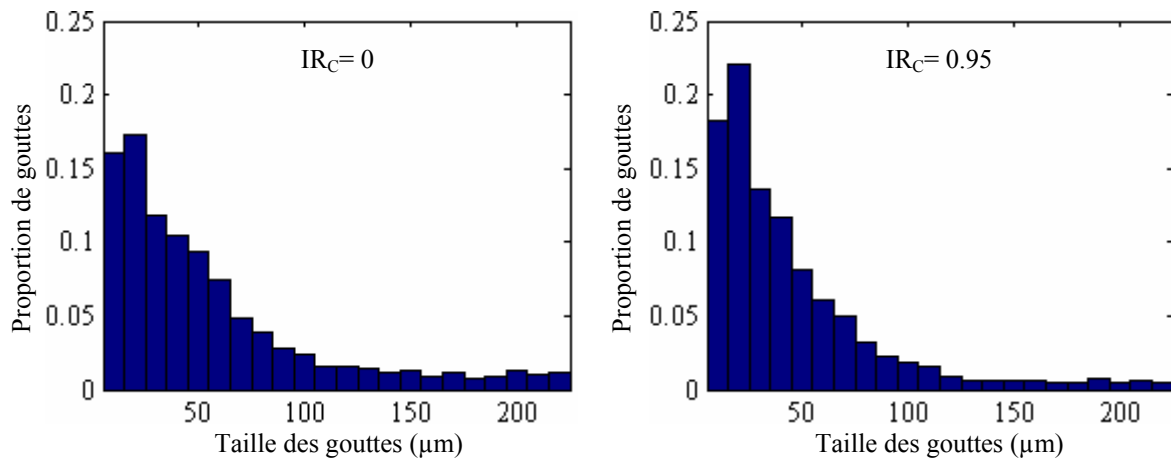


Fig. 4.38 : Histogrammes de taille des gouttes, $X = 2.5 \cdot D_{LO}$, $R = 1.5 \cdot D_{LO}$, $J_C = 3.1$ et $P_a = 0.5$ MPa

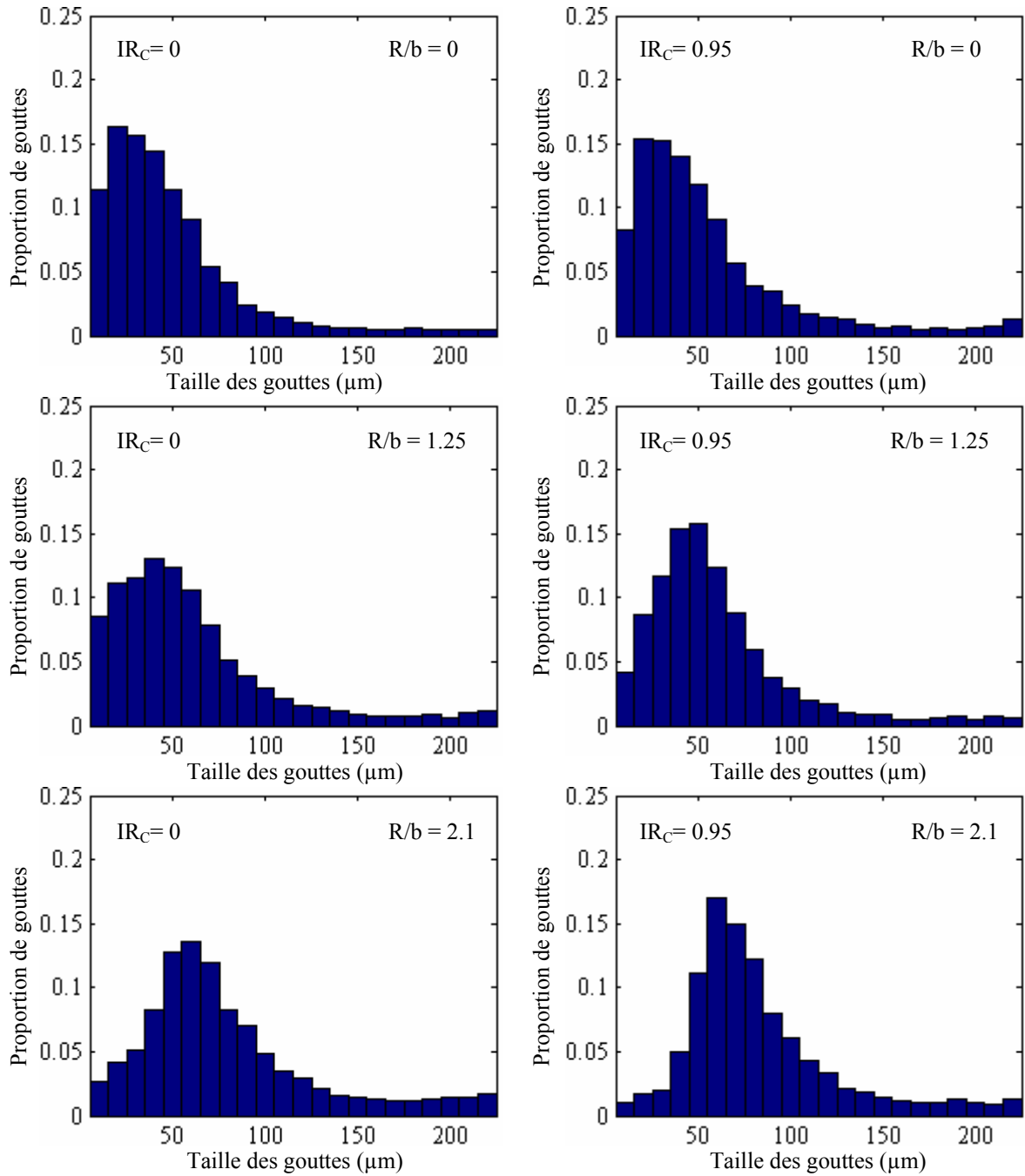


Fig. 4.39 : Histogrammes de taille des gouttes, $X = 7.5 \cdot D_{LO}$, $J_C = 3.1$ et $P_a = 0.5$ MPa

Au début de la zone dispersée, *i.e.* pour $X = 7.5 D_{LO}$ (Fig. 4.39), les particules de faible dimension sont largement majoritaires au voisinage de l'axe de l'écoulement. Puis, lorsque l'on se rapproche du cône décrit précédemment, la distribution de taille des gouttes se décale vers des valeurs plus élevées. Enfin, lorsque l'on atteint les frontières du spray, la proportion de particules de faible diamètre diminue fortement puisqu'elles ont été ralenties par le milieu ambiant contrairement aux « grosses », dont la proportion augmente grâce à leur inertie. Hormis la zone centrale de l'écoulement, un mouvement tourbillonnaire du gaz provoque un

resserrement des histogrammes et la proportion de gouttes de faible et de fort diamètre diminue fortement, le D_{32} variant finalement assez peu (Fig. 4.40).

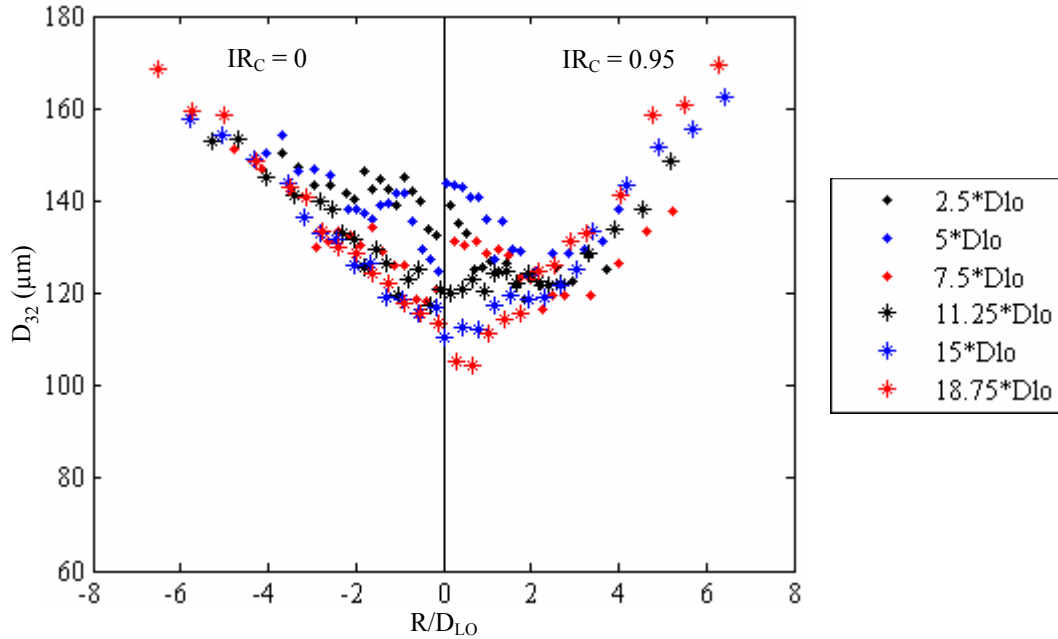


Fig. 4.40 : Profils radiaux du D_{32} des gouttes, $J_C = 3.1$ et $P_a = 0.5$ MPa

Au début du champ moyen, pour $X = 7.5 D_{LO}$, les profils de D_{32} sont similaires à ceux de Li et Shen (1999) obtenus loin de l'injecteur et montrent une croissance du centre vers les bords du spray. Ce comportement n'est pas propre à cette géométrie puisque Dunand et col. (2005), lors de l'atomisation d'un jet cylindrique liquide par une couronne annulaire de gaz, observent eux aussi un accroissement du D_{32} en périphérie. Cette évolution est liée à une vitesse radiale plus élevée des gouttes de grande dimension (C.1) qui, en se rapprochant des bords du spray peu denses en particules, provoque une augmentation rapide du D_{32} .

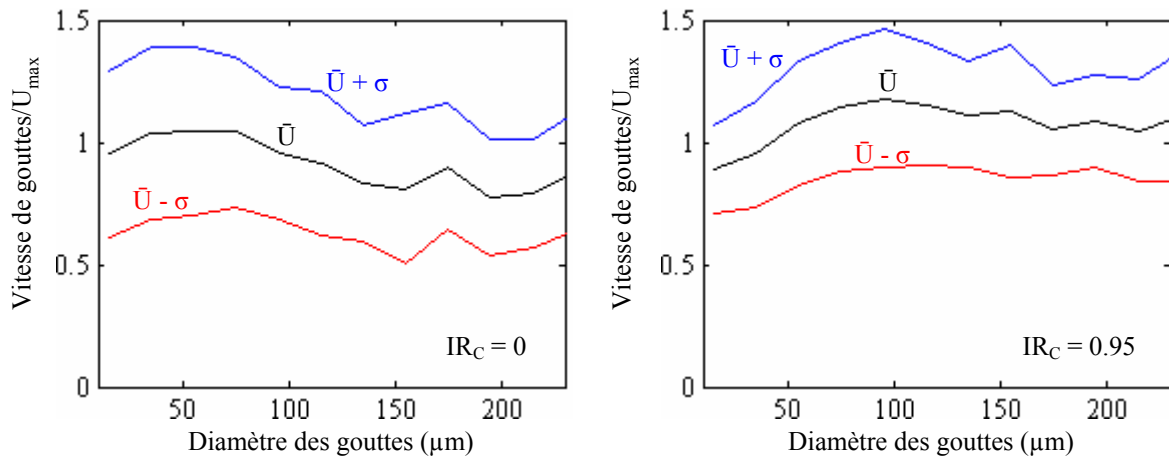


Fig. 4.41 : Représentation de la vitesse moyenne des gouttes et de son écart type sur l'axe, $X = 7.5 D_{LO}$, $J_C = 3.1$ et $P_a = 0.5$ MPa

En accord avec la Fig. 4.23, la Fig. 4.41 montre qu'au début de la zone dispersée, la vitesse moyenne des gouttes dépend peu de leur granulométrie. De plus, la rotation du gaz provoque une forte homogénéisation des vitesses axiales, la nappe se rompant de manière plus régulière (B.4) et la production des gouttes étant plus uniforme. Les gouttes de faible diamètre sont les plus affectées par ce phénomène et puisqu'elles sont présentes en grande quantité dans le spray, cela s'est traduit par une baisse importante des fluctuations de vitesse axiale.

b. Effet du J_C

Sur la Fig. 4.42, une diminution importante du diamètre des gouttes est constatée avec l'augmentation du rapport de la densité de flux de quantité de mouvement et, en particulier, la proportion de celles qui ont un diamètre supérieur à 4 pixels (soit 240 μm et non détectées par la PDA) diminue fortement. En effet, pour de faibles valeurs de J_C , les histogrammes de la Fig. 4.39 ne convergent pas forcément vers 0 lorsque les limites de détection de l'appareil sont atteintes. Il semble donc, dans ce cas, que le D_{32} soit sous-estimé. Nous avons vu (B.4) que la longueur de rupture diminue avec J_C et, ici, lorsque la distance axiale de $5 D_{LO}$ est atteinte et que $J_C = 8$, le liquide est complètement atomisé.

Les mesures de D_{32} (Fig. 4.43) confirment ces résultats et les effets du rapport de densité de flux de quantité de mouvement sont comparables à ceux observés par Prévost (2000), étudiant un jet liquide assisté par une couronne annulaire de gaz, en dehors de la zone centrale. En effet dans cette région, un effet de confinement avait été observé tandis que dans cette étude, l'atomisation est efficace et la dispersion des gouttes importante. Près de l'injecteur à une distance de $5 D_{LO}$, l'atomisation s'améliore avec une augmentation de J_C , et le D_{32} croît déjà du centre vers la périphérie du spray.

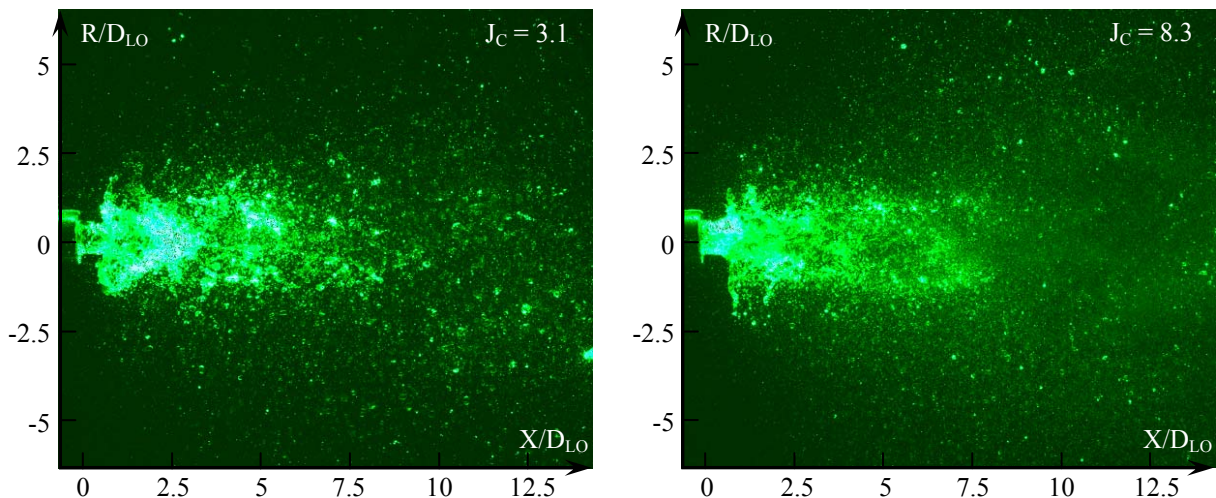


Fig. 4.42 : Images instantanées de l'écoulement, $IR_C = 0$ et $P_a = 0.5 \text{ MPa}$

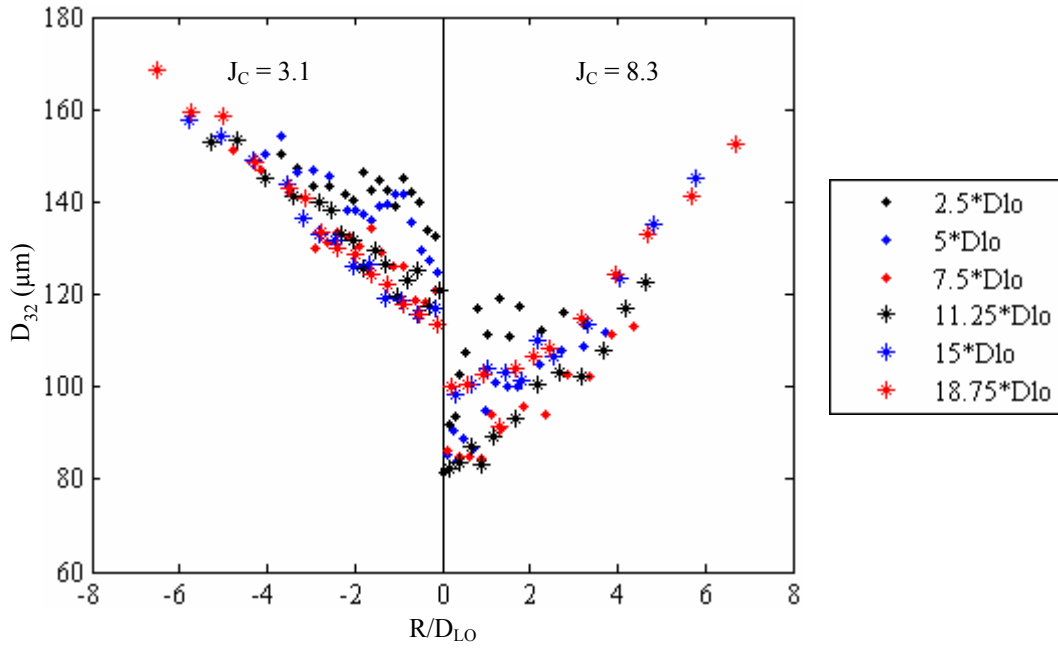


Fig. 4.43 : Profils radiaux du D_{32} des gouttes, $P_a = 0.5$ MPa et $IR_C = 0$

c. Effet de la Pression Ambiante

Nous avons vu au paragraphe précédemment (B.2) que l'angle du spray diminue lorsque la pression augmente. Cela se traduit par une zone centrale dense en gouttes plus étendue axialement (Fig. 4.44) bien que la longueur de rupture reste inchangée (B.4). Le diamètre des gouttes semble augmenter, et les mesures de PDA entre 0.5 et 0.7 MPa confirment cette observation (Fig. 4.45). Pour cette dernière pression, nous avons relevé une faible homogénéisation des tailles de gouttes mais surtout un accroissement du D_{32} entre 15 et 18.75 D_{LO} , une raison possible de cette augmentation étant la coalescence des gouttes.

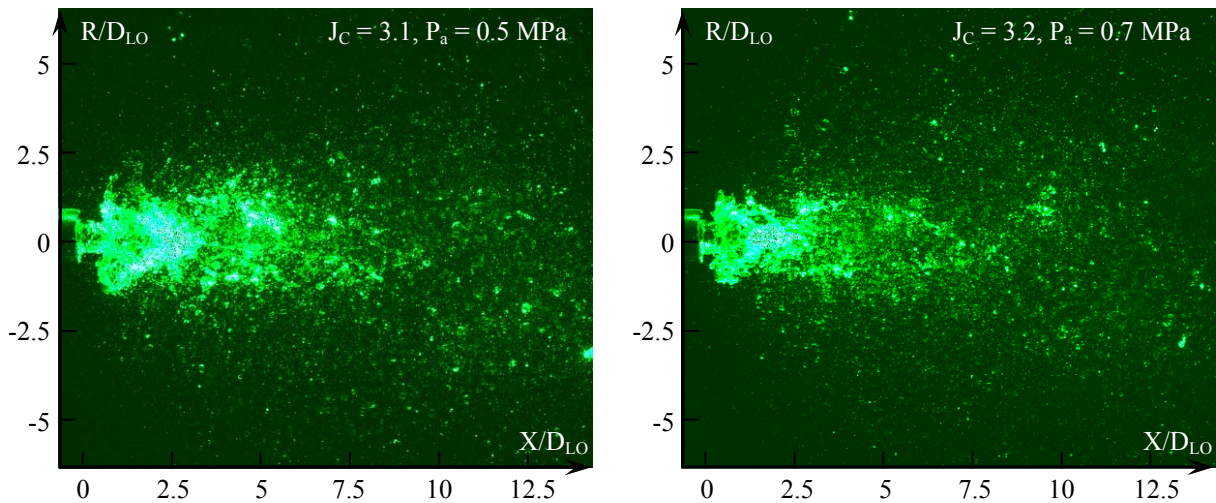


Fig. 4.44 : Images instantanées de l'écoulement, $IR_C = 0$

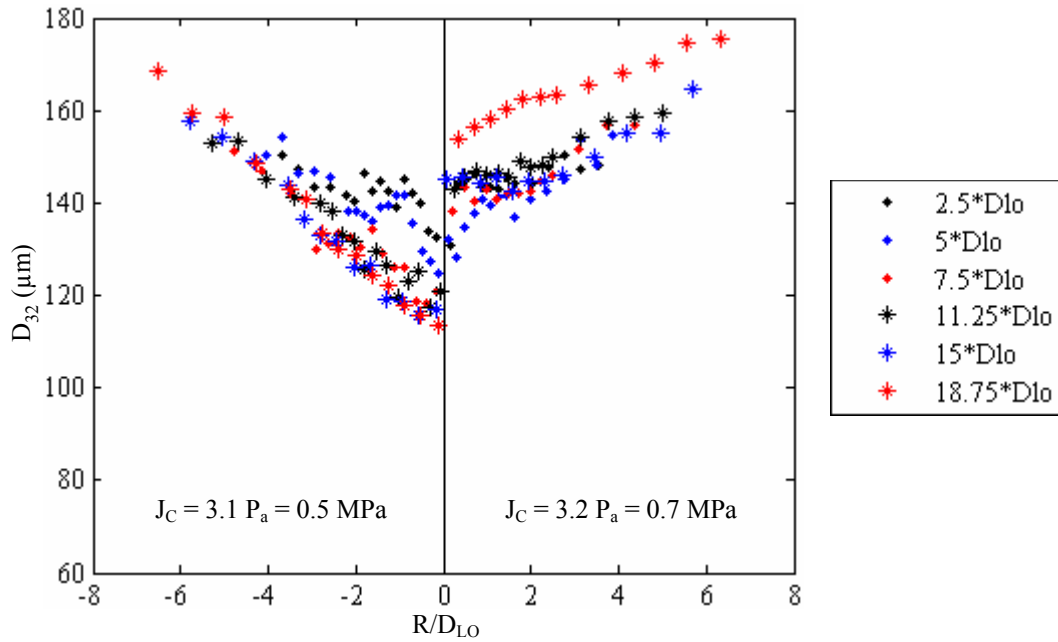


Fig. 4.45 : Profils radiaux du D_{32} des gouttes, $IR_C = 0$

Lavergne et col. (1997) ont étudié les différents régimes de collision de gouttes et en distinguent cinq : (i) la coalescence avec déformation mineure lorsque deux gouttes se frôlent ; (ii) le rebond, quand deux gouttes rentrent en contact mais ne fusionnent pas à cause d'une énergie de collision trop faible ; (iii) la coalescence, lorsque l'inertie des gouttes est suffisante mais pas trop élevée ; (iv) et (v) respectivement séparation par réflexion et par étirement lorsque l'énergie est trop élevée et que les deux gouttes se redissocient après leur fusion.

La coalescence des gouttes a été étudiée par Prévost (2000) et, à partir des résultats des auteurs précédents et de Quian et Law (1994), il a été établi que lors d'une collision centrée entre deux gouttes d'eau leur vitesse relative doit être inférieure à une valeur critique égale à $0.015 \cdot D_i^{-0.609}$ sous pression atmosphérique pour qu'elles fusionnent, la courbe tracée en rouge sur la Fig. 4.46 traduit cette limite. Une augmentation de la pression ambiante déplace cette courbe vers le haut de la figure accroissant ainsi la probabilité que deux gouttes entrant en collision fusionnent. Située sur l'axe du spray où la vitesse radiale des gouttes est négligeable, la Fig. 4.46 montre que les gouttes ayant un diamètre inférieur à $50 \mu\text{m}$ sont effectivement susceptibles de fusionner. En effet dans la zone dense du spray, la Fig. 4.47 montre une forte augmentation de la proportion de gouttes à fort diamètre au détriment des plus petites. Toutefois, on peut se demander si la coalescence se produira également près des frontières du spray puisque cette zone est peu dense en particules. Il est donc probable que d'autres phénomènes soient à l'origine de cette augmentation du D_{32} comme l'atomisation secondaire

des gouttes non détectées par le PDA et surtout la difficulté des petites gouttes à atteindre cette zone puisqu'elles ont une faible inertie et la densité du gaz est ici plus élevée.

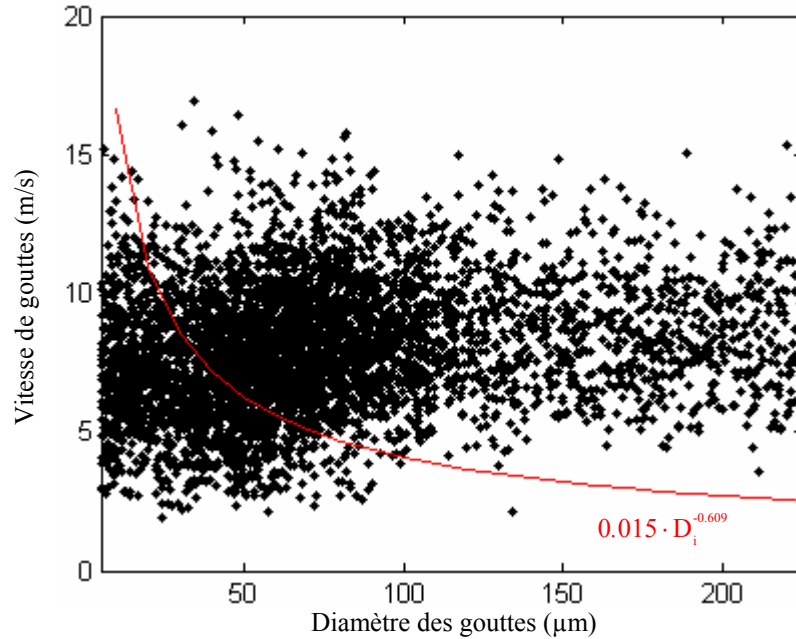


Fig. 4.46 : Représentation taille-vitesse des gouttes sur l'axe, $X = 15 \cdot D_{LO}$, $J_C = 3.2$, $IR_C = 0$ et $P_a = 0.7$ MPa

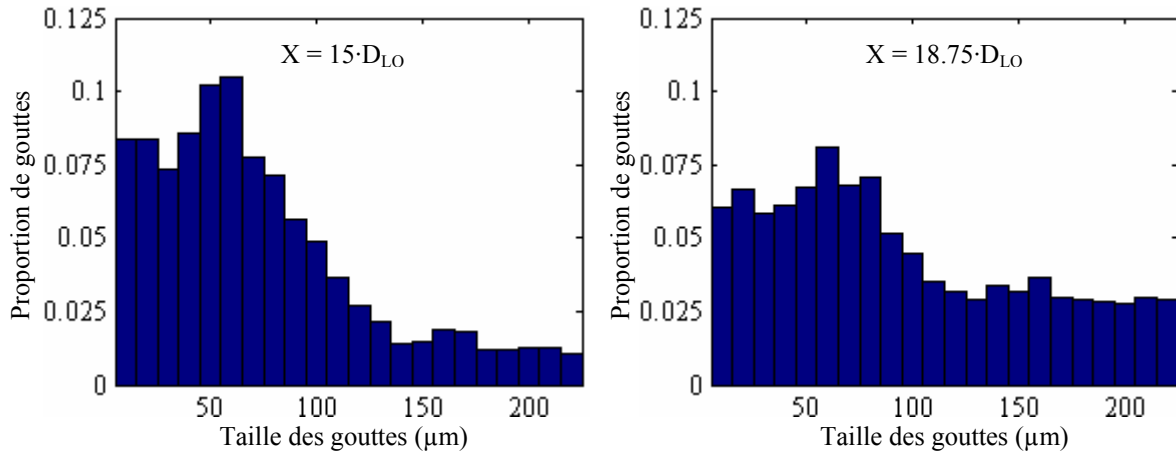


Fig. 4.47 : Histogrammes de taille de gouttes, $R = 2 \cdot D_{LO}$, $J_C = 3.2$, $IR_C = 0$ et $P_a = 0.7$ MPa

6. Comparaison avec un Jet Cylindrique Assisté

Afin de juger de l'efficacité de cette nouvelle géométrie, les résultats obtenus sont comparés à ceux de Dunand et col. (2005) en considérant la même gamme de diamètre des gouttes, *i.e.* 5-150 μm (Fig. 4.48). Sans rotation du gaz, la valeur maximale de la vitesse axiale moyenne est quasi identique mais le rayon de demi-propriété est beaucoup plus important dans cette étude. De plus, une différence apparaît au niveau de la forme du profil, qui dans la seconde étude n'est pas Gaussien et dont le maximum est décalé de l'axe.

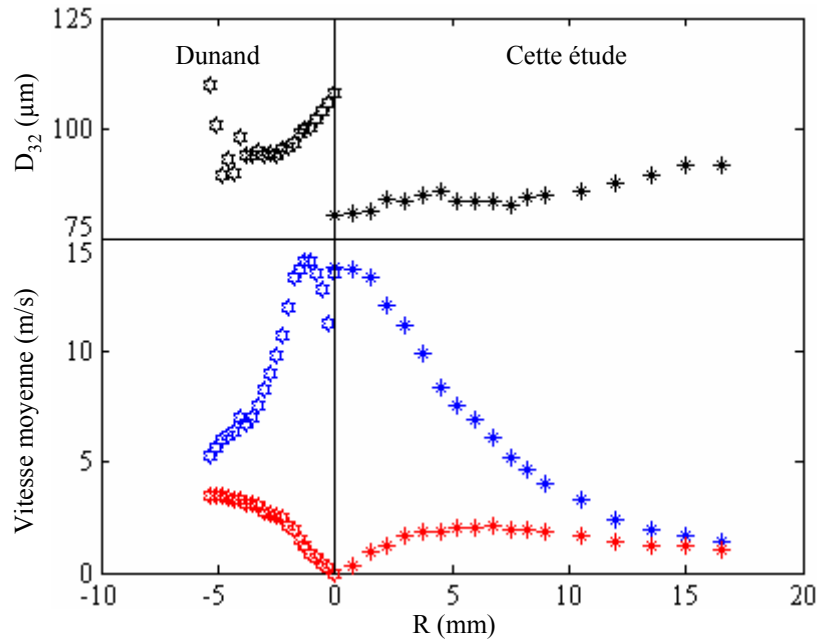


Fig. 4.48 : Comparaison des D_{32} (noir), des vitesses moyennes axiales (bleu) et radiales (rouge) de Dunand (2002) et de cette étude (d), $X \approx 20$ mm, $J_C \approx 3$, $IR_C = 0$ et $P_a = 0.5$ MPa

La vitesse radiale moyenne atteint dans l'étude de Dunand (2002) des valeurs plus élevées alors que l'angle d'ouverture de l'écoulement est plus faible (B.2) : cette contradiction apparente est liée à une concentration en gouttes plus faible dans cette zone et composée principalement de « grosses » gouttes tandis que dans notre étude, la dispersion des gouttes est beaucoup plus importante et le spray plus homogène. Enfin, l'atomisation est nettement plus efficace, puisque les D_{32} sont plus faibles bien que le volume de liquide injecté soit 1.3 fois plus élevé, la section de liquide étant 1.6 fois plus grande et la vitesse 1.25 fois plus faible, les sections de gaz étant comparables. Un écoulement tourbillonnaire du gaz de forte intensité est néfaste pour la géométrie étudiée par Dunand et col. (2005), provoquant une atomisation primaire plus rapide mais aussi la production de gouttes de grandes dimensions. En revanche, dans notre étude, la rotation du gaz améliore l'atomisation primaire mais surtout homogénéise les tailles de gouttes et leur vitesse, l'effet sur le D_{32} étant positif mais relativement faible. Cette comparaison est donc à l'avantage de la géométrie annulaire pour une utilisation industrielle.

7. Flux Volumique du Liquide

Le volume de liquide détecté a été calculé à partir des profils de densité de flux volumique de gouttes (Fig. 4.19) en utilisant la méthode des trapèzes. L'intégration est réalisée sur un demi-profil, puisque la détection des gouttes par le système de PDA est de moins bonne qualité lorsque le signal doit traverser le spray pour atteindre la tête de collection

(Chap. II.D.4.g). Ce calcul est cependant très approximatif car Onofri (2005) précise que, dans le meilleur des cas, sa précision est comprise entre 5 et 25%.

Près de l'injecteur, une grande quantité de liquide non atomisé est encore présente et il est tout à fait normal que le volume de liquide détecté par le système granulométrique soit nettement inférieur à celui injecté (Tableau 4.2). Loin de l'injecteur, ce résultat peut également se justifier puisque l'ouverture du spray est très élevée et le domaine de mesure ne permet pas de déterminer la totalité du profil de la densité de flux volumique (Fig. 4.19). Une autre raison de cet écart est la présence de gouttes d'un diamètre supérieur à 230 μm sur les images de tomographie qui ne sont pas détectées par la PDA et qui pourtant véhiculent un volume de liquide important. Le Tableau 4.2 montre toutefois que le volume de liquide détecté augmente nettement avec la rotation du gaz et donc, pour des mesures granulométriques comparables, moins de « grosses » gouttes sont présentes.

Tableau 4.2 : Pourcentage du flux volumique de liquide total divisé par le débit total de liquide injecté, $J_C = 3.1$ et $P_a = 0.5$ MPa

X/D_{LO}	$IR_C = 0$	$IR_C = 0.95$
2.5	14%	27%
5	22%	34%
7.5	16%	27%
11.25	19%	23%
15	16%	21%
18.75	17%	13%

D. Conclusions

Nous avons vu dans ce chapitre les différents modes d'atomisation d'une nappe annulaire liquide soumise à un courant gazeux interne et dont le diagramme de stabilité a été établi : le mode « formation de bulles » se divise en deux sous-catégories appelées « train de bulles » et « rupture de bulles ». Puis vient le mode « pulsatoire » étudié par Choi et col. (1997) et enfin le mode « arbre de Noël » qui présente l'atomisation la plus efficace et donc la plus intéressante du point de vue de la combustion. La fréquence de formation des régimes décrits précédemment a été reliée aux conditions de sortie de l'injecteur en considérant un paramètre U_{min} représentant la vitesse minimale à partir de laquelle les oscillations de la nappe apparaissent. Comme pour un jet gazeux ou liquide interagissant avec une couronne annulaire de gaz, l'écoulement produit par le mécanisme « arbre de Noël » peut être divisé en trois zones, la première, très courte, correspond à une longueur intacte de la

nappe annulaire liquide puis elle est rompue et les ligaments produits forment un « arbre de Noël » et enfin, le liquide n'est présent uniquement qu'en phase dispersée.

La comparaison entre le spray produit par le régime précédent et un jet liquide assisté par une couronne annulaire de gaz montre que le premier est de meilleure qualité : non seulement, il augmente la dispersion des gouttes et améliore l'atomisation primaire mais il provoque également une réduction importante du diamètre moyen des gouttes produites. La rotation du gaz ne permet qu'une faible réduction de la taille moyenne des gouttes, mais le diamètre des gouttes produites devient plus uniforme et, surtout, les vitesses de gouttes sont plus homogènes. Le diamètre moyen mesuré à l'aide de la PDA doit être légèrement sous estimé puisque des gouttes d'un diamètre supérieur à 230 μm sont visibles sur les images de tomographie et donc en dehors de la gamme de mesure de l'appareil. Ce résultat est conforté par le calcul du flux volumique total des gouttes qui n'excède pas 30% du volume de liquide injecté. Pour éviter la production de ces grosses gouttes et améliorer la pulvérisation, une couronne annulaire gazeuse a été ajoutée au dispositif précédent et fera l'objet du chapitre suivant.

Chapitre V. Influence d'un Co-Courant Gazeux Externe

Dans le chapitre précédent, les différentes caractéristiques du spray produit par une nappe annulaire liquide soumise à un courant gazeux interne ont été étudiées. Le défaut majeur de ce type de pulvérisation est la quantité de grosses gouttes produites et donc, pour améliorer la qualité du spray et promouvoir une meilleure atomisation, un co-courant gazeux externe au liquide a été ajouté. L'écoulement sera également étudié en l'absence du jet de gaz interne mais, en premier lieu, les différents mécanismes de rupture de la nappe vont être précisés.

A. Mécanismes de Rupture

1. Régimes de Rupture

Jusqu'à présent, deux mécanismes de rupture principaux ont été identifiés, nommés respectivement « formation de bulles » et « arbre de Noël », le premier étant subdivisé en « train de bulles » et « rupture de bulles ». Les différents régimes d'écoulement d'une nappe annulaire liquide, animée d'une vitesse comprise entre 1 et 5 m/s, soumise à un courant

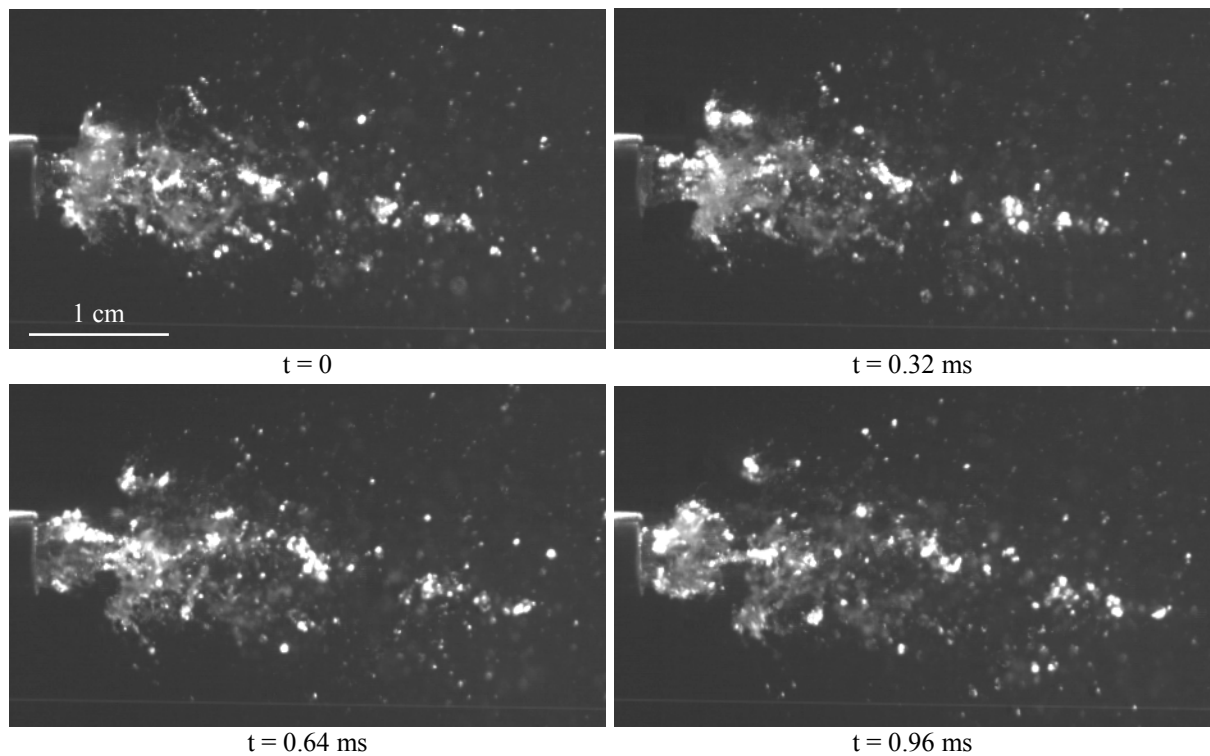


Fig. 5.1 : Séquence de tomographie rapide,
 $U_L = 2 \text{ m/s}$, $U_C = 25 \text{ m/s}$, $IR_C = 0$, $U_O = 90 \text{ m/s}$, $IR_O = 0$ et $P_a = 0.1 \text{ MPa}$

gazeux externe (dont la vitesse varie de 25 à 172 m/s) et en présence ou non d'un courant gazeux interne vont être étudiés ci-après.

a. « Rupture de Bulles »

En accord avec Adzic et col. (2001), lorsque la vitesse du gaz externe n'est pas négligeable, le sous régime « train de bulles » n'est plus observé. Pour une vitesse du liquide de 2 m/s, et des vitesses respectivement de 25 m/s pour le gaz interne et 90 m/s pour le gaz externe, le mode « train de bulles » observé sans gaz externe devient « rupture de bulles » (Fig. 5.1). L'apport d'une quantité de mouvement supplémentaire par le gaz externe provoque donc l'apparition plus rapide de ce dernier mode. Néanmoins, l'écoulement devient nettement plus complexe : lorsque la bulle formée à la sortie de l'injecteur entre en interaction avec le gaz externe, des ligaments liquides sont arrachés à la nappe.

b. « Arbre de Noël »

Pour une vitesse du liquide de 5 m/s, et des vitesses des deux co-courants gazeux de l'ordre de 100 m/s, la transition entre le mode « rupture de bulles » et le régime « arbre de Noël » est presque achevée (Fig. 5.2). Bien que la pulvérisation soit nettement améliorée par

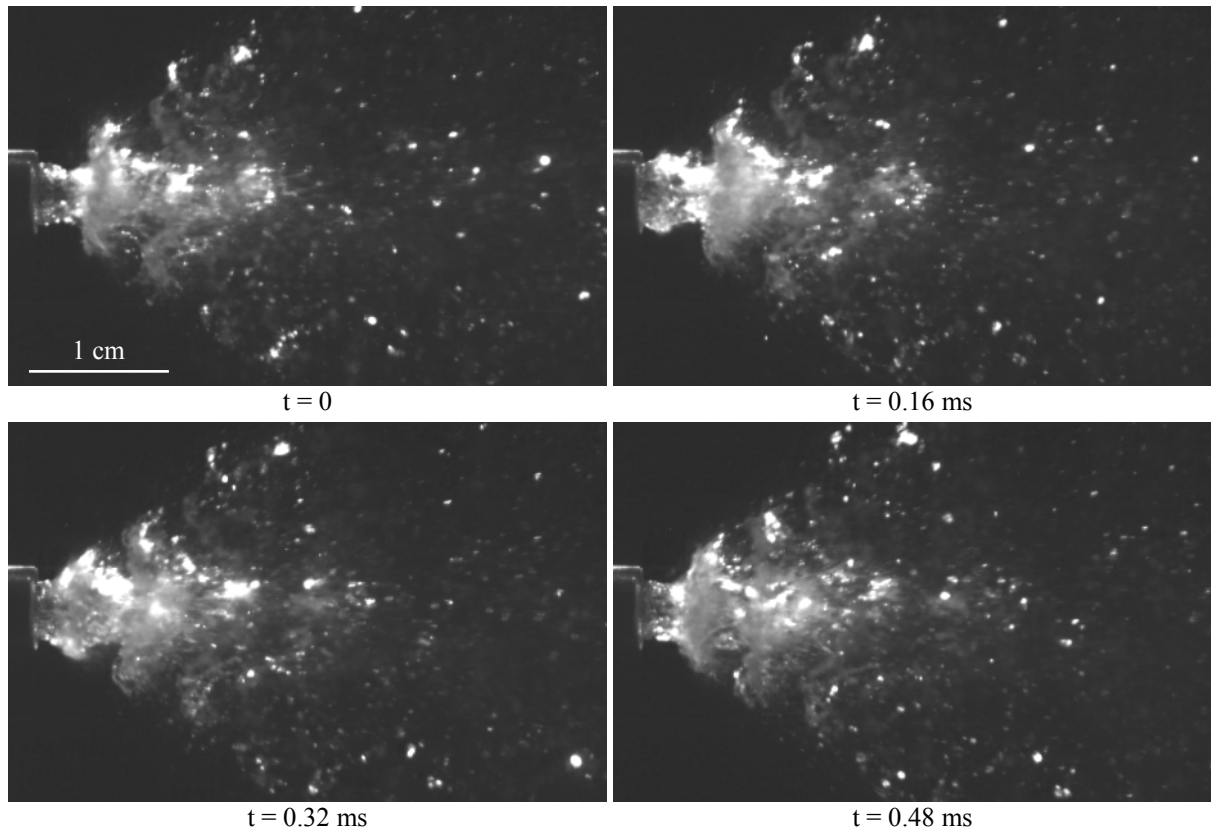


Fig. 5.2 : Séquence de tomographie rapide,
 $U_L = 5 \text{ m/s}$, $U_C = 99 \text{ m/s}$, $IR_C = 0$, $U_O = 90 \text{ m/s}$, $IR_O = 0$ et $P_a = 0.1 \text{ MPa}$

rapport à l'étude sans gaz externe, de grosses gouttes sont encore produites par d'épais ligaments transverses formant la base de l'« arbre de Noël ». Leur formation doit être évitée car elles conduisent à une baisse du rendement de combustion.

Lorsque la vitesse du liquide est égale à 2 m/s le régime « arbre de Noël » est pleinement atteint mais est moins décelable que celui proposé Fig. 4.8 puisque le gaz externe améliore nettement l'atomisation. Les rotations du gaz interne et/ou du gaz externe ont une influence négligeable devant les effets combinés de leurs flux respectifs (Fig. 5.3).

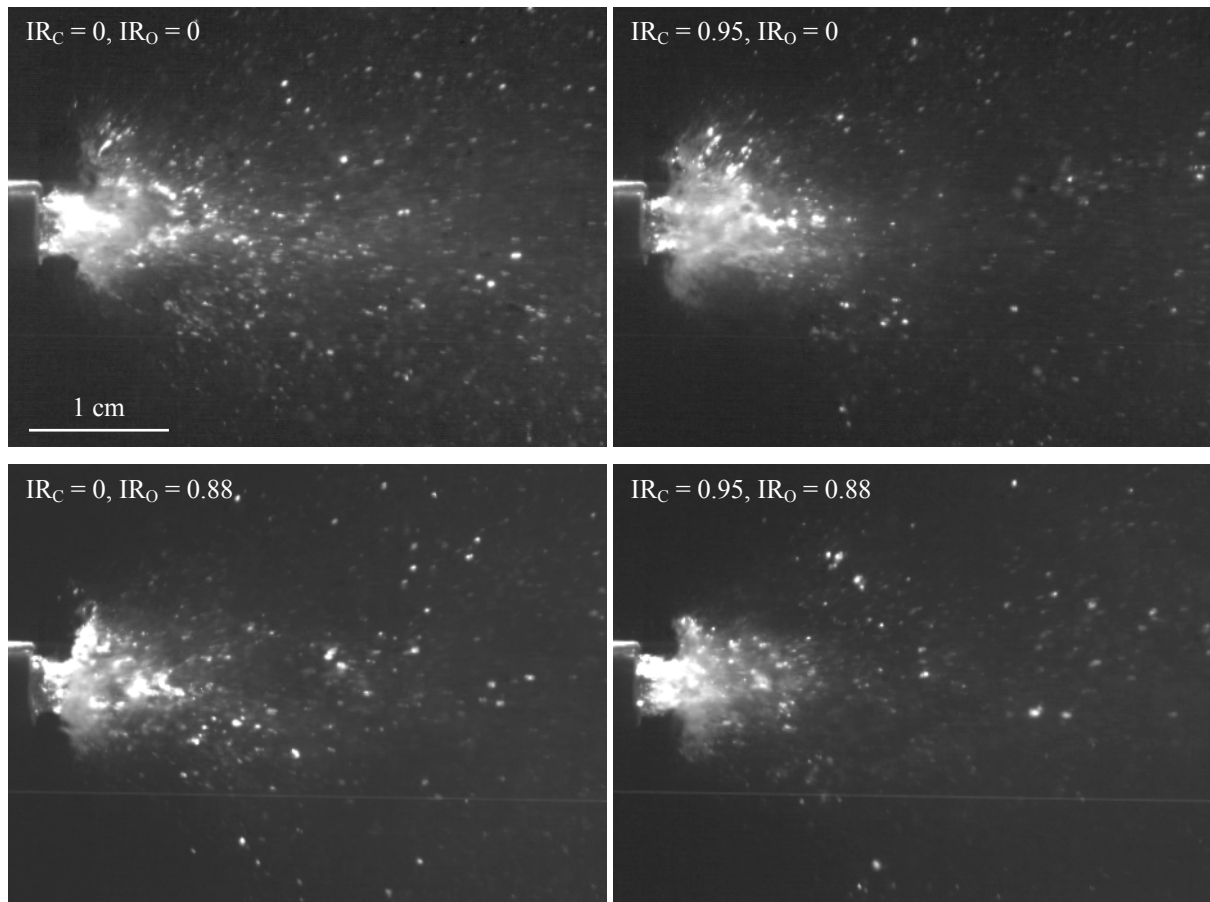


Fig. 5.3 : Images de tomographie rapide, $U_L = 2$ m/s, $U_C \approx 100$ m/s, $U_O = 90$ m/s et $P_a = 0.1$ MPa

L'« arbre de Noël » reste visible pour une valeur fixe de 90 m/s du gaz externe bien qu'il devienne de plus en plus diffus avec l'augmentation de la vitesse du gaz interne (Fig. 5.4). En aval de celui-ci, on remarque que le liquide est particulièrement bien pulvérisé mais aussi que l'écoulement est soumis à de forts battements, très probablement à cause de l'interaction violente entre le liquide qui sort de l'injecteur à faible vitesse (2 m/s) et les écoulements gazeux interne et externe à haute vitesse.

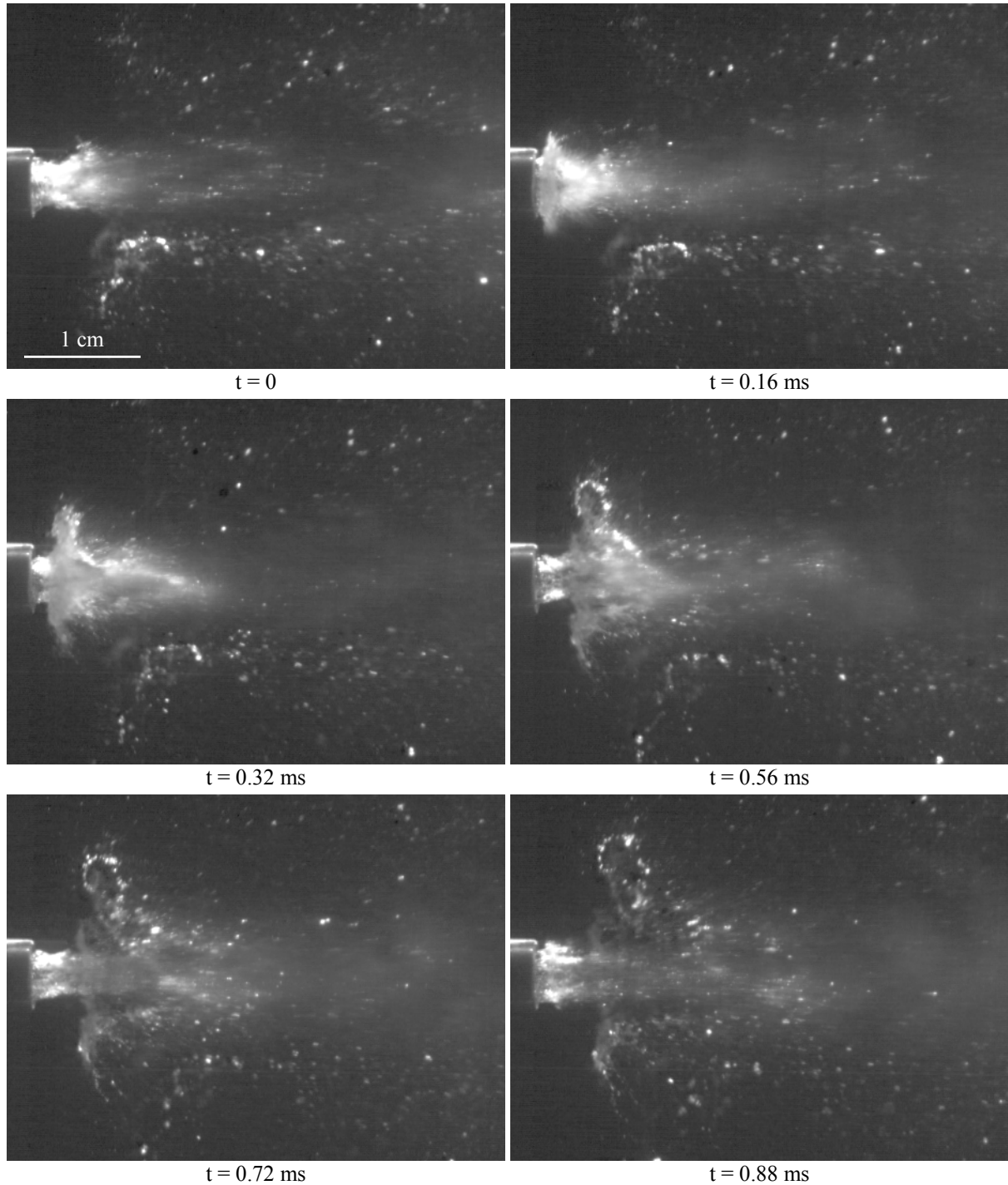


Fig. 5.4 : Séquence de tomographie rapide,
 $U_L = 2 \text{ m/s}$, $U_C = 155 \text{ m/s}$, $IR_C = 0$, $U_O = 90 \text{ m/s}$, $IR_O = 0$ et $P_a = 0.1 \text{ MPa}$

Sur cette séquence, la transition de la dernière image à la première ne semble pas évidente dans un premier temps puisque des ligaments sont présents dans la continuité de la nappe avant la formation de l' « arbre de Noël ». Fu et col. (2003) puis Wahano et col. (2007) ont déjà observé la formation de ces ligaments précédant l'éclatement de la nappe sans pour autant préciser leur origine. La visualisation rapide a montré que l'éjection de l' « arbre de

Noël » est si violente que le sectionnement de la nappe constitue la source de ces ligaments, avant la formation d'une nouvelle onde sinueuse qui est à l'origine d'un nouvel « arbre de Noël » (Fig. 5.5).

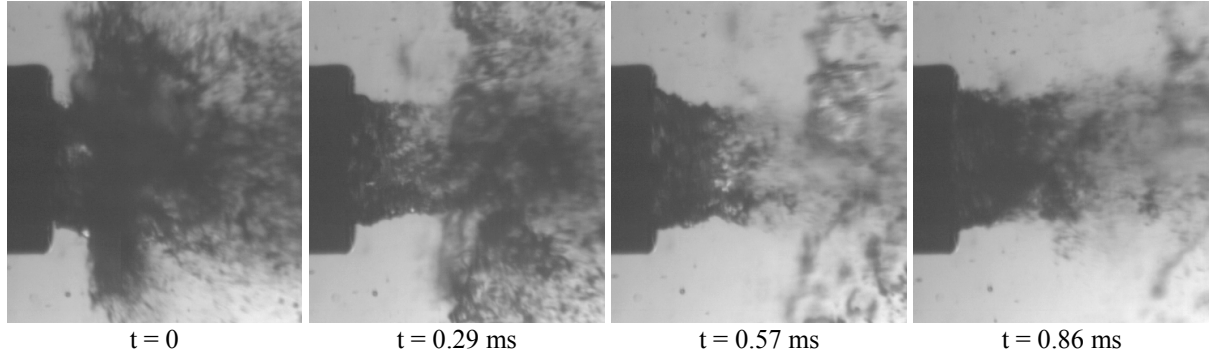


Fig. 5.5 : Séquence de visualisation rapide,
 $U_L = 2 \text{ m/s}$, $U_C = 155 \text{ m/s}$, $IR_C = 0$, $U_O = 90 \text{ m/s}$, $IR_O = 0$ et $P_a = 0.1 \text{ MPa}$

Pour une vitesse du gaz interne fixe de 99 m/s, une augmentation de la vitesse du gaz externe conduit à une forte atomisation du liquide qui est présent uniquement en phase dispersée à une distance de 2 ou 3 D_{LO} lorsque le gaz externe atteint 172 m/s. L'« arbre de Noël » n'est donc visible que très près de l'injecteur et semble peu étendu radialement puisque les gouttes projetées avec une vitesse radiale élevée sont rapidement atomisées en fines gouttelettes sous l'influence du co-courant gazeux externe (Fig. 5.6).

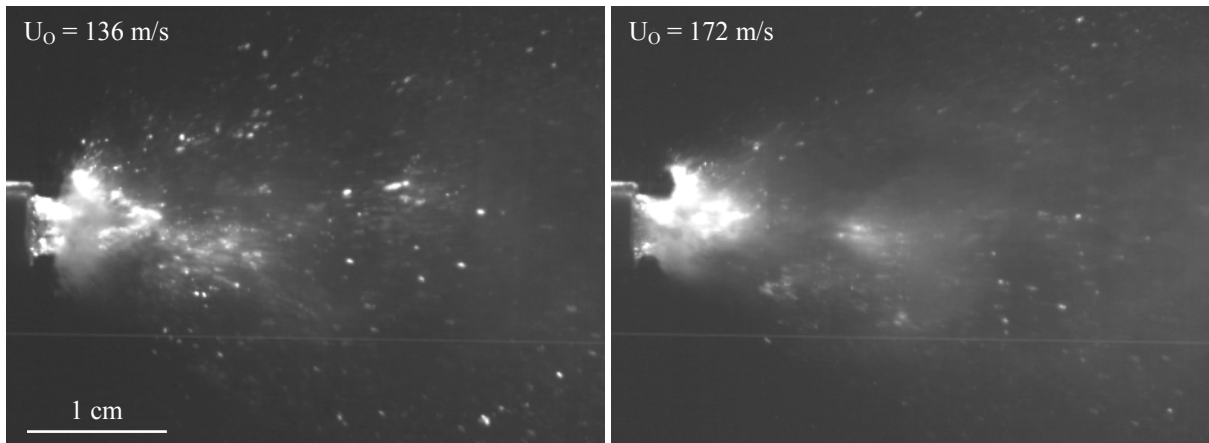


Fig. 5.6 : Images de tomographie rapide,
 $U_L = 2 \text{ m/s}$, $U_C = 99 \text{ m/s}$, $IR_C = 0$, $IR_O = 0$ et $P_a = 0.1 \text{ MPa}$

c. Régime de Kelvin-Helmholtz

Lorsque le liquide est soumis uniquement à l'influence du gaz externe, l'écoulement est radicalement différent de ceux présentés précédemment. Les forces surfaciques

rassemblent la couronne liquide en un jet liquide simple après une distance de quelques D_{LO} et l'écoulement résultant ressemble à celui produit par un jet liquide assisté par une couronne annulaire de gaz. Plusieurs comportements, liés essentiellement à la vitesse du liquide, sont observés pour une vitesse du gaz comprise entre 25 et 90 m/s : lorsque celle-ci est égale à 1 ou 2 m/s, des ondes de Kelvin-Helmholtz apparaissent à la surface de la nappe à la sortie de l'injecteur, qui aboutissent à la formation de ligaments (Fig. 5.7). Ces derniers sont à l'origine de la formation de petites gouttes en périphérie du spray tandis qu'au centre de l'écoulement, de gros « paquets » liquides sont encore présents.

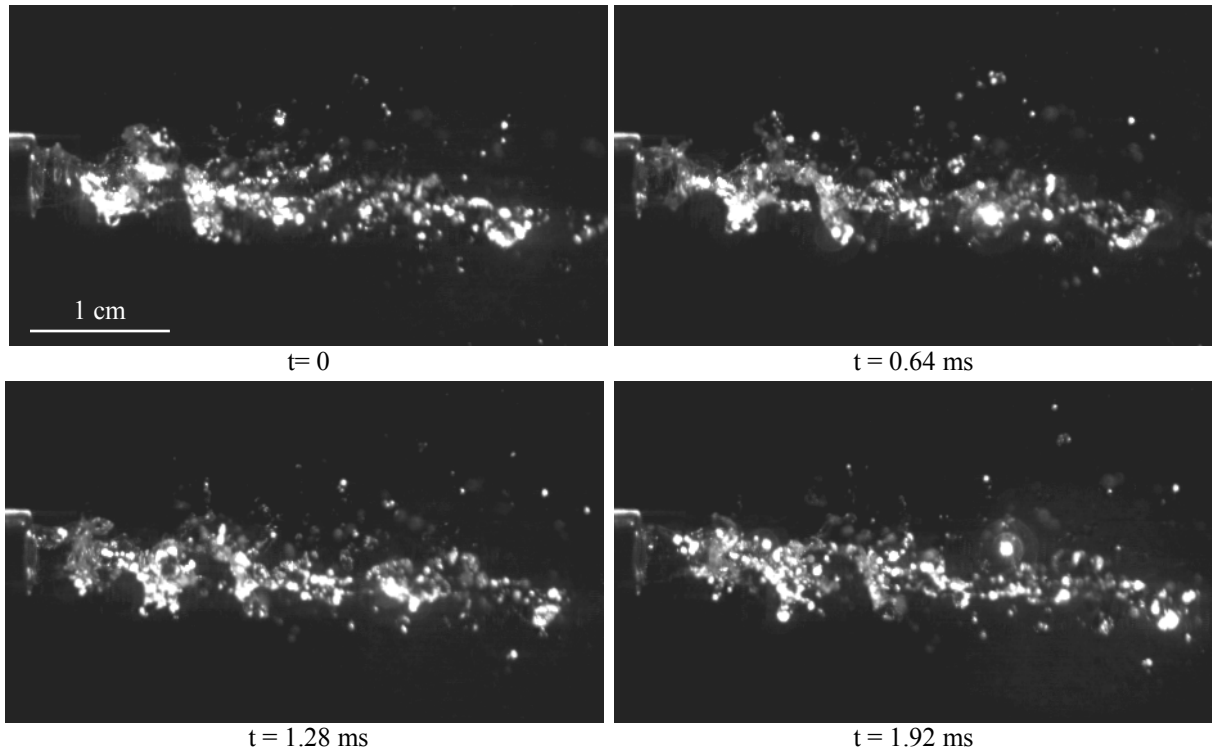


Fig. 5.7 : Séquence de tomographie rapide, $U_L = 1$ m/s, $U_O = 25$ m/s, $IR_O = 0$ et $P_a = 0.1$ MPa

La rotation du gaz externe a peu d'influence sur l'écoulement à la sortie de la buse mais crée en aval une distorsion radiale importante des paquets liquides et donc une rupture plus rapide sur l'axe du spray (Fig. 5.8). Une augmentation de la vitesse du gaz conduit également à une rupture de la nappe plus proche de l'injecteur tandis que le nombre de gouttes produites en périphérie du spray augmente fortement, le nombre de Weber gazeux basée sur l'épaisseur de la nappe annulaire variant de 5 ($U_O = 25$) à 20 ($U_O = 50$) environ.

Pour des vitesses de 2 m/s pour le liquide et de 25 m/s pour le gaz, les fluctuations de la nappe sont à peine visibles et des ligaments sont toujours produits bien que peu nombreux. Le mouvement de rotation du gaz et l'augmentation de sa vitesse permettent une amplification

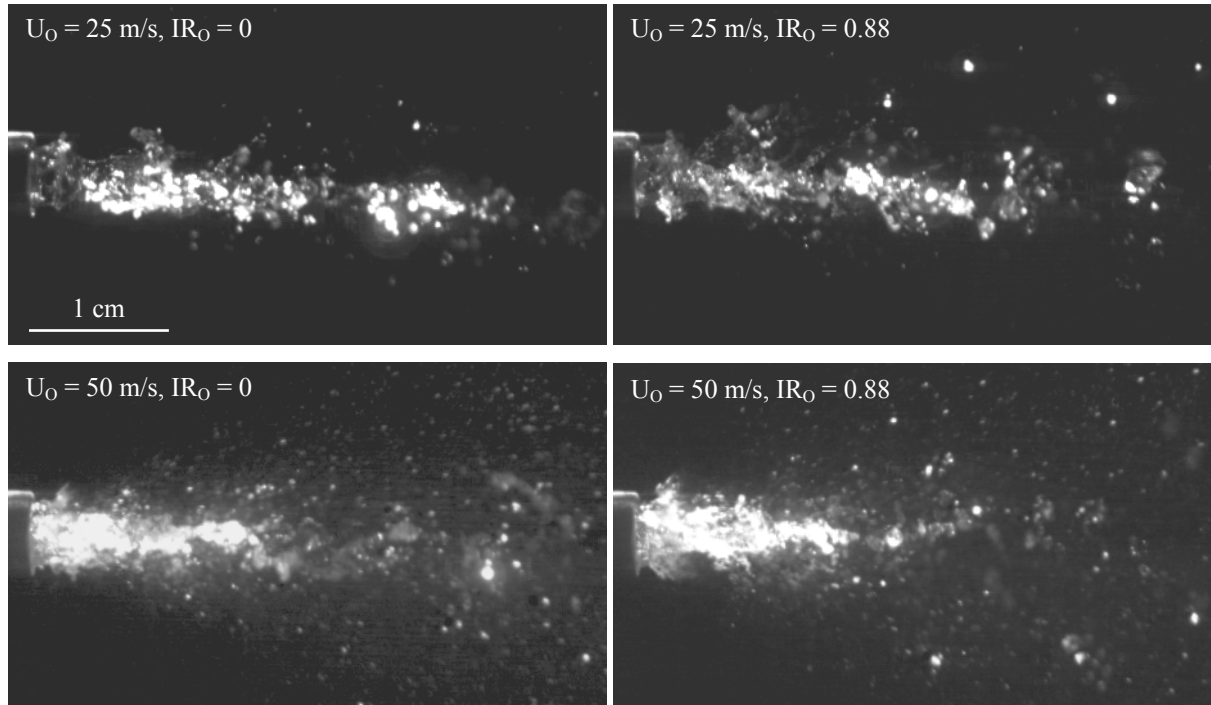


Fig. 5.8 : Images de tomographie rapide, $U_L = 1$ m/s et $P_a = 0.1$ MPa

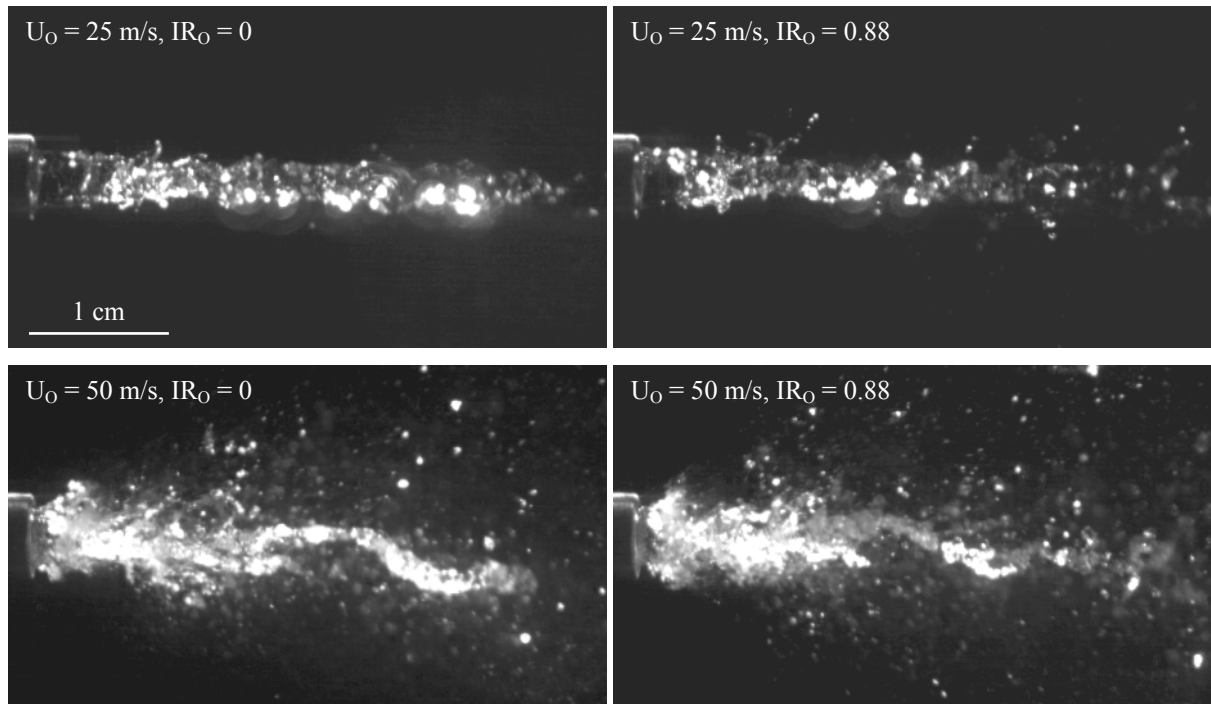


Fig. 5.9 : Images de tomographie rapide, $U_L = 2$ m/s et $P_a = 0.1$ MPa

des oscillations de la nappe et les ligaments deviennent alors clairement visibles (Fig. 5.9). De plus, la rupture de la nappe se produit à distance plus proche de l'injecteur. Enfin, le liquide non atomisé au centre de l'écoulement se met à onduler à une distance de 3 à 4 D_{LO} . En plus des oscillations de Kelvin-Helmholtz, Villermaux et col. (1994) ont observé ces battements,

de fréquence inférieure aux premières, avec un jet liquide assisté par une couronne annulaire de gaz lorsque le rapport des vitesses gaz/liquide est supérieur à 6.

d. « Structures Ligamentaires »

Pour une vitesse du liquide égale à 5 m/s, les oscillations de la nappe sont à peine discernables et de grandes « structures ligamentaires » apparaissent à partir d'une distance d'environ $4 D_{LO}$ (Fig. 5.10). Ce type de déformation ressemble au mode « arête de poisson » décrit par Cousin et col. (1996), étudiant une nappe annulaire non assistée, qu'ils attribuent à la fermeture de la nappe annulaire liquide. Celles-ci sont moins visibles lorsque le gaz atteint 50 m/s mais les ligaments créés précédemment deviennent clairement perceptibles, montrant que l'on se rapproche du régime de Kelvin-Helmholtz. La vitesse du liquide joue un rôle important car si à 2 m/s l'écoulement liquide laminaire garde sa cohésion, à 5 m/s, il devient turbulent et une zone de recirculation apparaît nettement près de la sortie de l'injecteur.

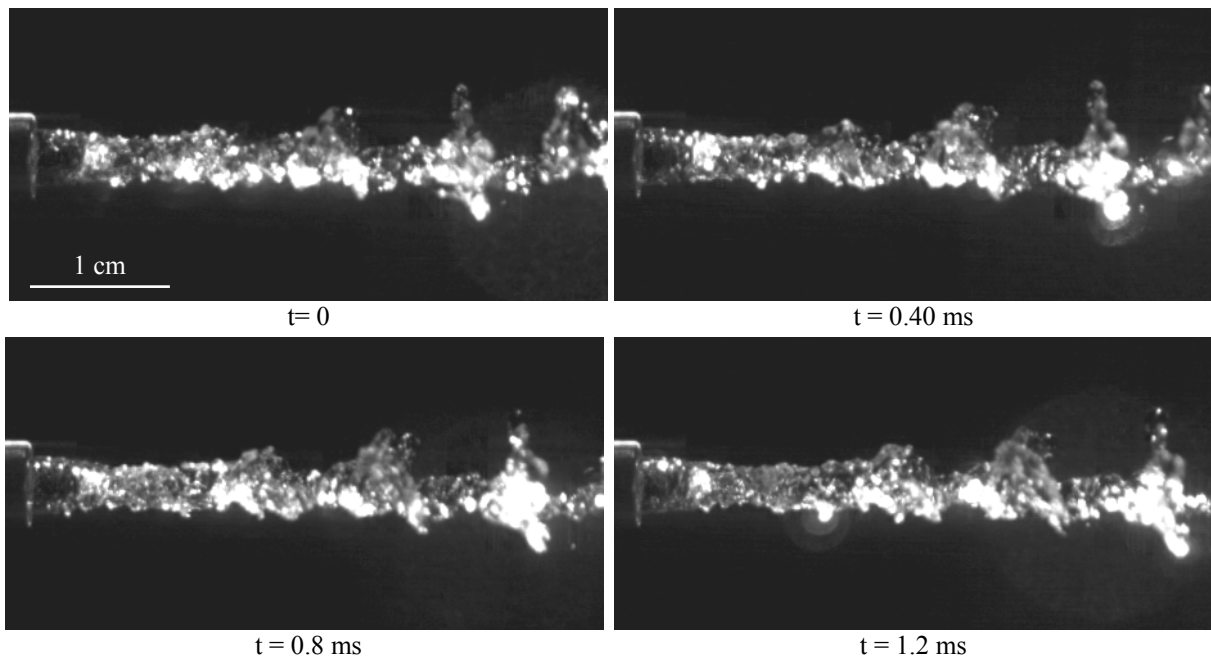


Fig. 5.10 : Séquence de tomographie rapide, $U_L = 5$ m/s, $U_O = 25$ m/s, $IR_O = 0$ et $P_a = 0.1$ MPa

Comme lors du précédent chapitre, à partir de ces résultats et de l'analyse des visualisations obtenues par Fu et col. (2003) et de Wahano et col. (2007), deux diagrammes de stabilité ont été établis, le premier correspondant à une nappe annulaire liquide soumise à des co-courants gazeux interne et externe et le second à l'absence de gaz interne (respectivement Fig. 5.11 et Fig. 5.12). Ils font appel à des dimensions géométriques très différentes : épaisseurs de la nappe liquide et du courant gazeux externe variant

respectivement de 254 μm à 1 mm et de 0.55 à 50 mm, diamètre de l'injecteur du gaz interne compris entre 2.5 et 36 mm, vitesse du liquide comprise entre 1 et 5 m/s, vitesse des courants gazeux interne et externe variant respectivement de 0 à 300 m/s et de 14 à 172 m/s. La rotation des deux gaz a également été prise en compte mais son effet modifie peu l'écoulement. La combinaison des flux de quantité de mouvement du liquide et du gaz est donc fondamentale pour connaître la forme de l'écoulement même si la proportion entre ces deux gaz ne doit pas être négligée.

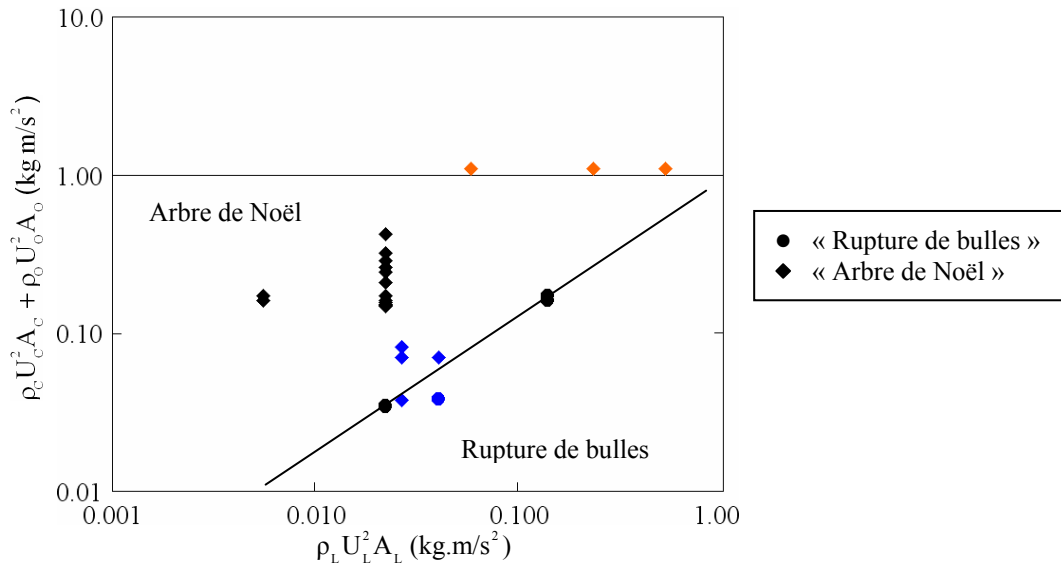


Fig. 5.11 : Domaines d'existence des différents modes de rupture, en noir cette étude, en bleu Fu et col. (2003), et en orange Wahono et col. (2007)

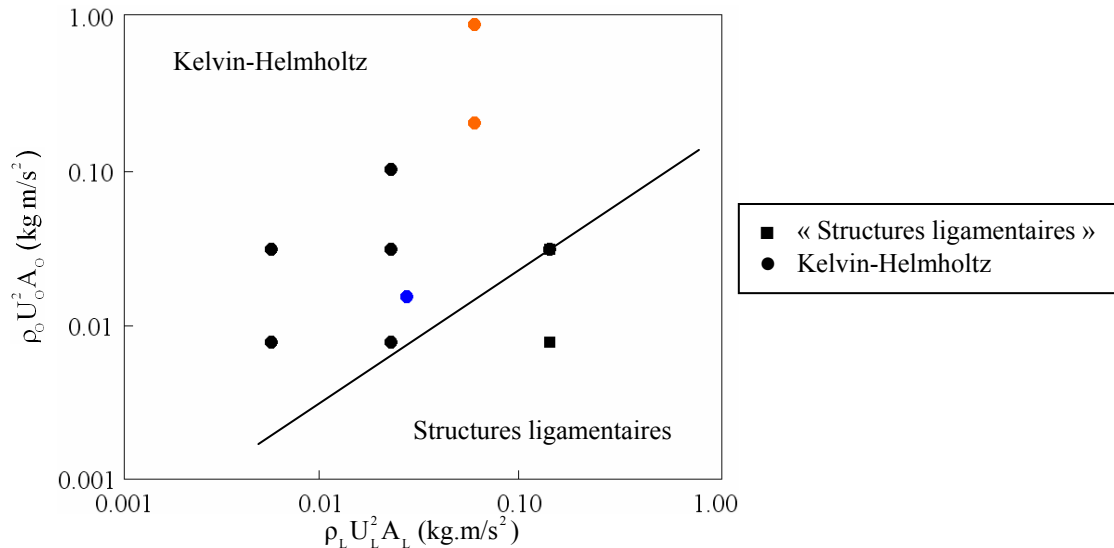


Fig. 5.12 : Domaines d'existence des différents modes de rupture sans gaz interne, en noir cette étude, en bleu Fu et col. (2003), et en orange Wahono et col. (2007)

2. Etude Fréquentielle

La détermination de la fréquence de battement de la nappe des régimes précédents est difficile puisque, sans gaz interne, les fluctuations à la surface de la nappe ont une faible amplitude et avec la combinaison du gaz interne, l'atomisation est efficace. De la même manière que pour l'étude sans gaz externe, un comptage est réalisé lorsqu'il y a un doute sur la mesure. Les mécanismes de rupture sont très différents selon la présence ou non d'un co-courant gazeux interne et l'étude fréquentielle a donc été séparée en deux parties distinctes.

a. « Arbre de Noël » et « Rupture de Bulles »

Etant donné que la présence d'un courant gazeux interne est essentielle à la formation de ces deux modes de rupture, le nombre de Strouhal défini par Lozano et col. (2005) et utilisé pour l'étude sans gaz externe, est considéré à nouveau. Le nombre important de paramètres, vitesse des gaz interne, externe et du liquide, masse volumique et intensité de rotation des deux co-courants gazeux, rend cette étude délicate. Dans un souci de fiabilité, nous avons, dans un premier temps, déterminé quels étaient ceux qui interviennent au premier et au second ordre. Une régression non linéaire à coefficients multiples est alors réalisée et le nombre de Strouhal obtenu s'écrit sous la forme (Eq. 5.1), avec un coefficient de corrélation de 0.97 (Fig. 5.13).

$$St = \frac{f \sqrt{e \cdot D_{GC}}}{U_C - U_{\min}} = 0.5 \left(\frac{U_C}{U_L} \right)^{-0.8} \left(\frac{U_o}{U_L} \right)^{0.7} \left(\frac{\sqrt{\rho_C \cdot \rho_o}}{\rho_L} \right)^{0.4} \quad (5.1)$$

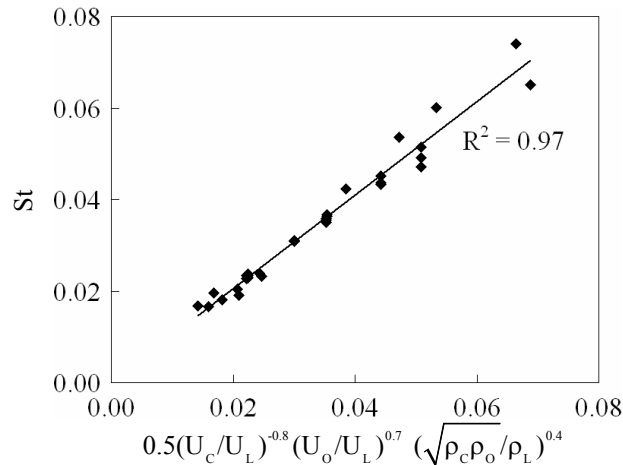


Fig. 5.13 : Corrélation entre St et $0.5(U_C/U_L)^{-0.8} (U_o/U_L)^{0.7} (\sqrt{\rho_C \rho_o}/\rho_L)^{0.4}$

Bien que la rotation des gaz interne et externe soit responsable d'une certaine augmentation de la fréquence, celle-ci est négligeable devant l'action des autres paramètres et n'a pas été prise en compte lors de ce calcul. L'effet de la vitesse du liquide reste également

faible avec un exposant égal à 0.1. Par rapport au chapitre précédent, le liquide a donc une influence amoindrie. Les masses volumiques des deux gaz ne sont pas indépendantes car liées à la pression ambiante et une forme combinée a donc été proposée équation (5.1), l'exposant choisi étant celui obtenu lors de l'étude sans gaz externe. L'action de la vitesse du gaz interne est par contre très affaiblie (exposant de 0.2 contre 0.5), probablement due à la section du gaz externe qui est plus élevée (1.8 fois plus) et dont la vitesse domine celle du premier. Avec un rapport de sections comparable à cette étude, les résultats de Wahono et col. (2007) montrent également une action plus importante du gaz externe sur la fréquence de battement de la nappe. L'influence combinée des deux gaz est finalement plus importante sur la fréquence de battement que le gaz interne seul puisque l'exposant global est proche de 1 contre seulement 0.5 lors du chapitre précédent.

b. Gaz Externe sans Gaz Interne

Nous avons vu que le mécanisme de rupture était comparable à celui d'un jet liquide assisté par une couronne annulaire de gaz. Dans cette géométrie, Villiermaux (1998) a effectué une étude fréquentielle basée sur les ondes de Kelvin-Helmholtz et a établi une relation entre la fréquence des battements du liquide en fonction des conditions de sortie de l'injecteur (Chap. IV.A.2). L'épaisseur de la couche de vorticité est d'une importance fondamentale mais dans notre étude elle n'a pu être déterminée : l'écoulement n'est pas toujours pleinement turbulent. Par ailleurs, le tube de Pitot utilisé pour vérifier les conditions de sortie, bien que de faible dimension, est beaucoup trop gros pour obtenir le profil de la couche limite. Enfin, la détermination des fréquences n'a pas toujours été possible à cause d'une trop faible amplitude des oscillations et le nombre de mesures est insuffisant pour réaliser une étude fréquentielle fiable. Nous avons seulement constaté que la fréquence des ondes de Kelvin-Helmholtz augmente avec les vitesses du gaz et du liquide. La fréquence de formation des structures ligamentaires est plus faible que celle des oscillations précédentes mais, par manque de données, il n'a pas été possible de déterminer son évolution en fonction des différents paramètres de l'écoulement.

B. Caractéristiques Géométriques de l' « Arbre de Noël »

Nous allons maintenant nous intéresser aux différentes caractéristiques géométriques de l' « arbre de Noël » comme l'angle du spray et la longueur de rupture de la nappe puisque le cône potentiel du gaz central est à peine visible. L'écoulement est tout à fait comparable à celui étudié précédemment sans gaz externe, ce dernier permettant principalement une atomisation plus efficace.

1. Angle du Spray

Dans le chapitre précédent, nous avons vu que la manière la plus fiable d'estimer l'angle du spray était d'utiliser les valeurs du flux volumique de gouttes issues des données PDA. Contrairement à l'étude sans gaz externe, le calcul des demi-flux est possible jusqu'à une distance de $18.75 D_{LO}$ puisque l'angle du spray est beaucoup plus faible. D'ailleurs, aucune pollution des hublots par des gouttes n'a été observée montrant ainsi l'efficacité du co-courant externe à retenir les gouttes produites avec une vitesse radiale initiale importante lors de la formation de l'« arbre de Noël ». Sur la Fig. 5.14, cet angle n'évolue pas grâce au gainage provoqué par le gaz externe jusqu'à une distance d'environ $7.5 D_{LO}$, puis augmente

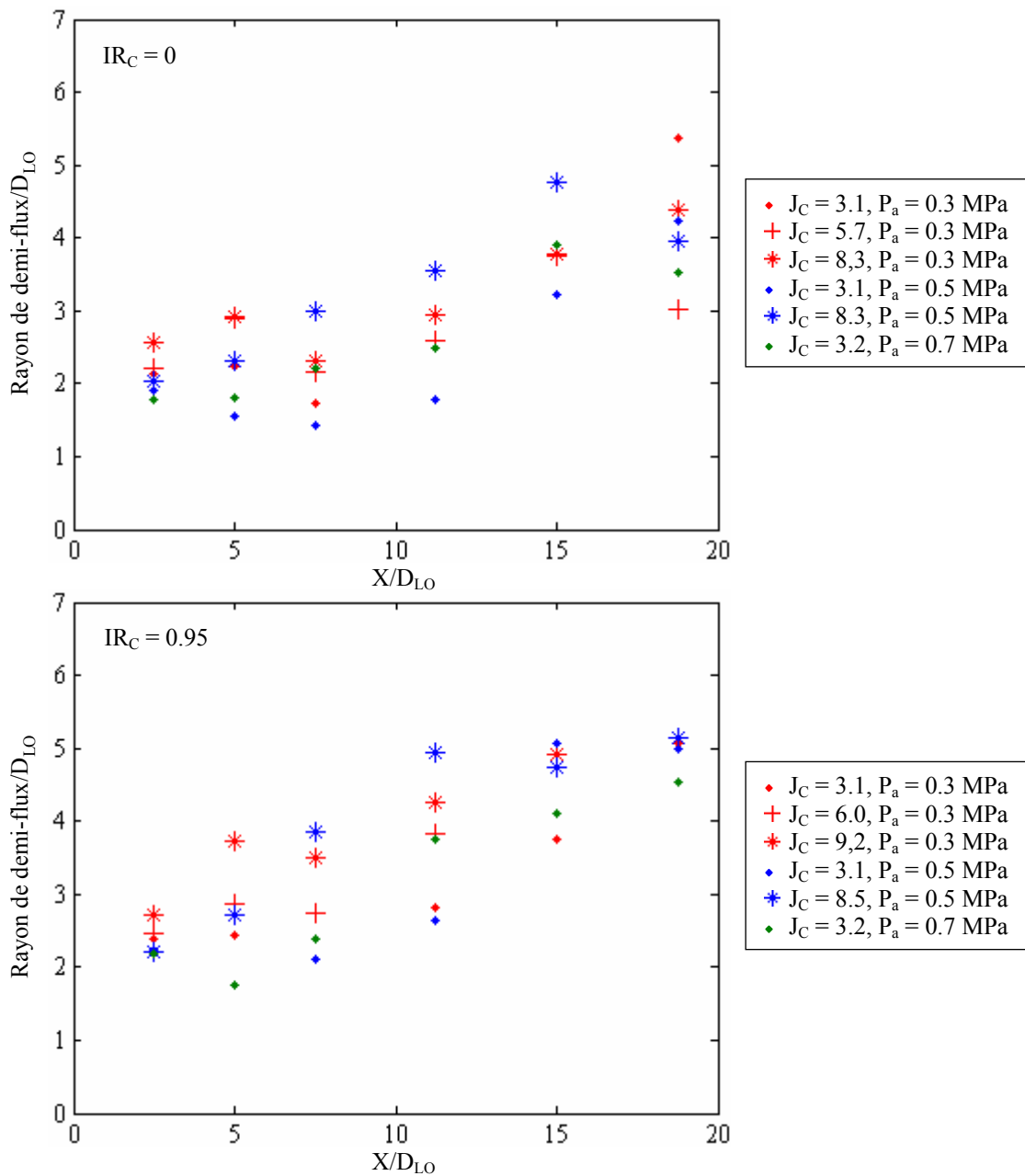


Fig. 5.14 : Représentation des demi flux volumiques de liquide, $J_O = 2.6$

contrairement au spray produit seulement avec le gaz interne qui s'élargit très rapidement. Il croît avec J_C et la rotation du gaz interne conduit à un élargissement rapide près de l'injecteur, l'effet de la pression restant faible.

2. Longueur de Rupture

Lorsque la longueur de rupture a été évaluée dans la configuration ne comportant pas de gaz externe, nous avons remarqué que son incertitude était importante. Ici, il ne nous paraît pas raisonnable de quantifier cette longueur étant donné que le gaz externe la réduit à quelques D_{LO} , et que sa valeur moyenne est du même ordre de grandeur que l'incertitude. Nous pouvons seulement dire, à partir des images de tomographie et de tomographie rapide, que cette longueur diminue lorsque J_C et IR_C augmentent.

C. Etude du Spray Généré par le Mode « Arbre de Noël »

Nous venons de voir que les paramètres géométriques de la zone dense sont difficiles à déterminer puisque l'ajout d'un co-courant gazeux externe améliore fortement l'atomisation de la couronne annulaire liquide. Par contre, nous avons vu que l'angle du spray diminuait et, contrairement au chapitre précédent, les mesures de PDA se sont réalisées sans encombre. Celles-ci sont effectuées à des distances axiales de 2.5, 5, 7.5, 11.25, 15 et 18.75 D_{LO} sous une pression ambiante comprise entre 0.1 et 0.7 MPa. Les résultats obtenus ont été présentés par Leboucher et col. (2007).

1. Comparaison PIV - PDA

Des différences notables apparaissent entre les configurations sans et avec gaz externe : tout d'abord, les gros objets vus précédemment et non détectés par la PDA ne sont plus produits et la diminution importante de la longueur de rupture permet des mesures plus fiables lorsque l'on se rapproche de l'injecteur. L'accord entre les vitesses déterminées à l'aide de ces deux techniques s'améliore fortement pour les gouttes d'un diamètre supérieur à 60 μm (Fig. 5.15 et Fig. 5.16).

Encore une fois, la vitesse axiale des gouttes dépend faiblement de leur taille et les mêmes tendances relevées dans le chapitre précédent sont encore observées : près de l'injecteur et de l'axe du spray des différences subsistent mais la zone est trop dense pour être résolue correctement. Lorsque l'on s'éloigne de l'axe les mesures PIV et PDA commencent à s'accorder et les petites gouttes qui avaient, en moyenne, une vitesse au centre plus élevée que les grosses (elles sont encore soumises à l'accélération du gaz) sont plus fortement ralenties à cause de leur faible inertie. En s'éloignant de l'injecteur, l'accord PIV – PDA s'améliore

fortement et à une distance de $11.25 D_{LO}$, il est tout à fait satisfaisant, que ce soit pour les vitesses axiales ou radiales. Une différence entre ces deux techniques subsiste seulement au centre de l'écoulement. Par ailleurs, les grosses gouttes conservent une vitesse axiale moyenne plus élevée grâce à leur inertie. Lorsque les petites gouttes entrent dans le champ d'action de la couronne de gaz externe, leur vitesse décroît fortement, raison pour laquelle les vitesses radiales dépendent fortement de leur diamètre.

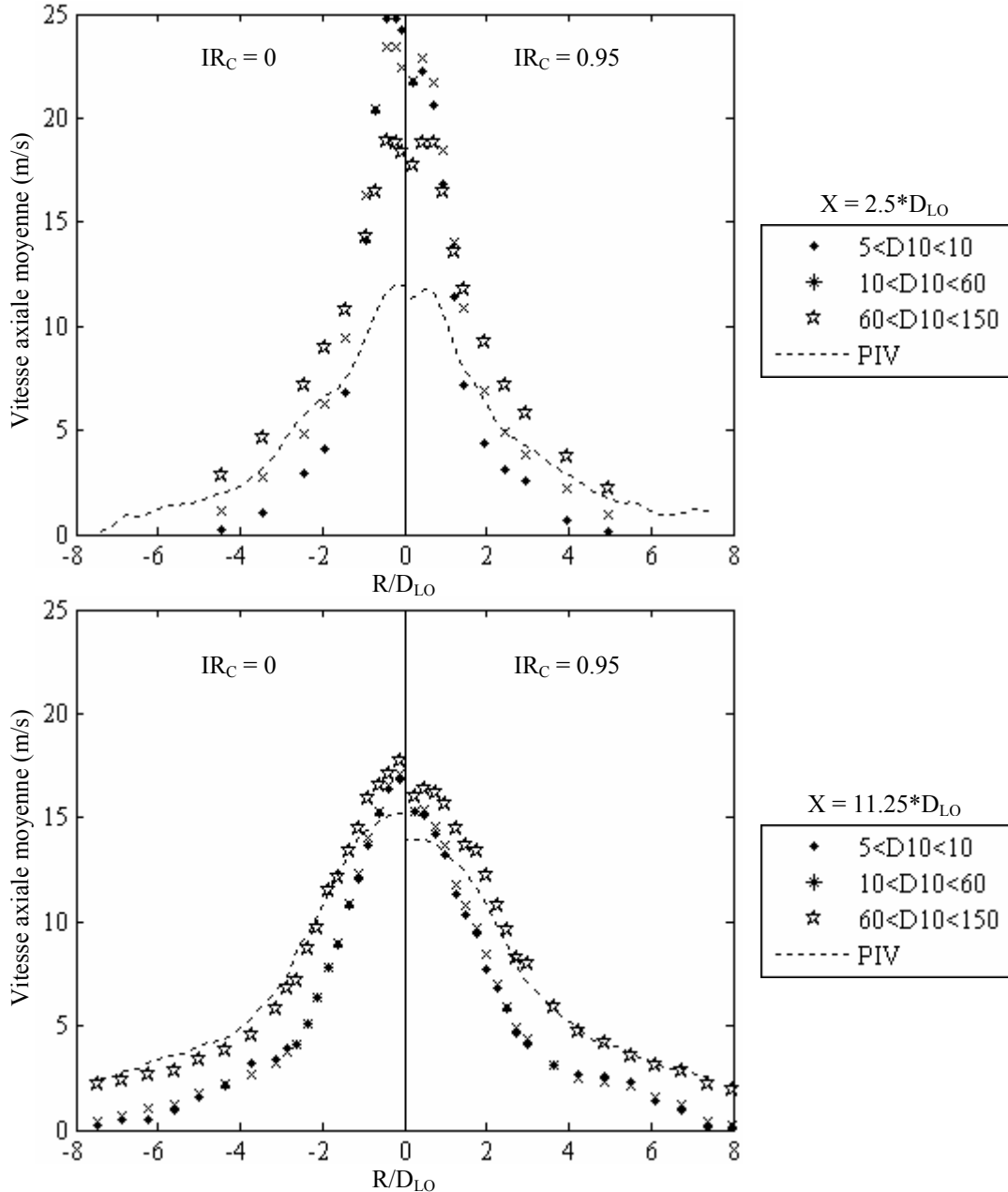


Fig. 5.15 : Evolution des vitesses axiales de gouttes en fonction de leur granulométrie et PIV, $J_C = 3.1$, $J_O = 2.6$ et $P_a = 0.3$ MPa sans ou avec rotation du gaz interne

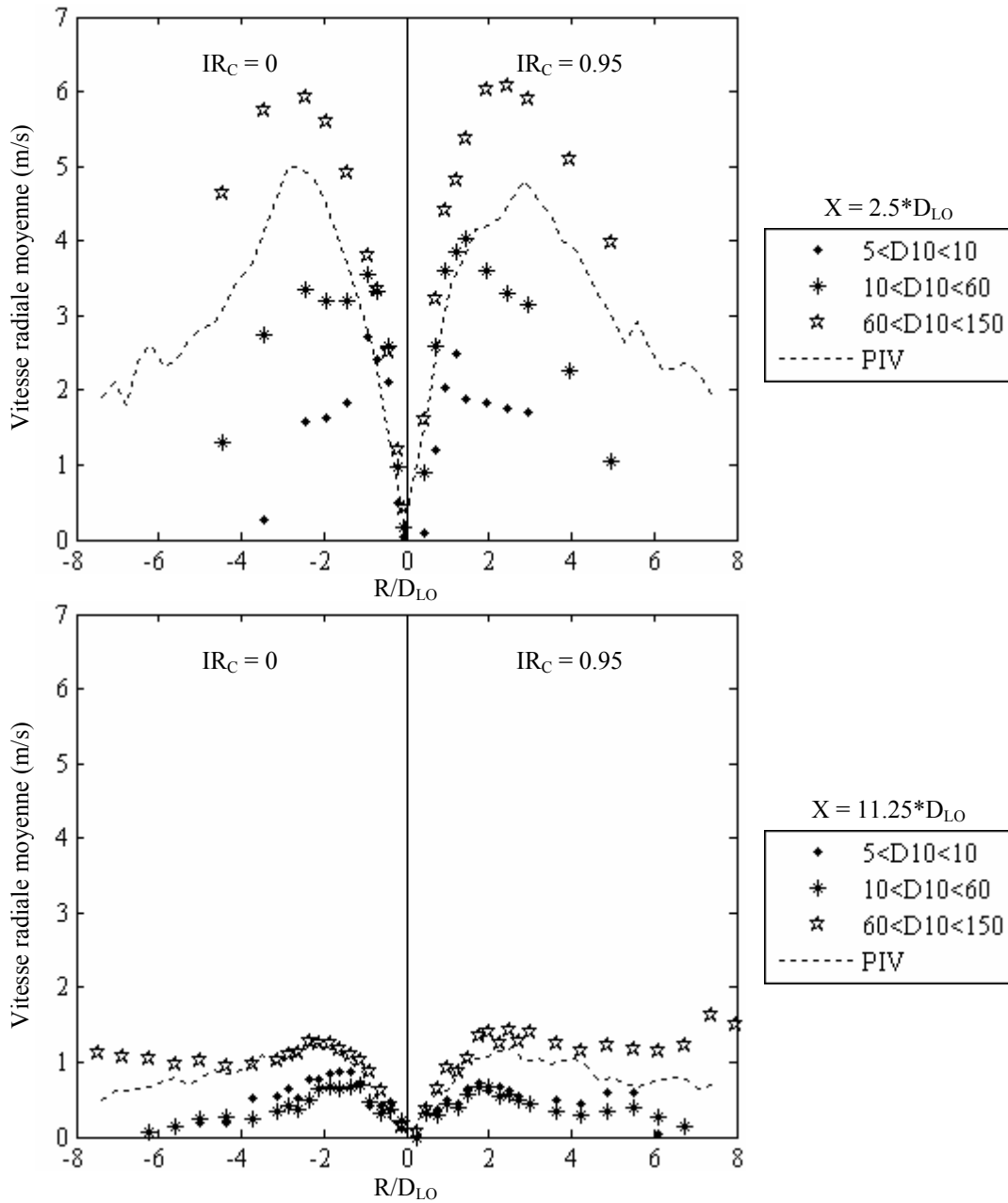


Fig. 5.16 : Evolution des vitesses radiales de gouttes en fonction de leur granulométrie et PIV, $J_C = 3.1$, $J_O = 2.6$ et $P_a = 0.3$ MPa sans ou avec rotation du gaz interne

De cette comparaison PIV - PDA, nous pouvons conclure que, lorsque la pulvérisation est suffisamment efficace et que de gros objets non sphériques ne sont plus produits, ces deux techniques, en considérant une limite inférieure des tailles de gouttes égale à $60 \mu\text{m}$, donnent des résultats tout à fait comparables. La PDA semble néanmoins plus capable de déterminer les vitesses dans des zones denses en particules mais avec un volume de mesure qui reste important.

2. Vitesse Axiale Moyenne

a. Forme Générale

La vitesse axiale des gouttes dépend faiblement de leur taille et la forme générale des profils de vitesse est de type gaussien dès que l'on s'éloigne suffisamment de l'injecteur, *i.e.* à une distance comprise entre 5 et 7.5 D_{LO} . Néanmoins le gaz externe rend les courbes moins « propres » que dans le chapitre précédent (Fig. 4.26), en accélérant les gouttes qui s'écartent de l'axe de l'écoulement. Comme nous l'avons noté antérieurement, une intensité de rotation élevée produit un minimum relatif près de l'injecteur ($2.5 D_{LO}$) lié à la forme du profil de vitesse du gaz à sa sortie (voir Chap. III.D.1.b) mais le taux de validation diminue également dans cette zone puisque le liquide n'est pas encore présent uniquement en phase dispersée. A une distance de 5 D_{LO} , un plateau de vitesse est observé au centre de l'écoulement : la nappe est déjà fortement atomisée et très peu de paquets liquides sont visibles. En l'absence de rotation du gaz, les courbes commencent alors à prendre une forme gaussienne (Fig. 5.17).

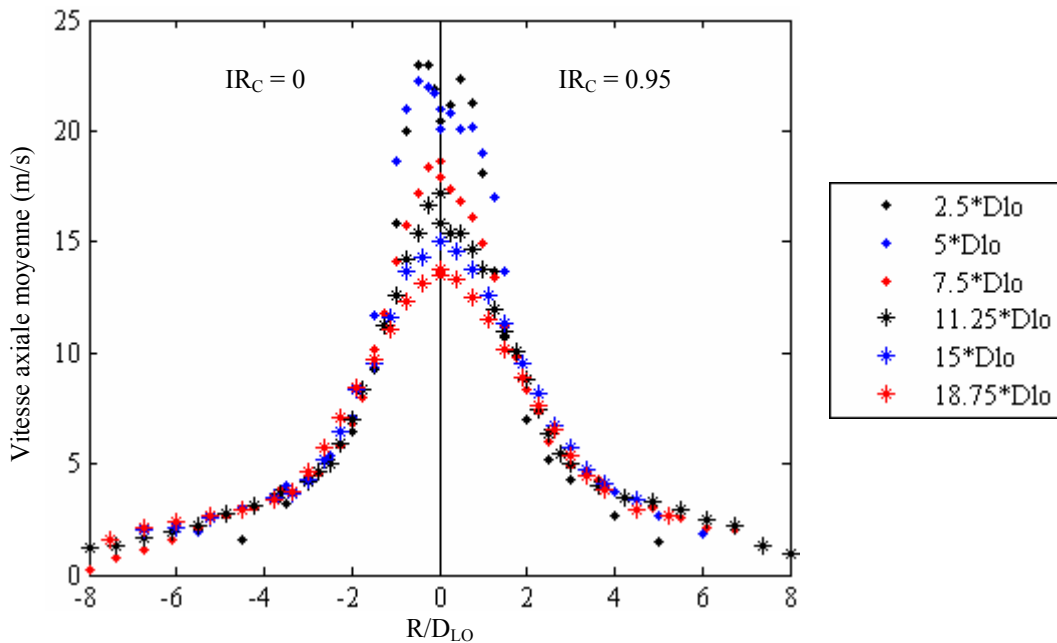


Fig. 5.17 : Profils radiaux de vitesse axiale moyenne, $J_C = 3.1$, $J_O = 2.6$ et $P_a = 0.3$ MPa

La pulvérisation est ici extrêmement rapide, le cône potentiel est quasiment inexistant, la vitesse a déjà entamé sa décroissance à une distance de 5 D_{LO} , et l'effet de la rotation du gaz est atténué par le co-courant gazeux externe. A partir de cette abscisse, l'écoulement devient auto-similaire (Fig. 5.18), et les profils radiaux de vitesse axiale moyenne ont une forme gaussienne dans la zone centrale, région qui nous intéresse le plus. Pour cette raison, les courbes seront assimilées à l' (Eq. 4.3) limitant ainsi le nombre de paramètres même si sur

les bords du spray la vitesse décroît beaucoup plus lentement que dans le cas exposé Chap. IV et qu'il faille aller très loin pour tendre vers 0.

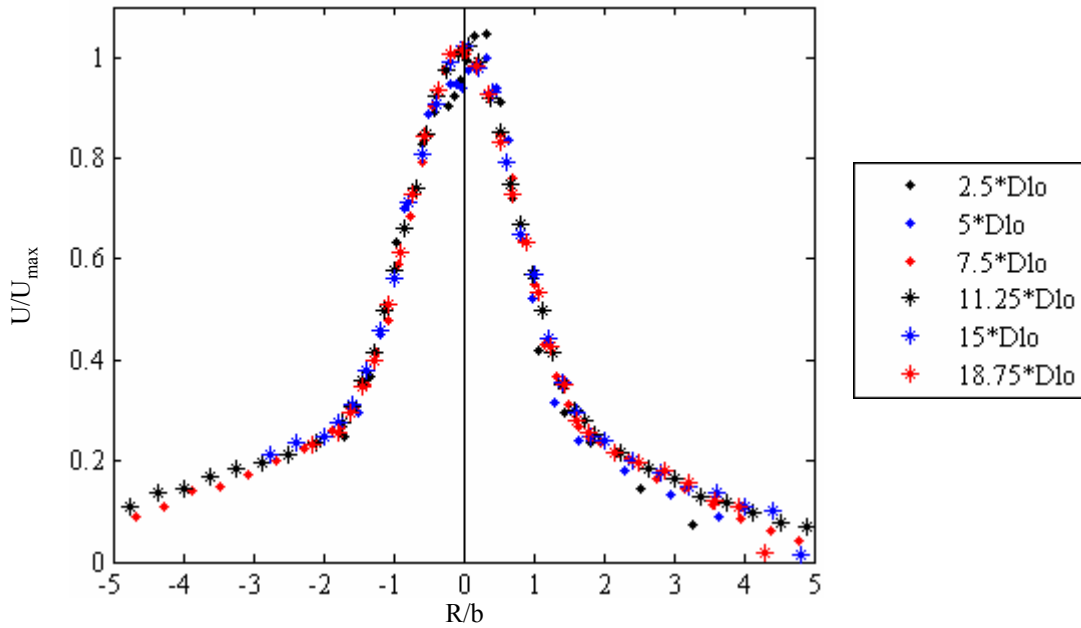


Fig. 5.18 : Profils radiaux de vitesse axiale moyenne, $J_C = 3.1$, $J_O = 2.6$ et $P_a = 0.3$ MPa, $IR_C = 0$

b. Écoulement sans Rotation du Gaz Interne

Le biais engendré par la taille du volume de mesure reste faible et atteint cette fois 3.5% maximum puisque $Y/b < 0.4$. Une fois de plus, la vitesse sur l'axe a été adimensionnée par la vitesse d'injection du gaz central puisque son influence reste majoritaire dans cette zone, le gaz externe permettant une meilleure atomisation de la nappe et une mise en régime plus rapide. L'écoulement n'est pas encore parfaitement établi pour $X = 2.5 D_{LO}$ (Fig. 5.19), raison pour laquelle les points de cette abscisse sont situés au dessus de la courbe. Le transfert de quantité de mouvement est plus difficile avec l'augmentation de J_C , ce qui explique la diminution du rapport U_C/U_{max} entre les abscisses 2.5 et $5 D_{LO}$ lorsque J_C est supérieur à 5. Enfin la pression ambiante n'a pas (ou peu) d'influence sur la forme des profils, ni sur les évolutions de U_C/U_{max} .

Par rapport au chapitre précédent, l'ordonnée à l'origine passe de 2.46 à 1.94, ce qui prouve l'action bénéfique du gaz externe à aider à l'accélération des gouttes dans la zone centrale. De plus le coefficient directeur de la droite (0.14) devient très proche de celui observé par Kataoka et col. (1982) dans l'étude d'un jet simple (0.16) puisque le flux de quantité de mouvement du gaz externe contribue à la mise en régime de l'écoulement. Il convient toutefois de rappeler que la vitesse du gaz externe n'est pas prise en compte. Le volume de gaz injecté est également plus important et cette étude se rapproche de celle d'un

jet homogène. Enfin, lorsque le rapport J_O/J_C augmente, le rapport U_C/U_{max} diminue faiblement.

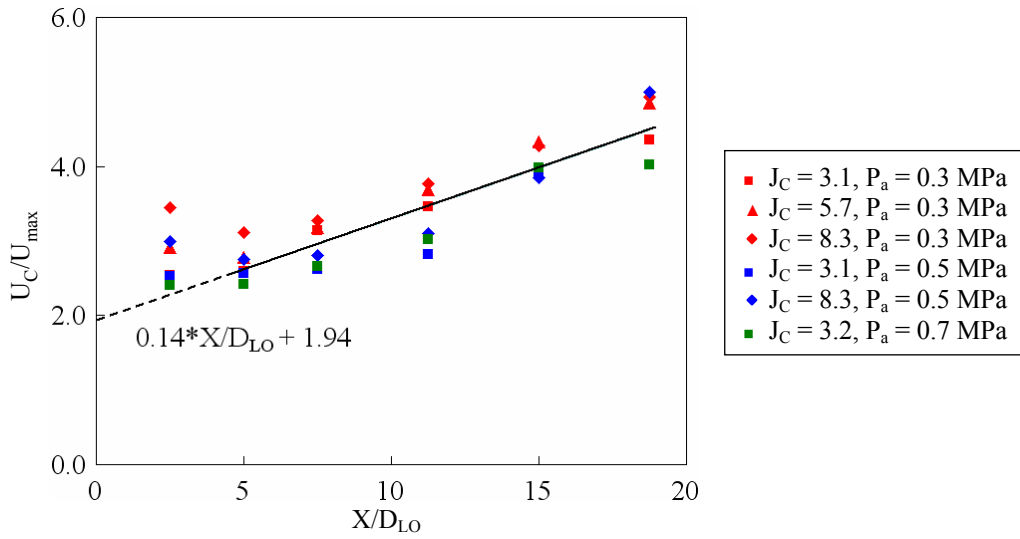


Fig. 5.19 : Evolution de U_C/U_{max} , $IR_C = 0$, $J_O = 2.6$

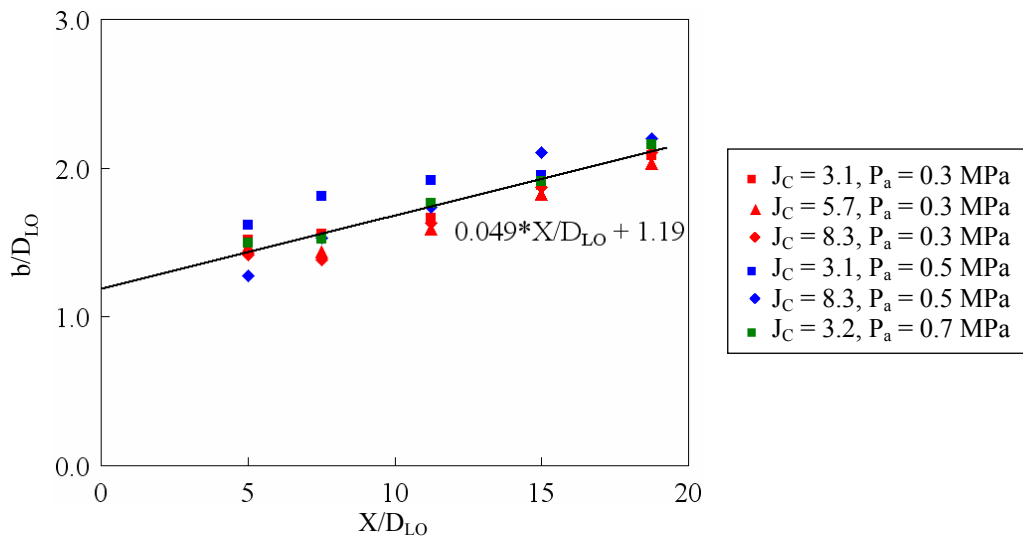


Fig. 5.20 : Evolution du rayon de demi propriété, $IR_C = 0$, $J_O = 2.6$

Le rayon de demi-propriété (Fig. 5.20) reste indépendant des conditions de sortie de l'injecteur et de la pression ambiante mais se caractérise par une ordonnée à l'origine plus élevée (1.19 contre 0.85), puisque que l'ajout du co-courant externe est responsable de l'expansion rapide du spray dans le champ proche. Cependant, elle reste inchangée si ce rayon est adimensionné par le diamètre extérieur de la nappe annulaire de gaz. On peut donc considérer que l'écoulement produit par l'atomisation d'une nappe annulaire liquide par un ou deux co-courant(s) gazeux est un mélange pseudo-homogène. Par contre, le coefficient

directeur est beaucoup plus faible (0.049 au lieu de 0.092), montrant que, suite à un éclatement initial important, le jet externe contient finalement l'expansion radiale du spray.

c. Ecoulement avec Rotation du Gaz Interne

Lorsque le gaz est animé d'un mouvement tourbillonnaire, l'équation de la droite U_C/U_{max} reste quasiment inchangée (Fig. 5.21) puisque le gaz externe atténue fortement les effets de la rotation du gaz et l'influence de la pression ambiante est encore une fois négligeable. Ici, la forme gaussienne de l'écoulement a été considérée seulement à une distance axiale de $7.5 D_{LO}$ contre $5 D_{LO}$ dans le cas précédent, à cause d'un minimum relatif sur l'axe du spray près de l'injecteur qui forme un plateau de vitesse, majorant légèrement l'ordonnée à l'origine par rapport à l'étude précédente. Ce minimum relatif croît avec la vitesse du gaz et donc de J_C , causant ainsi une augmentation du rapport U_C/U_{max} .

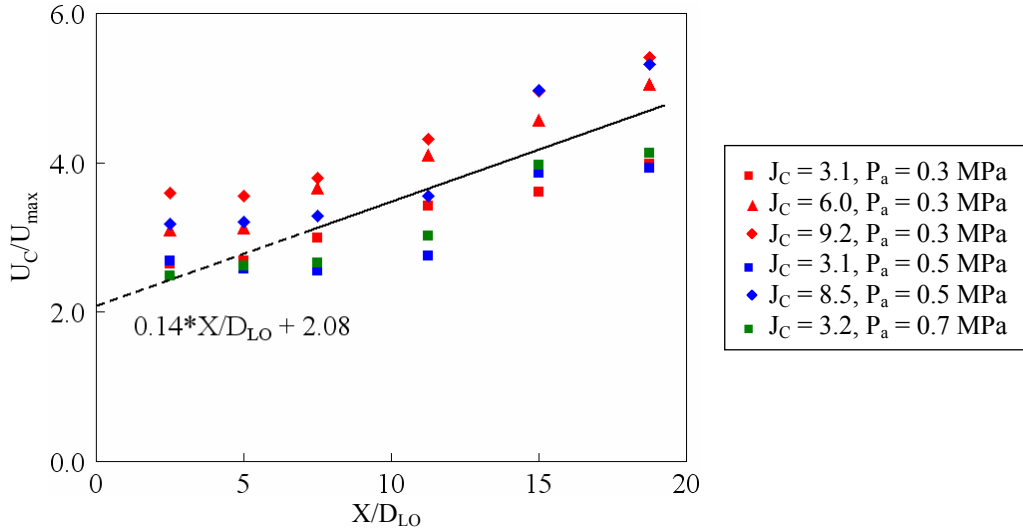


Fig. 5.21 : Evolution de U_C/U_{max} , $IR_C = 0.95$, $J_O = 2.6$

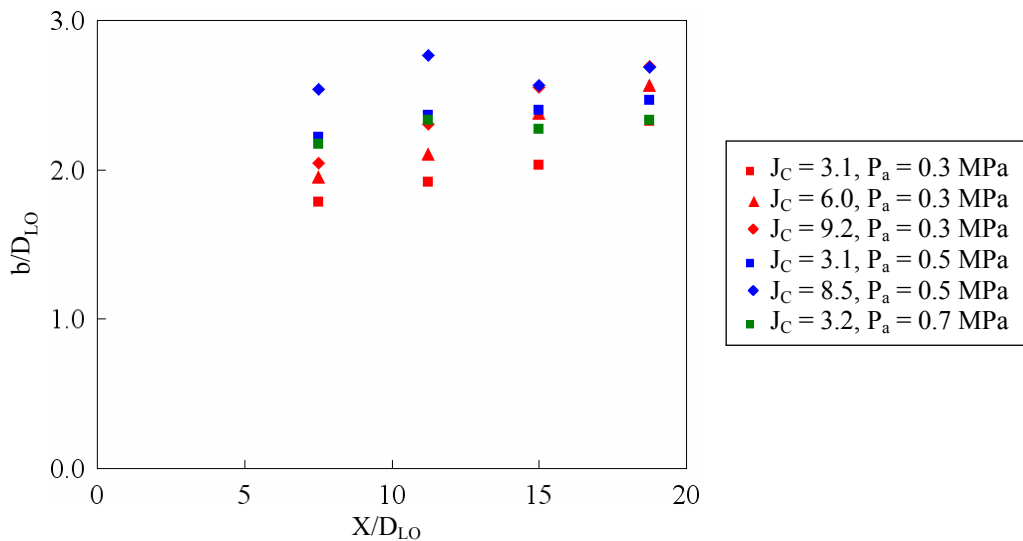


Fig. 5.22 : Evolution du rayon de demi propriété, $IR_C = 0.95$, $J_O = 2.6$

Il en résulte une croissance plus importante du rayon de demi-propriété car la zone centrale va interagir plus rapidement avec le gaz externe (Fig. 5.22). Comme lors du chapitre précédent, la rotation du gaz provoque une augmentation rapide de ce rayon, mais celui-ci évolue ensuite faiblement lorsque l'on s'éloigne de l'injecteur.

3. Vitesse Radiale Moyenne (Fig. 5.23)

Le comportement de la vitesse radiale moyenne des gouttes est tout à fait comparable à celui décrit dans le chapitre précédent. La différence essentielle est liée au gainage du co-courant externe qui limite sa valeur maximale puisque les particules éjectées radialement ne peuvent plus avoir une trajectoire balistique. Encore une fois, aucune inversion de la vitesse n'est observée loin de l'injecteur lorsque l'on s'écarte de l'axe du spray.

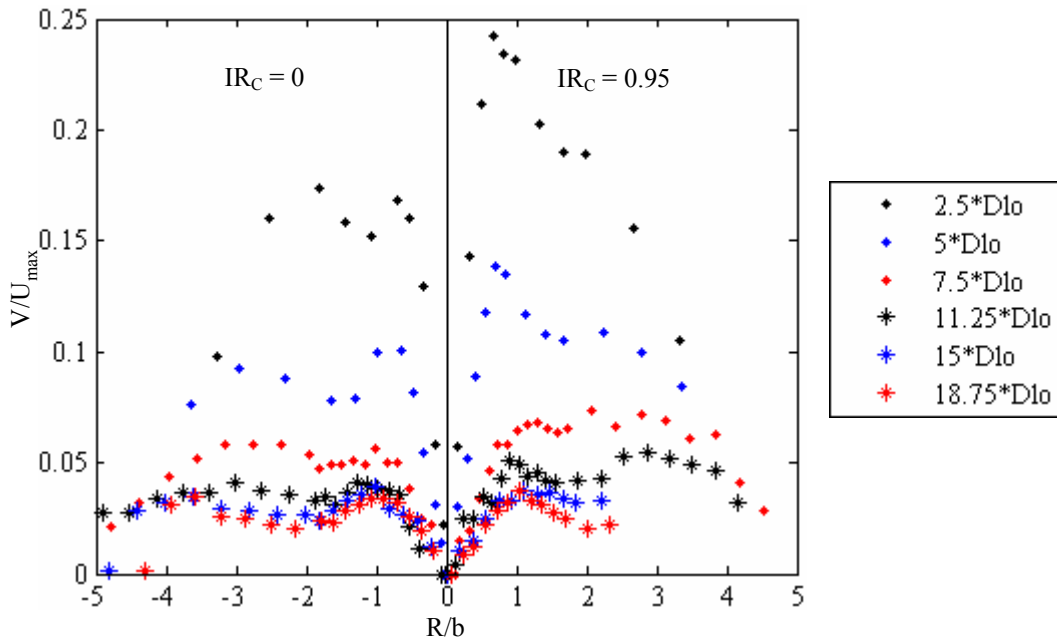


Fig. 5.23 : Profils radiaux de vitesse radiale moyenne, $J_C = 3.1$, $J_O = 2.6$ et $P_a = 0.3$ MPa

4. Turbulence

a. Moyenne des Fluctuations de la Vitesse Axiale

Comme précédemment, le gaz externe atténue les effets de la rotation du gaz et les profils de $\sqrt{u'^2}/U_{max}$ deviennent comparables (Fig. 5.24). A une distance de $2.5 D_{LO}$ de l'injecteur, la moyenne des fluctuations de la vitesse axiale augmente de la périphérie vers le centre du spray puis présente une faible diminution sur l'axe. Pour les positions suivantes une nette diminution est observée au centre de l'écoulement et la forme du profil est très semblable à celle observée pour deux jets coaxiaux gazeux (Bradbury, 1965). L'écoulement

devient rapidement auto-similaire dans cette zone (au-delà de $7.5 D_{LO}$), ce qui montre que le mélange est extrêmement efficace.

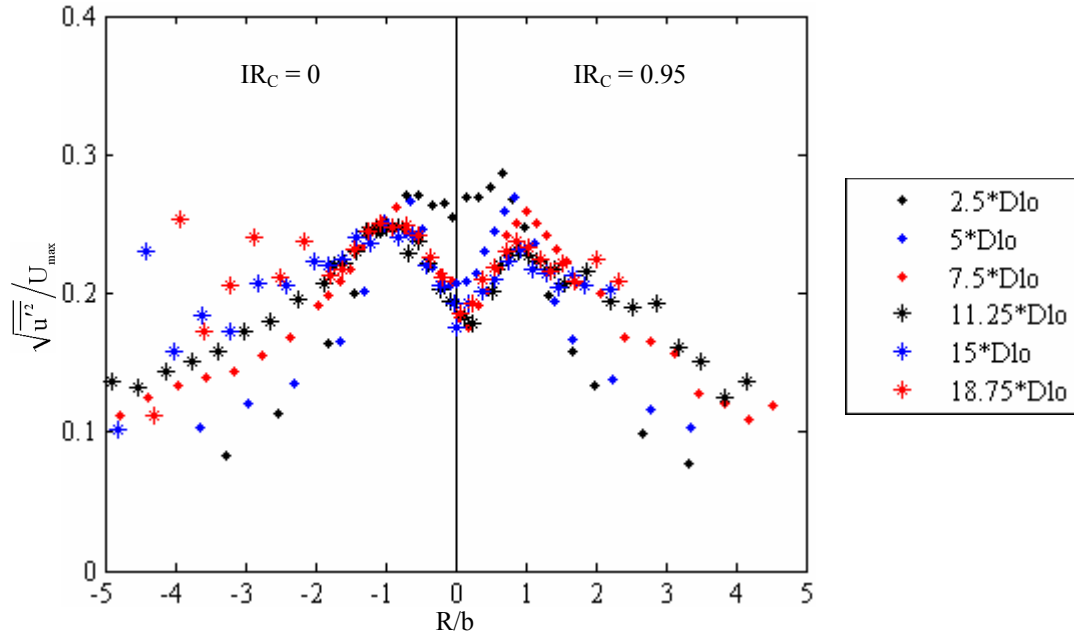


Fig. 5.24 : Profils radiaux de la moyenne des fluctuations de la vitesse axiale des gouttes, $J_C = 3.1$, $J_O = 2.6$ et $P_a = 0.3$ MPa

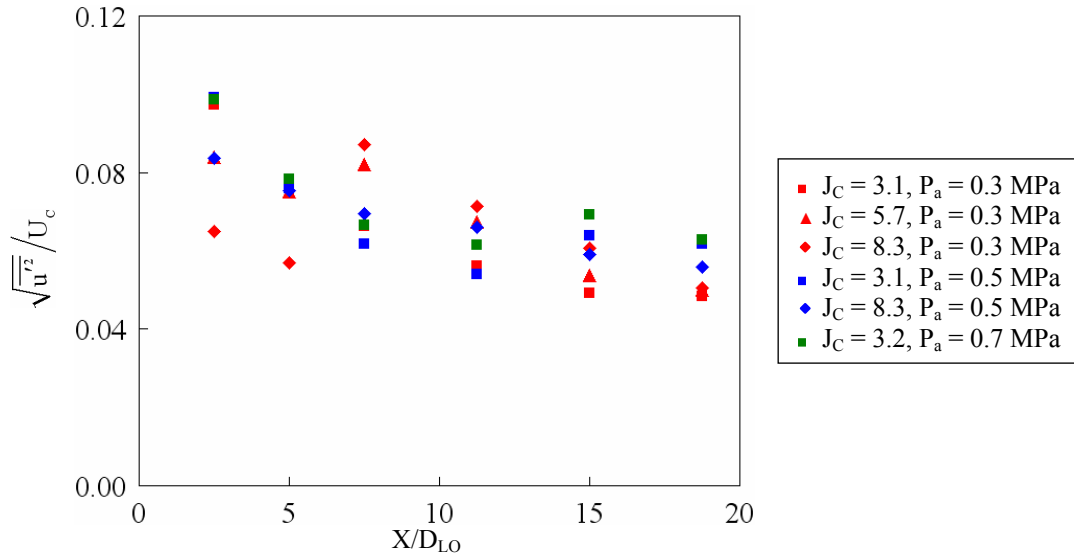


Fig. 5.25 : Evolution axiale de la moyenne des fluctuations de la vitesse axiale des gouttes, $IR_C = 0$, $J_O = 2.6$

Sur les Fig. 5.25 et 5.26, la moyenne des fluctuations de la vitesse axiale diminue lorsque l'on s'éloigne de l'injecteur puis semble atteindre un plateau. Ici la baisse intervient dès le début des mesures alors que pour un jet simple, Crow et Champagne (1971) ont montré que la distance à l'injecteur doit dépasser 10 diamètres avant de commencer à décroître. Près

de l'injecteur, une augmentation de J_C conduit à une baisse plus rapide de la turbulence prouvant une mise en régime plus rapide et la rotation du gaz conduit à une diminution de ces fluctuations. La pression quand à elle ne semble pas avoir d'influence significative.

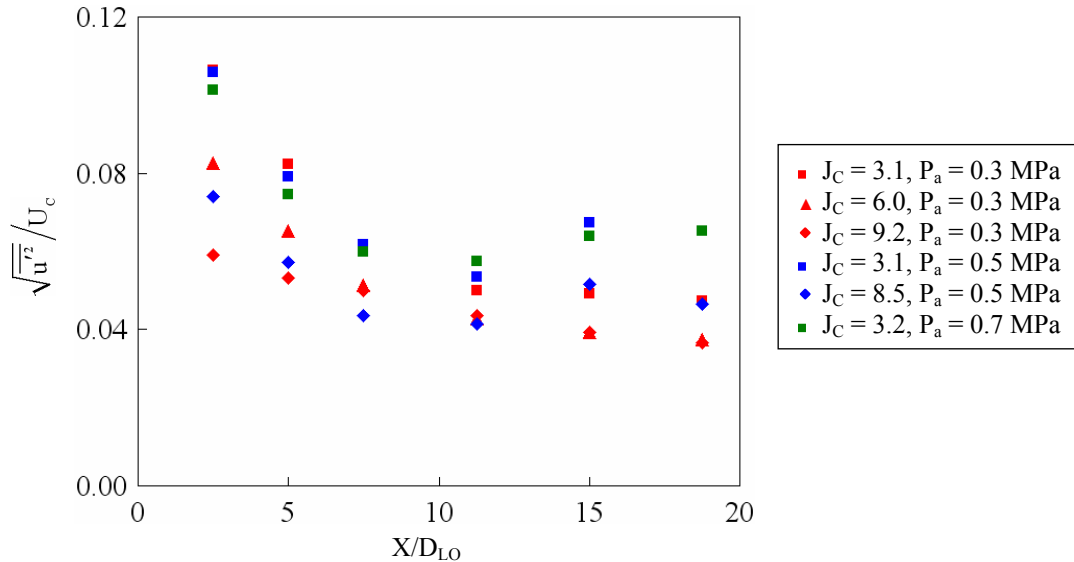


Fig. 5.26 : Evolution axiale de la moyenne des fluctuations de la vitesse axiale des gouttes, $IR_C = 0.95, J_O = 2.6$

b. Spectre de l'Intervalle de Temps d'Arrivée entre Deux Gouttes

La forme particulière du profil de la moyenne des fluctuations de la vitesse axiale près de l'injecteur et la production périodique de l'« arbre de Noël » à sa sortie, nous amène à supposer que l'intermittence de la formation des gouttes est responsable de la première observation. Lavergne et col. (1993) ont déjà analysé la fréquence des instabilités avec un microphone jusqu'à 900 Hz. Il semble donc tout à fait intéressant de comparer les fréquences de passage des gouttes avec celles de formation de l'« arbre de Noël ». Comme l'amélioration de la pulvérisation rend les mesures difficiles à l'aide des visualisations, la PDA fournit une alternative à la détermination de ces fréquences.

Dans un premier temps, une Transformée de Fourier Rapide de l'intervalle de temps d'arrivée entre deux gouttes a été réalisée sans donner de résultats. Puis, les fluctuations de vitesse ont été considérées de la même manière que Villiermaux et col. (1994), sans plus de succès. Les estimateurs spectraux ont été développés au début par Mayo (1974), qui précise que le taux d'acquisition des données doit être élevé pour ce type d'étude. Plus récemment, Tummers et Passchier (1996) et Nobach (2002), ont développé des méthodes d'auto-corrélation permettant la recherche de fréquences caractéristiques des fluctuations de vitesse et de l'intervalle de temps entre deux particules respectivement. Afin de déterminer les coefficients d'auto-corrélation, un intervalle de temps Δt choisi au départ, détermine la

dimension de la fenêtre de calcul. Puis la fonction cumulative des Δt est établie dans cette fenêtre et l'axe des temps est divisé en N intervalles de largeur constante. Enfin, l'auto-corrélation est réalisée entre les différentes fenêtres avec les coefficients (Eq. 5.2) développés par Mayo (1974), $H(k\Delta t)$ représentant le nombre de produits croisés et $\text{Sum}(k\Delta t)$ leur somme.

$$\hat{R}(k\Delta t) = \frac{\text{Sum}(k\Delta t)}{H(k\Delta t)} \quad (5.2)$$

Cette méthode nécessite un grand nombre de données dépendant de la fréquence recherchée. Généralement, le nombre de données (5 000 particules) utilisé ici est insuffisant pour réaliser ce calcul. Néanmoins, pour une condition particulière, ($J_C = 3.1$, $IR_C = 0$, $J_O = 2.8$, $IR_O = 0$ et $P_a = 0.1$ MPa), la considération de 50 000 particules au centre de l'écoulement à une distance de l'injecteur comprise entre 2.5 et 18.75 D_{LO} le rendent possible.

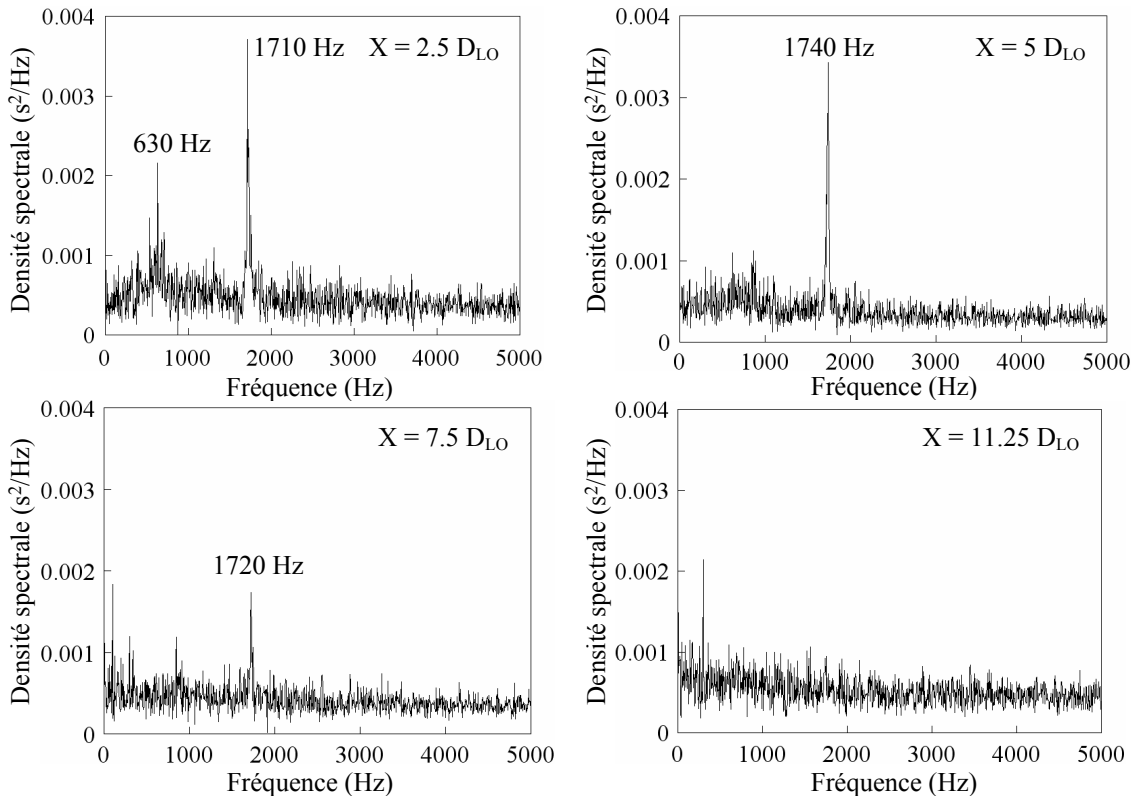


Fig. 5.27 : Densité spectrale de l'intervalle de temps d'arrivée entre deux gouttes
 $J_C = 3.1$, $IR_C = 0$, $J_O = 2.8$, $IR_O = 0$ et $P_a = 0.1$ MPa

Les résultats proposés Fig. 5.27 ont permis de retrouver les fréquences observées en visualisation rapide et la turbulence importante rencontrée près de l'injecteur est en fait une intermittence liée à la création périodique de l'« arbre de Noël ». A une distance proche de l'injecteur (2.5 D_{LO}), un pic principal apparaît nettement à 1710 Hz, proche de celui observé en tomographie rapide à 1795 Hz lié à la combinaison des influences des gaz interne et externe. Le gaz externe seul est responsable, quant à lui, d'une fréquence de battements de la

nappe de type Kelvin-Helmholtz à 1360 Hz. Ce pic est également visible à une distance de $5 D_{LO}$, s'étirole à $7.5 D_{LO}$ puis disparaît ensuite à cause du mélange se produisant après l'éclatement de la nappe. Un second pic apparaît près de l'injecteur à 630 Hz et on peut penser que le gaz interne en est à l'origine puisque la fréquence de battements sans gaz externe de cette condition est de 605 Hz. Par ailleurs, nous avons vu précédemment que le gaz interne est essentiel à la formation du régime « arbre de Noël » et il est probable que son effet se fasse ressentir près de l'injecteur avant que le gaz externe n'interagisse violemment avec l'écoulement central.

c. Moyenne des Fluctuations de la Vitesse Radiale (Fig. 5.28)

Près de l'injecteur, de fortes fluctuations de vitesse radiale apparaissent encore, liées à l'atomisation en « arbre de Noël » mais qui finalement sont réduites par rapport au chapitre précédent, puisque le gaz externe va interagir rapidement avec les gouttes expulsées de la zone centrale. Le comportement reste identique près de l'injecteur puisque sa valeur va augmenter dans un premier temps avant de diminuer. Ensuite, en aval, le maximum est observé au centre de l'écoulement tandis que la fluctuation baisse lorsque l'on s'éloigne du centre de l'écoulement. Une augmentation apparaît lorsque l'on atteint une distance à l'axe de $2 b$ liée à un écart de vitesse de plus en plus important entre les petites gouttes fortement ralenties par le gaz et les grosses qui ont plutôt une trajectoire balistique. Le gaz externe atténue une fois de plus l'effet de la rotation du gaz et, finalement, il n'y a que près de l'injecteur que la fluctuation atteint un niveau plus élevé.

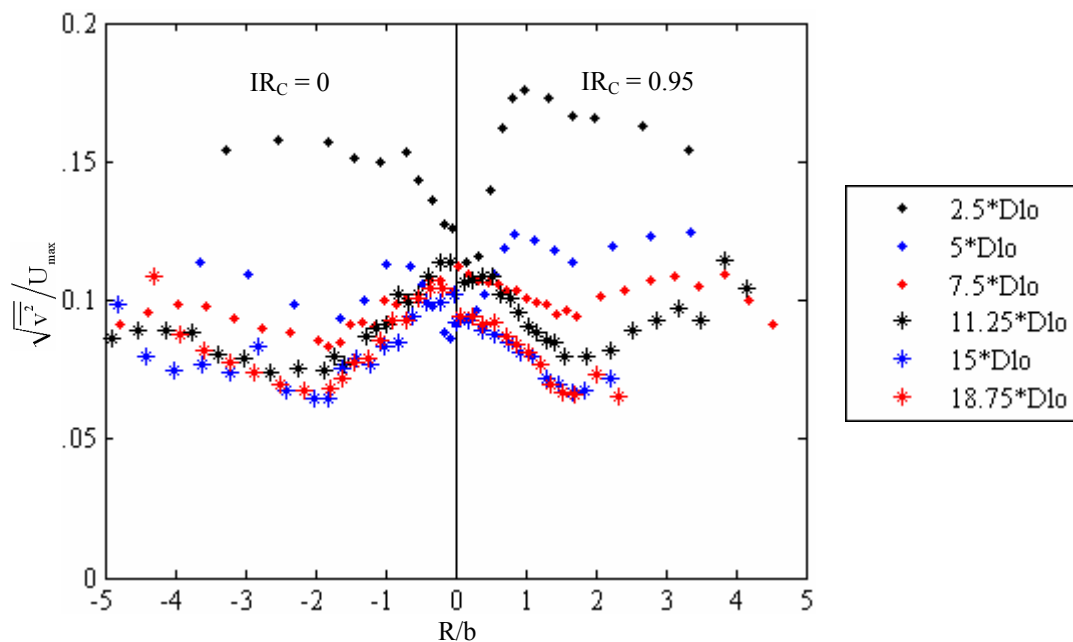


Fig. 5.28 : Profils radiaux de la moyenne des fluctuations de la vitesse radiale des gouttes, $J_C = 3.1$, $J_O = 2.6$ et $P_a = 0.3$ MPa

5. Granulométrie du Spray

a. Propriétés Générales - Effets de la Rotation du Gaz Interne

Sur la Fig. 5.29, et comme pour le chapitre précédent, une forte augmentation de la concentration en gouttes se produit en s'éloignant de l'axe du spray jusqu'à une distance axiale de $11.25 D_{LO}$, avant une décroissance en périphérie du spray. Comme la pulvérisation est maintenant très efficace, les visualisations n'ont pas permis d'observer ce cône. Après un fort accroissement de cette concentration lié à l'atomisation de la nappe, cette dernière diminue lorsque la distance à l'injecteur dépasse $7.5 D_{LO}$ car la dispersion des gouttes augmente.

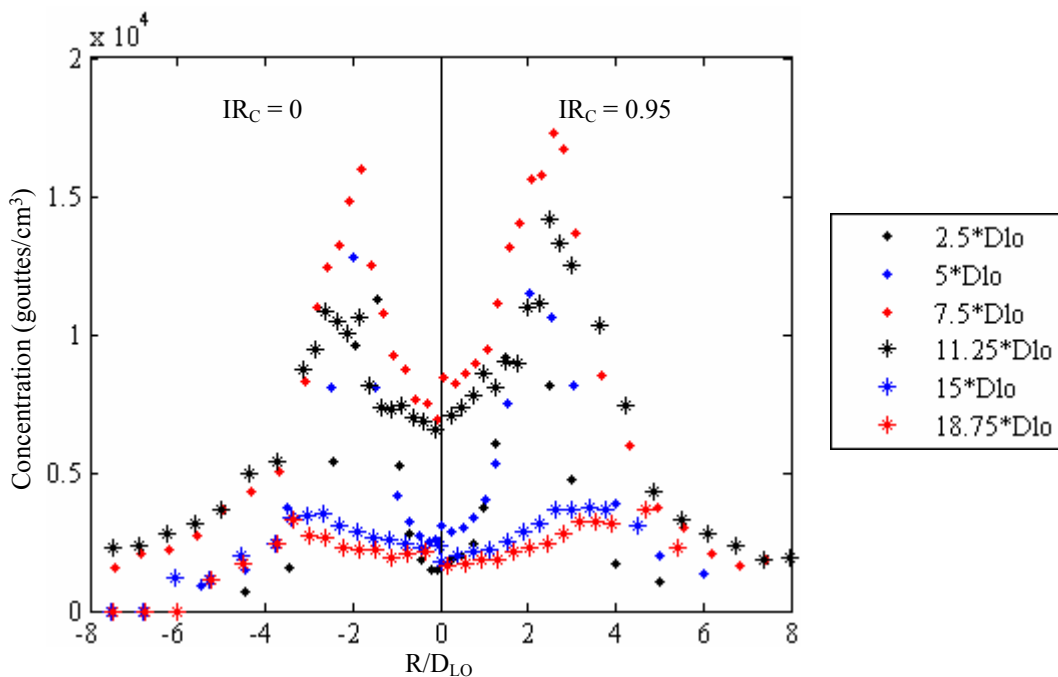


Fig. 5.29 : Profils radiaux de la concentration en gouttes, $J_C = 3.1$, $J_O = 2.6$, et $P_a = 0.5$ MPa

Une représentation des histogrammes de taille de gouttes au début de la phase dispersée (Fig. 5.30) montre que très peu de gouttes ont un diamètre supérieur à $150 \mu\text{m}$. La combinaison gaz interne/externe est donc très efficace pour produire des particules de faible diamètre et celles d'un diamètre inférieur à $15 \mu\text{m}$ sont majoritaires au centre de l'écoulement. Lorsque l'on s'en éloigne, les efforts aérodynamiques du gaz sur les gouttes diminuent et les histogrammes se déplacent vers des diamètres plus élevés. En atteignant les frontières du spray, de grosses gouttes subsistent ; produites dès la sortie de l'injecteur, elles se sont écartées de la zone centrale et le gaz externe, bien que diminuant grandement leur nombre, n'a pu les réduire en totalité.

La forme des profils de D_{32} (Fig. 5.31) est comparable avec celle obtenue par Li et Shen (1999) et avec celle du chapitre précédent, *i.e.* que le diamètre caractéristique augmente

du centre vers la périphérie du spray. On note également un plateau près de l'axe et non observé dans l'étude sans gaz externe puisqu'il accroît le mélange et homogénéise les tailles de gouttes au centre de l'écoulement. A des distances de 2.5 et $5 D_{LO}$, le D_{32} obtenu est plus faible puisque de fines gouttes sont arrachées à la nappe liquide mais celle-ci n'est pas encore complètement atomisée. Cela se traduit par une forte baisse de la concentration en gouttes dans cette zone (Fig. 5.29). Par ailleurs, la Fig. 5.31 montre qu'une fois la nappe atomisée, l'évolution axiale du D_{32} est quasi nulle, montrant ainsi que les atomisations primaire et secondaire se produisent à une distance proche de l'injecteur.

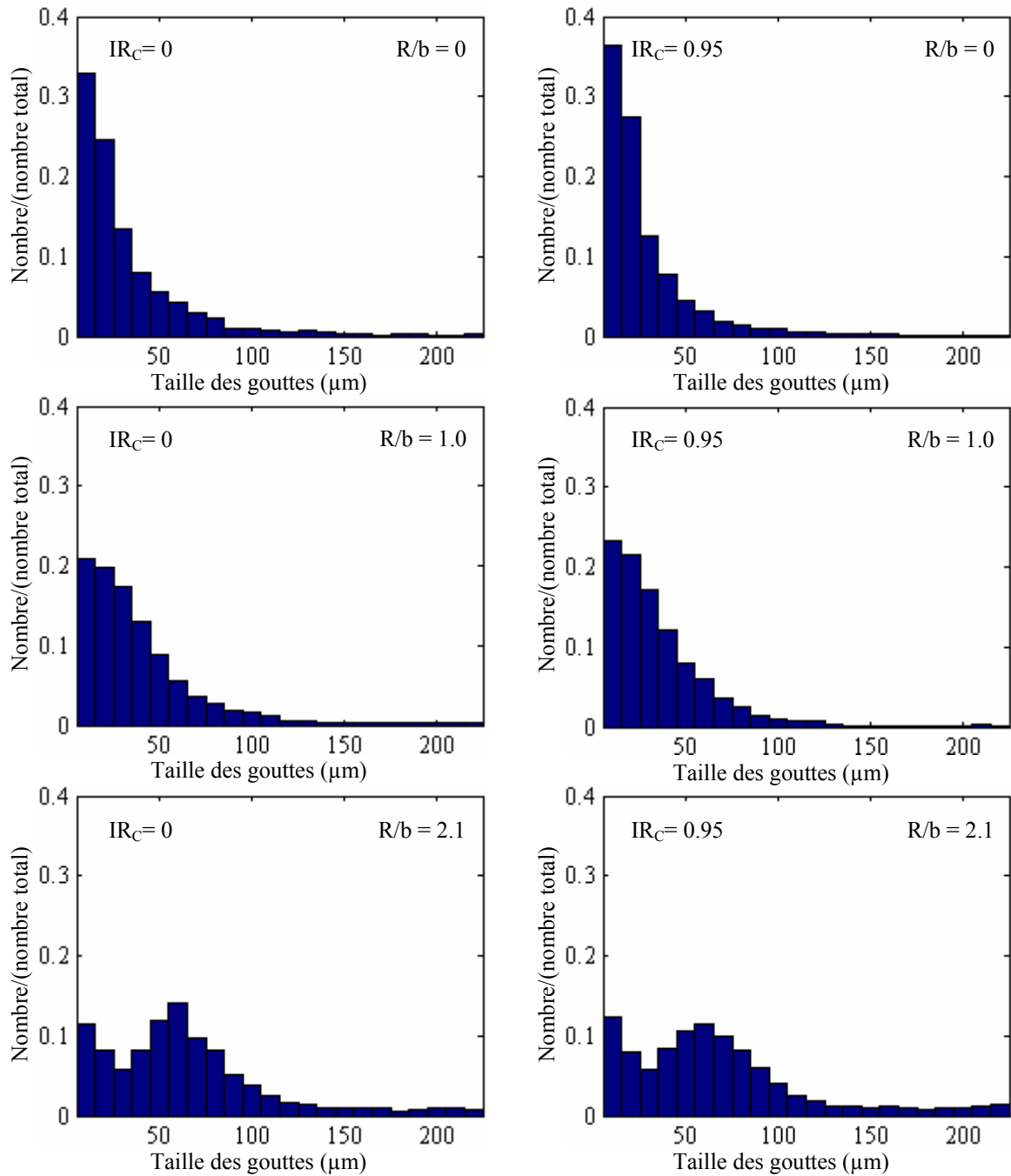


Fig. 5.30 : Histogrammes de taille des gouttes, $X = 7.5 D_{LO}$, $J_C = 3.1$, $J_O = 2.6$ et $P_a = 0.3$ MPa

La rotation du gaz interne provoque une faible diminution du D_{32} (Fig. 5.31) mais la zone centrale s'élargit et son évolution radiale est moins forte du centre vers la périphérie du spray. Enfin, le gaz externe conduit à une forte réduction des fluctuations de la vitesse axiale des gouttes et l'homogénéisation due à la rotation du gaz dans le chapitre précédent, est nettement atténuée (Fig. 5.32).

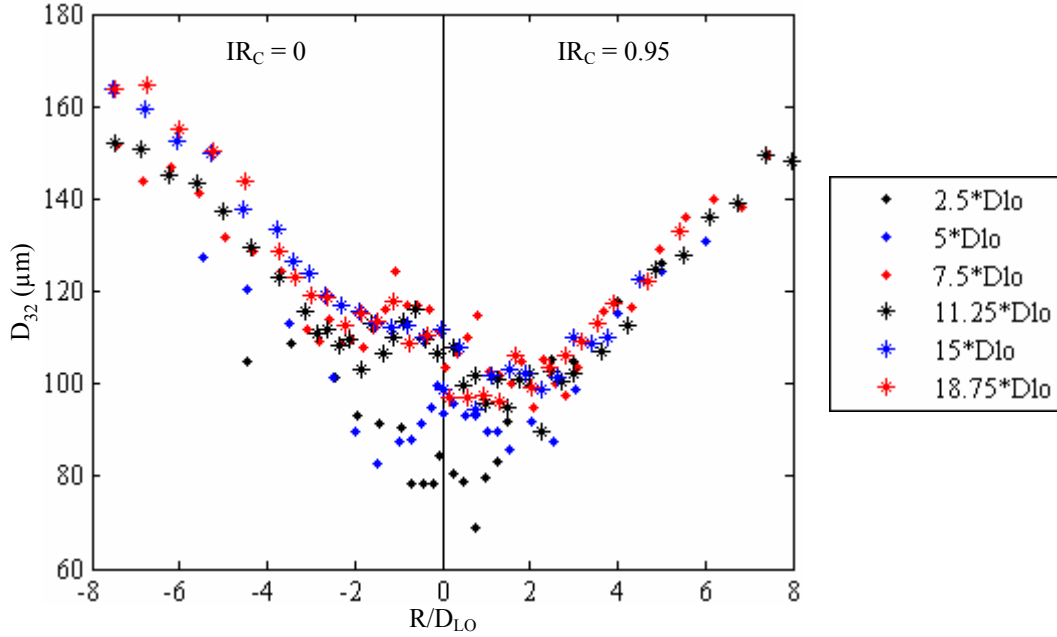


Fig. 5.31 : Profils radiaux du D_{32} des gouttes, $J_C = 3.1$, $J_O = 2.6$ et $P_a = 0.5$ MPa

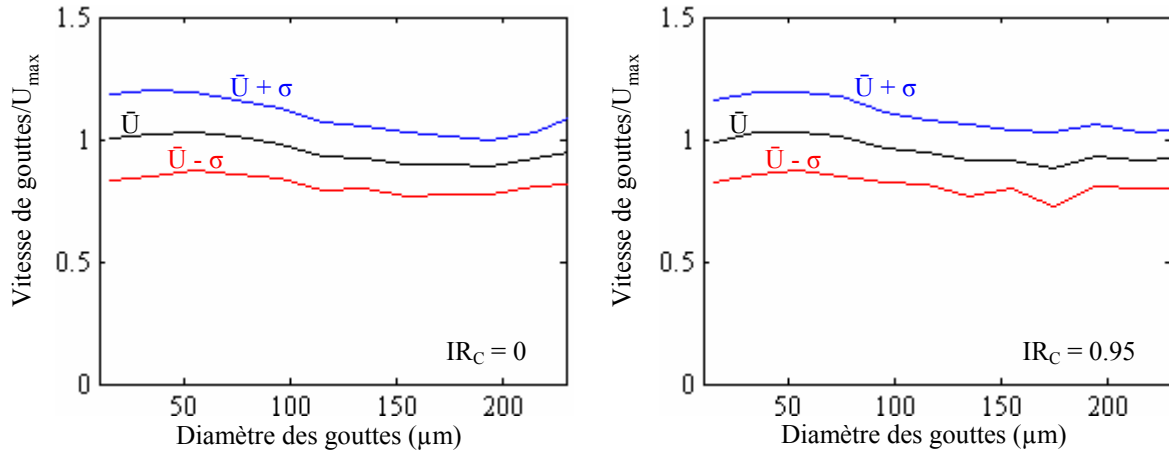


Fig. 5.32 : Représentation de la vitesse moyenne des gouttes et de son écart type sur l'axe, $X = 7.5 D_{Lo}$, $J_C = 3.1$, $J_O = 2.6$ et $P_a = 0.5$ MPa

b. Effet du J_C

La Fig. 5.33 montre, en effet, que très peu de grosses gouttes subsistent contrairement au cas présenté Fig. 4.41, montrant l'utilité du gaz externe pour réduire la taille des gouttes de grande dimension. Comme pour les images des visualisations rapides, la violence de

l'atomisation s'accroît avec l'augmentation de J_C et les gouttes produites ont un diamètre beaucoup plus faible. Les mesures de PDA (Fig. 5.34) confirment cette tendance puisque les gouttes atteignent, au centre de l'écoulement, un diamètre moyen de Sauter d'environ 80 μm lorsque $J_C = 8.3$ contre 110 μm pour $J_C = 3.1$. En revanche, sur les bords du spray, les valeurs du D_{32} sont comparables, le gaz interne influençant principalement la zone centrale de l'écoulement.

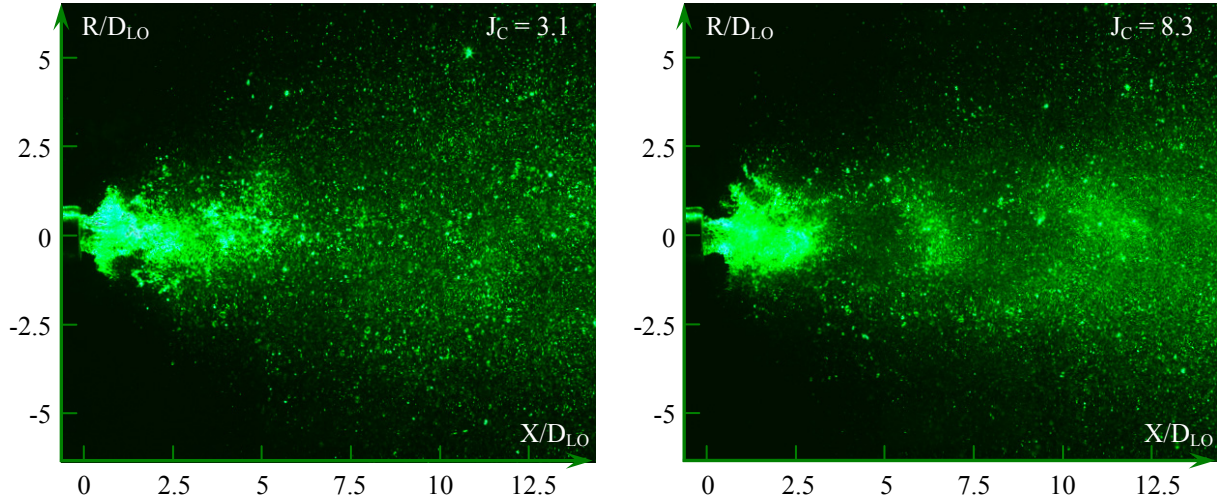


Fig. 5.33 : Images instantanées de l'écoulement, $J_O = 2.6$, $P_a = 0.3$ MPa et $IR_C = 0$

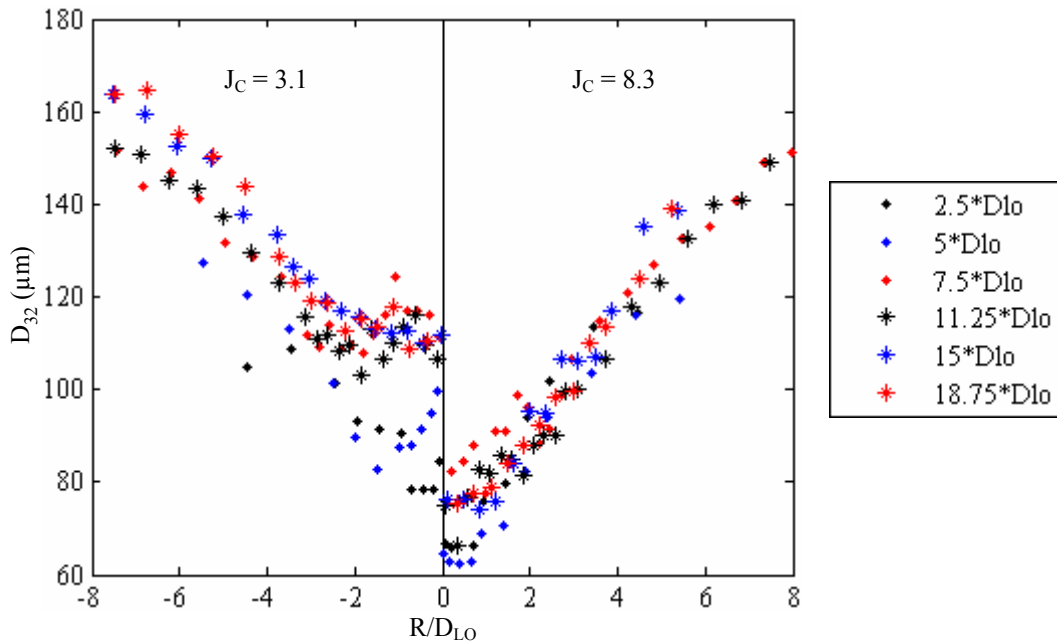


Fig. 5.34 : Profils radiaux du diamètre moyen de Sauter des gouttes, $J_O = 2.6$, $P_a = 0.3$ MPa et $IR_C = 0$

c. Effet de la Pression Ambiante à J constant

Sur la Fig. 5.35, la zone dense du spray semble moins étendue radialement mais nous avons vu au paragraphe précédent que la pression ambiante n'avait pas d'influence notable sur l'angle du spray (B.1). La Fig. 5.36 montre que le D_{32} augmente avec la pression réduisant la concentration en gouttes et expliquant la première observation.

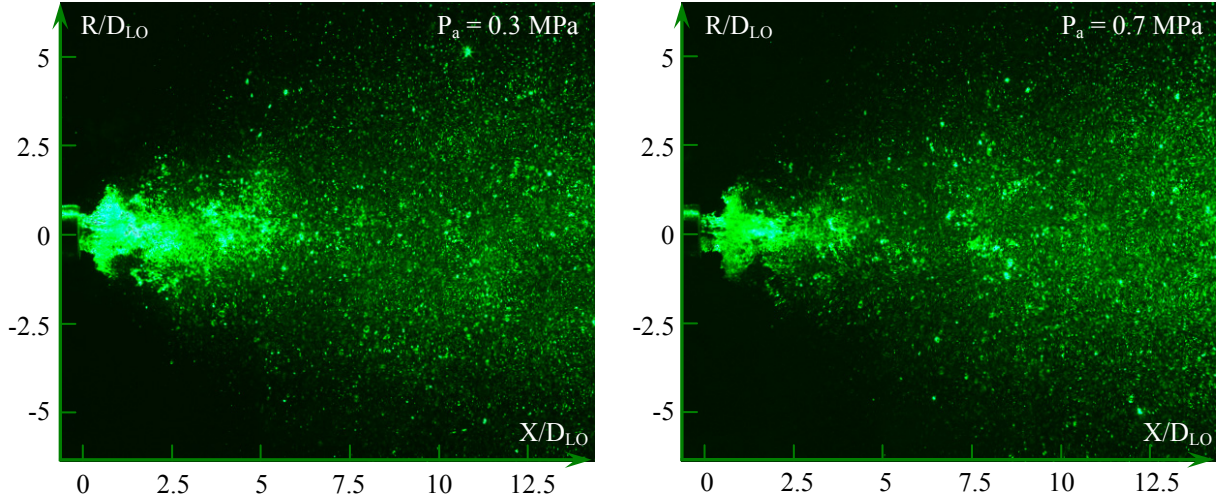


Fig. 5.35 : Images instantanées de l'écoulement, $J_C = 3.1$, $J_O = 2.6$ et $IR_C = 0$

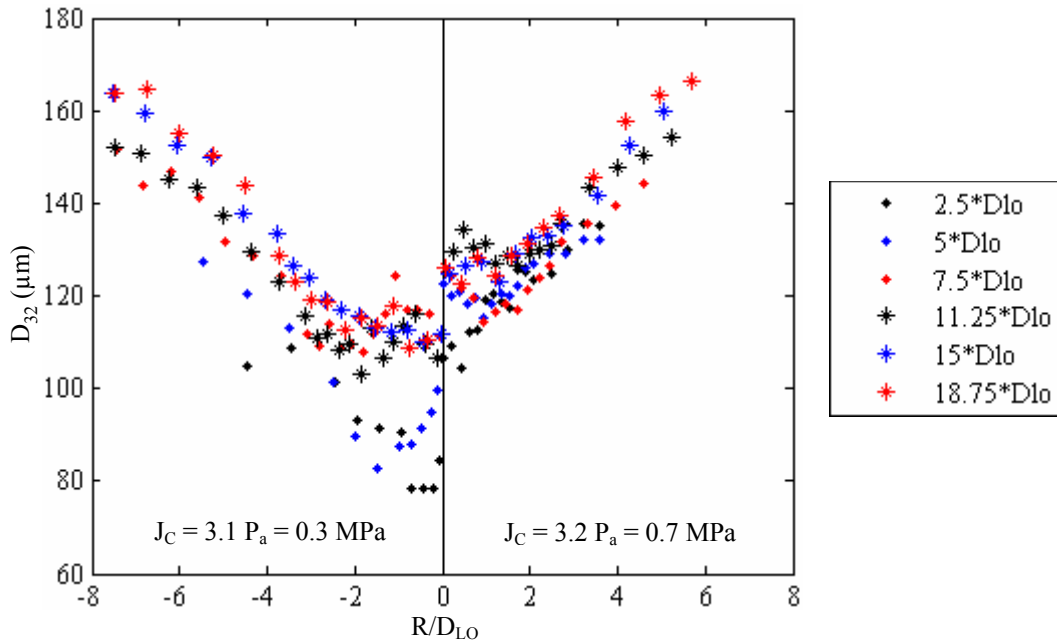


Fig. 5.36 : Profils radiaux du diamètre moyen de Sauter des gouttes, $IR_C = 0$ et $J_O = 2.6$

6. Flux Volumique de Liquide

Le calcul du flux volumique des gouttes a été difficile puisque le système de PDA a été utilisé en coïncidence spatiale pour les composantes axiale et radiale et que toutes les

D. Conclusion

Dans ce chapitre, les différents modes d'atomisation d'une nappe annulaire liquide soumise à un courant gazeux externe ou/et interne ont été présentés : sans gaz interne, deux régimes principaux ont été observés, respectivement, de Kelvin-Helmholtz et de « structures ligamentaires ». Avec un courant gazeux interne, on retrouve deux modes déjà décrits dans le chapitre précédent, « rupture de bulles » et « arbre de Noël ». Toutefois, l'apport du co-courant réduit fortement la dimension du second par une atomisation efficace d'où un intérêt tout particulier pour la combustion. Il a été cette fois-ci assez ardu de relier les fréquences de formation aux conditions de sortie de l'injecteur et ce calcul a été effectué seulement en présence des deux gaz.

Les mesures granulométriques ont permis d'établir les effets extrêmement bénéfiques du gaz externe qui, non seulement réduit l'angle du spray et évite l'endommagement des tuyères dans des moteurs de type Vulcain mais surtout améliore de manière considérable la qualité du spray produit en limitant très fortement le nombre de « grosses » gouttes. La présence de ce co-courant atténue l'effet des différents paramètres étudiés mais il a été établi qu'une augmentation de J_C diminue fortement le D_{32} dans la région centrale du spray et que la rotation du gaz interne a également une action positive bien qu'elle reste faible. La pression quant à elle conduit à une légère augmentation de ce diamètre moyen.

Conclusion Générale et Perspectives

Dans l'optique de l'amélioration des moteurs dérivés du Vulcain, l'interaction d'une nappe annulaire liquide avec des courants gazeux interne et/ou externe a été étudiée. L'atomisation primaire et les différents mécanismes de rupture correspondants ont fait l'objet d'une classification et d'une étude fréquentielle. Lorsque la pulvérisation est efficace, les paramètres géométriques de l'écoulement ainsi que la rotation du gaz, le rapport de densité de flux de quantité de mouvement gaz/liquide et la pression ambiante ont été analysés.

Dans un premier temps, le banc d'essai a été adapté à cette nouvelle géométrie d'injecteur et des efforts ont été faits pour améliorer la fiabilité de son positionnement spatial. Les techniques utilisées nous ont permis de caractériser l'écoulement à la sortie de l'injecteur. Celles de visualisation rapide ont donné accès aux mécanismes d'atomisation de la nappe ; les longueurs de rupture correspondantes et l'angle du spray généré sont établis à l'aide de la tomographie ; la vitesse des structures supérieures à 60 μm a été déterminée avec la PIV et celle des gouttes mesurant entre 5 et 230 μm ainsi que leur diamètre ont été mesurés grâce à une chaîne de PDA.

Les conditions de sortie de l'injecteur ont été déterminées et les écoulements de liquide et du gaz sont développés, mais le flux de gaz externe n'est pas toujours pleinement turbulent. L'étude numérique de la détermination du nombre de « swirl » de l'écoulement tourbillonnaire du gaz interne ayant échoué, l'intensité de rotation a été établie à l'aide de lois empiriques obtenues dans une configuration identique. Enfin, les conditions de sortie de l'injecteur ont été qualifiées avec un tube de Pitot de faible dimension.

Les mécanismes de rupture d'une nappe annulaire liquide par un co-courant gazeux interne ont été étudiés : à de faibles vitesses du gaz et du liquide se produit le mode « formation de bulles », lui-même divisé en deux sous régimes appelés « train de bulles » et « rupture de bulles ». Pour une vitesse de liquide plus élevée, le mode « pulsatoire » décrit par Choi et Lee (1997) apparaît tandis qu'une augmentation de la vitesse du gaz conduit au mode « arbre de Noël », qui présente l'atomisation la plus efficace et donc la plus intéressante d'un point de vue de la combustion. Après avoir établi le diagramme de stabilité de ces différents régimes, leur fréquence de formation a été reliée aux conditions de sortie de l'injecteur en considérant un paramètre U_{min} représentant la vitesse minimale pour que les oscillations de type sinueuses apparaissent. La rupture en « arbre de Noël » est divisée en trois zones : la première, très courte, correspond à une longueur intacte de la nappe annulaire liquide ; elle éclate alors et forme des ligaments ressemblant à un arbre de Noël ; en aval, le liquide est

présent uniquement en phase dispersée. La comparaison entre ce type de spray et l'écoulement produit par un jet cylindrique liquide atomisé par une couronne annulaire de gaz montre que le premier est de meilleure qualité : il permet une atomisation primaire très rapide et une dispersion de petites gouttes importante. La rotation du gaz conduit à une faible réduction de la taille des gouttes qui devient plus régulière mais surtout à une homogénéisation des vitesses. Une augmentation du rapport de densité de flux de quantité de mouvement gaz/liquide ou une baisse de la pression ambiante sont responsables d'une diminution de la taille des gouttes mais les valeurs moyennes obtenues sont sous-estimées puisque de « grosses » gouttes, supérieures à la gamme de détection de la PDA, apparaissent sur les images de tomographie.

Afin de limiter la formation de « grosses » gouttes, un co-courant gazeux externe à la nappe a été rajouté. Les mécanismes de rupture observés sont « rupture de bulles » et « arbre de Noël » tandis que l'absence de gaz interne conduit à la formation de structures ligamentaires et au mode de Kelvin-Helmholtz. L'apport de ce co-courant réduit fortement la dimension de l'« arbre de Noël » par une atomisation efficace essentielle à une bonne combustion des ergols dans les moteurs fusée. En présence de gaz interne, la fréquence de battement de la nappe a été reliée aux conditions de sortie de l'injecteur. Les mesures granulométriques ont mis en évidence plusieurs avantages de ce co-courant gazeux : il réduit l'angle du spray ce qui est important pour les injecteurs placés au voisinage de la tuyère puisqu'un angle trop élevé conduirait à leur endommagement. De plus, le nombre de « grosses » gouttes diminue fortement, ce qui est un avantage indéniable pour la combustion.

En définitive, on peut se demander si la rotation du gaz, bien qu'ayant un rôle positif, est utile au niveau industriel car elle requiert une complexité importante des injecteurs. L'ajout d'un co-courant gazeux externe est par contre extrêmement bénéfique et beaucoup plus facile à mettre en place. Il ne reste plus qu'à vérifier que le rendement de combustion de ce type d'injecteur est nettement amélioré et que les instabilités de combustion peuvent être suffisamment maîtrisées. A partir de ce travail, il est possible de compléter les résultats obtenus en quantifiant le nombre de gouttes de grande dimension lorsque l'atomisation n'est pas suffisamment efficace mais surtout de réaliser une analyse fréquentielle plus complète en reliant les fréquences obtenues par des visualisations rapides de la zone proche injecteur à celles de PDA en considérant un nombre de particules suffisamment élevé, ce qui n'a pas été généralement le cas ici. Enfin, la base de données réalisée ici peut servir de référence à des études numériques.

REFERENCES

BIBLIOGRAPHIQUES

- Adzic M., Carvalho I.S., Heitor M.V.**, Visualisation of the disintegration of an annular liquid sheet in a coaxial airblast injector at low atomising air velocities, *Optical Diagnostics in engineering*, Vol. 5, No. 1, pp. 27-38, 2001.
- Albertson M.L., Dai Y.B., Jensen R.A., Rouse H.**, Diffusion of submerged jets, *Trans. A.S.C.E.*, Vol. 115, pp. 639-697, 1950.
- Arai T., Hashimoto H.**, Disintegration of a thin liquid sheet in a cocurrent gas stream, *Third Int. Conference on Liquid Atomization and Spray Systems, London, U.K.*, 1985.
- Au H., Ko N.W.M.**, Coaxial jets of different mean velocity ratios, Part 2, *Journal of Sound and Vibration*, Vol. 116, No. 3, pp. 427-443, 1987.
- Bachalo W.D.**, Experimental methods in multiphase flows, *Int. Journal of Multiphase Flow*, Vol. 20, pp. 261-295, 1994.
- Bachalo W.D.**, Spray diagnostics for the twenty-first century, *Atomization and Sprays*, Vol. 10, pp. 439-474, 2000.
- Bachalo W.D., Houser M.J.**, Phase Doppler spray analyzer for simultaneous measurements of drop size and velocity distributions, *Optical Engineering*, Vol. 23, No. 5, 1984.
- Ben Rayana F., Cartellier A., Hopfinger E.**, Assisted atomization of a liquid layer: investigation of the parameters affecting the mean drop size distribution, *tenth Int. Conference on Liquid Atomization and Spray Systems, Kyoto, Japan*, 2006.
- Bernal L.P., Roshko A.**, Streamwise vortex structure in plane mixing layers, *Journal of Fluid Mech.*, Vol. 170, pp. 449-525, 1986.
- Bradbury L.J.S.**, The structure of a self-preserving turbulent jet, *Journal of Fluid Mech.*, Vol. 23, pp. 31-64, 1965.
- Camatte P., Ledoux M.**, Air blast atomization: instability of an annular liquid sheet surrounded by two air flows of different velocities, *Fifth Int. Conference on Liquid Atomization and Spray Systems, Gaithersburg, Maryland*, 1991.
- Cao J.**, Theoretical and experimental study of atomization from an annular liquid sheet, *Journal of Automobile Engineering*, Vol. 217, pp. 735-743, 2003.
- Caré I., Ledoux M.**, Study of an airblast co-axial atomizer experiments and modelization, *Fifth Int. Conference on Liquid Atomization and Spray Systems, Gaithersburg, Maryland*, 1991.
- Carreau J.-L., Monoté G., Le Visage D., Roger F.**, Atomization characterization of an assisted injector, *Proc. of the ASME Winter Annual Meeting Spray Symposium, New Orleans, Louisiana*, pp. 51-58, 1993.
- Carvalho I.S., Heitoyr, M.V., Santos D.**, Liquid film disintegration regime and proposed correlations, *Int. Journal of Multiphase Flow*, Vol. 28, pp. 773-789, 2002.
- Chang F., Dhir V.K.**, Turbulent flow field in tangentially injected swirl flows in tubes, *Int. Journal of Heat and Fluid Flow*, Vol. 15, No. 5, 1994.
- Chigier N.A., Chervinsky A.**, Aerodynamic study of turbulent burning free jets with swirl, *Proc. of 11th Symp Int. on Combustion, The Combustion Institute, Pittsburgh, Pennsylvania*, pp. 489-499, 1967.
- Choi C.J., Lee S.Y., Song S.H.**, Disintegration of annular liquid sheet with core air flow - mode classification, *Seventh Int. Conference on Liquid Atomization and Spray Systems, Seoul, Korean*, 1997.

- Cousin J., Dumouchel C.**, Effect of viscosity on the linear instability of a flat liquid sheet, *Atomization and Sprays*, Vol. 6, pp. 563-576, 1996.
- Cousin J., Dumouchel C., Ledoux M.**, Prediction of drop size distributions of sprays produced by low pressure car injectors, *Twelfth Annual Conference on Liquid Atomization and Spray Systems*, Lund, Sweden, pp. 7-12, 1996.
- Crapper G.D., Dombrowski N., Pyott G.A.D.**, Kelvin-Helmholtz wave growth on cylindrical sheets, *Journal of Fluid Mech.*, Vol. 68, pp. 497-502, 1975.
- Crow S.C., Champagne F.H.**, Orderly structure in jet turbulence, *Journal of Fluid Mech.*, Vol. 48, pp. 547-591, 1971.
- Dantec**, Installation and user's guide, *BSA flow software*, 2002.
- Davies J.T.**, Turbulence phenomena, *Academic press*, 1972.
- Demoulin F.X., Beau P.A., Blokkeel G., Mura A., Borghi R.**, A new model for turbulent flows with large density fluctuations: application to liquid atomization, *Atomization and Sprays*, Vol. 17, pp. 315-345, 2007.
- Du Q., Liu N., Yin J.**, The study on the relationship between breakup modes and gas-liquid interfaces, *Chinese Science Bulletin*, Vol. 53, No. 18, pp. 2898-2906, 2008.
- Dudderar T.D., Simpkins P.G.**, Laser speckle photography in a fluid medium, *Nature*, Vol. 270, pp. 45-47, 1977.
- Dunand A.**, Amélioration de l'atomisation coaxiale sous pression : influence du retrait et du swirl du jet de gaz annulaire, *Thèse de l'Université de Poitiers*, 2002.
- Dunand A., Carreau J.-L., Roger F.**, Liquid jet breakup and atomization by annular swirling gas jet, *Atomization and Sprays*, Vol. 15, pp. 223-247, 2005.
- Eroglu H., Chigier N., Farago Z.**, Coaxial atomizer liquid intact lengths, *Physics of Fluids*, Vol. 3, No. 2, pp. 303-308, 1991.
- Farago Z., Chigier N.**, Morphological classification of disintegration of round liquid jets in a coaxial air stream, *Atomization and Sprays*, Vol. 2, pp. 137-153, 1992.
- Fernandez V.G., Berthoumie P., Lavergne G.**, Liquid sheet disintegration at high pressure: an experimental approach, *C.R. Mecanique*, Vol. 337, pp. 481-491.
- Fluent**, User's guide, *Fluent inc.*, 2003.
- Fondse H., Leijdens H., Ooms G.**, On the influence of the exit conditions on the entrainment rate in the development region of a free, round, turbulent jet, *Applied Scientific Research*, Vol. 40, pp. 355-375, 1983.
- Fu H., Li X., Prociw L.A., Hu T.C.J.**, Experimental investigation on the breakup of annular liquid sheets in two co-flowing air streams, *Proc. of AIAA '03, Reno, Nevada*, pp. 287-297, 2003.
- Fujii S., Eguchi K., Gomi M.**, Swirling Jets with and without combustion, *AIAA Journal*, Vol. 19, No. 11, 1981.
- Gouldin F.C., Depsky J.S., Lee S.-L.**, Velocity field characteristics of a swirling flow combustor, *AIAA Journal*, Vol. 23, No. 1, 1985.
- Gupta A.K., Lilley D.G., Syred N.**, Swirl flows, *Energy and Engineering Science Series*, 1984.

- Hagerty W.W., Shea J.F.**, A study of the stability of plane fluid sheets, *Journal of applied physics*, Vol. 4, pp. 509-514, 1955.
- Hardalupas Y., Whitelaw J.H.**, Characteristics of sprays produced by coaxial airblast atomizers, *Journal of Propulsion and Power*, Vol. 10, No. 4, pp. 453-460, 1995.
- Hiroyasu H., Shimizu M. and Arai M.**, The break-up of high speed jet in high pressure gaseous atmosphere, *Second Int. Conference on Liquid Atomization and Spray Systems*, pp. 69-74, 1982.
- Ibrahim A.A., Jog M.A.**, Effect of liquid and air swirl strength and relative rotational direction on the instability of an annular liquid sheet, *Acta Mechanica*, Vol. 186, pp. 113-133, 2006.
- Jeandel X., Dumouchel C.**, Influence of the viscosity on the linear stability of an annular liquid sheet, *Int. Journal of Heat and Fluid Flow*, Vol. 20, pp. 499-506, 1999.
- Kataoka K., Shundoh H., Matsuo H.**, A generalized model of the development of nonisothermal, axisymmetric free jets, *Journal of Chemical Engineering of Japan*, Vol. 15, No. 1, 1982.
- Kawano S., Hashimoto H., Togari H., Ihara A., Suzuki T., Harada T.**, Deformation and breakup of an annular sheet in a gas stream, *Atomization and Sprays*, Vol. 7, pp 359-374, 1997.
- Kitoh O.**, Experimental study of turbulent swirling flow in a straight pipe, *Journal of Fluid Mech.*, Vol. 225, pp. 445-479, 1991.
- Kobayashi T., Yoda M.**, Modified k- ϵ model for turbulent swirling flow in a straight pipe, *Bulletin of Japan Society of Mechanical Engineering*, Vol. 30, No. 259, pp. 66-71 1987.
- Laporte G.**, Atomisation d'une nappe cylindrique liquide soumise à deux courants gazeux coaxiaux, *Mémoire Conservatoire des Arts et Métiers*, 2006.
- Lasheras J.C., Villermaux E., Hopfinger E.J.**, Break-up and atomization of a round water jet by a high-speed annular air jet, *Journal of Fluid Mech.*, Vol. 357, pp. 351-379, 1998.
- Lavergne G.**, Etude de la collision de gouttes, *Rapport final DMAE No 2/2756.00*, 1997.
- Lavergne G., Trichet P., Hebrard P., Biscos Y.**, Liquid sheet disintegration and atomization process on a simplified airblast atomizer, *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, Vol. 115, pp. 461-466, 1993.
- Leboucher N., Laporte G., Carreau J.-L., Roger F.**, Effect of the inner gas jet on annular liquid sheet atomization, *Twenty-first Annual Conference on Liquid Atomization and Spray Systems, Mugla, Turkey*, 2007.
- Leboucher N., Roger F., Carreau J.-L., Claverie A.**, Atomization process of an annular liquid sheet by an inner gas jet, *Eleventh Int. Conference on Liquid Atomization and Spray Systems, Vail, Colorado*, 2009.
- Lecordier B., Demare D., Vervisch L.M.J., Réveillon J, Trinité M.**, Estimation of the accuracy of PIV treatments for turbulent flow studies by direct numerical simulation of multi-phase flow, *Measurement Science and Technology*, Vol. 12, pp. 1382-1391, 2001.
- Lee J.G., Chen L.-D.**, Break-up of cylindrical liquid sheets, *Proc. of Spring Technical Meeting of the Central States Section of the Combustion Institute, Dearborn, Michigan*, pp. 307-312, 1989.
- Lee J.G., Chen L.-D.**, Linear stability analysis of gas-liquid interface, *AIAA Journal*, Vol. 29, No. 10, 1991.

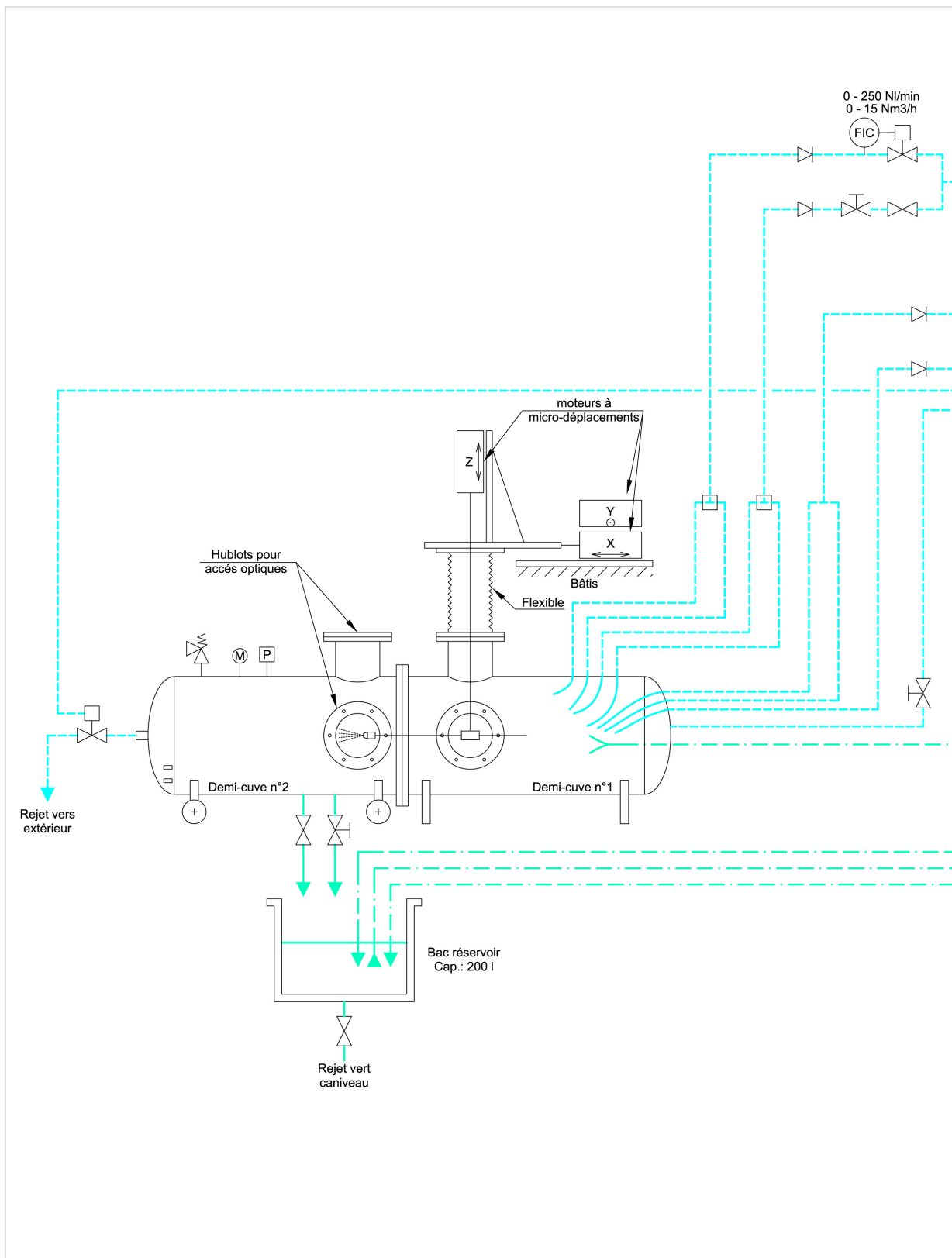
- Lefebvre A.H.**, Atomization and Sprays, *Hemisphere Publishing Corporation*, 1989.
- Lesieur M.**, La turbulence, *Collection Grenoble Sciences*, 1994.
- Li X.**, Spatial instability of plane liquid sheets, *Chemical Engineering Science*, Vol. 48, No. 16, pp. 2973-2981, 1993.
- Li X.**, On the instability of plane liquid sheets in two gas streams of unequal velocities, *Acta Mechanica*, Vol. 106, pp. 137-156, 1994.
- Li X., Shen J.**, Experimental study of sprays from annular liquid jet breakup, *Journal of Propulsion and Power*, Vol. 15, No. 1, pp. 103-110, 1999.
- Li X., Shen J.**, Experiments on annular liquid jet breakup, *Atomization and Sprays*, Vol. 11, pp. 557-573, 2001.
- Liao Y., Jeng S.M., Jog M.A., Benjamin M.A.**, Instability of an annular liquid sheet surrounding by swirling airstreams, *AIAA Journal*, Vol. 38, No. 3, pp. 453-460, 2000.
- Lilley D.G.**, Lateral jet injection into swirling combustor flowfields, *Proc. of AIAA'88, Boston, Massachusetts*, 1988.
- Lozano A., Barreras F.**, Experimental study of the gas flow in an air-blasted liquid sheet, *Experiments in Fluids*, Vol. 31, pp. 367-376, 2001.
- Lozano A., Barreras F., Hauke G., Dopazo C.**, Longitudinal instabilities in an air-blasted liquid sheet, *Journal of Fluid Mech.*, Vol. 437, pp. 143-173, 2001.
- Lozano A., Barreras F., Siegler C., Löw D.**, The effects of sheet thickness on the oscillation of an air-blasted liquid sheet, *Experiments in Fluids*, Vol. 39, pp. 127-139, 2005.
- Mansour A., Chigier N.**, Disintegration of liquid sheets, *Physics of Fluids*, Vol. 2, No. 5, pp. 706-719, 1990.
- Mansour A., Chigier N.**, Dynamic behavior of liquid sheets, *Physics of Fluids*, Vol. 3, No. 12, pp. 2971-2980, 1991.
- Mayo W.T.**, Spectrum measurements with laser velocimeters, *Proc. of Dynamic Flow Conference*, pp. 851-858, 1974.
- Marmottant P., Villermaux E.**, Atomisation primaire dans les jets coaxiaux, *Combustion*, Vol. 2, No. 2, pp. 89-125, 2003.
- Meynart R.**, Instantaneous velocity field measurements in unsteady gas flow by speckle Velocimetry, *Applied Optics*, Vol. 22, pp. 535-540, 1983.
- Najafi A.F., Saidi M.H., Sadeghipour M.S., Souhar M.**, Numerical analysis of turbulent swirling decay pipe flow, *Int. Communication in Heat and Mass Transfer*, Vol. 32, pp. 627-638, 2005.
- Nejad A.S., Vanka S.P., Favaloro S.C., Samimy M., Langenfeld C.**, Application of laser velocimetry for characterisation of confined swirling flow, *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, Vol. 111, pp. 36-45, 1989.
- Nobach H.**, Local time estimation for the slotted correlation function of randomly sampled LDA data, *Experiments in fluids*, Vol. 32, pp. 337-345, 2002.
- Onofri F.**, Granulométrie optique, 5^e Ecole d'automne de vélocimétrie laser, Oléron, sept. 2005.

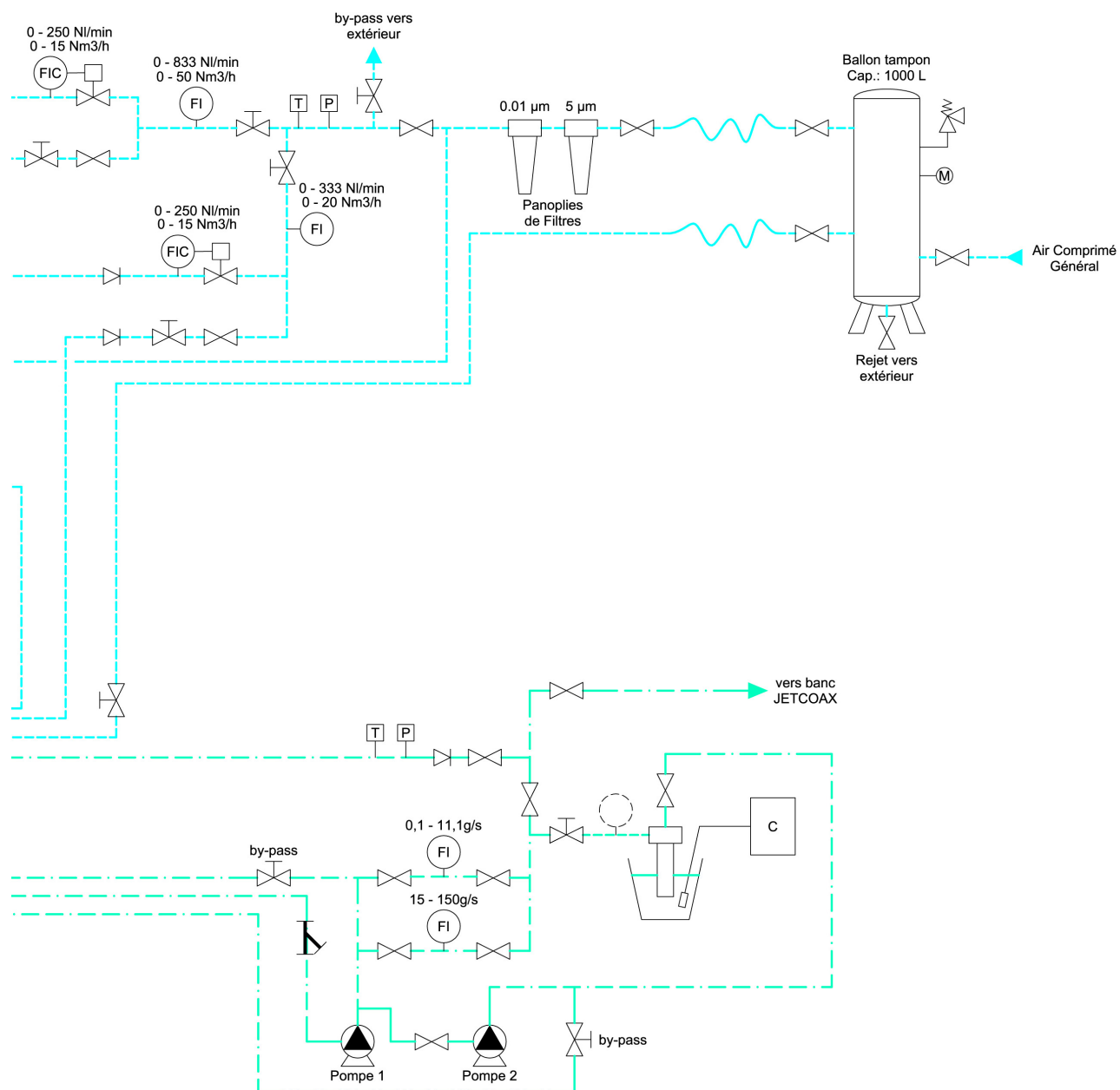
- Panchagnula M.V., Sojka P.E., Santangelo P.J.**, On the three-dimensional instability of a swirling annular inviscid liquid sheet subject to unequal gas velocities, *Physics of fluids*, Vol. 8, No. 12, pp. 3300-3312, 1996.
- Parchen R.R., Steenbergen W.**, An experimental and numerical study of turbulent swirling pipe flows, *Journal of Fluids Engineering*, Vol. 120, pp. 54-61, 1998.
- Ponstein J.**, Instability of rotating cylindrical jets, *Applied Scientific Research*, Vol. 8, pp. 425-456, 1959.
- Porcheron E.**, Atomisation d'un jet liquide par un jet de gaz inerte appliquée à la propulsion cryotechnique, *Thèse de l'Université de Poitiers*, 1998.
- Porcheron E., Carreau J.-L., Prévost L., Le Visage D., Roger F.**, Effect of injection gas density on coaxial liquid jet atomization, *Atomization and Sprays*, Vol. 12, pp. 209-227, 2002.
- Pruvost J., Legrand J., Legentilhomme P., Doubriez L.**, Particle Image Velocimetry investigation of the flow-field of a 3D turbulent annular swirling decaying flow induced by means of a tangential inlet, *Experiments in Fluids*, Vol. 29, pp. 291-301, 2000.
- Prévost L.**, Atomisation coaxiale : influence de la pression de chambre et de la viscosité du liquide, *Thèse de l'Université de Poitiers*, 2000.
- Qian J., Law C.K.**, Effects of liquid and ambient gas properties on the droplet collision, *Proc. of AIAA '94, Reno, Nevada*, pp. 1-13, 1994.
- Rayleigh L.**, Theory of sound, *The Mac-Millan Company, Ltd., London, U.K., second edition*, 1894.
- Raynal L., Villermaux E., Lasheras J.C., Hopfinger E.J.**, Primary instability in liquid-gas shear layers, *Proc. of the eleventh symposium on turbulent shear flows, Grenoble, France*, 1997.
- Reitz R.D.**, Atomization and other break-up régimes of a liquid jet, *Thesis of Princeton University*, 1978.
- Reitz R.D., Bracco F.V.**, Mechanism of atomization of a liquid jet, *Phys. of Fluids*, Vol. 25, No. 10, pp. 1730-1742, 1982.
- Ricou F.P., Spalding D.B.**, Measurements of entrainment low axisymmetrical turbulent jets, *Journal of Fluid Mech.*, Vol. 11, pp. 21-32, 1961.
- Roger F.**, Contribution à la théorie des jets gaz-liquide - Application à la modélisation de phénomènes d'érosion-corrosion, *Thèse de l'Université de Poitiers*, 1987.
- Schiller**, 1956, dans IDEL'CIK, Mémento des pertes de Charge, *Eyrolles*, 1986.
- Shen J.**, Formation and Characteristics of Sprays from annular viscous liquid jet breakup, *Thesis of Victoria University*, 1994.
- Shen J., Li X.**, Absolute and convective instability of annular viscous liquid jets in gas streams, *Atomization and Sprays*, Vol. 11, pp. 491-504, 2001.
- Shen J., Li X.**, Breakup of annular viscous liquid jets in two gas streams, *Journal of Propulsion and Power*, Vol. 12, No. 4, pp. 752-759, 1996.
- Shen J., Li X.**, Instability of an annular viscous liquid jet, *Acta mechanica*, Vol. 114, pp. 167-183, 1996.
- Squire H.B.**, Investigation of the instability of a moving liquid film, *Journal of applied physics*, Vol. 4, pp. 167-169, 1953.

- Stapper B.E., Samuelsen G.S.**, An experimental study of the breakup of a two dimensional liquid sheet in the presence of co-flow air shear, *Proc. of AIAA '90, Reno, Nevada*, pp. 1-10, 1990.
- Steenbergen W, Voskamp J.**, The rate of decay of swirl in turbulent pipe flow, *Flow Measurement and Instrumentation*, Vol. 9, pp. 67-78, 1998.
- Syred N., Gupta A.K., Beér J.M.**, Temperature and density gradient changes arising with the precessing vortex core and vortex breakdown in swirl burners, *Proc. of the 15th Symposium Int. on Combustion, The Combustion Institute, Pittsburgh, Pennsylvania*, pp. 587-597, 1975.
- Tummers M.J., Passchier D.M.**, Spectral estimation using a variable window and the slotting technique with local normalization, *Measurement Science and Technology*, Vol. 7, pp. 1541-1546, 1996.
- Villermaux E.**, Mixing and spray formation in coaxial jets, *Journal of Propulsion and Power*, Vol. 14, No. 5, pp. 807-817, 1998.
- Wahono S., Honnery D., Soria J., Ghajel J.**, High-speed visualisation of primary break-up of an annular liquid sheet, *Experiments in fluids*, 2007.
- Wyganski I., Fiedler H.**, Some measurements in the self-preserving jet, *Journal of Fluid Mech.*, Vol. 38, pp. 577-612, 1969.

ANNEXES

Annexe 1 : Réseaux d'alimentation en fluides





Equipe: Ecoulements Diphasiques J.L. CARREAU et F. ROGER

Banc JETCOAP – Injecteur Tricoaxial

SCHEMA DE PRINCIPE

Date: 25/01/2006 | par: G. Laporte | Page: 1 sur 1

Annexe 2 : Durée entre les deux images de PIV et incertitude sur la mesure de vitesse correspondante

P_a (MPa)	gaz interne				gaz interne + gaz externe				
	J_C	IR_C	dt (ms)	Précision (m/s)	J_C	IR_C	J_O	dt (ms)	Précision (m/s)
0.1	3.1	0	8	0.75	3.1	0	2.8	27	0.22
0.1	3.7	0.95	8	0.75	3.7	0.95	2.8	25	0.24
0.1	5.7	0	7	0.86	5.7	0	2.8	25	0.24
0.1	7.4	0.95	7	0.86	7.4	0.95	2.8	20	0.30
0.1	8.3	0	7	0.86	8.3	0	2.8	22	0.27
0.1	11.4	0.95	7	0.86	11.4	0.95	2.8	22	0.27
0.3	3.1	0	7	0.86	3.1	0	2.6	30	0.20
0.3	3.1	0.95	7	0.86	3.1	0.95	2.6	22	0.27
0.3	5.7	0	7	0.86	5.7	0	2.6	20	0.30
0.3	6	0.95	7	0.86	6	0.95	2.6	16	0.38
0.3	8.3	0	6	1.00	8.3	0	2.6	18	0.33
0.3	9.2	0.95	5	1.20	9.2	0.95	2.6	12	0.50
0.5	3.1	0	8	0.75	3.1	0	2.6	25	0.24
0.5	3.1	0.95	8	0.75	3.1	0.95	2.6	25	0.24
0.5	5.7	0	8	0.75	5.7	0	2.6	20	0.30
0.5	5.7	0.95	8	0.75	5.7	0.95	2.6	20	0.30
0.5	8.3	0	7	0.86	8.3	0	2.6	18	0.33
0.5	8.5	0.95	7	0.86	8.5	0.95	2.6	18	0.33
0.7	3.2	0	8	0.75	3.2	0	2.6	30	0.20
0.7	3.2	0.95	8	0.75	3.2	0.95	2.6	30	0.20
0.7	5.8	0	8	0.75					
0.7	8.4	0.95	8	0.75					

P_a (MPa)	gaz externe		
	J_O	dt (ms)	Précision (m/s)
0.1	2.8	25	0.24
0.3	2.6	22	0.27
0.5	2.6	20	0.30
0.7	2.6	25	0.24

