



**HAL**  
open science

# Instabilité de flapping : origine et effets sur la structure et le spray d'un jet atomisé

Antoine Delon

► **To cite this version:**

Antoine Delon. Instabilité de flapping : origine et effets sur la structure et le spray d'un jet atomisé. Mécanique des fluides [physics.class-ph]. Université Grenoble Alpes, 2016. Français. NNT : 2016GREAI074 . tel-01689732

**HAL Id: tel-01689732**

**<https://theses.hal.science/tel-01689732v1>**

Submitted on 22 Jan 2018

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

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

## THÈSE

Pour obtenir le grade de

### **DOCTEUR DE LA COMMUNAUTÉ UNIVERSITÉ GRENOBLE ALPES**

Spécialité : **Mécanique des fluides**

Arrêté ministériel : 25 mai 2016

Présentée par

**Antoine Delon**

Thèse dirigée par Alain Cartellier et  
codirigée par **Jean-Philippe Matas**

préparée au sein du **Laboratoire des écoulements  
géophysiques et industriels**  
dans l'**École Doctorale IMEP 2**

## **Instabilité de flapping: origine et effets sur la structure et le spray d'un jet atomisé.**

Thèse soutenue publiquement le **14 décembre 2016**  
devant le jury composé de :

**M. Philippe Marmottant**

Directeur de Recherche CNRS au Liphy, président du jury

**Mme Françoise Baillot**

Professeure à l'université de Rouen/CORIA, rapporteur

**M. Fabien Anselmet**

Professeur ECM/IRPHE, rapporteur

**M. Peter Spelt**

Professeur université Lyon I/LMFA, examinateur

**M. Alberto Aliseda**

Associate professor at Washington University, examinateur

**M. Alain Cartellier**

Directeur de recherche CNRS au LEGI, directeur de thèse

**M. Jean-Philippe Matas**

Professeur université Lyon I /LMFA, co-directeur de thèse





# Résumé

## Résumé

Dans le contexte de l'atomisation assistée et des injecteurs utilisés en particulier dans les moteurs-fusées cryotechniques, les liens entre les instabilités hydrodynamiques et le spray ne sont pas clairement établis. Particulièrement, le rôle de l'instabilité de flapping dans la brisure pour des jets ronds à assistance gaz coaxiale, instabilité à maintes fois observée mais jamais décrite, n'a pas été précisé. Cette instabilité a été étudiée en géométrie de nappes, mais le mécanisme de cette instabilité dans cette configuration n'a pas pu être décrit. Cette instabilité est caractérisée par un déplacement radial du jet important relativement au diamètre du jet. Cette thèse expérimentale a permis de préciser l'origine de l'instabilité de flapping, sa dynamique, son effet sur la structure de l'écoulement et du spray. Concernant la structure liquide, nous avons mis en évidence que le dard liquide coaxial est piloté par le flapping et ne suit pas la loi d'échelle en  $6/\sqrt{M}$  proposée dans la littérature. Nous avons observé que la longueur de brisure avait deux régimes de dépendance à la vitesse gaz, ce qui est nouveau. La longueur de brisure a un régime de décroissance avec la vitesse gaz et un autre asymptotique, constant avec elle. La longueur de brisure n'est pas seulement dépendante du rapport des pressions dynamiques  $M$ . Cette dernière dépend plutôt d'un rapport de la vitesse liquide d'injection sur une vitesse capillaire construite sur le diamètre liquide. Concernant la dynamique du flapping, un procédé de mesure de la fréquence du flapping à partir d'images en ombroscopie du jet a été réalisé, efficace pour une plage étendue de vitesse gaz. Deux comportements pour la fréquence du flapping ont été mis en évidence (ce qui est nouveau) :

- un premier où la fréquence augmente avec la vitesse gaz
- Un second où la fréquence est constante avec la vitesse gaz

Pour le premier comportement, le lien entre le flapping et l'instabilité de cisaillement a été clarifié à l'aide entre autres d'une analyse de stabilité. La dépendance du flapping à l'épaisseur de vorticité pour ce comportement est ainsi établi lorsque l'instabilité de cisaillement est alimentée par un mécanisme inviscide. Pour le deuxième comportement, le flapping amplifie des structures liquides qui ont une longueur d'onde plus grande que celle fournie par l'instabilité de cisaillement. Nous avons en effet pu montrer le caractère opportuniste du flapping à l'aide de manips de forçage. Un nombre de Strouhal construit sur le diamètre liquide du jet et une vitesse de chute a été proposé et est égal à 0,8 pour les points de mesure concernés. Des mesures de granulométrie sur l'axe ont été réalisées à l'aide d'une sonde optique. La distribution de taille de goutte sur l'axe évolue fortement avec la vitesse gaz et est multi-modale, ce qui indique la présence de plusieurs mécanismes de brisure. La taille de goutte décroit globalement en  $U_G^{-2}$ , diminue lorsque l'épaisseur gaz augmente et augmente lorsque le diamètre liquide augmente. Une expérience où la présence du flapping a pu être contrôlée a permis de montrer que le flapping diminue la taille de goutte sur l'axe (facteur 2) et distribue mieux le liquide dans l'espace qu'en son absence.

## Abstract

In assisted atomisation used in particular to cryotechnics rocket engines context, link between hydrodynamic instabilities and spray are not clearly established. Particularly, role played by flapping

instability in the break-up of round jets atomized by fast coaxial gas, instability which had been observed few times, never been described. This flapping instability has been studied in sheet configuration, but instability mechanism in this configuration are not described yet. This instability is described by a huge radial displacement of the liquid jet relatively to the jet diameter. This experimental thesis has allowed to precise flapping origin, its dynamics, its effect on flow structure and spray. For liquid structure, we have showed that intact length is driven by flapping and do not follow the classical law in  $6/\sqrt{M}$  in literature. We have shown that break-up length had two regimes of gas velocity dependence, that's new.

Indeed, break-up length has a decrease regime with gas velocity and another asymptotic. Break-up length is not only dependent of dynamic pressure ratio  $M$ . This length is depending on liquid velocity to capillary velocity ratio built with liquid diameter.

Regarding flapping dynamics, a flapping frequency measure process has set up from shadowgraphy pictures of the jet, efficient for a wide gas velocity range. Flapping frequency has two behaviors with gas velocity (that's new) :

- First where frequency increases with gas velocity
- A second where frequency is constant with gas velocity

For the first, the link between flapping and shear instability has been clarified with a stability analysis. Also, role of vorticity layer thickness on flapping is established when shear instability is supplied by inviscid mechanism. For the second behavior, flapping amplifies liquid structures which have long enough wavelength and longer than provided by shear instability. We have indeed shown opportunistic behavior of flapping with help of forcing experiments. A Strouhal number has been built on liquid jet diameter and a free-fall velocity. This number is equal to 0.8 for second behavior measure points. Measures of grain size had been realized with help of optical probe. Drop size distribution evolve strongly on injection axis with gas velocity and is multi-modal, which shows that many break mechanisms are present in the flow. Drop size decrease globally as  $U_G^{-2}$ , decreases with gas thickness and increases when liquid diameter increases. An experience where flapping presence has been controlled allowed to show that flapping decreases drop size by a factor 2 on injection axis, and spreads the liquid in space better than symmetric structures.

# Table des matières

<b>1</b>	<b>Contexte et état de l'art</b>	<b>13</b>
1.1	Mise en évidence expérimentale du flapping . . . . .	15
1.1.1	Flapping de jets coaxiaux . . . . .	16
1.1.2	Flapping de nappe liquide . . . . .	18
1.1.3	Flapping de drapeaux et structures rigides . . . . .	25
1.1.3.1	Conclusion sur le battement de structures de type drapeau . . . . .	31
1.2	Instabilités hydrodynamiques . . . . .	31
1.2.1	Modes de l'instabilité de cisaillement . . . . .	33
1.2.2	Zone de croissance exponentielle de physique linéaire . . . . .	33
1.2.3	Zone de croissance non-linéaire . . . . .	34
1.3	Structure du jet . . . . .	35
1.3.1	Longueur de dard liquide . . . . .	35
1.3.2	Brisure . . . . .	38
1.3.2.1	Bilan sur la longueur de brisure des jets et nappes . . . . .	39
1.3.3	Angle d'ouverture du spray . . . . .	39
1.4	Données granulométriques . . . . .	42
1.4.1	Transposition aux écoulements cryogéniques . . . . .	47
1.5	Objectifs et plan de l'étude . . . . .	48
<b>2</b>	<b>Moyens expérimentaux</b>	<b>51</b>
2.1	Description de l'injecteur . . . . .	52
2.2	Description des périphériques de l'injecteur . . . . .	54
2.3	Techniques de mesures . . . . .	56
2.3.1	Ombroscopie . . . . .	56
2.3.2	Visualisation de l'écoulement . . . . .	58
2.3.3	Fil chaud . . . . .	58
2.3.4	Sonde optique . . . . .	63
2.4	Traitement et analyse d'image . . . . .	67
2.5	Validations de l'expérience . . . . .	73
2.5.1	Écoulement liquide . . . . .	73
2.5.2	Profils de vitesse gaz . . . . .	74
2.5.3	Épaisseur de vortacité gaz . . . . .	75
<b>3</b>	<b>Topologie et cartographie de l'écoulement diphasique</b>	<b>77</b>
3.1	Effet de $U_G$ à $U_L$ fixé sur l'écoulement . . . . .	78
3.1.1	Brisure naturelle . . . . .	78
3.1.2	Brisure assistée . . . . .	79
3.1.2.1	Démarrage du flapping : $U_G$ faible . . . . .	79
3.1.2.2	Flapping sans épluchage : $U_G$ modéré . . . . .	80
3.1.2.3	Flapping avec épluchage : $U_G$ fort . . . . .	81
3.1.3	Tri-dimensionnalité du flapping . . . . .	83

3.1.4	Effet de la vitesse liquide sur le flapping . . . . .	84
3.2	Topologie sous l'influence des paramètres géométriques $H_G$ et $H_L$ . . . . .	88
3.3	Bilan sur la topologie de l'écoulement diphasique . . . . .	90
3.4	Cartographies du flapping et de la fragmentation du jet . . . . .	90
3.4.1	Effet des paramètres de contrôle sur la fragmentation du jet . . . . .	91
3.4.2	Effet de $H_G$ et $H_L$ sur la fragmentation du jet . . . . .	94
3.4.3	Conclusion sur les cartographies du flapping et de la fragmentation du jet . . . . .	96
<b>4</b>	<b>Structure du jet</b> . . . . .	<b>97</b>
4.1	Longueur intacte et longueur d'établissement du flapping . . . . .	98
4.1.1	Introduction à $L_f$ : signification de $L_i$ en configuration coaxiale . . . . .	98
4.1.1.1	Méthodologie de mesure $L_i$ . . . . .	98
4.1.1.2	Comparaison du dard coaxial avec le dard plan . . . . .	101
4.1.1.3	Effet du déplacement radial et axial sur le dard . . . . .	103
4.1.1.4	Effet de l'épluchage, de la gravité et du taux de croissance des vagues sur le dard . . . . .	109
4.1.1.5	Conclusion sur la longueur intacte . . . . .	114
4.1.2	Longueur d'établissement du flapping $L_f$ . . . . .	114
4.1.2.1	Méthodologie de mesure de $L_f$ . . . . .	114
4.1.2.2	Équivalence de $L_i$ et $L_f$ . . . . .	115
4.1.2.3	Comportement de $L_i \equiv L_f$ avec les paramètres de contrôle . . . . .	116
4.1.2.4	Effet de la vitesse gaz . . . . .	118
4.1.2.5	Effet de la vitesse liquide . . . . .	121
4.1.2.6	Effet de la géométrie . . . . .	124
4.1.2.7	Conclusion sur la longueur d'établissement du flapping . . . . .	128
4.2	Angle d'ouverture du spray . . . . .	129
4.2.1	Méthodologie . . . . .	129
4.2.1.1	Angle d'ouverture du spray . . . . .	129
4.2.1.2	Angle d'ouverture de la structure liquide connexe à l'injecteur . . . . .	130
4.2.2	Résultats . . . . .	131
4.2.3	Discussion et interprétation . . . . .	134
4.2.4	Modélisation de Leroux 2007 [46] . . . . .	139
4.2.5	Conclusion sur l'angle d'ouverture du spray . . . . .	142
4.3	Longueur de brisure . . . . .	144
4.3.1	Méthodologie de mesure de $L_b$ . . . . .	144
4.3.2	Variations de la longueur de brisure . . . . .	145
4.3.2.1	Lien avec la longueur intacte . . . . .	145
4.3.2.2	Comportement de $L_b$ avec la vitesse gaz . . . . .	146
4.3.2.3	Comportement de $L_b$ avec la vitesse liquide . . . . .	147
4.3.2.4	Comportement de $L_b$ avec la géométrie . . . . .	148
4.3.2.5	Statistique de la brisure . . . . .	149
4.3.3	Discussion sur la longueur de brisure . . . . .	151
4.3.3.1	Dépendance de $L_b$ avec $M$ . . . . .	151
4.3.3.2	Régime de décroissance de $L_b$ avec $U_G$ . . . . .	152
4.3.3.3	Régime asymptotique de $L_b$ avec $U_G$ . . . . .	153
4.3.3.4	Discussion sur la physique de la brisure du jet . . . . .	155
4.3.4	Conclusion sur la longueur de brisure . . . . .	165
4.4	Conclusion . . . . .	166

<b>5</b>	<b>Dynamique de l'instabilité de flapping</b>	<b>169</b>
5.1	Fréquence . . . . .	170
5.1.1	Méthodologie de mesure . . . . .	170
5.1.2	Résultats . . . . .	172
5.2	Lien entre le flapping et l'instabilité de cisaillement . . . . .	177
5.2.1	Méthodologie de mesure de la fréquence du mode symétrique de l'instabilité de cisaillement . . . . .	178
5.2.2	Fréquence du mode symétrique de l'instabilité de cisaillement et du flapping . . . . .	180
5.3	Comportement n°1 : $f_{flapping}$ dépendante de $U_G$ . . . . .	181
5.3.1	Modes de l'instabilité de cisaillement . . . . .	188
5.3.1.1	Méthodologie de l'analyse de stabilité linéaire spatio-temporelle visuelle . . . . .	188
5.3.1.2	Mécanisme inviscide absolu pour l'injecteur n°2 . . . . .	190
5.3.1.3	Analyse de stabilité inviscide, amplification du mode $n=1$ et $n=-1$ . . . . .	193
5.3.1.4	Influence expérimentale du paramètre $H_L/\lambda$ sur l'amplitude du flapping . . . . .	196
5.3.1.5	Flapping lorsque le mode $n = 0$ seul est présent . . . . .	199
5.3.1.6	Autres paramètres influant sur le mode $n = 1$ . . . . .	201
5.3.2	Dynamique du flapping du comportement n°1 : amplitude et longueur d'onde . . . . .	205
5.3.2.1	Mécanisme d'amplification large échelle de vagues asymétriques . . . . .	205
5.3.2.2	Dynamique de la structure du flapping, amplitude . . . . .	209
5.3.2.3	Dynamique de la structure du flapping, longueur d'onde . . . . .	213
5.4	Comportement n°2 : $f_{flapping}$ indépendante de $U_G$ . . . . .	214
5.5	Analyse dimensionnelle sur la fréquence du flapping . . . . .	216
5.5.1	Discussion pour le comportement n°2 . . . . .	218
5.5.2	Discussion pour le comportement n°1 . . . . .	220
5.6	Fréquence du flapping en configuration de nappes liquides . . . . .	223
5.7	Conclusion sur l'instabilité de flapping . . . . .	224
<b>6</b>	<b>Caractéristiques du spray produit</b>	<b>227</b>
6.1	Profil vertical de corde moyenne, choix d'une distance de mesure . . . . .	228
6.2	Fonctions de densités de probabilités de la corde au sein du spray . . . . .	231
6.3	Profil radial de caractéristiques du spray . . . . .	233
6.4	Comportement du spray avec les paramètres de contrôle . . . . .	236
6.4.1	Effet de la vitesse gaz . . . . .	236
6.4.1.1	Corde moyenne . . . . .	236
6.4.1.2	Densité de flux volumique . . . . .	237
6.4.2	Effet de la vitesse liquide . . . . .	238
6.4.2.1	Corde moyenne . . . . .	238
6.4.2.2	Densité de flux volumique . . . . .	239
6.4.3	Effet de la géométrie . . . . .	239
6.4.3.1	Corde moyenne . . . . .	239
6.4.3.2	Densité de flux volumique . . . . .	242
6.4.4	Tentative de réduction des données de corde . . . . .	244
6.4.5	Conclusion . . . . .	245
6.5	Éléments de modélisation . . . . .	246
6.6	Effet du flapping sur le spray . . . . .	249
6.6.1	Effet du flapping sur la fonction densité de probabilité . . . . .	249
6.6.2	Effet du flapping sur la corde moyenne . . . . .	250
6.6.3	Effet du flapping sur la densité de flux volumique . . . . .	251
6.6.4	Effet du flapping sur le profil de débit liquide par anneau . . . . .	252
6.6.5	Effet du flapping sur la vitesse arithmétique des gouttes . . . . .	253
6.6.6	Conclusion sur l'organisation du spray dans l'espace . . . . .	254



6.7 Conclusion sur le spray . . . . .	254
<b>7 Conclusion générale</b>	<b>257</b>
<b>A Profils de vitesse et turbulence gaz</b>	<b>261</b>
<b>B Profils de vitesse liquide en similitude de nombre de Reynolds</b>	<b>265</b>
<b>C Épaisseur de vorticité gaz</b>	<b>267</b>
<b>D Equivalence de <math>L_i</math> et <math>L_f</math></b>	<b>271</b>
<b>E Compléments modélisation brisure</b>	<b>275</b>
<b>F Données brutes</b>	<b>277</b>
F.1 Données structure du jet . . . . .	277
F.2 Données fréquence . . . . .	281
F.3 Données taille de goutte . . . . .	286
<b>G Comparaison des mesures de la fréquence du flapping en 3D et 2D</b>	<b>289</b>
<b>H Mise en équations de l'analyse de stabilité linéaire</b>	<b>293</b>
H.1 Analyse de stabilité visqueuse : mode symétrique . . . . .	293
H.2 Analyse de stabilité inviscide : modes supérieurs à 0 . . . . .	293
<b>I Fréquence du flapping en configuration de nappes liquides</b>	<b>297</b>
<b>J Linéarité de la corde moyenne avec la vitesse liquide</b>	<b>301</b>
<b>K Plans de l'injecteur n�2</b>	<b>303</b>

# Liste des symboles

$\alpha$	Concentration liquide
$\alpha_s$	Angle d'ouverture du spray
$C_{10}$	Corde moyenne arithmétique
$d_{32}$	Diamètre moyen de Sauter
$H_G$	Epaisseur de veine gaz
$H_L$	Diamètre de l'orifice d'injection liquide
$J_L$	Flux volumique
$L_b$	Longueur de brisure
$L_f$	Longueur d'établissement du flapping
$L_i$	Longueur intacte
$M$	Rapport des pressions dynamiques $M = \rho_G \cdot U_G^2 / \rho_L \cdot U_L^2$
$U_G$	Vitesse gaz
$U_L$	Vitesse liquide



# Remerciements

Une thèse ne se faisant pas seul, mes remerciements vont en premier à mes encadrants, Jean-Philippe Matas et Alain Cartellier, pour m'avoir guidé, accompagné et fait confiance pour cette longue quête qu'est parfois la thèse. Travailler à leur côté a été une réelle source de connaissance et d'apprentissage. Je pense avoir personnellement progressé sur la route des connaissances, et je tenais à les remercier pour ça. Comme quoi il est toujours possible de dire quelque chose sur un graphe assez peu concluant au premier abord.

Je tenais à remercier également le jury, les rapporteurs Mme Baillot et M. Anselmet tout d'abord, pour avoir relu mon volumineux manuscrit et en préciser les forces et faiblesses. Les examinateurs ne sont pas en reste, merci à Peter Spelt et Alberto Aliseda de s'être impliqué dans la conclusion de cette aventure. Merci également à Philippe Marmottant d'avoir bien voulu présider mon jury. Lui même ayant travaillé sur le sujet, j'espère qu'il aura pu avoir quelques éléments de réponse aux questions qu'il s'était posées à la fin de sa thèse. Il reste cependant beaucoup de choses à faire!

La soutenance ne représentant qu'une infime partie de la thèse, le reste à également son importance. Je veux parler de tous les collègues avec lesquels j'ai pu échanger (pardon bavarder), qu'ils soient jeunes ou moins jeunes, personnels techniques, chercheurs permanents, thésards, stagiaires, femmes de ménage. La liste des noms est longue, et pour n'en oublier aucun, je pense que les gens concernés se reconnaîtront. Vous avez toute ma sympathie!

Avec un passage en pré-post-doc (comment appelle t-on un post-doc sans être diplômé?) au CEA-Leti, j'ai pu rencontrer une groupe très sympathique de personnes. La liste est longue, et j'ai pu là-aussi échanger avec un grand nombre de personnes. La pluri-disciplinarité de ces équipes et les échanges toujours intéressants ont été une grande source d'enrichissement, et ont confirmé ma curiosité assez... envahissante?. Le groupe de thésard local a bien voulu m'accueillir, là encore ils se reconnaîtront, et je leur suis bien reconnaissant d'avoir pu supporter un humour, comment dire, assez ..., franchouillard! Je me suis en tout cas bien amusé en temps que clown. Désolé pour les autres!

Je veux également remercier les membres de ma famille (et au-delà) qui m'ont soutenu et encouragé. Ils se reconnaîtront, et ils ont bien sûr toute ma reconnaissance. Tout ceci aurait été bien plus compliqué à réaliser sans leur concert!

Si la volonté permet de faire des choses, elle n'adoucit cependant pas le parcours! Mais la facilité manque cependant de goût, en nous éloignant de nous même. Courage et respect à tous les fous qui osent se jeter dans des projets qui les dépassent!

Les moyens de recherche menant aux résultats présentés ont été financés par le septième projet cadre Européen (FP7/2007-2013) sous la convention de subvention n° 265848 et ont été conduits dans le cadre du projet FIRST (site internet [1]).



# Chapitre 1

## Contexte et état de l'art

La présente thèse traite du phénomène de flapping pour un écoulement de jet coaxial diphasique et concerne directement les procédés liés à l'atomisation assistée de liquides par un jet gaz. Un exemple du dispositif est présenté par l'image suivante :

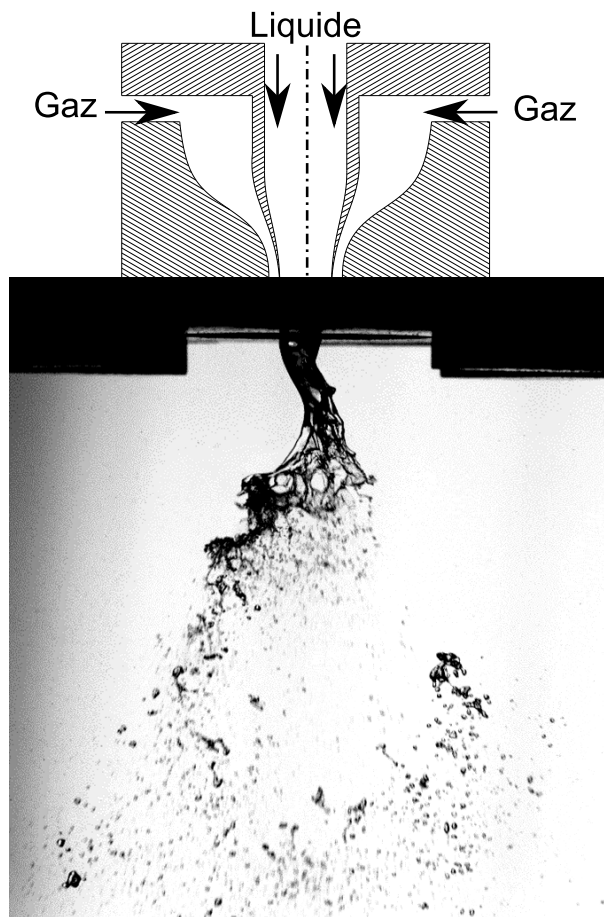


FIGURE 1.1 – Exemple de jet produit par un injecteur coaxial à symétrie de révolution utilisé au LEGI. Un schéma de principe de l'injecteur est donné au-dessus de l'image du jet produit. Conditions expérimentales : diamètre liquide de 5 mm, épaisseur gaz de 12,5 mm, vitesse liquide débitante de 0,66 m/s, vitesse gaz débitante de 46 m/s.

Le liquide sort de l'injecteur à une vitesse  $U_L$  et le gaz sort de l'injecteur à une vitesse gaz  $U_G$ . Les grandeurs débitantes et les profils des vitesses phasiques sont mesurés et utilisés.

L'atomisation assistée, qui consiste à réduire en gouttes un jet liquide dans une phase gazeuse, a plusieurs objectifs :

- Mélanger la phase liquide à une phase gaz,
- Augmenter l'aire interfaciale entre les phases.

L'opération de mélange de la phase liquide est utilisée dans de nombreux procédés, pour l'agriculture principalement pour l'arrosage, les traitements phytosanitaires et l'épandage, dans l'agroalimentaire pour la lyophilisation d'aliments liquides comme le lait, la fabrication de poudre de sucre, dans l'industrie métallurgique pour la fabrication de poudres métalliques et dans les transports et les systèmes énergétiques avec les systèmes d'injection de carburants liquides.

La maîtrise du procédé d'atomisation et sa compréhension permettent ainsi de mieux dimensionner les systèmes se basant sur celui-ci.

Pour la problématique particulière des systèmes d'injection, l'augmentation de l'aire interfaciale est aussi importante que le mélange : en effet, les réactions chimiques nécessitant un choc direct des molécules du carburant et du comburant tous deux en phase gaz, il est nécessaire de vaporiser le liquide. Le débit de liquide évaporé pour une goutte étant proportionnel à son aire, le taux de réaction est ainsi lié à l'aire de la goutte. Le taux de réaction augmente lorsque l'aire interfaciale liquide/gaz est augmentée, ce qui est le cas lorsque le liquide est fragmenté.

Cette augmentation d'aire interfaciale est dépendante bien entendu de la granulométrie. L'aire interfaciale est donc directement liée à la granulométrie, et donc pilote directement le taux de réaction de combustion. L'augmentation de l'aire interfaciale du liquide nécessitant de l'énergie (le produit  $\sigma.dA$  est un travail positif,  $\sigma$  étant la tension de surface du liquide,  $dA$  étant l'élément d'aire infinitésimale de la surface), il est nécessaire d'en apporter au liquide. C'est là toute la raison d'être de l'assistance gaz, bien qu'il existe d'autres manières de faire, par exemple en donnant au liquide une grande quantité d'énergie cinétique en le poussant dans un milieu gaz immobile (technique d'injection haute-pression dans les moteurs à combustion interne) pour le fragmenter.

Les systèmes de combustion faisant intervenir des carburants liquides, leur utilisation demande donc la compréhension fine de la fragmentation du jet liquide connexe en préalable à l'étude de la combustion du mélange diphasique. De plus, un couplage fort existe entre la dynamique de la fragmentation du liquide et la combustion des gouttes résultantes, de par la modification des propriétés physiques des composants de l'écoulement sous l'effet du champ de température, ainsi que par la modification du champ de vitesse local dû encore une fois au champ de température non uniforme et la production de gaz de combustion.

Pour une chambre de combustion de moteur-fusée, le temps de vie d'une goutte de carburant ou comburant, c'est à dire le temps que la goutte ou les paquets liquides mettent pour traverser la chambre avant d'être complètement évaporés et brûlés, détermine directement la longueur de la chambre de combustion. Pour les moteurs à carburants carbonés, les inhomogénéités de concentration et de réaction produisent de nombreux polluants tels que les oxydes d'azote et des particules de suie (hydrocarbures aromatiques polycycliques) sur lesquels il est possible d'influer, et bien sûr le CO<sub>2</sub> sur lequel un bilan des espèces chimiques de réaction nous apprend qu'il est un produit de réaction incontournable.

L'obtention d'un bon rendement de réaction et une diminution de la production de polluants comme les particules fines et les oxydes d'azote nécessite une compréhension fine de l'écoulement aérothermochimique. Le problème étant trop complexe de prime abord, il convient de comprendre séparément chacun des processus impliqués dans le problème. Ceci justifie les études d'atomisation sans combustion, comme préalable aux études de combustion couplées à l'atomisation.

La suite du chapitre s'intéresse à un état de l'art autour des différentes problématiques relatives à l'atomisation assistée de jets coaxiaux sans transfert de masse et de température : les mécanismes de désintégration du jet liquide, la mise en évidence expérimentale de l'instabilité large échelle, les instabilités hydrodynamiques, la structure du jet, la granulométrie et enfin l'extension des lois d'échelle ou de similitudes extrapolées aux propergols cryogéniques et pour les conditions de fonctionnement du moteur. Ces derniers sont en effet utilisés dans les moteurs fusées cryotechniques. Les objectifs de la thèse seront enfin précisés.

## 1.1 Mise en évidence expérimentale du flapping

Une grande majorité des études sur l'atomisation s'est principalement focalisée sur le spray produit et la description du phénomène s'est bornée à des corrélations, dépendantes des géométries. Une première synthèse de ces travaux a été proposée par Lefevbre 1988 [45].

Par la suite, Joseph [39] a étudié la fragmentation d'une goutte dans un tube à choc et à décrit la désintégration de la goutte en deux étapes, que sont une accumulation de liquide à l'équateur et la désintégration de cet anneau liquide. Raynal [75] a réalisé un travail sur une configuration d'atomisation plane avec prefilming et a montré la présence de l'instabilité de cisaillement à l'interface liquide-gaz et entre autres l'influence du rapport des pressions dynamiques  $M$  sur la longueur de dard liquide. Lasheras et Hopfinger ont réalisé une étude sur la question de la présence d'autres instabilités que celle de l'instabilité de cisaillement pouvant rendre compte du phénomène. Marmottant et Villermaux ont décrit le lien entre le spray et les instabilités hydrodynamiques présentes à l'interface entre le liquide et le gaz et tout le long du processus de déformation et de désintégration du jet liquide. La description du mécanisme de désintégration du jet liquide en une première population de gouttes a été réalisée par Marmottant et Villermaux [57] ainsi que Hong [36] et Varga [81], moyennant une différence sur l'origine de l'accélération conduisant à la formation des ligaments.

Ce mécanisme fait intervenir une cascade d'instabilités hydrodynamiques, la première étant l'instabilité de cisaillement qui déforme l'interface du jet en vagues qui sont accélérées par l'écoulement gaz. L'instabilité de Kelvin-Helmholtz est principalement pilotée par le rapport de densité et le cisaillement à l'interface. L'accélération déstabilise à nouveau les vagues en ligaments sous l'effet de l'instabilité de Rayleigh-Taylor, pilotée par le rapport de densité et l'accélération. Marmottant et Villermaux [57] supposent une accélération créée par le passage de l'onde à l'interface, alors que Hong 2002 [37], Hong 2003 [36] et Varga 2003 [81] supposent une accélération créée par l'effort de trainée produite par le gaz sur la vague.

Ces ligaments se brisent ensuite sous l'effet des forces de tension de surface et l'instabilité de Rayleigh-Plateau. Le mécanisme de production des gouttes par ce mécanisme est aussi appelé épluchage. C'est le seul mécanisme d'atomisation avec la brisure secondaire qui soit décrit phénoménologiquement ( Herrmann et Gorokhovski [30] ). Nous voyons ainsi que la brisure dépend de nombreux paramètres physiques et d'injection comme la géométrie, ainsi que de la configuration de l'écoulement lorsque les instabilités apparaissent. Nous pensons particulièrement à l'évolution spatiale de l'écoulement selon l'axe principal d'injection. La cascade d'instabilités et l'évolution spatiale de l'écoulement produit une dépendance spatiale du spray et des phénomènes non triviaux. Ce mécanisme de brisure est également localisé à la proximité des vagues produites par l'instabilité de cisaillement.

Pour en revenir à la désintégration du jet liquide, une partie du jet liquide est donc arrachée et convectée par le jet gaz, pour éventuellement subir une atomisation secondaire, résultat des mécanismes de brisure et de coalescence, pilotés entre autres par le nombre de Weber construit sur le diamètre des gouttes.

Cependant, la quantité de liquide arrachée par le mécanisme d'épluchage reste faible (typiquement moins de 30% Hong [36]) comparé au flux de liquide contenu dans le jet liquide restant. Ce mécanisme d'épluchage ne permet donc de donner les caractéristiques que d'une partie du spray. Cette première population de goutte a un rôle important dans les chambres de combustion : la finesse des gouttes sert d'accroche flamme derrière l'injecteur et a ainsi un rôle dans la stabilisation de la flamme. Un exemple du régime d'épluchage et de désintégration des structures produites par l'instabilité large échelle est présenté en figure 1.2 suivante. La différence de topologie de la brisure entre l'épluchage du jet et la désintégration du jet suite à son déplacement radial large échelle est remarquable.



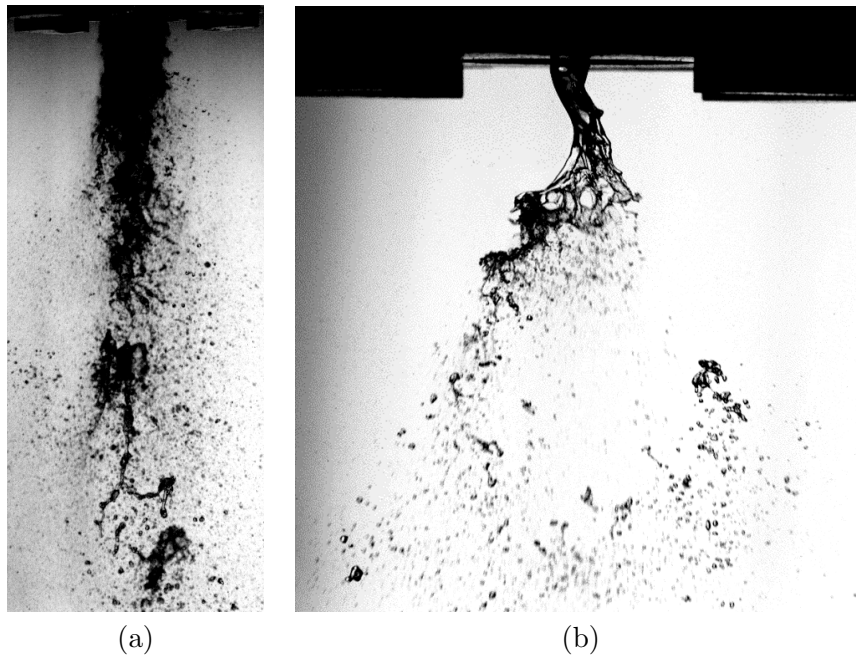


FIGURE 1.2 – Exemples de sprays produits par l'épluchage du jet (a) et la désintégration de structures larges échelles (b). Conditions expérimentales (a) :  $H_L = 20$  mm,  $H_G = 1,8$  mm,  $U_L = 0,26$  m/s,  $U_G = 105,5$  m/s , conditions expérimentales (b) :  $H_L = 5$  mm,  $H_G = 12,5$  mm,  $U_L = 0,66$  m/s,  $U_G = 46$  m/s. Les vitesses précisées sont des vitesses débitantes.

La question de la fragmentation du jet liquide non épluché restant reste à ce jour peu traitée. Cette étude présente justement des éléments pour comprendre la suite de l'histoire du jet.

### 1.1.1 Flapping de jets coaxiaux

Après l'épluchage s'il est éventuellement présent, des excursions radiales du jet ont été observées par de nombreuses études sur l'atomisation assistée. Nous définissons dans cette thèse le *flapping* comme un déplacement radial du jet supérieur au rayon liquide à l'injection.

Sans être exhaustif, nous pouvons citer Farago et Chigier 1992 [26] qui ont proposé une classification des régimes de brisure sur laquelle nous reviendrons. Des images de leur jet sont proposées en figure 1.3 suivante et montrent des excursions radiales du jet pour diverses vitesses gaz et liquides.

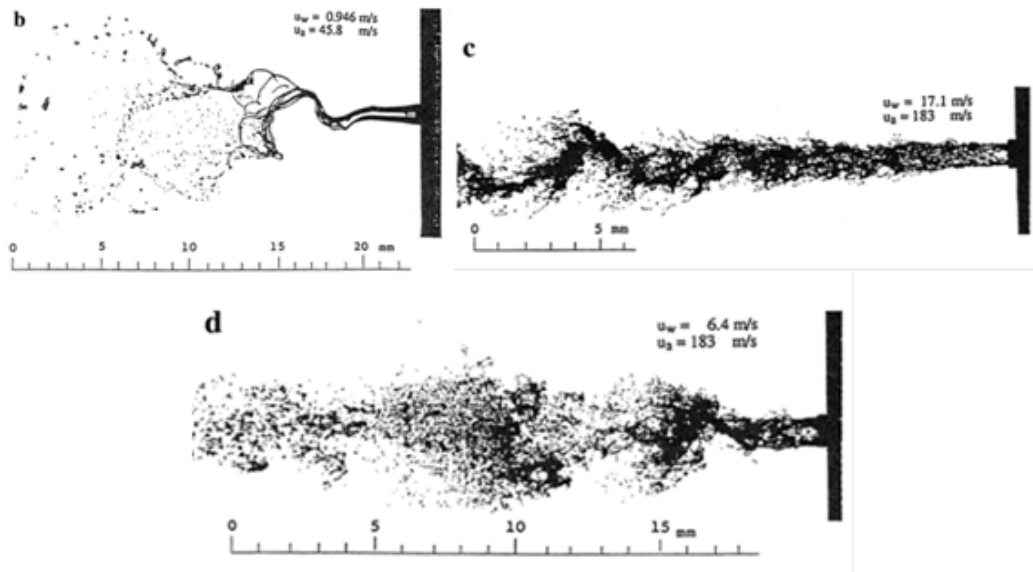


FIGURE 1.3 – Exemples d’excursions radiales de jet liquide atomisé par un jet gaz coaxial, observés par Farago et Chigier [26]. Le diamètre liquide a été varié entre 1 et 1,5 mm avec et sans divergents, et l’épaisseur gaz était de 4,5 mm. La vitesse liquide a été variée de 0,24 à 19,6 m/s, la vitesse gaz a été variée de 22 à 183 m/s.

D’autres auteurs font état expérimentalement d’une oscillation transverse du jet liquide. Parmi ceux-ci, nous pouvons citer Lasher et Hopfinger 2000 [43] qui font référence à des régimes de brisure non axisymétriques tandis qu’Eroglu et al 1991 [25] évoquent un jet se déplaçant de part et d’autre de l’axe d’injection. Engelbert et al 1995 [24] évoquent des vagues sinusoïdales et ondulantes, tout comme Lasher et al 1998 [44] et Varga et al 2003 [81] qui observent de larges excursions radiales, exposant des segments de jet liquide perpendiculairement à l’écoulement gaz. Juniper et Candel 2003 [40] ont également observé une instabilité de grande longueur d’onde hélicoïdale ou sinueuse, favorisée par un retrait du pitot liquide à l’intérieur de la conduite gaz. Ces derniers auteurs rapprochent cette observation à celle de Rehab 1997 [76] et de sa bulle de recirculation oscillante. Selon Juniper et Candel 2003 [40], l’instabilité de grande longueur d’onde en question serait ainsi une instabilité de sillage, et non une instabilité ayant un lien avec l’instabilité de cisaillement. Farago et Chigier 1992 [26] tout comme Mayer et al 2004 [66] ont observé plusieurs régimes où le jet se déplace radialement et un en particulier où la fragmentation est pulsée, d’où le nom donné par ces auteurs à ce régime de brisure : « superpulsating ». Farago et Chigier 1992 [26] ont également proposé une cartographie des régimes de brisure observés, fonction du nombre de Reynolds liquide et du nombre de Weber gaz, où d’autres régimes de brisures peuvent être asymétriques. Un résumé plus détaillé de leur travail et la cartographie des modes de brisure sont repris en section 3.4.

Matas et Cartellier 2011 [65] ont réalisé une étude préliminaire plus quantitative sur le flapping de jet atomisé par un flux de gaz coaxial. La fréquence du flapping a été mesurée par reconstruction tri-dimensionnelle du jet liquide. Cette fréquence de flapping est croissante affine avec la vitesse gaz et est assez proche de la fréquence des vagues produites par l’instabilité de cisaillement. Le caractère planaire d’une réalisation isolée du flapping (i.e. de déplacement latéral du jet) a également été mise en évidence, alors que ce plan de déplacement tourne aléatoirement dans le temps.

Des oscillations latérales périodiques ont été observées dans le cas d’un jet monophasique confiné par Villermaux et Hopfinger de 1994 [83]. Un modèle à retard est proposé qui modélise correctement le phénomène. Pour un écoulement de jets monophasique cocourants, le mécanisme d’oscillation latérale du jet est basé sur l’oscillation de la position de la poche de recirculation derrière le cône potentiel (Rehab et al 1997 [76]).

Leroux et al [46] ont également remarqué le déplacement radial du jet pour un injecteur coaxial.

Ils ont également noté qualitativement un effet de l'épaisseur gaz sur l'ampleur du déplacement radial du jet. Pour certaines de leurs conditions, une épaisseur gaz petite favorise le flapping alors qu'une épaisseur gaz importante diminue l'ampleur du phénomène.

Charalampous et al 2009 [14] ont identifié sur leur injecteur coaxial que le jet liquide pouvait être écarté de l'axe de symétrie de l'injecteur. Ces auteurs notent que l'effet est principalement visible à faible vitesse liquide, et qu'il est très réduit à plus haute vitesse liquide. La vitesse gaz semble avoir sur leur expérience un effet plus réduit que la vitesse liquide sur le déplacement radial du jet.

Des oscillations latérales du jet ont également été observées sur des expériences en fluides cryogéniques sous flamme dans des conditions réalistes en comparaison des conditions de fonctionnement moteur, par Locke et al 2010 [49] (Diamètre liquide de 2,06 mm, épaisseur gaz de 1,14 mm. Vitesse liquide variée de 19 à 30,5 m/s. Vitesse gaz variée de 114 à 523 m/s).

Un écoulement parallèle au jet atomisé de 26 m/s est ajouté afin de confiner le jet et de prévenir une éventuelle extension non réaliste du jet dans la chambre. Une recirculation massive dans la chambre est également supprimée, ce qui permet de modéliser une configuration au plus près des conditions d'injection moteur. Un exemple du jet observé par ces auteurs est donné en figure 1.4 suivante :

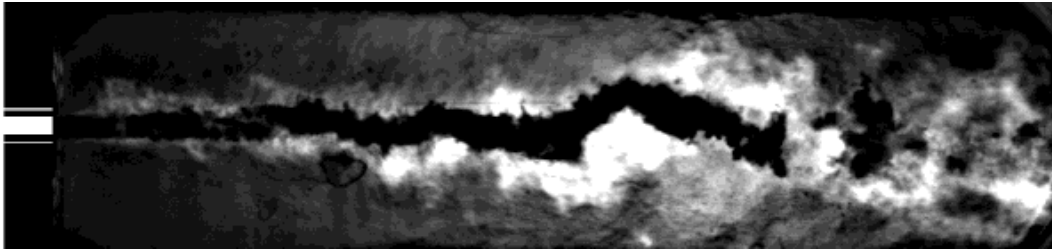


FIGURE 1.4 – Exemples d'excursions radiales d'un jet d'oxygène liquide atomisé par du dihydrogène gazeux sous flamme, observé par Locke et al 2010 [49]. Pression de 63 bar lors de l'expérience. Ecoulement parallèle de fond de 26 m/s.

Nous pouvons clairement observer le déplacement latéral du jet de part et d'autre de l'axe d'injection. La dissymétrie devient comparable au diamètre liquide à une certaine distance de l'injecteur. Ces auteurs mesurent également la fréquence de passage des structures d'oxygène liquides d'une taille caractéristique de quelques diamètres. Ces structures sont produites par la désintégration des structures formées par le flapping du jet liquide. Le nombre de Strouhal basé sur la fréquence de détachement de ces paquets, la vitesse liquide et le diamètre d'injection varie entre 910 et 570, dépendant des conditions de pression. La fréquence est plus basse pour les plus hautes pressions, au-delà du point critique de l'oxygène liquide. Ces mêmes auteurs ont mesuré la vitesse des paquets liquides et ont noté une accélération de ces paquets par le gaz, leur vitesse étant supérieure à celle de la vitesse de l'oxygène liquide à l'injection, le banc expérimental étant horizontal, sans l'effet de l'accélération de la pesanteur.

Malgré cet élément de caractérisation, il existe plus d'éléments de caractérisation du flapping de nappes et drapeaux que pour le flapping de jets coaxiaux. Nous examinons ci-après les éléments de caractérisation du flapping de nappes et drapeaux.

### 1.1.2 Flapping de nappe liquide

Une nappe liquide déstabilisée par deux courants gaz parallèles rapides peut présenter des oscillations transverses à la normale de la nappe de forte amplitude, analogues visuellement au battement d'un drapeau. La visualisation ci-dessous de la figure 1.5 confirme cette similitude.

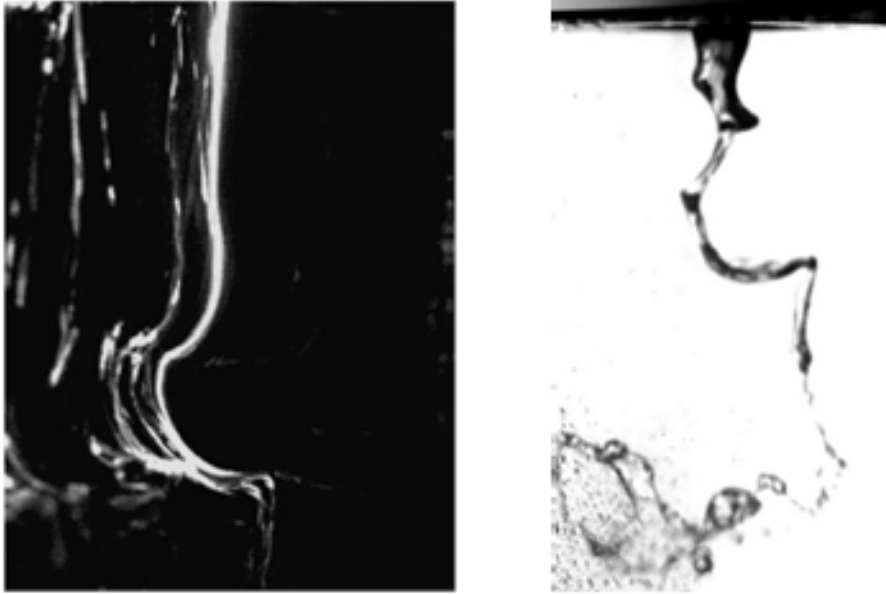


FIGURE 1.5 – Image de gauche : visualisation de l’oscillation d’une nappe 2D (Lozano et al 2001 [52]), la nappe liquide étant coupée par une tranche laser  $U_G = 25$  m/s et  $U_L = 3$  m/s. Image de droite : visualisation de l’instabilité grande échelle ou flapping sur un jet axisymétrique, injecteur n°1 de cette présente étude :  $U_G = 14$  m/s  $U_L = 0.16$  m/s, diamètre liquide de 7,6 mm, épaisseur gaz de 7,4 mm. On notera l’aspect similaire de la déformation radiale du jet entre les deux images.

Le groupe de Norman Chigier à Carnegie Mellon University (Pittsburgh USA) a effectué plusieurs études expérimentales de cette configuration de nappe cisillée, études qui servent encore de référence aujourd’hui. Ils ont en particulier mesuré la fréquence des battements de la nappe liquide en les classifiant en différents régimes de déstabilisation (Mansour et Chigier 1991 [56], cf figure 1.6) : un régime A (formation de filaments), B (flapping proprement dit) et un régime C (compétition entre des modes de déstabilisation sinueux/variqueux).

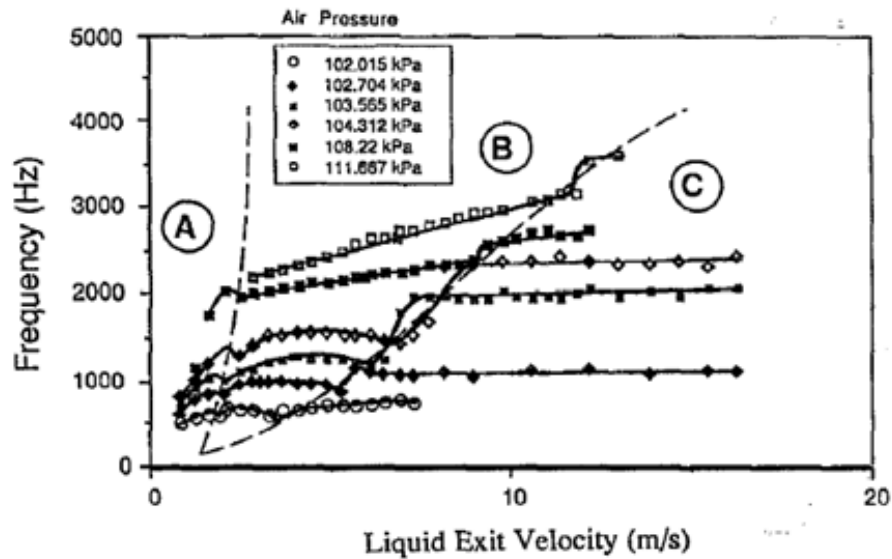


FIGURE 1.6 – Fréquence d'oscillation de la nappe liquide en fonction de la vitesse liquide pour 6 pressions air amont qui sont des mesures de perte de charge dans le canal gaz de leur injecteur et donc de la vitesse gaz (Mansour et Chigier 1991 [56]). L'épaisseur liquide mesurée 0,25 mm, l'épaisseur gaz 1,45 mm. La vitesse liquide a été variée de 0,8 à 16,2 m/s, la vitesse gaz de 17,7 à 119 m/s. Trois régimes de formes de déstabilisation sont observés.

Des images de la nappe pour le régime A et le régime C sont proposées dans la figure 1.7 suivante :

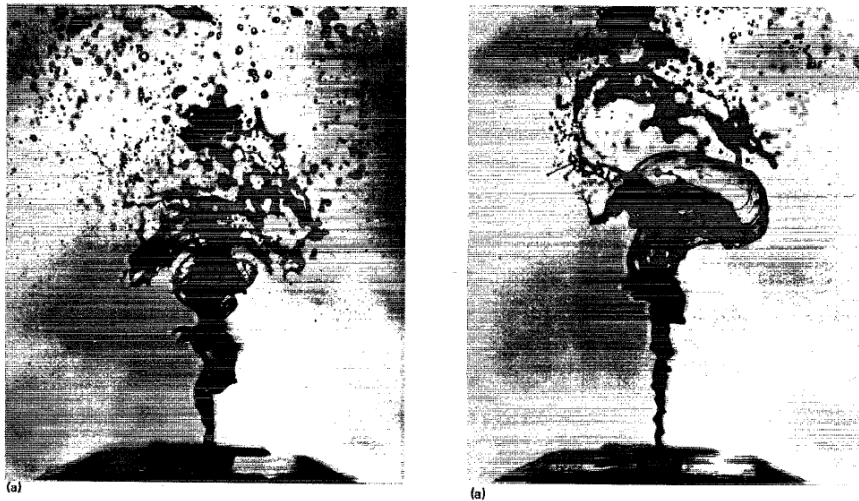


FIGURE 1.7 – Image de réalisations du régime A (à gauche) et C (à droite) de l'étude de Mansour et Chigier 1991 [56]).

L'influence de la vitesse liquide diminue quand la vitesse liquide augmente. Plus précisément, la dépendance de la fréquence à la vitesse liquide dépend des régimes observés par Mansour et Chigier 1991 [56]. La fréquence de battement augmente avec la vitesse liquide pour les régimes A et B et reste constante avec la vitesse liquide pour le régime C. La fréquence augmente avec la vitesse gaz. D'autres auteurs ont également remarqué ces comportements.

Carentz 2000 [10] a observé l'oscillation globale d'une nappe liquide cisailée par deux courants gaz parallèles, le terme d'oscillation globale de la nappe désignant le flapping de nappe. Les conditions expérimentales sont les suivantes : épaisseur de nappe variée de 0,3 à 0,5 mm, épaisseur gaz très

grande devant l'épaisseur de la nappe (injecteur de type profil d'aile), vitesse liquide variée de 1 à 5 m/s, vitesse gaz variée de 30 à 80 m/s. Plusieurs liquides ont été utilisés comme l'eau, l'eau additivée de Teepol et enfin de l'éthanol. Carentz 2000 [10] a observé une dépendance bilinéaire de la fréquence d'oscillation globale à la vitesse gaz et à la vitesse liquide, dont les coefficients dépendent de l'épaisseur de la nappe liquide. Les coefficients directeurs des droites obtenues dépendent peu du liquide utilisé. Un exemple d'une expression obtenue pour une nappe liquide d'épaisseur 0,5 mm est donnée ci-après :

$$f_{flapping} = -7,45 + 7,1U_G - 13,2U_L \quad (1.1)$$

Le faible nombre de géométries testées (3) ne permet pas de donner une loi plus générale. Carentz [10] propose cependant une dépendance de la fréquence réduite avec le rapport des pressions dynamiques  $M = \frac{\rho_G \cdot U_G^2}{\rho_L \cdot U_L^2}$  :

$$f^* = 0.1 \cdot \sqrt{M} \quad (1.2)$$

avec

$$f^* = \frac{f \cdot H_L}{U_L} \quad (1.3)$$

L'expression 1.2 proposée par Carentz [10] n'est cependant pas cohérente avec l'expression 1.1 proposée précédemment par le même auteur, l'expression 1.2 ne faisant plus apparaître la vitesse liquide après développement. L'expression 1.2 ne permet pas non plus de collapser les données expérimentales de Carvalho et al 1998 [12] ni d'obtenir le même préfacteur que les données de Lozano et al 2001 [52] que nous allons expliciter juste après. Cette expression 1.2 n'est donc pas universelle, sans qu'il y ait toutefois de proposition de paramètre(s) supplémentaire(s). Elle ne prend pas non plus en compte l'effet de la vitesse liquide. Carentz souligne que le phénomène est non linéaire de part la taille des déformations du jet et de fait complexe à étudier.

Lozano et al 2001 [52] ont étudié la fréquence de battement du jet, la longueur d'onde de la structure du jet produite par le flapping et le taux de croissance. Ils ont également comparé leurs mesures aux résultats d'une analyse de stabilité linéaire temporelle visqueuse, qui échoue à prédire la longueur d'onde et la fréquence de l'instabilité. L'épaisseur de la couche de vorticité gaz n'a cependant pas été mesurée dans cette étude. Leurs mesures **montrent une proportionnalité de la fréquence de battement de la nappe avec la vitesse gaz** et une faible dépendance à la vitesse liquide, comme observé par Mansour et Chigier 1991 [56]. Lozano et al 2001 [52] proposent l'adimensionnalisation de la fréquence suivante :

$$f^* = \frac{f \cdot H_L / 2}{U_G - U_{G \min}} \quad (1.4)$$

Où  $U_{G \min}$  est interprétée comme la vitesse minimale pour que des oscillations transverses apparaissent, ou encore comme une modélisation du comportement affine de la fréquence avec  $U_G$ . La vitesse minimale d'apparition du flapping dépend du carré de la vitesse liquide. Les données adimensionnées sont proposées en figure 1.8 suivante :

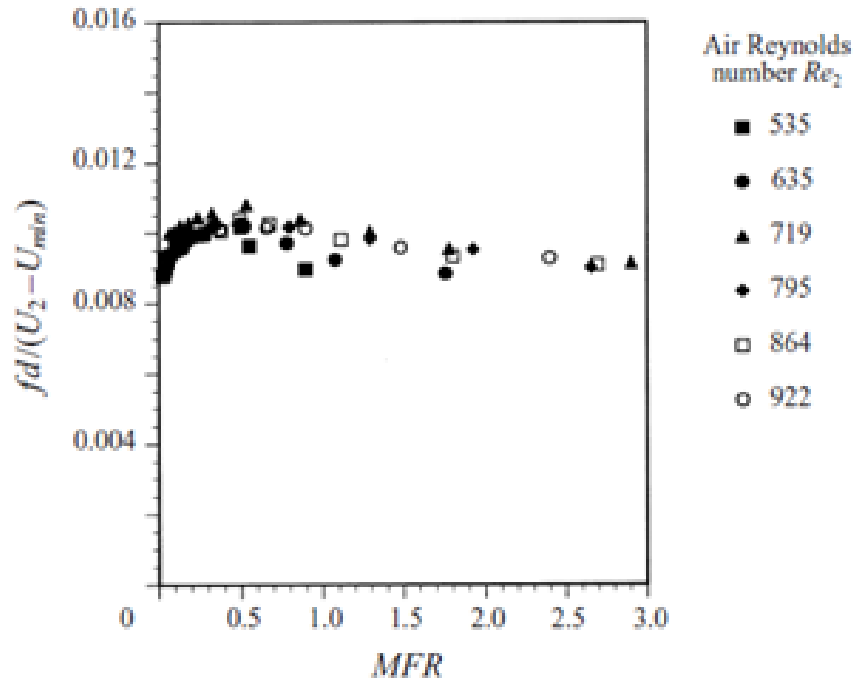


FIGURE 1.8 – Données adimensionnalisées de la fréquence d'oscillation de la nappe liquide en fonction du rapport des pressions dynamiques ( $MFR = M$ ). Lozano et al 2001 [52]. Epaisseur de la nappe liquide : 0,35 mm. Epaisseur de la veine gaz : 3,45 mm. Plage de vitesse liquide : 0,6 à 6 m/s. Plage de vitesse gaz : 15 à 75 m/s.

Bien que présente dans leur adimensionnement, la géométrie n'a pas été variée pour ces données. Ce même groupe d'auteur a réalisé une seconde étude où l'épaisseur liquide a été variée. Lozano et al 2005 [53] proposent une autre version de leur adimensionnement :

$$St = \frac{f \cdot H_L^{1/2} \cdot H_G^{1/2}}{U_G - U_{G \min}} \quad (1.5)$$

Cependant, cette dernière expression ne modélise pas correctement l'effet de l'épaisseur gaz, le Strouhal proposé en équation 1.5 n'étant pas constant avec l'épaisseur de la nappe gaz. Il vaut 0,013 pour l'injecteur d'épaisseur gaz de 3,5 mm et 0,035 pour l'injecteur d'épaisseur gaz égale à 35 mm. La figure 1.9 suivante présente le strouhal de l'équation 1.5 pour les deux épaisseurs de nappe.

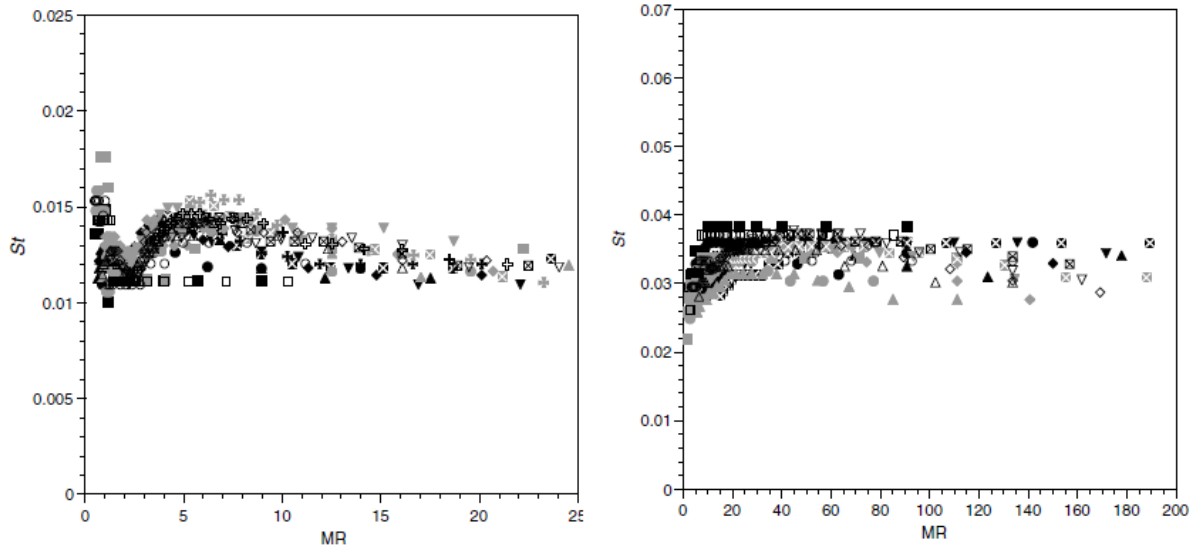


FIGURE 1.9 – Strouhal de Lozano et al 2005 [53] appliqué sur leurs données expérimentales pour deux épaisseurs gaz fonction du rapport de quantité de mouvement  $MR = M \cdot \rho_G / \rho_L$ . Epaisseur de la veine gaz image de gauche : 3,45 mm, image de droite : 35 mm. Epaisseur de la nappe liquide variée de 0,5 à 1,9 mm. Plage de vitesse liquide : 0,11 à 4,44 m/s. Vitesse gaz maximale atteinte : 75 m/s.

Outre les paramètres géométriques, la question du rôle de l'épaisseur de vorticité dans le flapping de nappe est posée, le probl eme étant possiblement lié à l'instabilité de cisaillement. La th ese de Fr ed eric Couderc [17] étudie entre autres l'effet de ce paramètre sur la fr equence de battement de la nappe liquide. Cette étude est numérique dans une configuration d'une nappe plane 2D cisailée par deux courants gaz rapides parallèles. Cette étude traite également de l'effet des paramètres géométriques sur la fr equence de battement. Le nombre de Strouhal suivant est proposé :

$$St = \frac{f \cdot H_L \cdot \delta^{1/2} \cdot H_G^{1/2}}{U_G} \quad (1.6)$$

Le paramètre  $\delta$  est l'épaisseur de vorticité gaz à l'injection. Couderc réduit ainsi ses données comme l'on peut le voir sur la figure 1.10 suivante :



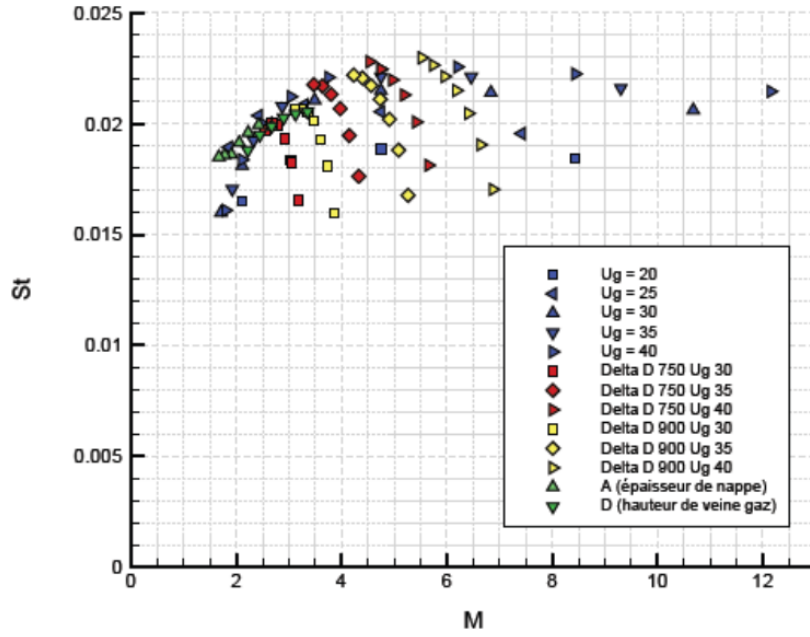


FIG. 7.19 – Répertorisation de l'ensemble des fréquences calculées de l'oscillation globale de la nappe liquide dans le système de coordonnées défini par les nombres adimensionnels  $M$  et  $f^*$  Eq.(7.12). Delta correspond aux calculs en faisant varier l'épaisseur de la couche limite gazeuse et  $D$  à la hauteur de veine.

FIGURE 1.10 – Données adimensionnalisées de la fréquence d'oscillation de la nappe liquide en fonction du rapport des pressions dynamiques. Couderc 2007 [17]

Les nombres de Strouhal de Lozano et Couderc présentés ci-avant ne peuvent pas directement être comparés, l'épaisseur de vorticité gaz n'ayant pas été mesurée par Lozano et ses collaborateurs dans les deux études présentées ici.

L'effet de l'épaisseur de vorticité gaz sur l'instabilité de flapping de la nappe n'est pas consistant entre les études de Carentz [10] où l'épaisseur de vorticité est absente, la corrélation par Fernandez et al [27] propose une influence en  $\delta/\delta_\omega$  à la puissance 3/2, comme explicité ci-dessous :

$$\frac{f_{flapping} \cdot H_L}{U_{G \min}} = \left( \frac{\rho_G \cdot (U_G - U_{G \min}) \cdot C_{ing}}{\mu_L} \right)^{\frac{4}{5}} \left( \frac{\delta}{\delta_\omega} \right)^{\frac{3}{2}} \quad (1.7)$$

Où  $\delta$  est l'épaisseur de la couche limite gaz et  $\delta_\omega$  est l'épaisseur de la couche de vorticité gaz et  $U_{G \min}$  est la vitesse gaz minimale d'apparition du flapping, comme définie par Lozano et al 2001 [52]. L'influence de la forme de la couche limite via le rapport  $\delta/\delta_\omega$  est ici présent de part la forme particulière de l'injecteur liquide qui est un profil NACA. Le liquide est injecté au bord de fuite de l'injecteur, et l'écoulement d'air ayant dû contourner le profil, cela produit un profil de vitesse gaz au bord de fuite particulier.

Larricq-Fourcade 2006 [42] a proposé une corrélation similaire pour la fréquence de flapping de nappe, rappelé ci-après :

$$\frac{f_{flapping} \cdot H_L}{U_L} = 0,0034 \cdot \sqrt{\frac{\rho_G}{\rho_L}} \left( \frac{U_G - U_{G \min}}{U_L} \right) \frac{\delta}{\delta_\omega} \quad (1.8)$$

Nous rappelons également de Couderc 2007 [17] donné en relation 1.6, qui propose une dépendance de la fréquence de flapping de la nappe liquide en racine carrée de la couche limite gaz.

Odi r 2014 [68] sur des simulations numériques 3D d'une nappe liquide cisailée par deux courants gaz parallèles à la nappe liquide obtient une dépendance de la fréquence de battement de la nappe décroissante avec l'épaisseur de couche limite  $\delta$ .

En guise de conclusion sur le flapping de nappe liquide, l'effet des paramètres de contrôle vitesse liquide et vitesse gaz est relativement bien décrit. La fréquence de battement de la nappe augmente linéairement avec la vitesse gaz, et la dépendance de la fréquence de battement de la nappe avec la vitesse liquide dépend des régimes identifiés par Mansour et Chigier 1991 [56]. La dépendance de la fréquence de flapping de la nappe avec la vitesse liquide est cependant plus faible que la dépendance de cette fréquence avec la vitesse gaz. L'effet de la géométrie sur la fréquence de flapping de la nappe n'a été que partiellement décrit : l'effet de l'épaisseur de la nappe liquide est correctement décrit par le travail de Lozano et al 2005 [53], alors que ce même travail échoue à donner la bonne loi pour la dépendance de la fréquence du flapping avec l'épaisseur gaz. Le travail de Lozano et al 2001 [52], en particulier leur analyse de stabilité temporelle visqueuse, n'a pas permis de donner des éléments sur l'origine de cette instabilité. Cette analyse a été réalisée sans prise en compte d'un déficit de vitesse, avec un milieu gaz semi-infini. Les fréquences des modes les plus amplifiés donc avec le plus fort taux de croissance temporel, sont plus élevées que ce qui est observé sur l'expérience. L'épaisseur de vortacité gaz n'a pas été mesurée, ni dans le papier de Lozano et al 2001 [52] ni dans celui de Lozano et al 2005 [53].

L'effet de l'épaisseur de vortacité sur l'instabilité de flapping n'est pas cohérent entre les diverses expériences réalisées, ni entre les simulations numériques de nappes liquide en 2D (Couderc 2007 [17] et en 3D Odier 2014 [68]). Ce paramètre étant en lien direct avec l'instabilité de cisaillement, la confirmation de l'effet de ce paramètre sur l'instabilité large échelle permettrait de clarifier l'origine de cette instabilité.

Le déplacement latéral de nappes et de drapeaux solides ont quant à eux fait l'objet de nombreuses études. Nous allons maintenant les présenter.

### 1.1.3 Flapping de drapeaux et structures rigides

La description du flapping de drapeau été menée par Lord Rayleigh, dans son papier sur l'instabilité de jets. Il a montré à cette occasion qu'une membrane infinie cisailée par un écoulement est toujours instable (Strutt et Rayleigh [79]). La stabilité d'un drapeau de taille finie n'a été étudiée que bien plus tard, le drapeau de taille finie pouvant être stable dans un écoulement parallèle.

Ainsi, Taneda 1968 [80] a montré expérimentalement que la fréquence de battement de drapeaux de différents tissus était proportionnelle à la vitesse gaz (voir figure 1.11 suivante). Le drapeau possède parfois deux fréquences de battement pour une seule vitesse gaz, fréquences associées à plusieurs modes présents simultanément.

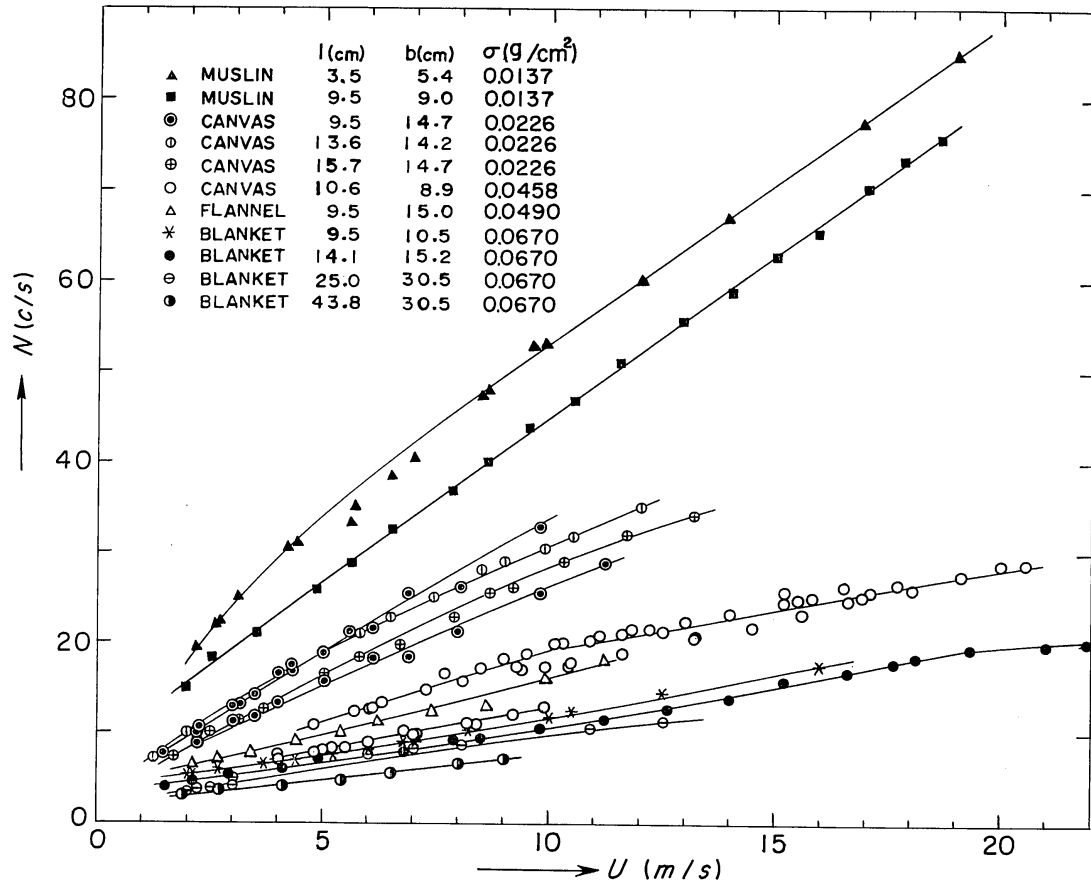
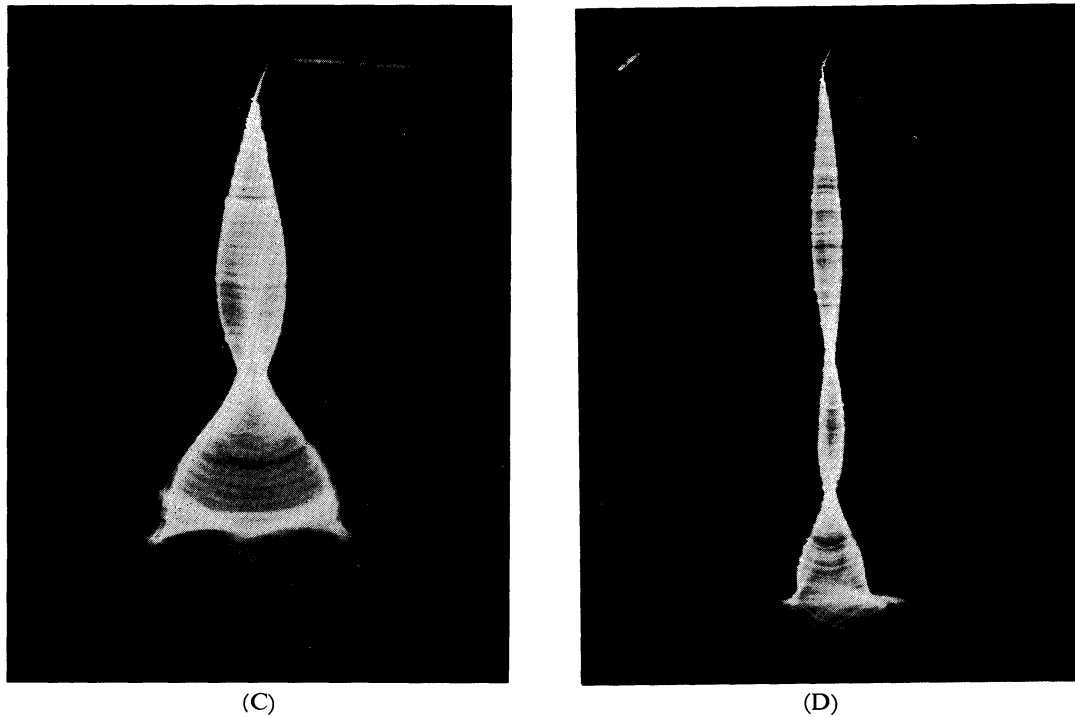


Fig. 2. Variation of flutter frequency with wind speed.

FIGURE 1.11 – Fréquence de battement d'un drapeau de divers tissus et de différentes tailles observé par Taneda 1968 [80].  $l$  longueur longitudinale du drapeau,  $b$  envergure.

Il a également mis en évidence l'existence de plusieurs modes de déplacement (voir figure 1.12 suivante), qui sont la signature de la présence d'une onde stationnaire, combinaison d'une onde incidente et d'une onde réfléchie au bord libre du drapeau. Il a également montré que le flapping n'apparaissait que pour une première vitesse gaz seuil. Le flapping du drapeau est régulier lorsque la vitesse gaz est faible en-dessous d'un certain seuil puis devient chaotique pour une vitesse gaz supérieure à ce seuil, ce qui définit une deuxième vitesse gaz seuil. Cette deuxième vitesse seuil est dépendante de la longueur longitudinale du drapeau. D'après cet auteur, le nombre de Reynolds construit sur la vitesse gaz, la longueur longitudinale du drapeau et la viscosité cinématique du fluide pilote les deux vitesses gaz seuil.



(C) (D)  
Fig. 3. Photographs showing oscillation modes of flag.

(C)  $l=30.0$  cm, blanket,  $U=5.0$  m/s. (D)  $l=50.0$  cm, blanket,  $U=3.0$  m/s.

FIGURE 1.12 – Exemples de modes de battement d'un drapeau de tissu observé par Taneda 1968 [80]. Plage de vitesse gaz : 1 à 25 m/s.

Cet auteur a également donné les nombres adimensionnels pertinents pour le phénomène de battement d'un drapeau sans rigidité de flexion : il s'agit d'un nombre de Strouhal, du nombre de Reynolds basé sur la longueur du drapeau et d'un rapport de masse surfacique du matériau et du produit de la masse volumique du fluide par la longueur du drapeau (voir figure 1.13 suivante). En comparant la situation du drapeau à celle d'un écoulement autour d'une plaque rigide d'angle d'incidence nul et de même longueur que le drapeau, l'étude remarque que le drapeau tend à stabiliser l'écoulement du gaz au sens que le Reynolds précédemment défini et correspondant à l'apparition d'une allée tourbillonnaire de Von Karman est plus élevé pour la configuration drapeau souple que pour la configuration plaque rigide. De plus, le Strouhal de battement du drapeau n'est pas lié à celui d'une allée de Von Karman observée derrière une plaque rigide. Le phénomène n'est donc pas produit par l'écoulement seul mais est bien le résultat d'un couplage entre le drapeau et l'écoulement. Cet auteur a également constaté que la traînée produite par le drapeau lorsque celui-ci bat est plus importante que lorsque celui-ci ne bat pas. La viscosité est introduite pour des raisons dimensionnelles et n'a pas été variée expérimentalement.

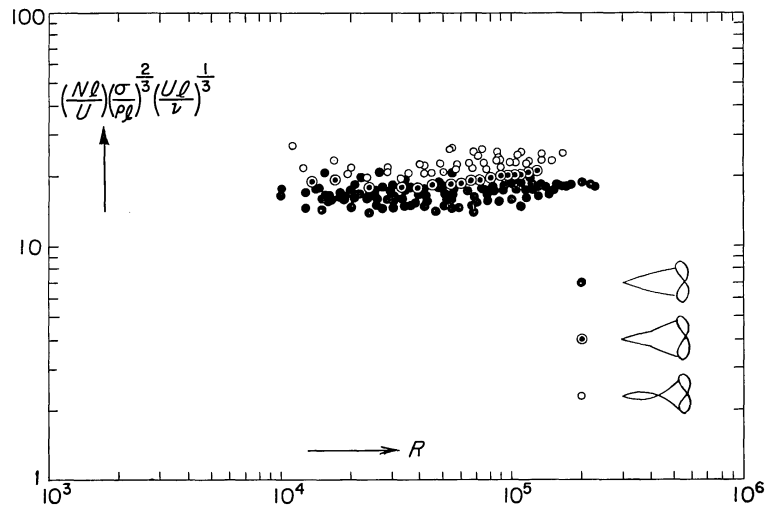


Fig. 10. Relationship between  $(NI/U)(\sigma/\rho l)^{2/3}(Ul/\nu)^{1/3}$  and Reynolds number.

FIGURE 1.13 – Proposition de loi d'échelle de Taneda 1968 [80] sur les données expérimentales de Taneda 1968 [80] fonction du nombre de Reynolds basé sur la longueur du drapeau. L'effet du nombre de Reynolds proposé sur la fréquence de battement a été testé iséparement.

Watanabe et al 2002 [84] ont également montré expérimentalement une croissance linéaire de la fréquence de battement d'une feuille de papier ou de plastique avec la vitesse gaz. Cette étude est réalisée dans le contexte du phénomène de battement du papier dans les rotatives d'imprimeries, qui a pour effet de limiter la vitesse d'impression et est donc un problème. Les configurations étudiées sont de deux types : le battement d'une feuille contrainte en un seul bord à la manière d'un drapeau et une seconde configuration où la feuille est contrainte en traction perpendiculairement à l'écoulement, configuration modélisant le problème observé dans les rotatives. Pour cette seconde configuration, la feuille de papier entraine l'air par son mouvement, l'air étant visqueux. Les cylindres dirigent ensuite l'écoulement perpendiculairement au mouvement d'avancement, de par leur configuration. Cet écoulement perpendiculaire au mouvement de la feuille conduit à la déstabiliser et l'on observe ainsi le battement de la feuille analogue à celui d'un drapeau. La figure suivante 1.14 schématise la seconde configuration étudiée par ces auteurs :

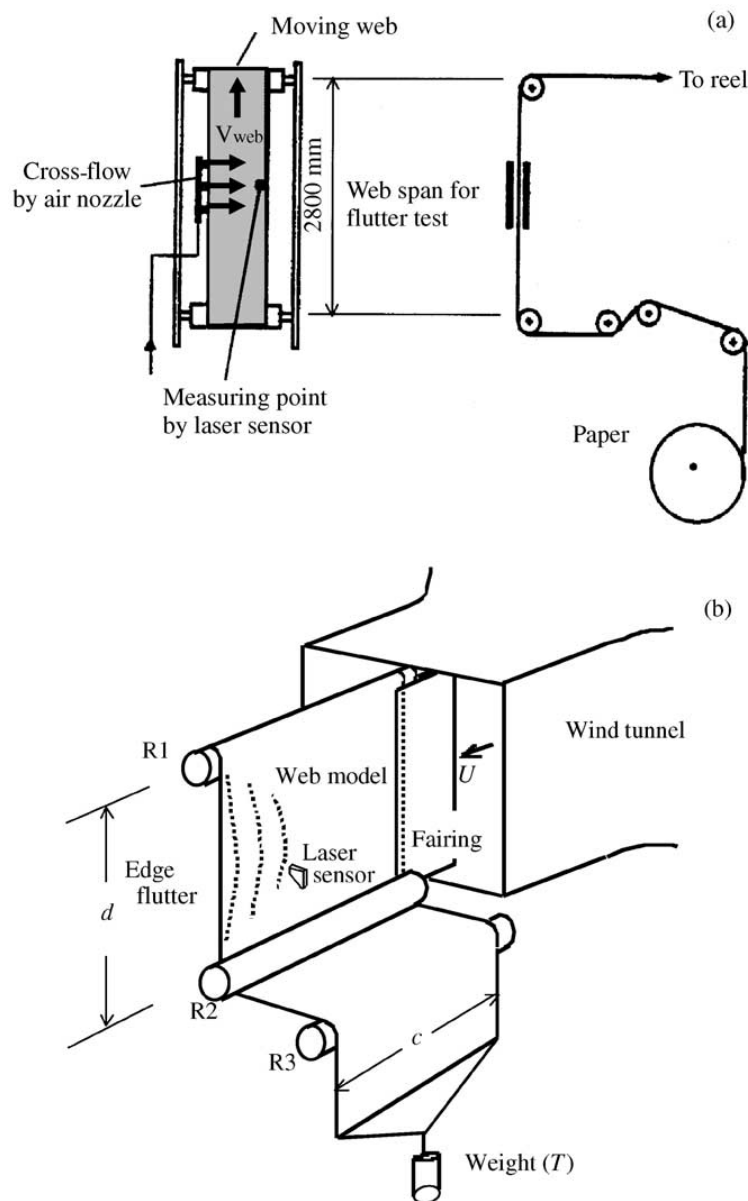


FIGURE 1.14 – Configuration de flapping d’une feuille de papier et de plastique étudiée par Watanabe et al [84] en régime dynamique (a) et statique (b).

En plus des autres paramètres déjà évoqués, les auteurs considèrent aussi la tension de la feuille et les propriétés élastiques de la feuille. Pour les deux configurations, la fréquence de battement de la feuille est toujours affine avec la vitesse gaz et les modes sont semblables. Une hystérésis de la présence du battement de la feuille en configuration de type drapeau a également été mise en évidence. Cette hystérésis consiste au fait que pour une géométrie donnée de feuille fixée à la manière d’un drapeau, le battement de la feuille apparaît pour une certaine vitesse gaz,  $U_S$ . Si l’on diminue la vitesse à partir de cette vitesse seuil, le battement de la feuille persiste jusqu’à une vitesse d’extinction  $U_Q$  plus petite que  $U_S$ . Ce cycle d’hystérésis est explicité en figure 1.15. Cet hystérésis n’a pas été observé pour la configuration de flapping d’une feuille de papier contrainte transversalement.

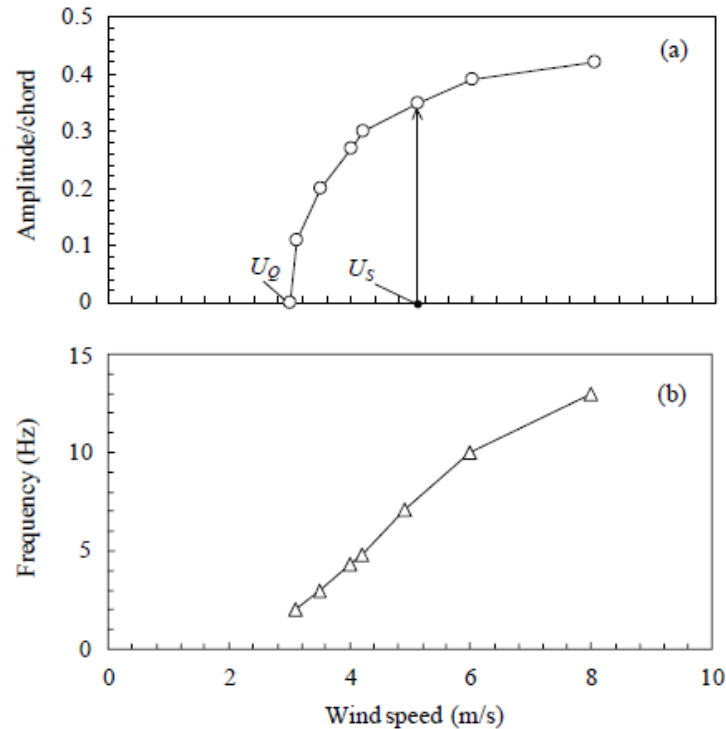


FIGURE 1.15 – Mise en évidence de l’hystérésis du battement d’une feuille de papier fixée à la manière d’un drapeau par Watanabe et al 2002 [84]. Figure du haut : amplitude en unité de longueur du drapeau fonction de la vitesse gaz. Figure du bas : fréquence de battement du drapeau.

Michelin et al 2008 [67] ont proposé un modèle bi-dimensionnel simplifié pour la description du flapping de drapeau élastique de longueur finie basé sur une modélisation potentielle inviscide de l’écoulement fluide et un modèle de type poutre inextensible Euler-Bernoulli en petits déplacements pour le drapeau. Le modèle est simplifié afin de pouvoir simuler des temps physiques longs relativement à la période temporelle du battement. Les résultats obtenus correspondent aux prédictions de Eloy et al 2008 [23], ces derniers comparant une modélisation analogue du problème à des résultats expérimentaux, ces mesures concordants avec leur modélisation. Michelin et al 2008 [67] décrivent trois régimes dépendants de la vitesse gaz : un premier stable à faible vitesse gaz, un deuxième instable et périodique à résonance étroite lorsque la vitesse gaz est supérieure à une certaine valeur seuil et un troisième régime à résonance large bande lorsque la vitesse est encore augmentée. Ce comportement est expliqué par la modélisation effectuée par ces mêmes auteurs, plusieurs modes spatiaux cohabitent avec différents taux de croissance et différents types de régimes d’instabilité. La présence de ces régimes d’instabilité est la conséquence de la présence d’une onde stationnaire, de la présence à la fois d’une onde évoluant dans le sens de l’écoulement et d’une autre évoluant dans le sens opposé à l’écoulement. Ce point est confirmé par la modélisation de Michelin et al 2008 [67]. L’onde se propageant en sens contraire à l’écoulement est une conséquence du saut de pression au bord de fuite, et liée à des forces de rappel. La présence de différents régimes est lié à la présence d’un mécanisme générant une onde se propageant en sens inverse de l’écoulement gaz.

Eloy et al 2008 [23] ont observé et modélisé le flapping de drapeau élastique de manière plus complète que Michelin et al 2008 [67]. En particulier, ils ont cherché à améliorer la compréhension de l’influence du rapport d’aspect sur le flapping. Une bifurcation du système associée à un hystérésis dans le battement lorsque la vitesse gaz varie est également observée. Par la suite, Eloy et al 2012 [22] ont donné une explication à l’origine de cet hystérésis en précisant la nature de l’instabilité lors de cette bifurcation. Ils ont montré un effet de la courbure transverse du drapeau sur une des vitesses seuil d’apparition du battement. Un changement de la nature du mode opère avec la vitesse gaz, ce

qui change la nature du spectre du signal de déplacement latéral du drapeau.

Le phénomène de flapping est similaire physiquement au problème de propulsion par déformation d'un solide, comme celle observée pour la nage des poissons. Lighthill 1969 [48] a montré en particulier que la propulsion avait lieu lorsque le mouvement de la structure propulsive était plus rapide que celui du fluide environnant. Cette remarque peut également être transposée pour le cas d'un drapeau ou d'un fluide entraîné par un courant gaz : il est très probable que les perturbations de formes du drapeau ou du fluide soient moins rapides que l'écoulement gaz environnant. Le problème serait ainsi lié à un problème de traînée produite par les excursions transverses du matériau ou fluide sujet au flapping et serait ainsi non linéaire.

### 1.1.3.1 Conclusion sur le battement de structures de type drapeau

Le flapping de drapeau semble être différent du flapping de jets ou nappes liquides, la diversité des modes observés en drapeau n'étant pas observés pour les nappes ni les jets. La rigidité du matériau et l'extensibilité du drapeau dans la direction de l'écoulement, qui jouent un rôle dans le flapping de drapeau, ne sont pas transposables au fluide. De plus, le liquide de la nappe et du jet est convecté, ce qui n'est pas le cas du drapeau où seule l'onde de déformation l'est. Le flapping de drapeau présente un comportement ondulatoire, de part la présence de modes. Le flapping de nappe ou de jet n'est peut-être pas ondulatoire comme dans le cas solide. Cette dernière hypothèse est explorée dans ce manuscrit. Néanmoins, la fréquence de battement augmente linéairement avec la vitesse gaz, ce qui est observé pour les nappes et les jets. Une hystérésis sur l'amplitude de flapping n'a pas non plus été mentionnée pour le flapping de nappes liquides.

Afin de clarifier les mécanismes sous-jacents au battement latéral des jets et de la même manière que ce qui a été fait sur les nappes et les drapeaux, une description des instabilités hydrodynamiques par une analyse de stabilité linéaire de l'écoulement étudié est maintenant proposée.

## 1.2 Instabilités hydrodynamiques

La première description de la brisure d'un jet libre tombant sous l'effet de la gravité sans assistance gaz a été réalisée par Rayleigh. La brisure est provoquée par la force de tension de surface, le jet de forme cylindrique étant en équilibre instable vis-à-vis de cette dernière force. Une instabilité convective amplifie alors les perturbations du rayon du jet et conduit à la brisure du jet par affinements périodiques dans l'espace. La taille des gouttes formées par ce mécanisme est de 1,89 fois le diamètre du jet.

Lorsque la brisure du jet est assistée par un courant gaz coaxial, le jet liquide est soumis à une cascade d'instabilités hydrodynamiques. La première à apparaître est l'instabilité de cisaillement. Il est possible de la caractériser, de mesurer son taux de croissance spatial ainsi que sa fréquence temporelle. L'analyse de la stabilité d'un écoulement monophasique cisailé a été réalisé par Kelvin en 1871. Le cas diphasique a été traité par Chandrasekhar 1981 [13] et Drazin 1970 [21].

Une analyse de stabilité temporelle a été effectuée par Raynal [75] et Marmottant et Villermaux [57] avec un profil de vitesse de classe linéaire par morceaux montré en figure 1.16, pour une instabilité de type convective seulement.



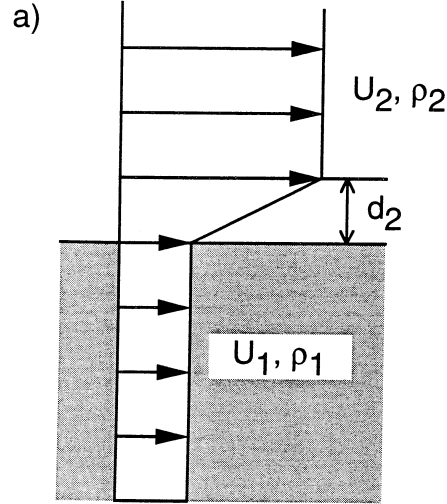


FIGURE 1.16 – Profil de vitesse de base utilisé pour l'analyse de stabilité linéaire de Raynal 1997 [75].

L'épaisseur de vorticité  $d_2$  ou notée  $\delta_G$  dans notre étude s'exprime sur un profil de vitesse réel par l'expression suivante :

$$\delta_G = \frac{\Delta U}{\left. \frac{dU}{dy} \right|_{max}} \quad (1.9)$$

Où  $\Delta U$  est le différentiel de vitesse maximal pour la phase gaz.

Ces études ont permis de montrer que l'instabilité de cisaillement, pour leur géométrie d'étude et pour une configuration d'eau liquide atomisée par de l'air, était pilotée par un mécanisme inviscide et que la pulsation  $\omega$  et le nombre d'onde  $k$  étaient reliés à l'épaisseur de vorticité gaz, à la vitesse gaz et au rapport des masses volumiques des fluides impliqués. Ainsi, pour une géométrie plane, nous avons pour le mode le plus amplifié (Raynal 1997 [75]) :

$$k \approx \left( \frac{\rho_G}{\rho_L} \right)^{1/2} \frac{1}{\delta_\omega} \quad (1.10)$$

$$\omega \approx \left( \frac{\rho_G}{\rho_L} \right) \frac{U_c}{\delta_\omega} \quad (1.11)$$

De main re phénoménologique, la vitesse de phase  $U_c$  est donnée par l'expression suivante (Dimotakis 1986 [20])

$$U_c = \frac{d\omega}{dk} \approx \frac{\sqrt{\rho_L} U_L + \sqrt{\rho_G} U_G}{\sqrt{\rho_L} + \sqrt{\rho_G}} \quad (1.12)$$

Une expression de la vitesse de phase à partir des analyses de stabilité linéaire est possible mais reste dépendante de l'analyse effectuée. Des expressions de ces grandeurs dérivées de l'analyse de stabilité sont disponibles dans l'étude de Matas et al 2011 [63].

Ces lois d'échelles donnent des tendances qui sont observées expérimentalement mais ne permettent pas de prédire la fréquence ou le taux de croissance mieux qu'à un facteur 2 ou 3 près. Cette analyse, bien que précisant correctement la dépendance de l'instabilité aux différents paramètres, est incomplète.

De plus, la validité de cette approche est cantonnée à la zone de croissance linéaire de l'instabilité, où l'hypothèse d'écoulements gaz et liquide parallèles est vérifiée. La thèse de Ben Rayana 2007 [7] regarde ce point en particulier. La croissance des perturbations sélectionnées par l'instabilité de cisaillement devient très rapidement non-linéaire, sur une distance à l'aval de l'injecteur de l'ordre

d'une longueur d'onde de l'instabilité de cisaillement. Les analyses de stabilité linéaire sont donc valables sur l'étendue de la zone de croissance où le mécanisme est linéaire seulement.

### 1.2.1 Modes de l'instabilité de cisaillement

Comme montré par Batchelor et Gill 1962 [6], des modes non axisymétriques peuvent être amplifiés pour un jet coaxial monophasique inviscide. La perturbation est alors de la forme suivante :

$$e^{in\theta + i(k \cdot x - \omega \cdot t)} \quad (1.13)$$

Les modes axisymétriques sont donc les modes pour lesquels  $n$  est égal à 0, et les modes spiraux sont les modes pour lesquels  $n$  est égal à 1 ou -1. Le mode  $n=2$  possède également une symétrie plane sans être axisymétrique, ce qui pourrait correspondre à la topologie du flapping.

Une analyse de stabilité linéaire spatiale inviscide a été réalisée dans la configuration coaxiale pour les modes  $n = 1$  et  $n = -1$  par Matas et Cartellier 2013 [65]. Plus particulièrement, ils ont montré que le taux de croissance du mode  $n = 1$  pouvait être supérieur à celui du mode  $n = 0$ . Ce qui semble piloter la différence de taux de croissance entre les deux modes est le rapport du rayon du jet et de la longueur d'onde de l'instabilité de cisaillement. Ainsi, pour un rapport d'approximativement 0,15, le mode  $n = 1$  est plus amplifié que le mode  $n = 0$ . Lorsque le mode  $n = 1$  est le plus amplifié, la fréquence prédite du mode  $n = 1$  est également plus petite que celle du mode  $n = 0$ . Le mécanisme pilotant l'instabilité de cisaillement étant inviscide, la démarche de calcul est correcte moyennant une adaptation de l'épaisseur de la couche de vorticité par rapport aux expériences, ce dernier paramètre pilotant la longueur d'onde de l'instabilité. Nous rappelons que le calcul spatial inviscide ne donne pas la bonne longueur d'onde ni la bonne fréquence pour les conditions réelles d'atomisation. La dépendance de la présence du flapping au rapport  $R/\lambda$  n'a pas été confirmée expérimentalement.

Une analyse de stabilité linéaire spatiale visqueuse pour différents modes n'a pas été réalisée sur l'écoulement du type de notre injecteur coaxial.

### 1.2.2 Zone de croissance exponentielle de physique linéaire

Ceci dit, afin d'améliorer les premières analyses de base réalisées, diverses contributions ultérieures ont montré d'une part le rôle du déficit de vitesse à l'interface liquide gaz et ainsi la dépendance indirecte du phénomène à une couche limite liquide (Matas et al 2011 [63]). La prise en compte du déficit de vitesse améliore la prédiction mais sous-estime dans le pire des cas la fréquence de 50% et ne donne pas une estimation correcte du taux de croissance, pour une modélisation du problème inviscide. L'inclusion de la viscosité et de profils de vitesse en fonction erreur dans la configuration étudiée par Marmottant et Villermaux [57] par Boeck et Zaleski en 2005 [8] a permis la prédiction d'un mode visqueux convectif avec le bon taux de croissance, mais   une fréquence bien plus élevée que les fréquences expérimentales. La mesure du taux de croissance de l'étude de Marmottant et Villermaux [57] est cependant située hors de la zone de croissance à mécanisme linéaire, ce qui ne caractérise donc pas ce qui est prédit par l'analyse de stabilité.

Afin de prédire à la fois le taux de croissance et la fréquence et de lever le paradoxe qu'une analyse de stabilité simplifiée sans prise en compte de la viscosité serait meilleure qu'avec, Otto et al 2013 [70] et Fuster et al 2013 [29] ont réalisé une analyse de stabilité spatio-temporelle incluant la viscosité et le déficit de vitesse, mais pour une nappe liquide et gaz semi-infinie. Ils ont montré qu'une instabilité absolue était présente pour une partie des données de Matas et al 2011 [63]. Ces auteurs ont également réalisé un bilan énergétique analysant la contribution des mécanismes responsables de l'instabilité. Gr ce à ce bilan énergétique, ils ont pu montrer l'évolution des mécanismes physiques à l'origine de l'instabilité avec les paramètres de contrôle et le déficit de vitesse.

Ce travail pose de nouvelles questions : pourquoi l'accord ne fonctionne pas pour tous les points de mesures, et pourquoi le mécanisme qui prenant en compte la viscosité est-il meilleur alors qu'il a été montré que l'instabilité était pilotée par un mécanisme inviscide ?

Matas [61] a proposé une analyse de stabilité linéaire visqueuse spatio-temporelle avec déficit de vitesse à l'interface pour la configuration d'atomisation plane avec prefilming et une épaisseur gaz et liquide finie et de même taille que l'expérience. Un accord correct de la prédiction et des mesures expérimentales de la longueur d'onde et de la fréquence a pu être obtenu, l'interprétation du taux d'amplification spatial pour une instabilité absolue étant délicate. L'instabilité absolue provient d'un mécanisme de résonance entre au minimum deux mécanismes transportant de l'énergie. Otto [70] parlait d'un mécanisme visqueux en résonance avec un mécanisme lié à la tension de surface. Matas [61] explicite un mécanisme visqueux résonnant avec un mécanisme de confinement, qui est inviscide. Dans le cas plan, le régime est inviscide par le fait que l'instabilité est absolue et plus dépendant du mécanisme de confinement que d'un mécanisme visqueux. Plus précisément, le pincement des branches de confinement et visqueuse se produit à un nombre d'onde petit et donc à longueur d'onde grande. Un bilan d'énergie montre que pour ces grandes longueurs d'onde, le mode de l'instabilité est principalement alimenté par les contraintes de Reynolds alors que le travail des contraintes visqueuses est prépondérant pour des longueurs d'ondes plus petites. Le paradoxe initié par la validité du scaling inviscide proposé par Raynal [75] est ainsi levé.

Un effet de la turbulence gaz a également été observé et expliqué par Matas et al 2015 [64]. Il a été observé que l'augmentation de la turbulence gaz moyenne dans le gaz sans modification du profil de vitesse de base conduit à augmenter la fréquence de l'instabilité de cisaillement. L'effet s'explique par le fait que la turbulence a un effet équivalent à une augmentation de la viscosité gaz, également proche de l'interface. L'augmentation du taux de turbulence proche de l'interface liquide conduit en effet à une augmentation de la fréquence de l'instabilité, par une augmentation de la valeur des contraintes de Reynolds, qui pilotent l'instabilité.

L'effet de l'épaisseur de la lèvres séparant le liquide du gaz à la sortie de l'injecteur a été étudiée par Ben Rayana [7] sur une configuration d'atomisation plane avec prefilming. Il n'y a pas d'effet de l'épaisseur de la lèvres séparatrice lorsque celle-ci reste inférieure à 1,5 fois l'épaisseur de vorticité gaz. Au-dessus, la fréquence de l'instabilité de cisaillement est diminuée par le fait que le cisaillement imposé au liquide est diminué.

Les paramètres à prendre en compte pour prédire correctement la fréquence de l'instabilité de cisaillement sont donc les suivants :

- la géométrie de l'injecteur
- les profils de vitesse de chaque phase
- le profil de taux de turbulence au moins du côté gaz
- les masses volumiques gaz et liquide
- les viscosités liquide et gaz
- l'épaisseur de la lèvres séparatrice

Nous rappelons que ces éléments ne permettent de donner une prédiction valide de l'instabilité que dans la zone de croissance linéaire où sont respectées les hypothèses d'écoulements parallèles et d'invariance des profils à la distance aval à l'injecteur. Lorsque ces hypothèses ne sont plus vérifiées, le taux de croissance spatial de l'instabilité devient linéaire dans l'espace, suite à des mécanismes non-linéaires.

### 1.2.3 Zone de croissance non-linéaire

La fréquence de l'instabilité de cisaillement ne semble pas évoluer spatialement, y compris dans cette zone de croissance linéaire Fuster et al 2013 [29]. Le taux de croissance spatial est quant à lui affecté, c'est d'ailleurs le critère retenu pour différencier les différents zones.

Hoepffner et al 2011[35] a simulé la croissance non linéaire d'une perturbation symétrique par rapport à l'interface, pour des rapports de densité  $\rho_L/\rho_G$  de 1 jusqu'à 100. Ils ont observé une auto-similarité des vagues au cours de leur développement dans le temps. Leur amplitude augmente linéairement dans le temps (hauteur de vague  $\propto \sqrt{\rho_G/\rho_L} \cdot U \cdot t$ ) et la vitesse de phase est trouvée proche de la vitesse de Dimotakis [20]. La forme de la vague est de moins en moins conservée dans le temps lorsque le rapport de densité  $\rho_L/\rho_G$  est augmenté, en particulier la crête de vague est désolidarisée du

reste de la vague.

Ce modèle d'évolution de la vague dans ce régime a été validé expérimentalement par S. Marty 2015 [60] sur une expérience d'atomisation plane avec prefilming.

### 1.3 Structure du jet

La structure du jet est importante pour les applications de combustion puisqu'elle permet de situer l'apparition des gouttes et des différents mécanismes de brisure. Les grandeurs caractérisant la structure du jet ont également une importance pour l'étude des phénomènes de fragmentation : le spray évoluant spatialement, il est nécessaire de bien situer la mesure afin de pouvoir comparer les données.

La structure du jet est caractérisée par plusieurs grandeurs, que sont la longueur de dard liquide, la longueur de brisure et l'angle d'ouverture du spray.

#### 1.3.1 Longueur de dard liquide

La longueur de dard liquide ou longueur de cône potentiel liquide en géométrie plane avec prefilming a été principalement utilisée par Raynal [75] pour décrire la longueur de la zone où le jet liquide reste continu pendant le temps de l'expérience, pour la géométrie d'atomisation plane avec prefilming. Un modèle d'entraînement du liquide par le gaz a été formulé à cette occasion. Dans ce modèle, le liquide est entraîné à une vitesse  $U_e$  (voir figure 1.17 suivante) par l'effort de pression dynamique turbulent.

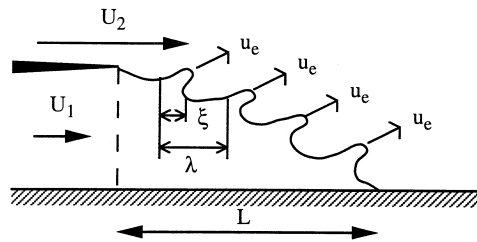


FIGURE 1.17 – Schéma de l'entraînement du jet liquide par le gaz proposé par Raynal 1997 [75].

On suppose un équilibre des pressions dynamiques liquide et turbulentes gaz. Ceci s'exprime par  $\rho_L \cdot U_e^2 = C \cdot \rho_G \cdot U_G'$ ,  $C$  valant 0,25 (Rehab et al [76]) et  $U_G'$  la fluctuation turbulente au sens de Reynolds. La fluctuation turbulente  $U_G'$  est corrélée à la différence de vitesse entre les phases :  $U_G' = \alpha(U_G - U_L) \approx \alpha \cdot U_G$ , avec  $\alpha = 0,17$  pour une couche de mélange monophasique et tant que l'interface n'est pas trop inclinée par rapport à l'écoulement gaz, c'est-à-dire pour  $L_i/(2 \cdot H_L) > 1$ . Des valeurs mesurées de  $\alpha$  allant jusqu'à 0,35 ont été observées sur une expérience d'atomisation plane avec prefilming par PIV gaz par Descamps 2008 [19].

L'expression de la conservation de la masse permet d'obtenir la loi d'échelle suivante :

$$\frac{L_{dard}}{D_L} = \frac{6}{\sqrt{M}} \quad (1.14)$$

avec  $M = \rho_G \cdot U_G^2 / \rho_L \cdot U_L^2$ . La longueur du dard liquide est valide jusqu'à une valeur de  $M$  de 30, la longueur de dard diminuant moins fortement avec  $M$  pour des valeurs de  $M$  supérieures, comme explicité dans la figure 1.18 suivante.

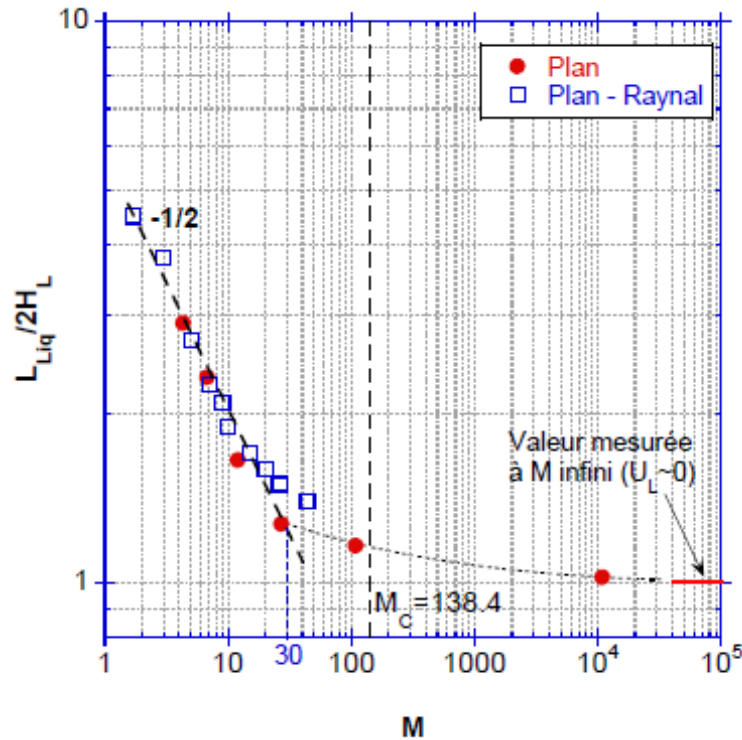


FIGURE 1.18 – Longueur de dard liquide sur l'expérience d'atomisation plane avec prefilming fonction du rapport des pressions dynamiques  $M$  mesuré par Ben Rayana 2007 [7].

Lasheras et Hopfinger 2000 [43] ont repris cette définition dans le cas coaxial 1.14 sans en préciser de manière quantitative la validité. Leur vision de l'atomisation coaxiale est illustrée dans le schéma proposé dans leur papier, repris ici en figure 1.19 suivante :

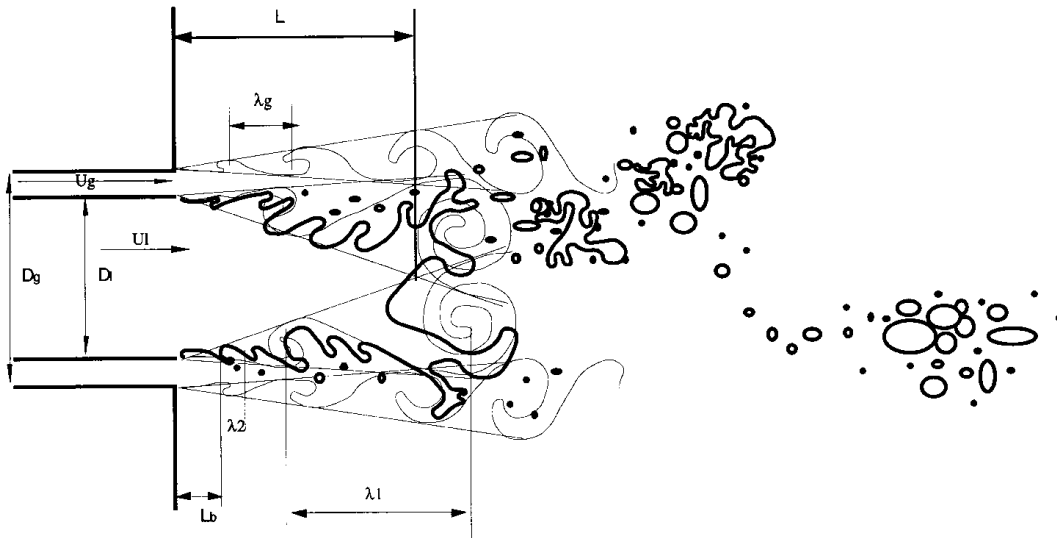


FIGURE 1.19 – Schéma de la brisure de Lasheras et Hopfinger 2000 [43].

Ce schéma de brisure n'est cependant pas universel pour tous les régimes de brisure : les images de jets de la figure 1.20 suivante montrent que le schéma correspond à l'image pour des rapports de quantité de mouvement élevés. On aperçoit en particulier qu'il reste un noyau liquide intact même une fois atomisées les vagues de l'instabilité de cisaillement.

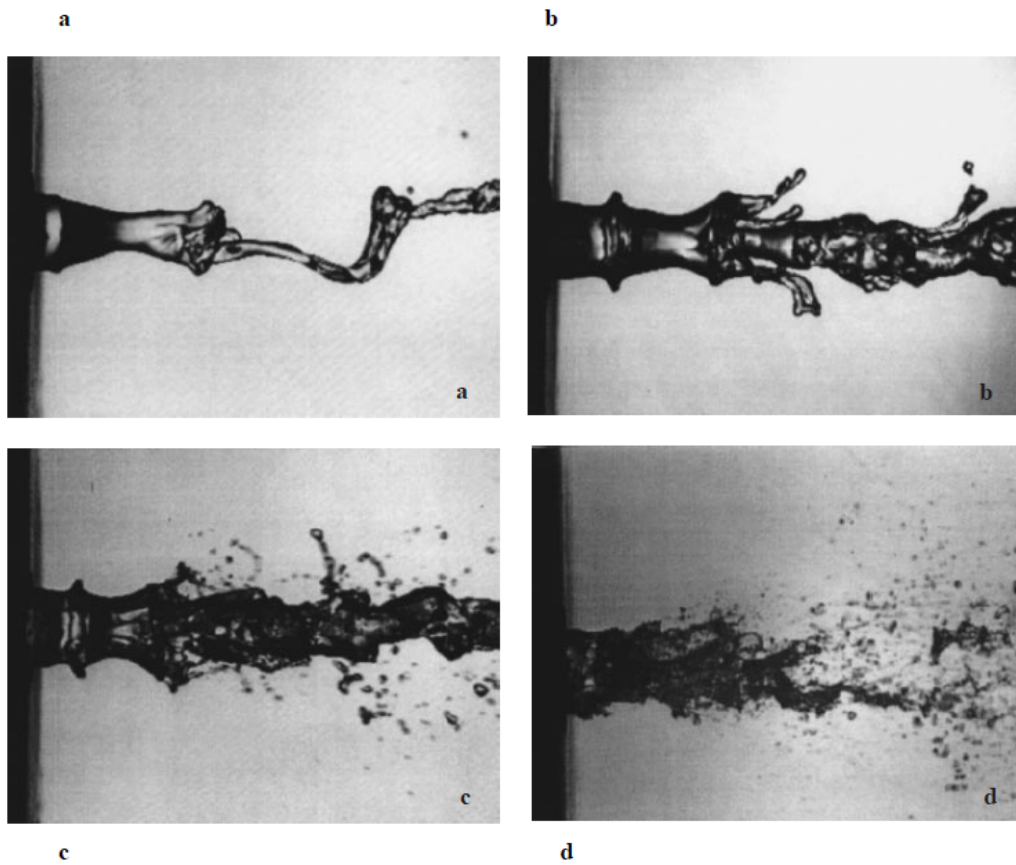


FIGURE 1.20 – Régimes de brisure observés par Lasheras et Hopfinger [43]. Conditions expérimentales :  $D_L = 7,6 \text{ mm}$   $D_G = 11,3 \text{ mm}$ . a)  $U_L = 0,16 \text{ m/s}$   $U_G = 19 \text{ m/s}$ , b)  $U_L = 0,55 \text{ m/s}$   $U_G = 21 \text{ m/s}$ , c)  $U_L = 0,86 \text{ m/s}$   $U_G = 30 \text{ m/s}$ , d)  $U_L = 0,26 \text{ m/s}$   $U_G = 50 \text{ m/s}$ .

Leroux et al 2007 [46] ont réalisé une étude sur l'atomisation d'un jet liquide par jet gaz coaxial, pour une géométrie d'injecteur de diamètre liquide variant de 0,4 à 2 mm et une épaisseur gaz variant de 0,5 mm à 8 mm. La vitesse gaz est variée de 15 à 250 m/s et la vitesse liquide de 0 à 7,5 m/s. Une coupe de l'injecteur de cette étude est proposé en figure 1.21 suivante :

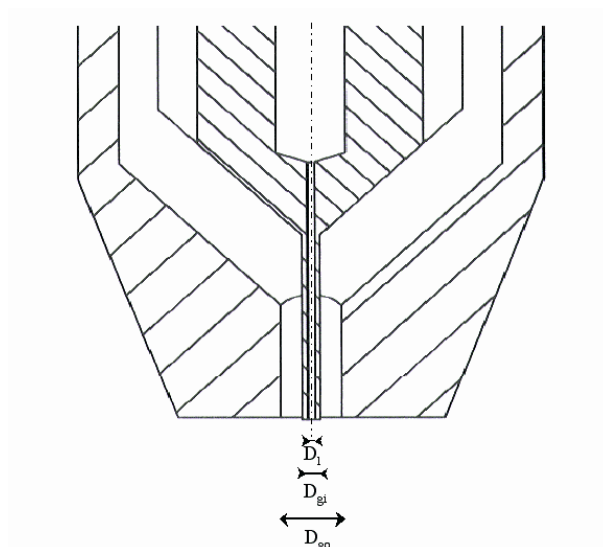


FIGURE 1.21 – Coupe de l'injecteur de l'étude de Leroux et al [46].

Le gaz utilisé est de l'air et les liquides sont de l'eau, du glycérol et du propanol. Ces auteurs confirment la quasi-indépendance de la longueur de dard avec la viscosité et la tension de surface du fluide utilisé, à 10 % près. Ces auteurs proposent une loi d'évolution du dard liquide lorsque celui-ci décroît fortement avec la vitesse gaz et s'écrit :

$$\frac{L_{dard}}{D_L} = \frac{10}{M^{0,3}} \quad (1.15)$$

La loi d'échelle proposée testée sur leur données pour plusieurs fluides est montrée en figure 1.22 suivante, qui montre un collapse relatif des données.

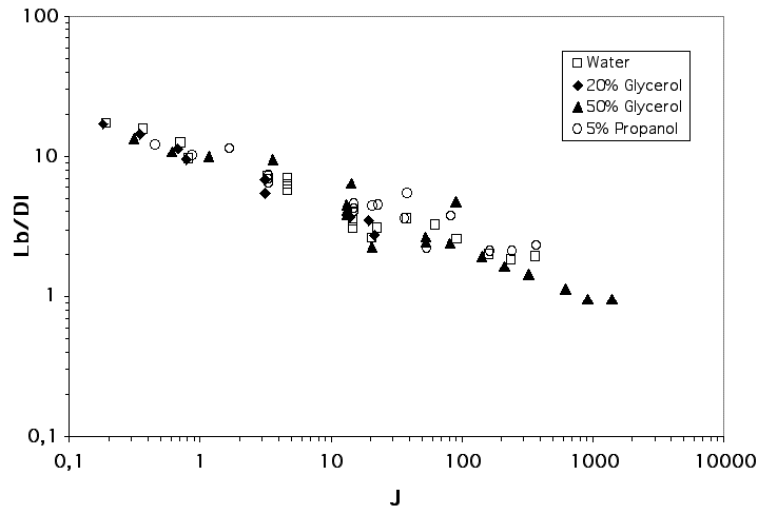


FIGURE 1.22 – Loi d'échelle proposée par Leroux et al 2007 [46] appliqué sur leur données expérimentales, fonction du rapport des pressions dynamiques  $J = M$ .

La différence de coefficients entre cette loi d'échelle 1.15 et les coefficients relation 1.14 proviendrait selon les auteurs de différences entre les conditions de Raynal [75] et les présentes conditions, notamment en termes de couche de mélange et d'une vitesse d'entraînement qui ne serait pas constante. Il faut également remarquer que l'injecteur est très différent de celui de Raynal [75], qui était plan. Des décollements internes dans le canal gaz sont possibles au vu de la géométrie (figure 1.21) qui peuvent modifier la structure aval de l'écoulement gaz.

### Bilan sur les longueurs de dard

En guise de bilan sur les longueurs de dard, la dépendance de cette grandeur au rapport de quantité de mouvement semble établi pour les géométries plane avec prefilming et coaxiales. L'effet de la géométrie dans le cas coaxial semble limité, cependant la différence de coefficients par rapport au cas plan étudié par Raynal [75] n'est pas complètement élucidée.

### 1.3.2 Brisure

La longueur de brisure est importante pour dimensionner la longueur de la chambre : on souhaite en effet que tout le carburant soit atomisé et brûlé dans la chambre. Des études ont été réalisées pour la configuration plane et coaxiale.

Concernant la longueur de brisure de la nappe, Mansour et Chigier 1990 [55] et Eroglu et al 1991 [25] ont effectué des mesures en configuration planes et en jet rond coaxial respectivement. Mansour et Chigier 1990 [55] ont réalisé une étude sur une nappe liquide cisailée d'épaisseur liquide 0,254 mm et d'épaisseur gaz égale à 1,45 mm. La vitesse liquide varie de 1,5 à 8 m/s et la vitesse gaz de 0 à 145 m/s. La nappe possède un rapport d'aspect de 120 et les expériences sont réalisées avec de l'eau et de l'air exclusivement. Eroglu et al 1991 [25] ont réalisé une étude sur un injecteur coaxial de diamètre

liquide égal à 1,01 mm et une épaisseur gaz de 4,55 mm. La vitesse liquide est variée de 1,8 à 18 m/s et la vitesse gaz a été variée jusqu'à 180 m/s.

Les corrélations proposées sont analogues pour les deux géométries, suggérant ainsi que le mécanisme de brisure pourrait avoir un lien dans les deux cas. A titre d'exemple pour le cas des jets ronds la corrélation trouvée dépend du nombre de Reynolds et du nombre de Weber du jet (Eroglu et al 1991 [25]) :

$$\frac{L_b}{H_L} = 0,5 \cdot We^{-0,4} \cdot Re_L^{0,6} \quad (1.16)$$

Avec  $We = \frac{H_L \cdot \rho_G \cdot (U_G - U_L)^2}{2 \cdot \sigma}$  et  $Re = \frac{H_L \cdot U_L}{\nu_L}$ .

Elle est analogue à celle obtenue antérieurement par Arai et Hashimoto 1985 [4] sur nappe 2D (conditions expérimentales : épaisseur liquide variée de 0,4 à 1 mm, épaisseur gaz grande devant  $H_L$ , vitesse liquide variée de 0,5 à 2 m/s et vitesse gaz variée de 23 à 67 m/s.) :

$$\frac{L_b}{0,5 \cdot H_L} = 3,88 \cdot \left( \frac{0,5 \cdot H_L}{a_1} \right)^{0,5} \cdot We^{-0,5} \cdot Re_l^{0,6} \quad (1.17)$$

Où  $a_1 = 0,2 \cdot 10^{-3}$  Les exposants des nombres sans dimension 1.16 et 1.17 sont proches, par contre les auteurs indiquent que les longueurs de brisure sont plus courtes dans le cas du jet rond que dans le cas de la nappe 2D. Les exposants du nombre de Reynolds liquide et du nombre de Weber étant proches, ces corrélations indiquent une dépendance de la longueur de brisure au rapport de quantité de mouvement et à d'autres paramètres telles que la viscosité et d'autres combinaisons des paramètres de contrôle. Egalement, cette étude montre un effet de l'épaisseur de la nappe liquide, pour une épaisseur gaz grande devant les dimensions caractéristiques de l'injecteur.

Park et al 2004 [73] ont effectué des mesures de longueur de brisure sur la configuration de nappe 2D atomisée par un gaz rapide, pour les paramètres expérimentaux suivants : diamètre liquide de 0,254 mm, épaisseur gaz de 1,397 mm, vitesse liquide variée de 2 à 9,8 m/s et la vitesse gaz a été variée de 13,3 à 93,1 m/s. Ils proposent une loi d'échelle 1.18 du type

$$L_b = C \cdot \left( \frac{\rho_L}{\rho_G} \right) \frac{U_L}{U_G - U_L} \cdot We^{-1/2} \cdot H_L \quad (1.18)$$

en accord avec les lois d'échelle proposées par le groupe de Chigier, et en particulier en accord avec la loi d'échelle proposée sur la configuration jet rond. Ces auteurs donnent une dépendance de la longueur de brisure en racine carrée de l'épaisseur liquide.

La longueur de brisure est généralement corrélée par le Reynolds liquide et le nombre d'Ohnesorge, comme indiqué dans la revue de Lefebvre [45]. Le nombre d'Ohnesorge est formulé à partir des propriétés du liquide utilisé et d'une longueur caractéristique, aussi il est nécessaire de diversifier les fluides utilisés afin d'introduire ce nombre dans l'étude, ce qui n'est pas toujours réalisé dans les études présentées et limite la portée des corrélations.

### 1.3.2.1 Bilan sur la longueur de brisure des jets et nappes

La longueur de brisure de nappe dépend du nombre de Reynolds et du nombre de Weber, de l'épaisseur liquide et de la racine carré du rapport des densités liquide sur gaz, de l'épaisseur de la nappe liquide ainsi que des vitesses débitantes de chaque phase.

### 1.3.3 Angle d'ouverture du spray

L'angle d'ouverture du spray a la même utilité pratique que la longueur de brisure : cette grandeur sert par exemple à dimensionner l'ouverture transverse de la chambre de combustion.

L'angle d'ouverture du spray a été décrit pour divers injecteurs et configurations par Lefebvre 1988 [45] à travers diverses corrélations.



Raynal [75] a montré que l'angle du spray par rapport à l'interface liquide  $\alpha + \beta$  (définition en figure 1.23 suivante) vaut approximativement 50 degrés et est constant sur une plage de vitesse gaz relativement étendue, toujours pour la configuration d'atomisation plane avec prefilming. L'angle de spray par rapport à la direction de l'écoulement est non monotone avec la vitesse gaz, il commence par augmenter avec la vitesse gaz jusqu'à un maximum aux alentours de 30 m/s puis décroît.

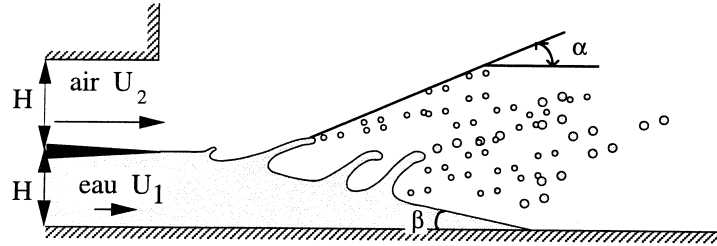


FIGURE 1.23 – Schéma de définition de l'angle de spray et de l'angle de dard liquide proposé par Raynal [75].

Leroux et al 2007 [46] ont développé un modèle pour l'angle d'ouverture du spray basé sur l'hypothèse que l'éjection des gouttes se fait suivant une direction résultante d'une vitesse horizontale et d'une vitesse verticale. Nous rappelons que leur étude a été réalisée sur un injecteur coaxial. La vitesse horizontale est prise comme la vitesse de convection dans la couche de mélange  $U_c$  et la vitesse verticale est estimée par le taux de croissance temporel des vagues de l'instabilité de cisaillement multiplié par l'amplitude de l'instabilité. Cette amplitude est prise par hypothèse proportionnelle à la longueur d'onde de l'instabilité. Avec les conventions du schéma 1.24 suivant :

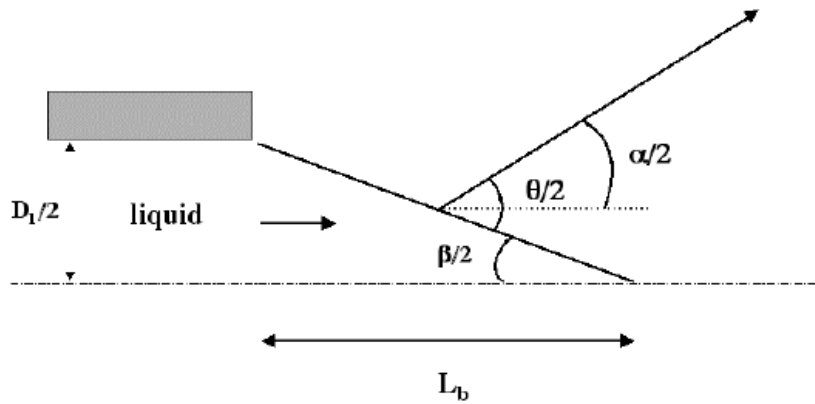


FIGURE 1.24 – Schéma de définition des angles de l'étude proposée par Leroux et al 2007 [46] pour une configuration d'injection coaxiale.

l'angle entre la direction des gouttes et l'interface liquide  $\theta/2$  s'exprime ainsi :

$$\tan\left(\frac{\theta}{2}\right) = C \cdot \frac{\omega_i \cdot \lambda}{U_c} \quad (1.19)$$

avec  $C$  constante égale à 0,188 identique à celle observée dans les jets de liquides haute pression de sprays diesel,  $\omega_i$  taux de croissance temporel,  $\lambda$  longueur d'onde et  $U_c$  vitesse de convection des vagues de l'instabilité, ici prise égale à la vitesse de Dimotakis (Dimotakis 1986 [20]). Le taux de croissance temporel est obtenu à partir de deux analyses de stabilité linéaires, chacune avec une modélisation du profil de vitesse différente. La première considère un profil discontinu du type de la description de l'analyse de l'instabilité de Kelvin-Helmholtz et un second continu avec une couche limite gaz de type Rayleigh. Le type de profil utilisé est donné en figure 1.25 suivante :

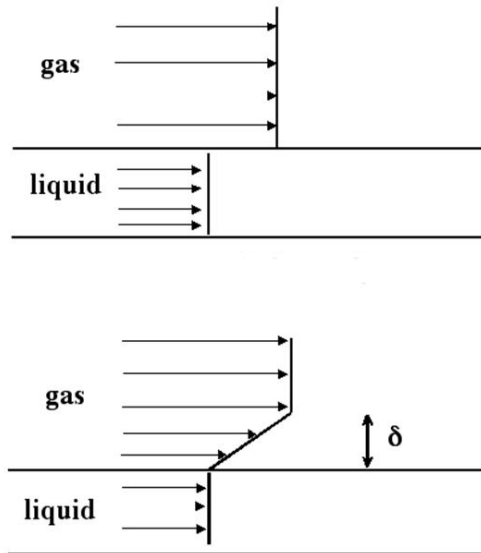


FIGURE 1.25 – Profils de vitesse utilisés par Leroux et al 2007 [46]. Profil du haut de type Kelvin-Helmholtz. Profil du bas de type Rayleigh.

Le second profil permet d'obtenir le taux de croissance et la longueur d'onde, ce qui est analogue au résultat de l'analyse de stabilité linéaire inviscide reprise par Raynal [75] :

$$\omega_i = \frac{\rho_G}{\rho_L} \cdot \frac{U_G}{\delta_G} \quad (1.20)$$

$$\lambda = \frac{4\pi}{3} \cdot \sqrt{\frac{\rho_L}{\rho_G}} \cdot \delta_G \quad (1.21)$$

La vitesse de phase des vagues  $U_c$  est prise égale à la vitesse de Dimotakis [20], qui est égale à  $U_c = U_L(1 + \sqrt{M})$ .

On obtient ainsi en remplaçant dans l'équation 1.19 :

$$\tan\left(\frac{\theta}{2}\right) = C \cdot \frac{4\pi}{3} \cdot \frac{\sqrt{M}}{1 + \sqrt{M}} \quad (1.22)$$

avec  $C$  constante égale à 0,188 identique à celle observée dans les jets de liquides haute pression de sprays diesel.

La relation 1.22 nous donne l'angle du spray par rapport à la surface libre moyenne du jet. L'angle du spray par rapport au référentiel du laboratoire s'obtient à l'aide de la relation suivante :

$$\frac{\alpha}{2} = \frac{\theta}{2} - \frac{\beta}{2} \quad (1.23)$$

L'angle  $\beta/2$  est relié à la longueur de dard liquide et en considérant le triangle formé par le dard, on obtient :

$$\frac{\beta}{2} = \frac{H_L}{2L_{dard}} \approx \frac{\sqrt{M}}{13} \quad (1.24)$$

En combinant 1.24, 1.23, 1.22, et en explicitant les constantes, la relation suivante est obtenue :

$$\tan\left(\frac{\alpha}{2}\right) = \frac{0,72 \cdot \sqrt{M}(1 - 0,1 \cdot \sqrt{M})}{0,06 \cdot M + \sqrt{M} + 1} \quad (1.25)$$

Les prédictions des modèles sont comparées avec les résultats expérimentaux dans la figure 1.26 suivante :

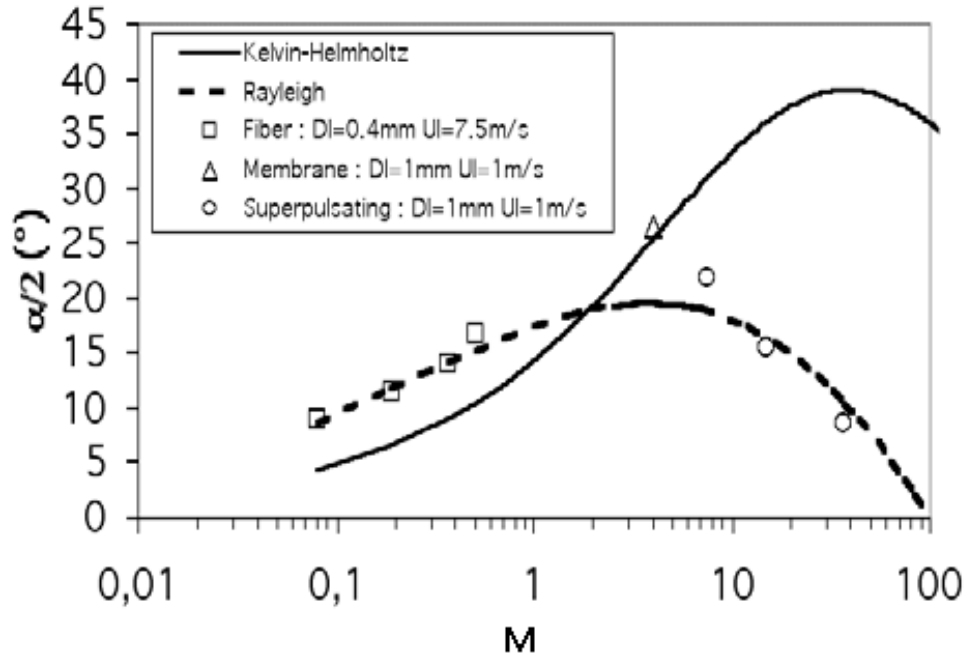


FIGURE 1.26 – Comparaison de la modélisation et des mesures de l’angle d’ouverture du spray proposé par Leroux et al 2007 [46].

Nous pouvons remarquer le bon accord entre le modèle obtenu avec un profil de type Rayleigh et les mesures d’angle d’ouverture de spray, pour plusieurs régimes de fragmentation et avec capture de la non-monotonie de l’angle d’ouverture du spray avec le rapport de quantité de mouvement. Ce modèle ne permet cependant pas de donner le bon angle pour un rapport de quantité de mouvement supérieur à 100 d’après les auteurs pour l’injecteur de géométrie  $H_L = 2$  mm et  $U_L = 0,25$  m/s.

L’accord de la prédiction du modèle inviscide avec les mesures de l’angle d’ouverture n’est pas cohérent avec ce qui a été dit précédemment sur les résultats obtenus à l’aide d’une analyse de stabilité linéaire inviscide avec ces profils de vitesse, notamment au niveau du taux de croissance qui est une donnée importante dans ce modèle. Comment une prédiction surestimée du taux de croissance peut-elle donner un angle d’ouverture correct ? Sans plus de preuves, nous pouvons remarquer que la tendance peut-être correctement prédite si l’angle est ajusté avec la constante  $C$  de l’équation 1.22. Cependant, il faut rappeler que le taux de croissance mesuré dans la zone de croissance linéaire par Marty 2015 [60] est proportionnel à  $U_G^2$  et pas proportionnel à  $U_G$  comme donné dans l’équation 1.20. De plus, l’angle mesuré correspond plutôt à la zone de croissance non-linéaire, alors que l’analyse de stabilité donne une prédiction du taux de croissance en zone linéaire. Cependant, la croissance en zone non-linéaire augmente proportionnellement avec la vitesse gaz (Hoepffner et al 2011 [35]), ce qui permet en partie d’expliquer le bon accord de la prédiction de l’angle de Leroux et al 2007 [46] avec ses mesures expérimentales.

## 1.4 Données granulométriques

Les données granulométriques dépendent de l’espace et sont décrites localement par une distribution de taille ou encore une fonction densité de probabilité *PDF* ou *probability density function*. Un exemple de cette fonction densité de probabilité est donné en figure 1.27 suivante (Marmottant et Villermaux 2001 [57]) :

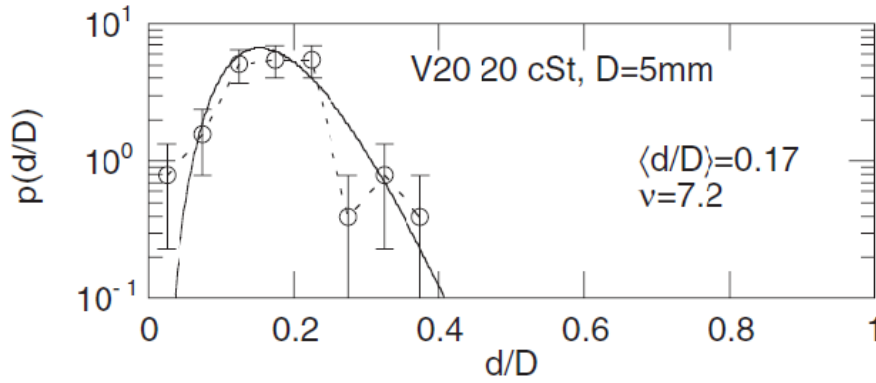


FIGURE 1.27 – Exemple d’une fonction densité de probabilité de diamètre de gouttes suite à la brisure d’un ligament d’une huile silicone V20. Marmottant et Villermaux 2001 [57].

Suivant le mécanisme physique de brisure, ces fonctions densité de probabilité peuvent être modélisées par des fonctions à un ou plusieurs paramètres. On peut également définir des estimateurs statistiques  $D$  qui peuvent jouer ce rôle et qui caractérisent d’autres processus comme la combustion. Ces estimateurs peuvent être exprimés par l’expression générale suivante :

$$D_{ab} = \left( \frac{\int_{D_{min}}^{D_{max}} D^a (dN/dD) dD}{\int_{D_{min}}^{D_{max}} D^b (dN/dD) dD} \right)^{\frac{1}{a-b}} \quad (1.26)$$

Où  $a$  et  $b$  sont des indices permettant de choisir la dimension : le diamètre  $D_{10}$  est le diamètre arithmétique moyen,  $D_{20}$  est la surface moyenne et le diamètre de Sauter  $D_{32}$  est le rapport du volume sur la surface et est donc largement utilisé dans les applications de combustion.

La fonction densité de probabilité décrivant le processus de brisure d’un ligament explicité par Marmottant et Villermaux 2001 [57] est descriptible à l’aide d’un seul paramètre, ce qui permet de réduire le processus d’atomisation primaire à un seul estimateur.

Lefebvre, dans sa revue de 1988 [45] a cité la corrélation suivante (1.27) pour un injecteur coaxial et pour le diamètre moyen de Sauter ou SMD fonction des propriétés physiques des fluides, du diamètre du jet liquide, des débits d’injection liquide et gaz ainsi que des sections gaz et liquide. Les conditions expérimentales sont précisées dans l’article de Lorenzetto et Lefebvre 1977 [51]. La position de mesure n’est cependant pas précisée.

$$SMD = 0,95 \cdot \frac{(\sigma \cdot \dot{m}_L)^{0,33}}{V_r \cdot \rho_L^{0,37} \cdot \rho_G^{0,3}} \cdot \left(1 + \frac{\dot{m}_L}{\dot{m}_G}\right)^{1,7} + 0,13 \cdot \mu_L \cdot \left(\frac{H_L}{\sigma \cdot \rho_L}\right)^{0,5} \cdot \left(1 + \frac{\dot{m}_L}{\dot{m}_G}\right)^{1,7} \quad (1.27)$$

Avec  $V_r$  vitesse relative entre les deux fluides évaluée à partir des vitesses débitantes d’injection.

Cette corrélation donne des résultats corrects à 8% près pour une gamme de vitesse gaz variée de 70 à 180 m/s, une densité liquide variée de 0,794 à 2,18 kg/L, une viscosité liquide variée de 0,001 à 0,076 Pa.s, une tension de surface variée de 0,026 à 0,076 N/m, un diamètre liquide varié de 0,397 à 1,588 mm et un diamètre de tuyère gaz varié de 5,84 à 25,4 mm. Lorenzetto et Lefebvre 1977 [51] mentionnent également une différence de taille de goutte moyenne entre la configuration d’atomisation plane avec prefilming et la configuration coaxiale : la taille moyenne de goutte est plus grande pour l’injecteur coaxial que pour l’injecteur plan avec prefilming pour des conditions d’injection similaires, comme montré dans la figure 1.28 suivante :

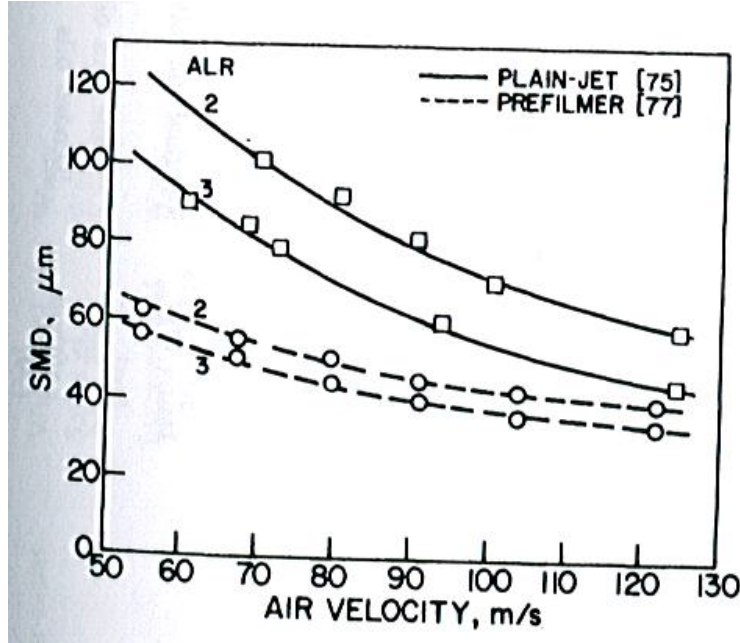


FIGURE 1.28 – Comparaison des tailles de gouttes moyennes pour la géométrie d'injection plane avec prefilming et la géométrie d'injection coaxiale, Lorenzetto et Lefebvre 1977 [51].

Marmottant et Villermaux 2004 [59] ont décrit le mécanisme de fragmentation de la crête des vagues de l'instabilité de cisaillement en ligaments, puis la brisure de ces ligaments en gouttes. La déstabilisation de la crête des vagues en ligaments est produite par l'accélération axiale due au passage de la vague. S'ensuit une configuration instable de type instabilité de Rayleigh-Taylor, où le fluide lourd est accéléré vers un fluide léger. La taille de goutte résultante de la fragmentation des ligaments est liée au volume de ces ligaments et ainsi à la longueur d'onde de l'instabilité de Rayleigh-Taylor. Nous rappelons que le processus de brisure des ligaments et donc du processus de brisure juste décrit peut être décrit à l'aide d'un seul paramètre. Le diamètre moyen peut ainsi s'exprimer à l'aide de l'expression suivante :

$$D_{10} \approx 3 \cdot C \cdot \delta \cdot We_{\delta}^{1/3} \left( \frac{\rho_L}{\rho_G} \right)^{1/3} \quad (1.28)$$

La constante  $C = 0,1$  est une constante d'ajustement.

Hong 2003 [36] et Hong et al 2002 [37] ont également proposé une loi d'échelle sur la taille de goutte provenant de l'épluchage du jet avec un scénario légèrement différent de celui proposé par Marmottant et Villermaux 2004 [59]. La succession d'instabilités provoquant la brisure est la même, la différence consiste en l'origine de l'instabilité de Rayleigh-Taylor et en particulier l'origine de l'accélération qui conduit à cette instabilité. Cette dernière est ici considérée provoquée par l'entraînement coaxial de la crête des vagues par le gaz, le diamètre de goutte moyen étant toujours lié à la longueur d'onde de l'instabilité de Rayleigh-Taylor. Les mesures sont effectuées au niveau du dard liquide et sont en quelque sorte homothétiques à la structure de l'écoulement diphasique, afin de prendre en compte et corriger l'évolution spatiale de la brisure lorsque la vitesse gaz est variée. Le diamètre moyen s'écrit alors :

$$D_{10} \approx C_{D_{10}} \cdot \delta \cdot We_{\delta}^{-1/2} \left( \frac{\rho_L}{\rho_G} \right)^{1/4} \quad (1.29)$$

Avec  $C_{D_{10}}$  constante à ajuster avec la géométrie, en particulier l'épaisseur gaz. Une relation similaire existe pour le diamètre de Sauter, avec une constante  $C_{D_{32}}$  différente de  $C_{D_{10}}$ . Cette relation 1.29 donne une proportionnalité du diamètre en  $U_G^{-5/4}$ . Un tracé de l'évolution du diamètre de Sauter

mesuré par Ben Rayana [7] avec la vitesse gaz est proposé en figure 1.29 suivante. Un accord avec l'expression 1.29 est remarquable.

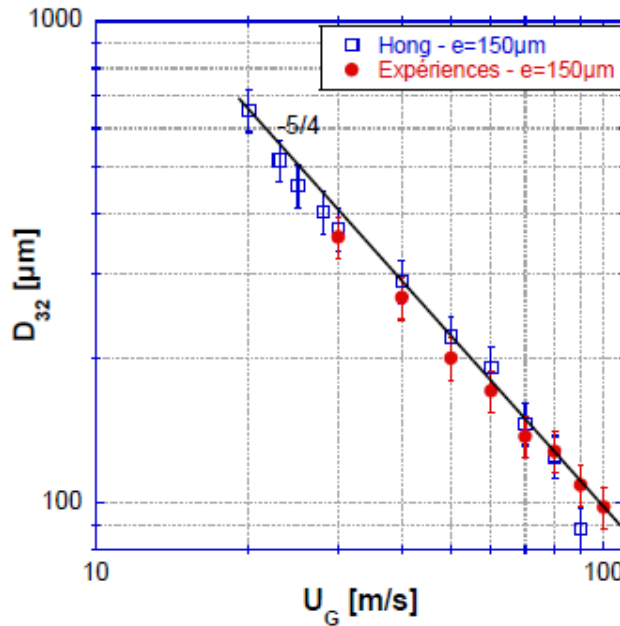


FIGURE 1.29 – Diamètre de Sauter mesuré sur l'expérience d'atomisation plane avec prefilming mesuré à  $x/H_L = 1,5$ ,  $y/H_L = 0,5$ ,  $M = 16$ ,  $L_{dard} = 1,5H_L$ , fonction de la vitesse gaz.

Marty [60] donne une proportionnalité du  $D_{32}$  à l'inverse du nombre de Weber basé sur l'épaisseur de vorticité gaz. Des mesures de granulométries avec une taille de goutte de coupure plus petite que pour les expériences passées sont à l'origine des différences de puissance sur le nombre de Weber. La cohérence de la modélisation est conservée avec l'hypothèse d'un coefficient de trainée dépendant de la vitesse gaz, la forme de la vague changeant au cours de sa croissance, ce qui permet de retrouver une prédiction en accord avec l'expérience.

Hong 2003 [36] a également remarqué la différence de taille de goutte entre la configuration d'atomisation plane avec prefilming et la configuration coaxiale, expliquée par une diminution plus rapide de la vitesse gaz avec l'espace dans la configuration coaxiale que dans la configuration plane, due à un cône potentiel gaz plus court dans la configuration coaxiale que dans la configuration plane avec prefilming. L'accélération est ainsi moins forte dans la configuration coaxiale que dans la configuration plane et produit de fait des ligaments plus gros, la longueur d'onde de l'instabilité étant plus grande.

Lozano et al 2001 [52] ont mesuré le diamètre moyen de Sauter  $D_{32}$  pour une nappe liquide cisailée par deux courants gaz parallèles, mesurées à l'aide d'une méthode de diffraction d'un faisceau laser entre 20 et 30 cm sous l'injecteur liquide. L'épaisseur de la nappe liquide est de 0,35 mm, l'épaisseur gaz est de 3,45 mm. La vitesse liquide est variée de 0,6   6 m/s, la vitesse gaz est variée de 15   75 m/s. Ils proposent la loi suivante :

$$\frac{D_{32} \cdot f_{flapping} \cdot \mu_G}{\sigma} \approx 50 \quad (1.30)$$

Ces auteurs ont également noté une dépendance de la taille de goutte au régime de battement de la nappe, en particulier au flapping, et au rapport de pression dynamique  $M$ . Ils n'ont pas changé de fluide et n'ont donc pas pu démontrer ni l'effet de la viscosité ni de la tension de surface présente dans la corrélation.

Pour une expérience d'atomisation d'une nappe plane, Arai et Hashimoto 1985 [4] ont relié le diamètre de Sauter  $D_{32}$  avec la fréquence de battement de la nappe. La relation proposée est la

suivante :

$$\frac{D_{32}}{H_L} \propto \left( \frac{H_L \cdot f_{flapping}}{V_*} \right)^{-2} \quad (1.31)$$

Avec  $V_*$  vitesse capillaire :  $V_* = \sqrt{\frac{\sigma}{\rho_L \cdot H_L}}$ . Pour une épaisseur liquide donnée, la relation 1.31 permet de collapser raisonnablement les données. La relation 1.31 ne permet cependant pas de collapser les données lorsque l'épaisseur de la nappe liquide est variée. La dépendance proposée du diamètre de Sauter à  $H_L$  n'est donc pas la bonne.

Quelques études proposent une modélisation de la brisure du jet après le stripping. Comme pour le stripping, la brisure du jet ou des structures liquides peut être reliée à la présence de l'instabilité de Rayleigh-taylor, qui produit des ligaments ou des bourrelets liquides lorsque qu'une accélération est subie par une interface liquide dans le sens liquide-gaz (Joseph et al 1999 [39]). Suivant ce principe, Varga et al 2003 [81] ainsi que Aliseda et al 2008 [2] (pour un fluide non newtonien) ont proposé un modèle de la désintégration de structures liquides issues de mouvements hélicoïdaux du jet (p 422 Varga et al 2003 [81]), que nous interprétons comme des structures liquides résultat de la présence du flapping. Les conditions d'injections sont plutôt similaires à celles des moteurs fusées : la vitesse liquide est de 16 m/s, la plage de vitesse gaz étudiée s'étend de 60 à 200 m/s. Varga et al 2003 [81] ont montré que ces considérations conduisent à proposer une dépendance du diamètre moyen de Sauter au nombre de Weber construit sur la longueur d'onde de l'instabilité de cisaillement  $\lambda_1 = \gamma \left( \frac{\rho_L}{\rho_G} \right)^{1/2} \left( \frac{\nu_G}{U_G} \right)^{1/2}$ , avec  $\gamma$  coefficient de proportionnalité. Ces auteurs proposent la corrélation suivante :

$$SMD \approx \frac{0,68 \cdot \gamma^{1/2} (\rho_L \nu_G)^{1/4} \sigma^{1/2}}{\rho_G^{3/4} [U_G (1 + \sqrt{\frac{\rho_G}{\rho_L} - U_L})] U_G^{1/4}}$$

Nous pouvons simplifier la relation précédente en reconnaissant l'expression de la longueur d'onde de l'instabilité de cisaillement  $\lambda_1$  et il vient ensuite :

$$\frac{SMD}{\lambda_1} \approx \frac{0,68}{We_{\lambda_1}^{1/2}}$$

Cette relation confirme la dépendance observée en racine carrée de la tension de surface, deux fluides de tension de surface différentes ayant été utilisés (eau et alcool) et permet de modéliser les données dans une certaine gamme du nombre de Weber proposé.

Des propositions de modèles et loi d'échelles existent pour l'atomisation secondaire, nous pouvons citer par exemple la cascade de brisure proposée par Apte et al 2003 [3] qui modélise correctement les fonctions de densité de probabilités de diamètre mesurées.

Ferraro et al 1996 [28] ont étudié le spray d'un injecteur coaxial de type moteur fusée en condition de substitution et en conditions de combustion. Le diamètre liquide mesure 2,26 mm, l'épaisseur gaz est de 0,635 mm, une épaisseur de lèvres de 0,75 mm et avec un retrait du pitot central de 2,54 mm. Ils ont montré l'influence du retrait sur la taille de goutte et en particulier sur les profils radiaux de taille de goutte moyenne. Ces auteurs ont remarqué que les gouttes étaient plus fines à la bordure extérieure du jet lorsque l'injecteur liquide présentait un léger retrait. Nous savons que le retrait favorise l'apparition du flapping comme suggéré par Juniper, 2001 [40]. Les profils sont rappelés en figure 1.30 suivante.

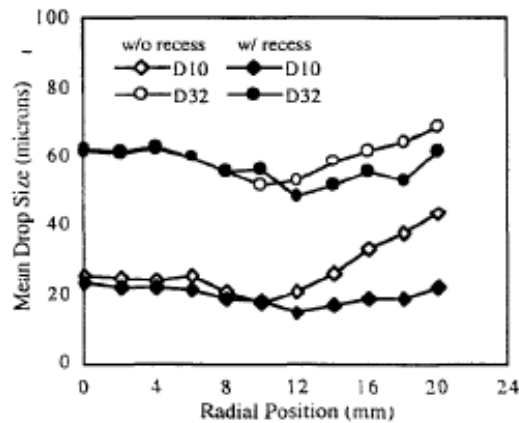


Figure 8 - Radial variation in mean drop size at 50 mm downstream of injector with tapered post not recessed and recessed and recessed to 2.54 mm.

FIGURE 1.30 – Profils de diamètre de goutte moyen mesurés par Ferraro et al 1996 [28] en fluides de substitution eau et air à 50 mm sous l'injecteur à l'aide d'un PDI. Les points pleins sont réalisés avec retrait de 2,54 mm, les points creux sans. L'extrémité du pitot LOX est effilée. Débit masse liquide de 3,12 g/s et débit masse gaz de 1,40 g/s. Diamètre liquide : 2,26 mm. Epaisseur gaz : 5,03 mm. Expérience réalisée à pression atmosphérique.

En conclusion, de nombreuses études ont réduit le spray à une corrélation locale ce qui ne pourrait décrire l'évolution spatiale du spray et la diversité de tailles présentes. A l'inverse, des études plus précises sur le spray produit par l'épluchage du jet ont été réalisées et permettent de donner une bonne idée des caractéristiques du spray près de l'injecteur. Il n'existe cependant pas d'étude détaillée sur la fragmentation du jet liquide une fois épluché. En particulier, l'effet du flapping sur la fragmentation n'a pas été étudié. Cependant, un lien entre le diamètre de Sauter et la fréquence de flapping d'une nappe a été mis en évidence.

#### 1.4.1 Transposition aux écoulements cryogéniques

Pour le cas particulier des dispositifs de combustion où les atomiseurs assistés coaxiaux en conditions cryogéniques sont utilisés, la question de la transposition des résultats en fluides de substitution aux fluides cryogéniques est posée. Il s'agit de savoir s'il est possible de réaliser une similitude entre les configurations de substitution et les configurations de fonctionnement du moteur. L'approche retenue dans les articles s'intéressant à cette question cherche à vérifier si les lois d'échelle proposées en fluide de substitution sont extrapolables aux conditions moteur ou même plus simplement aux conditions cryogéniques sans flamme.

La grande complexité et variété de l'écoulement de substitution associée au fait que l'écoulement de substitution n'est qu'imparfaitement décrit ne facilite pas la transposition. L'écoulement en condition moteur avec la présence de la flamme produit de forts gradients spatiaux des grandeurs physiques qui interviennent dans le problème. Il s'agit de la densité gaz, du type de phase du liquide, des viscosités gaz et liquide, de la tension de surface et de la vitesse gaz locale. De la même manière, le spray évolue fortement sous flamme avec le champ de température, l'évaporation des gouttes et de leur combustion. Les mesures, aussi délicates soient-elles dans les conditions de pression, de température et de vitesse rencontrées dans la chambre du moteur, doivent permettre de préciser l'effet de la combustion sur l'atomisation. C'est tout l'enjeu des articles suivants.

Pal et al 1993 [71] et Pal et al [72] ont réalisé des mesures de granulométrie pour des conditions cryogéniques LOX/GN2 sans flamme et avec flamme pour le couple LOX/GH2. Les nombres de Weber et Reynolds sont utilisés pour comparer les expériences à froid et sous flamme. Les nombres de Reynolds



et de Weber sont cependant un ordre de grandeur supérieur dans les conditions sous flamme que pour l'essai à froid, pour les mêmes débits volume et la même géométrie. Ces auteurs ont remarqué des différences importantes entre les essais cryogéniques à froid et à chaud, pour des profils de mesure réalisés à 15 diamètres liquides sous l'injecteur. Le diamètre moyen est plus important sous flamme qu'à froid, ce qui peut s'interpréter par le fait que les petites gouttes ne sont plus présentes, parce qu'elles ont été évaporées. Seules les plus grosses gouttes sont ainsi présentes dans les deux configurations. Les auteurs pensent également que le champ de vitesse entre les essais à froid et sous flamme sont très différents.

En ce qui concerne la structure du jet pour de l'oxygène liquide atomisé par du dihydrogène gazeux en conditions de fonctionnement moteur, Woodward et al [85] ont réalisé des mesures de longueur intactes. Ces auteurs ont remarqué que les longueurs intactes mesurées sous flamme étaient bien plus grandes que celles observées en conditions de substitution. Les auteurs proposent une autre corrélation avec des coefficients différents de ceux de Raynal [75] par exemple. Les conditions de fonctionnement moteur faisant intervenir de forts gradients de température spatiaux, l'évolution du spray et des conditions d'atomisation est encore plus importante que pour la configuration de substitution, ce qui complique encore la comparaison.

Locke et al 2010 [49] notent des disparités de comportement entre les essais en conditions cryogéniques de substitution et les conditions cryogéniques sous flamme. Les prises de vues sont qualitativement similaires lorsque la pression est variée pour les conditions de combustion. Des disparités sont au contraire observées pour les conditions cryogéniques sans flamme lorsque la pression dans la chambre est variée. Ce constat laisse à penser que la comparaison entre les deux configurations n'est pas aisée, notamment avec la présence de la flamme.

Carreau et al 1997 [11] ont également réalisé des mesures sur un injecteur de type moteur fusée en conditions de combustion sur le banc MASCOTTE. La vitesse de l'oxygène liquide était de 2,21 m/s et la vitesse de l'hydrogène gazeux était de 628 m/s. Un  $D_{32}$  de 90  $\mu\text{m}$  a été mesuré à l'aide d'un PDPA dans ces conditions à 18 diamètres liquides de distance de l'injecteur, constant de l'axe d'atomisation jusqu'à un rayon de 20 mm. Ce diamètre de Sauter est plus grand dans les conditions sous flamme que dans les conditions à froid (oxygène liquide atomisé par du diazote gazeux), où le  $D_{32}$  est de 50  $\mu\text{m}$  constant sur un profil radial également. Ceci peut être expliqué simplement par le fait que les petites gouttes sont évaporées en premier, ce qui augmente le diamètre arithmétique moyen et le diamètre de Sauter.

En guise de conclusion sur la transposition des mécanismes observés en fluides de substitution, la transposition aux conditions de fonctionnement moteur reste délicate par le peu de données disponibles et la difficulté à les obtenir. Pour exemple, les taux de validation PDPA sous flamme de Pal et al 1993 [71] sont en moyenne de 30 %. La présence de la flamme modifie également le spray, les petites gouttes étant évaporées plus rapidement que les grosses.

## 1.5 Objectifs et plan de l'étude

Au vu des éléments de bibliographie, un manque existe au niveau du devenir de la masse liquide non épluchée. Comme nous l'avons vu, seulement 30% du débit liquide entrant est transformé en gouttes par le biais de l'épluchage. Il n'y a pas de données ni de scénarios pour la suite des événements, ou du moins pour la suite de la fragmentation du jet liquide connexe résultant de l'épluchage.

Il a été observé par plusieurs études sur l'atomisation assistée que des structures caractéristiques de déplacement large échelle du jet liquide apparaissent, justement sur le jet résultant après épluchage. Il semble que le flapping ait un rôle à jouer dans la fragmentation de cette colonne liquide. Ce lien a été mis en évidence dans le cas des nappes liquides de par l'existence de corrélations reliant la taille des gouttes à la fréquence de battement de nappes liquides. Ce point est à vérifier pour la configuration coaxiale.

Une cartographie de la présence du flapping avec les paramètres de contrôle est ainsi nécessaire. Il est important de caractériser les différents types de flapping, associés à différents types de brisure qui

en présentent les caractéristiques. D'autre part, des lois d'échelles sur la fréquence de battement de nappes expérimentales et numériques motivent cette étude : l'objectif est de vérifier si ces lois d'échelle sont pertinentes pour la fréquence de déplacement du jet liquide dans la configuration axisymétrique. Ces lois d'échelle faisant intervenir des dépendances à la géométrie ainsi que pour certaines à l'épaisseur de vorticité gaz, il nous a donc paru judicieux de réaliser une étude paramétrique sur la géométrie, avec pour objectif de varier sensiblement l'épaisseur de cette couche de vorticité gaz, du moins par rapport à la configuration d'injecteur de la thèse de P. Marmottant 2001 [57]. Un injecteur respectant ce cahier des charges a donc été conçu et réalisé dans ce sens.

L'instabilité de flapping demande également être caractérisée. Le lien avec l'instabilité de cisaillement est à préciser, tout comme sa longueur d'onde et son caractère ondulatoire. L'effet de l'épaisseur de vorticité est également à préciser, une étude numérique sur une nappe liquide 2D (Couderc 2007 [17]) l'ayant montré. Les différences du flapping de nappe et du flapping de jet coaxial sont à préciser, si elles existent.

D'autre part, l'effet du flapping sur la structure du jet n'a pas été étudiée. La topologie de l'écoulement étant très différente lorsque cette instabilité est présente, la structure du jet en est très certainement affectée, il est nécessaire de le vérifier. L'impact sur la taille de goutte produite in fine est également à étudier, via la brisure des structures que cette instabilité produit. Ces données de structure du jet pourront également alimenter un modèle de fragmentation des structures produites par le flapping.

Une géométrie d'injecteur coaxiale permettant de faire varier discrètement les épaisseurs gaz  $H_G$  et diamètre liquide  $H_L$  est réalisée. La plage de variation des paramètres géométriques est voulue pour être la plus grande possible tout en respectant les contraintes des dispositifs d'alimentation et de mesure présent au laboratoire. Un schéma décrivant ces grandeurs est proposé sur la figure 1.31 ci-après :

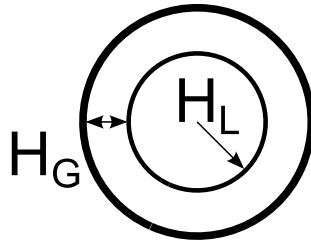


FIGURE 1.31 – Schéma de l'injecteur et grandeurs géométriques principales.

L'épaisseur de lèvre a été prise égale à 0,2 mm pour tous les injecteurs, qui ne présentent aucun retrait du pitot central par rapport au tube d'injection gaz. Cette épaisseur de lèvre est au minimum de la même taille que l'épaisseur de vorticité comme il le sera montré en chapitre 2 et les données pourront être comparées sans corriger de l'effet de l'épaisseur de lèvre.

Les géométries étudiées sont décrites dans le tableau suivant :

$H_L$	5 mm	8 mm	15 mm	20 mm
$H_G$ (mm)/ $D_G$ (mm)	2 / 9	1.6 ( $H_G$ )	4.3 / 23.6	1.8 / 23.6
$H_G$ (mm)/ $D_G$ (mm)	5 / 15	3.4 ( $H_G$ )		5 / 30
$H_G$ (mm)/ $D_G$ (mm)	9.3 / 23.6	7.4 ( $H_G$ )		24 / 68
$H_G$ (mm)/ $D_G$ (mm)	12.5 / 30			

FIGURE 1.32 – Géométries étudiées dans ce mémoire.  $H_G$  désigne l'épaisseur de la couronne gaz et  $H_L$  désigne le diamètre liquide.

La vitesse gaz a été variée de 13   170 m/s, la limite basse correspondant à l'apparition de vagues de l'instabilité de cisaillement et la limite haute correspondant soit aux limitations de l'expérience, soit à la limite des appareils de mesure. La vitesse liquide a quant à elle été variée de 0.1   1 m/s, la limite

basse étant limitée par l'affinement du jet, l'écoulement liquide n'étant plus parallèle à l'écoulement gaz. La limite haute est imposée par le dispositif expérimental. La brisure du jet liquide par injection haute vitesse n'est pas étudiée ici.

L'objectif principal de la thèse est de décrire l'effet du déplacement radial du jet ou flapping sur les grandeurs caractéristiques du jet. A cette fin, le chapitre 2 décrira les moyens expérimentaux mis en oeuvre pour réaliser l'écoulement diphasique et décrira les moyens de mesure, de quantification et de validation de l'expérience.

Afin de justifier qualitativement la pertinence de l'approche, un chapitre de présentation de l'écoulement diphasique est proposé. Ce chapitre mettra en évidence la présence du flapping et identifiera les régimes de brisure du jet pour différentes valeurs des paramètres de contrôle.

Le chapitre 4 sera consacré à la structure du jet et plus particulièrement aux grandeurs caractéristiques du jet. Ce chapitre mettra en évidence le rôle prépondérant du flapping dans la structuration du jet.

Le chapitre 5 donnera les caractéristiques principales du flapping comme sa fréquence, son amplitude et sa longueur d'onde, pour deux régimes de comportements dépendants de la géométrie différents. Les origines du flapping et le lien avec le mode de l'instabilité de cisaillement seront discutées pour un régime de comportement et donc une classe de géométrie. Plus précisément, nous montrerons également que le flapping est une amplification non linéaire d'une perturbation liquide non axisymétrique et que sa description relève de la prise en compte de la forme de la perturbation. Une analyse de stabilité linéaire confirmera nos hypothèses.

Le chapitre 6 décrira le spray obtenu fonction des paramètres géométriques et l'effet du déplacement radial sur la granulométrie.

Enfin, une conclusion générale de ce travail sera proposée.

## Chapitre 2

# Moyens expérimentaux

Afin de répondre aux objectifs de l'étude présentée, un écoulement diphasique coaxial cisailé a été réalisé. Un injecteur coaxial existait déjà au LEGI (injecteur n°1) avant le début de cette thèse et avait été étudié lors de la thèse de Philippe Marmottant [57] et de Moongueun Hong [36]. La loi d'échelle proposée dans la thèse de Couderc ([17]) incluant des paramètres de géométrie et d'épaisseur de vorticité, un injecteur (injecteur n°2) permettant de vérifier cette loi a été dessiné afin de pouvoir varier facilement les dimensions géométriques d'injection sans perturber l'écoulement produit en sortie d'injecteur. La structure de cet injecteur sera présentée ainsi que les techniques de mesure, d'acquisition et de traitement des images. En dernier lieu, une partie validation de l'expérience donnera des informations quantitatives sur l'écoulement, notamment les profils de vitesse, de taux de turbulence et les épaisseurs de vorticité.

## 2.1 Description de l'injecteur

Dans le but de vérifier la loi d'échelle proposée dans la thèse de Couderc 2007 [17], un injecteur possédant une épaisseur de vorticité plus importante que l'injecteur historique du LEGI (injecteur n°1) a été conçu. Ceci conduit à réaliser un injecteur d'une hauteur de l'ordre de 1 mètre. Une étude paramétrique sur les paramètres géométriques étant souhaitée, cet injecteur est modulable et permet de modifier facilement les dimensions des sorties gaz et liquides de l'injecteur. Un schéma du système d'injection réalisé sans respecter les proportions du système réel, est présenté ci-après :

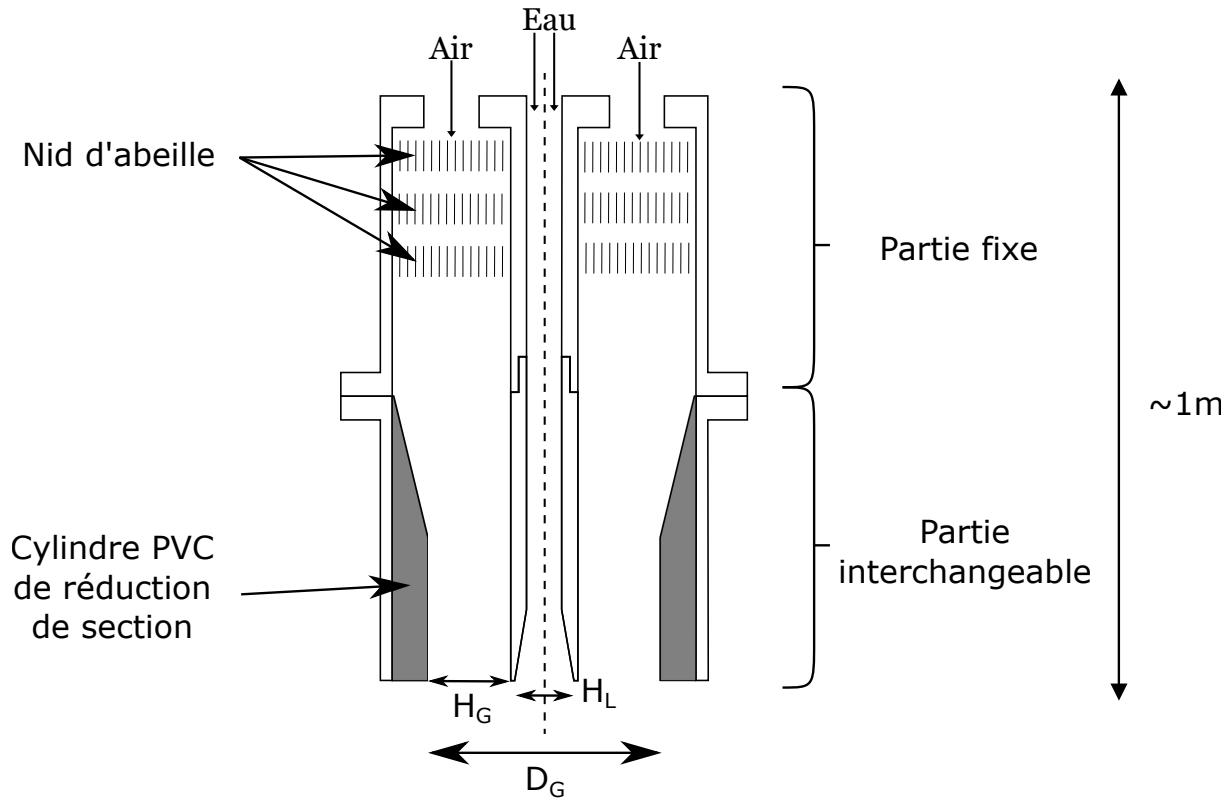


FIGURE 2.1 – Schéma global de l'expérience d'atomisation assistée coaxiale. L'injecteur liquide représenté est du type de diamètre liquide égal à 15 et 20 mm. Le tube liquide de diamètre égal à 5 mm ne présente pas de divergent en sortie. Les plans détaillés des injecteurs sont donnés en annexe K.

Le schéma de l'injecteur présenté en figure 2.1 montre la disposition globale de l'injecteur, en deux parties de longueur équivalente, l'une fixe et l'autre interchangeable. La partie fixe sert à fabriquer un écoulement gaz parallèle à l'axe d'injection, avec un taux de turbulence le plus faible possible, réduit à l'aide d'une chambre de tranquillisation composée de trois couches successives de nid d'abeille séparées par des bagues. La partie qui contient les nid d'abeille est d'un diamètre plus large, afin qu'avec les bagues le diamètre d'injection gaz soit maintenu constant. La partie interchangeable permet de modifier la géométrie de l'injecteur à la sortie tout en conservant une bonne qualité d'écoulement liquide et gaz. La conservation de qualité de l'écoulement gaz a primé sur la qualité de l'écoulement liquide. Ceci a conduit à réaliser un divergent à la sortie de l'injecteur liquide pour la géométrie  $H_L = 15$  et 20 mm.

Afin d'empêcher le pitot liquide de vibrer ce qui n'est pas désiré dans le cadre des objectifs de notre étude, le pitot liquide est maintenu solidaire du tube d'injection gaz par l'intermédiaire de trois boucles de fils d'acier de 0,2 mm de diamètre, comme indiqué dans le schéma de la figure 2.2. Ces boucles sont ensuite tendues sur le support de maintien des tubes de réduction de section gaz. Pour l'injecteur étudié qui n'a pas de réduction de section (injecteur n°2  $H_L = 20$  mm  $H_G = 24$  mm), une bague profilée à trois ailettes (profils NACA 0015) a été réalisée à l'aide d'une imprimante 3D.

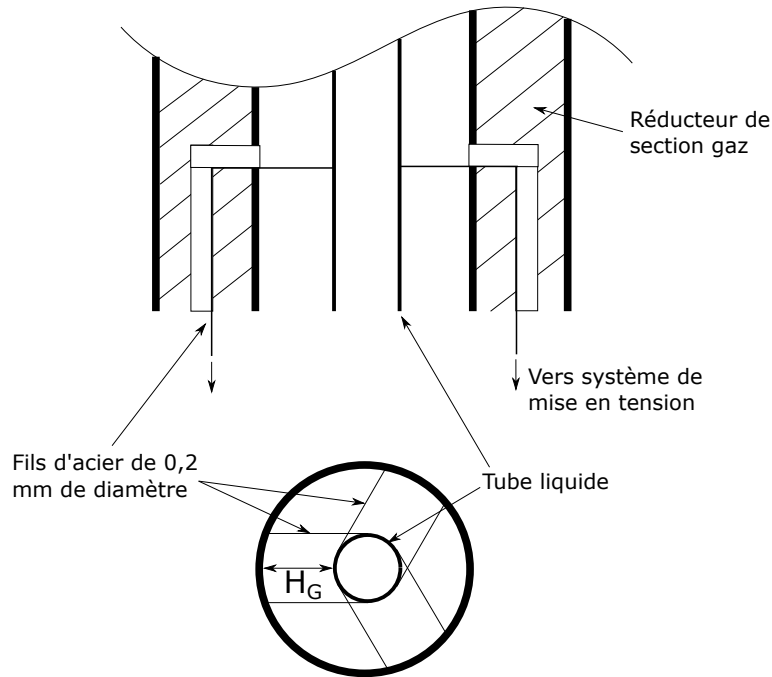


FIGURE 2.2 – Schéma du système d'antivibration du pitot liquide. Les deux degrés de liberté horizontaux du pitot liquide sont liés mécaniquement au tube gaz par trois boucles de fils d'acier mises en tension à l'aide de vis nylon non représentées, ce qui permet une bonne fixation du pitot sans trop perturber l'écoulement gaz. Merci à Jean-Marc Barnoux pour l'idée.

Le centrage du tube liquide s'effectue à l'aide d'une mesure de l'épaisseur gaz sur deux directions orthogonales, et à l'aide de l'écoulement diphasique. Le flapping et surtout sa direction de développement est sensible au centrage. Une observation au stroboscope permet de vérifier que les directions de développement du flapping sont bien réparties angulairement.

Les différentes géométries étudiées dans ce manuscrit sont rappelées dans le tableau 2.3.

$H_L$	5 mm	8 mm	15 mm	20 mm
$H_G$ (mm)/ $D_G$ (mm)	2 / 9	1.6 ( $H_G$ )	4.3 / 23.6	1.8 / 23.6
$H_G$ (mm)/ $D_G$ (mm)	5 / 15	3.4 ( $H_G$ )		5 / 30
$H_G$ (mm)/ $D_G$ (mm)	9.3 / 23.6	7.4 ( $H_G$ )		24 / 68
$H_G$ (mm)/ $D_G$ (mm)	12.5 / 30			

FIGURE 2.3 – Géométries étudiées dans ce mémoire.  $H_G$  désigne l'épaisseur de la couronne gaz et  $H_L$  désigne le diamètre liquide.

Comme écrit en introduction, le diamètre liquide a été varié de 5 à 20 mm (facteur 4), et l'épaisseur gaz a été variée de 2 à 24 mm (facteur  $\approx 10$ ). La vitesse gaz a été variée de 13 à 170 m/s et la vitesse liquide de 0,1 à 1,55 m/s. Le gaz est ici de l'air, en sortie de l'injecteur à la pression atmosphérique et à la température ambiante

L'épaisseur de lèvres des différentes extrémités de chaque tube liquide a été fixée à 0,2 mm. L'épaisseur de cette dernière est fixée de manière à être de dimensions inférieure ou de l'ordre de grandeur de l'épaisseur de la couche de vorticité gaz, ce qui dans ce cas ne produit pas d'effet sur l'instabilité de cisaillement, comme indiqué par Ben Rayana 2007 [7].

Les plans des injecteurs sont placés en annexe K de ce manuscrit.

## 2.2 Description des périphériques de l'injecteur

L'architecture globale de l'expérience est schématisée en figure 2.4. L'injecteur coaxial est fixé sur un châssis à une hauteur de 1,5 m. La verticalité de l'injecteur est assurée sur deux axes orthogonaux à 1° près à l'aide d'un niveau à accéléromètre. Il est alimenté en eau par un circuit fermé initialement rempli avec de l'eau du réseau. Ce circuit est composé d'une cuve à débordement, d'un rotamètre Khrono dont la plage de débit varie de 100 à 1000  $L/min$  avec une incertitude de mesure variant de 10% pour le débit le plus faible à 1% pour le débit le plus élevé. Pour les débits les plus faibles, un débitmètre à engrenages (Oval LSF445, étalonné sur une plage de débit allant de 8 à 100  $L/h$ , incertitude de mesure de 1% sur la valeur mesurée) est utilisé. La vitesse liquide  $U_L$  sera la vitesse débitante. Le reste du circuit liquide est composé d'une vanne de contrôle de débit, de l'injecteur, d'une citerne de récupération et enfin d'une pompe de relevage. La cuve à débordement assure une pression statique constante au circuit d'alimentation et ainsi un débit constant à faible niveau de perturbation. Pour les forts débits liquides qui nécessitent une pression d'alimentation supérieure à celle pourvue par la cuve à débordement, un accumulateur hydraulique d'une contenance de 100 L est mis sous pression à l'air comprimé du laboratoire, la pression d'air et donc du liquide étant maintenu constante l'aide d'un régulateur de pression. L'accumulateur hydraulique à vessie permet de séparer physiquement l'eau de l'air sous pression et évite ainsi tout engazage de l'eau.

L'injecteur pour sa partie air est alimenté soit en air comprimé pour les petits débits via une vanne de contrôle soit à l'aide d'une turbosoufflante pour les débits gaz plus importants. L'air comprimé par la turbosoufflante est refroidi à l'aide d'un échangeur eau-air, refroidi par l'eau du réseau en circuit ouvert.

La mesure de la vitesse gaz est réalisée de deux manières différentes, suivant l'épaisseur gaz  $H_G$  de l'injecteur considéré. Pour les injecteurs n°2 suivants :

- $H_L = 5 \text{ mm}$   $H_G = 2 \text{ mm}$
- $H_L = 5 \text{ mm}$   $H_G = 5 \text{ mm}$
- $H_L = 20 \text{ mm}$   $H_G = 2 \text{ mm}$

la mesure brute de la vitesse est une vitesse débitante, obtenue à l'aide d'un débitmètre massique Brooks SLA 5853S étalonné avec de l'air et donnant un débit volume dans les conditions standard de pression et de température.

Pour les débits volumes plus importants, une turbosoufflante est utilisée pour alimenter en air l'injecteur et le débit volume est fixé à l'aide d'un débitmètre massique Krohne H256/RR/M6 étalonné pour de l'air aux conditions standard, le débitmètre Brooks SLA 5853S n'étant pas adapté en termes de débit comme de pertes de charge pour la mesure et l'insertion dans la ligne d'injection. La vitesse de sortie maximale (qui n'est donc pas une vitesse débitante) est alors mesurée à l'aide d'un tube de Pitot et d'un capteur de pression différentielle TSI DpCalc d'une incertitude de mesure constructeur de 1,5%. La mesure au tube de Pitot dans les injecteurs de petite épaisseur gaz est en effet délicate, la précision nécessaire sur la position du tube de Pitot dans l'écoulement devenant difficile à obtenir. Pour un injecteur d'épaisseur gaz égale à 5 mm, un déplacement de 1 mm conduit à un écart de vitesse de 10%. Sylvain Marty (voir Marty 2015 [60]) a réalisé des mesures comparatives de cet instrument avec un baromètre de type Fortier et trouve une erreur relative variant de 4% à 0,8%, plus importante pour les petites vitesses gaz, de l'ordre de 10 m/s. La précision de la mesure de la vitesse gaz maximale est limitée par la forme du profil de vitesse qui n'est pas plat sur nos injecteurs et par la précision du positionnement du tube de pitot dans l'entrefer gaz de l'injecteur. Pour les injecteurs d'épaisseur gaz égale à 5 mm, un écart de déplacement radial de 1 mm conduit à une variation de vitesse de l'ordre de 10%. L'influence de l'écart de position est cependant limité par le fait que l'on cherche radialement le maximum de vitesse et que l'on mesure la vitesse en ce point.

Afin d'avoir des mesures de vitesse gaz homogènes entre les géométries, le rapport de la vitesse maximale sur la vitesse débitante est mesuré. Toutes les vitesses gaz indiquées sont donc des vitesses gaz maximales et nous avons mesuré pour certains points la vitesse débitante.

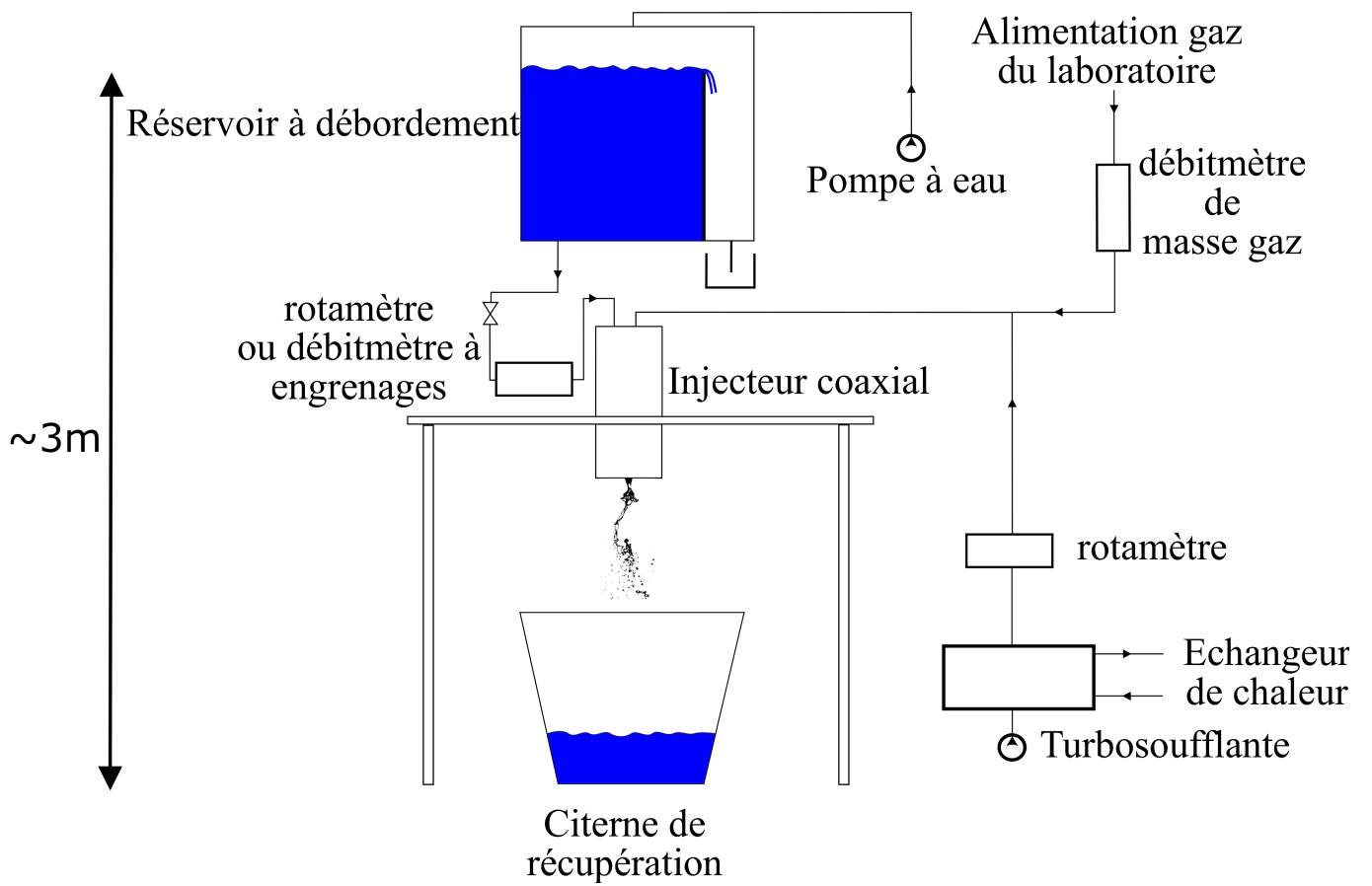


FIGURE 2.4 – Schéma global de l'expérience d'atomisation assistée coaxiale.



## 2.3 Techniques de mesures

La diversité des grandeurs caractéristiques de l'écoulement diphasique étudié ici et particulièrement du jet liquide atomisé demandent de mettre en place divers types de mesures ou d'acquisition de signaux, à chaque fois associé à un ou des traitements spécifiques. Les grandeurs d'intérêts à mesurer sont les suivantes :

- longueur de dard liquide, (longueur de la zone où le liquide est présent à 100% du temps)
- longueur d'établissement du flapping (longueur pour laquelle le jet subit un déplacement radial égal au rayon du jet à l'injection),
- longueur de brisure du jet,
- angle d'ouverture du spray,
- fréquence de l'instabilité de cisaillement et du flapping,
- profils d'amplitude du mouvement latéral du jet liquide
- longueur d'onde du flapping,
- profil de vitesse et taux de turbulence en sortie d'injecteur, gaz et liquide,
- granulométrie et flux

Les sept premières grandeurs sont mesurées grâce à l'acquisition d'images du jet en ombroscopie à haute cadence et avec une résolution spatiale suffisante. Un traitement d'image, une analyse d'image et enfin un traitement statistique final permettent d'extraire ces grandeurs. Nous ne décrivons dans ce chapitre que la partie traitement et analyse d'image, qui est commune à toutes les grandeurs, alors que la méthode de traitement statistique finale est spécifique à chacune d'elles et traitée dans chaque section dédiée à ces grandeurs.

Le profil de vitesse et taux de turbulence en sortie d'injecteur est quant à lui mesuré à l'aide d'un fil chaud et le signal est récupéré et traité dans une chaîne d'acquisition et traitement qui sera présenté dans la partie consacrée. Le profil de vitesse liquide est mesuré à l'aide d'une similitude en nombre de Reynolds d'un écoulement d'air.

Enfin les mesures de granulométrie et flux sont réalisés à partir d'une sonde optique et les signaux traités à partir de code développés au laboratoire.

### 2.3.1 Ombroscopie

La technique de l'ombroscopie est utilisée afin d'acquérir des images contrastées du jet liquide, afin que le traitement d'image et l'analyse d'image soient le plus efficace possible.

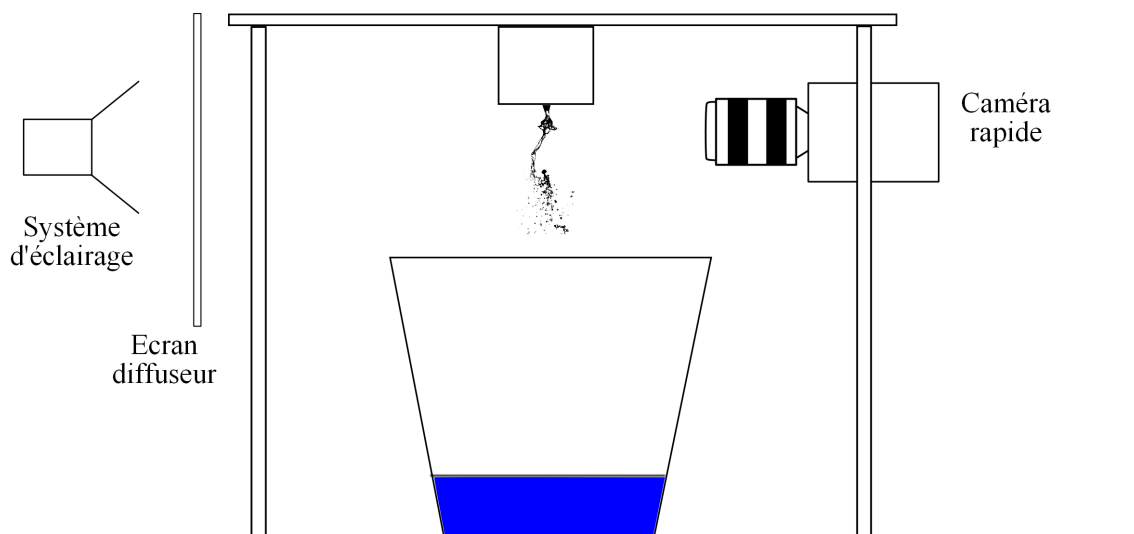


FIGURE 2.5 – Schéma du procédé d'acquisition des images par ombroscopie.

Les techniques de mesures utilisées pour les analyses de structure du jet sont essentiellement basées sur de l'imagerie haute cadence. Diverses techniques de traitement et d'analyse d'images ont été mises en place au cours de cette étude pour obtenir les grandeurs désirées précédemment évoquées. De part le comportement tri-dimensionnel du jet, et plus particulièrement du flapping, des vues de face et de côté ont été acquises simultanément, à l'aide d'un miroir incliné à  $45^\circ$ , comme indiqué en figure 2.6, à l'aide d'une seule caméra rapide (Vision Research MIRO M310). Nous obtenons ainsi deux vues orthogonales du jet sur la même image. Une procédure de traitement automatisée (voir section 2.4) nous permet d'obtenir les bords de chaque jet, et in fine, les projections des centres des deux jets.

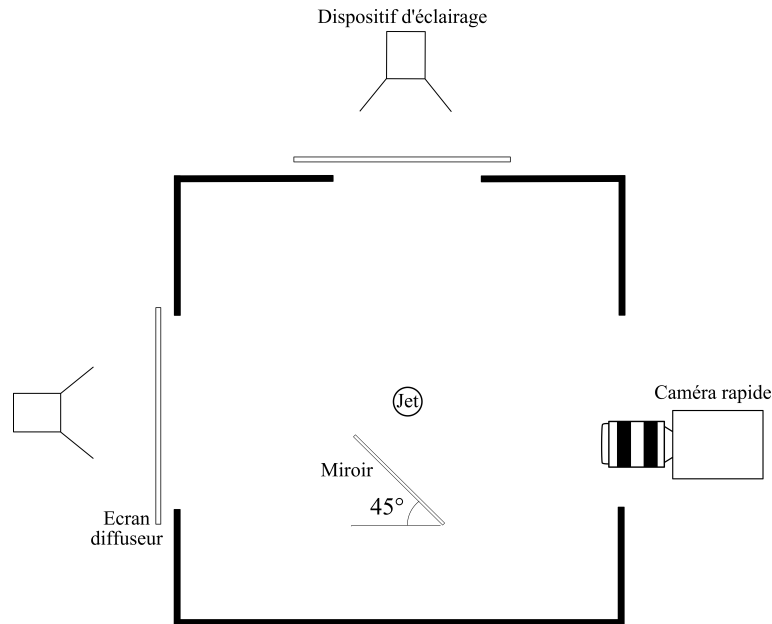


FIGURE 2.6 – Schéma du dispositif de mesure de la géométrie du jet tri-dimensionnel.

Nous avons cependant utilisé massivement pour nos mesures une vue simple du jet liquide sans miroir et donc seulement bi-dimensionnelle du jet. Cette simplification est permise par le fait que les principales grandeurs que nous cherchons à mesurer peuvent l'être à l'aide d'une seule projection du jet. Le flapping produit des structures liquides qui sont allongées dont l'axe principal tourne au cours du temps, et visite toute la plage angulaire disponible (voir annexe G). Certaines positions angulaires sont préférées, le flapping étant sensible aux imperfections de centrage du tube liquide de l'injecteur. Le paramètre important reste la variation de  $H_G$  avec l'angle azimutal relativement à  $H_G$ . Cet écart de centrage produit une distribution de présence angulaire du flapping non uniforme. Ce comportement est par ailleurs facilement observable lors du réglage du centrage du tube liquide à l'aide du dispositif destiné à empêcher le tube central de vibrer (figure 2.2). Le centrage du jet a donc un impact sur la répartition angulaire des structures du flapping. C'est un paramètre qui pourrait être utilisé pour contrôler la symétrie du spray.

Une autre technique de traitement moins gourmande en temps de calcul, de mise en place et de paramétrisation a été développée, pour une vue de face uniquement. En effet, même si le flapping pour une réalisation possède une structure qui n'est pas axisymétrique, l'écoulement est axisymétrique en moyenne, aucune direction n'étant privilégiée. L'acquisition d'image bi-dimensionnelles du jet permet d'obtenir des grandeurs moyennes (comme l'angle de spray) équivalentes à celles d'une acquisition 3D.

La configuration de la caméra, de l'éclairage et du miroir éventuel est indiquée en figure 2.5.

Le traitement et l'analyse des images effectués sur les images obtenues est décrit dans la section 2.4.

La résolution spatiale des images est de 0,1 mm par pixels, et 0,05 mm par pixels pour quelques configurations où la mesure l'a rendue nécessaire. Un minimum de 100 périodes du flapping est capturé pour chaque série, le nombre typique étant plutôt de 500 périodes.

### 2.3.2 Visualisation de l'écoulement

Pour certaines configurations, nous avons souhaité observer la dynamique de l'écoulement gaz et liquide. Le gaz et le liquide ont été ensemencés et éclairé dans une tranche, à l'aide d'une lentille barreau pour réfracter en une nappe le faisceau d'un laser Argon Spectra Physics de 5 W de puissance de sortie dans l'air. Le liquide est ensemencé avec des particules d'oxyde de titane de couleur blanche, utilisé comme pigment dans les peintures et disponible au laboratoire (merci à Nicolas Mordant et Quentin Aubourg). Le gaz est ensemencé à l'aide d'une machine à fumée, insérée dans un récipient de grande taille en série dans le circuit gaz, à l'amont de l'injecteur et du débitmètre gaz et à l'aval de la turbosoufflante. Ce montage est inspiré de celui réalisé par Sylvain Marty. L'ensemencement du gaz est réalisé turbosoufflante éteinte. Celui-ci consiste à remplir le volume d'air du récipient avec la fumée. La turbosoufflante est mise en marche et l'on atteint en 2 secondes le débit fixé et la vitesse gaz mesurée en sortie désirée. La concentration en particules dans le gaz diminue avec le temps, à mesure que le récipient est alimenté en air. L'acquisition de la séquence est réalisée lorsque la concentration de particules permet de distinguer au mieux l'écoulement gazeux, c'est à dire lorsque celle-ci n'est pas trop importante, des problèmes de diffusion du laser par les particules pouvant survenir rendant la nappe indiscernable.

Nous avons obtenu des images de ce type :

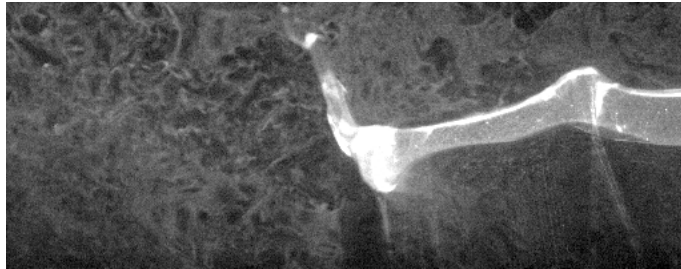


FIGURE 2.7 – Exemple d'image de l'écoulement ensemencé et coupé par une nappe laser. Cette image a été obtenue pour l'injecteur n°2,  $H_L = 5$  mm,  $H_G = 5$  mm,  $U_L = 0,22$  m/s et  $U_G = 15$  m/s. Le temps d'ouverture de la caméra est de  $4 \mu\text{s}$  afin d'obtenir des traces les plus ponctuelles possibles. La cadence d'enregistrement est de 29 000 images par seconde.

La figure 2.7 est un exemple d'image de l'écoulement gaz et liquide obtenu. La résolution de ces images est cependant insuffisante pour réaliser un traitement de type PIV et obtenir un champ de vitesse quantitatif dans les zones décollées. Néanmoins, ces images donnent une bonne idée de l'écoulement et des phénomènes qui se passent. Les particules ont une taille moyenne de  $20 \mu\text{m}$  après une mesure réalisée au granulomètre Malvern par diffusion optique. Le nombre de Stokes  $St = \frac{t_p}{t_f}$ , avec  $t_p$  temps caractéristique de la particule et  $t_f$  temps caractéristique du fluide, demande pour être explicité afin de déterminer si nos particules suivent l'écoulement ou pas. Le temps fluide  $t_f$  peut être estimé comme  $t_f = \frac{L_0}{U_G}$ , où  $L_0$  est une longueur caractéristique fluide, comme le diamètre liquide  $H_L$ . Le temps caractéristique de la particule peut être estimé à partir de la traînée de Stokes, même si le nombre de Reynolds de la particule est d'environ 19. La force de traînée estimée par la traînée de Stokes est donc légèrement plus faible à ce nombre de Reynolds, et le temps caractéristique  $t_p$  peut-être estimé à partir de l'expression  $t_p = \frac{\rho_p d_p^2}{18\mu_G}$ . Le nombre de Stokes ainsi obtenu est de 3, ce qui est supérieur à 1. Le suivi de l'écoulement gaz dans les zones de pleine vitesse gaz n'est donc pas optimal, les zones de recirculation à plus faible vitesse sont cependant représentées.

### 2.3.3 Fil chaud

Afin de réaliser des mesures de vitesse gaz locales, un anémomètre à fil chaud est utilisé. Le principe de l'anémométrie à fil chaud est décrit par Comte-Bellot 1976 ([15], [16]). La vitesse du fluide est lié

à la mesure de la puissance thermique perdue par un fil chauffé qui est refroidi par l'écoulement du fluide plus froid. Un asservissement en température du fil, précisément un suiveur, est mis en place, afin de maintenir la température du fil. La tension servant à maintenir cette température constante est une image de la vitesse du fluide.

L'élément sensible dans le cas du fil chaud est un fil fin de platine de 5  $\mu\text{m}$  de diamètre dans nos expériences, et d'un rapport d'aspect longueur/diamètre de 100 minimum, afin de négliger les pertes par conduction au niveau des supports. Ce fil est chauffé par effet Joule, un courant électrique le traversant. Un asservissement maintien la résistance constante. Un asservissement maintenant le courant constant existe aussi, mais la bande passante de l'ensemble est moindre avec celui-ci. A titre de comparaison, l'asservissement en température diminue la constante de temps du fil d'un facteur 100 par rapport à un asservissement en courant. Cette propriété associée à sa mesure locale justifie son utilisation pour la mesure de spectres de fluctuations de vitesse, utiles à la caractérisation de la turbulence.

La loi d'échange en régime de convection forcée est la loi de King (1914), qui relie par une loi puissance le nombre de Nusselt au nombre de Reynolds construit sur le diamètre du fil. Le régime de l'écoulement est laminaire à l'échelle du fil pour toutes nos conditions expérimentales. On a ainsi  $Nu = 1 + \sqrt{2\pi Re}$ .

L'utilisation de ces lois en régime transitoire est considérée comme juste par le fait que la plus petite échelle de temps présente dans la turbulence est plus grande que les temps de diffusion dans le fil et est comparable à ceux de la zone visqueuse environnante (cf Comte-Bellot [16]).

Le fil chaud en régime dynamique, de part son inertie thermique, est caractérisé par une équation d'ordre 1 en temps et une constante de temps.

La surchauffe du fil

$$S_{surch} = \frac{R_{fil} - R_a}{R_a} \quad (2.1)$$

(avec  $R_a$  résistance du fil à température ambiante) par rapport à l'écoulement du fluide incident règle la température du fil. La largeur de la bande passante de l'anémomètre dépend de la surchauffe, augmentant quand la surchauffe augmente, c'est-à-dire quand la température du fil augmente. Une surchauffe variant de 0,3 à 0,5 a été couramment utilisée. Nos besoins en bande passante étant inférieurs à ce que nous pouvions faire avec notre anémomètre, une surchauffe élevée ne nous était donc pas indispensable, sans compter que la résistance mécanique du fil à chaud est moins bonne qu'à froid. Une surchauffe importante pose des problèmes à faible vitesse gaz qui peut être dans ces conditions de l'ordre de grandeur de la vitesse de convection naturelle. La mesure de profils de vitesse nécessite un instrument ayant une gamme de vitesse large, et la mesure de faibles vitesses, près de la paroi. Cependant, une surchauffe trop petite rend le fil dépendant de la température du fluide (la température du fluide n'est plus négligeable devant la température du fil) et ne doit donc pas être trop basse. Ces considérations conduisent aux valeurs de surchauffe utilisées. En utilisant la loi de dépendance de la résistance électrique d'un matériau en fonction de la température suivante

$$R_{fil} = R_a (1 + \alpha(T_{fil} - T_a)) \quad (2.2)$$

avec  $R_a$  résistance à vide du fil ou résistance mesurée sans chauffage,  $T_a$  température du fil à vide et  $\alpha$  coefficient de température du matériau (entre 2,4e-3 et 3,93e-3  $\Omega/^\circ C$  pour le Platine), il est possible de calculer la température du fil. Avec les valeurs de surchauffe variant de 0,3 à 0,5, la température du fil varie d'environ 100 à 150  $^\circ C$ .

La loi de comportement du fil aussi appelée loi de King suppose qu'en régime stationnaire le flux de convection thermique  $\Phi$  est égal à la puissance électrique fournie au fil. Cette relation est valide lorsque l'inertie thermique du fil est inférieure aux variations de vitesse du fluide, ce qui est le cas expérimentalement, l'inertie du fil étant compensée à l'aide de l'asservissement en température du fil. Il vient ainsi :

$$\Phi = \frac{E^2}{R_{fil}} \quad (2.3)$$

la résistance du fil  $R_{fil}$  étant fixée, de part l'asservissement à température constante. En remplaçant  $\Phi$  par son expression pour un flux convectif, il vient :

$$hS(T_{fil} - T_{air}) = \frac{E^2}{R_{fil}} \quad (2.4)$$

Avec  $h$  et  $S = L \cdot D_{fil}$  respectivement coefficient d'échange convectif forcé du fil chaud dans l'air et section du fil ( $L$  longueur décapée du fil et  $D_{fil}$  diamètre du fil chaud décapé). L'expression pour  $h$  s'obtient à partir du nombre de Nusselt de la loi de King précédemment explicitée. Nous obtenons :

$$E^2 = R_{fil} \cdot \frac{\lambda}{D_{fil}} \cdot S \cdot (T_{fil} - T_{air}) \cdot \left[ 1 + \sqrt{2\pi \frac{U_G D}{\nu_G}} \right] \quad (2.5)$$

Avec  $\lambda$  conductivité thermique de l'air (0,0262 W/m/K).

La température du fil maintenue constante dépend de la surchauffe  $S_{surch}$ . Le fil étant asservi à température constante, une loi d'étalonnage de la forme suivante est obtenue :

$$E = \sqrt{A + B \cdot \sqrt{U_G}} \quad (2.6)$$

où  $E$  est la tension en Volt de sortie de l'anémomètre et  $U$  la vitesse de l'écoulement autour du fil.  $A$  et  $B$  sont les constantes à obtenir par étalonnage.

Les limites de résistance mécanique du fil ont été atteintes pour une vitesse gaz incidente de 100 m/s. L'échantillonnage est réalisé à 10 kHz sur 10 secondes pour obtenir des moyennes de grandeurs fluctuantes type RMS convergées. La tension est enregistrée au cours du temps à l'aide d'un boîtier d'acquisition de marque Measurement computing, et les signaux enregistrés sur disque avant traitement. Un premier code de traitement écrit sous Matlab permet de calculer les paramètres d'étalonnage du fil chaud à partir des données de l'étalonnage et un second permet de traiter les données brutes de mesure des profils radiaux de tension afin d'obtenir les profils de vitesse et de taux de turbulence.

Pratiquement, l'anémomètre utilisé est constitué d'un fil de Platine d'un diamètre de 5  $\mu\text{m}$  et d'une longueur décapée d'approximativement 1 mm ainsi que du boîtier DISA réalisant l'asservissement en température du fil. Le boîtier délivre une tension liée aux pertes thermiques convectives, et donc à la vitesse d'air.

Les fils ont été réalisés au laboratoire par le rédacteur, par soudage à l'étain de fil de platine enrobé d'argent, et décapés électrochimiquement. Le mouillage de la soudure à l'étain est assistée d'acide phosphorique  $H_3PO_4$  en solution aqueuse. Le décapage est réalisé avec un pont liquide d'acide nitrique  $HNO_3$  en solution aqueuse diluée entre une aiguille d'une seringue contenant la solution (cathode) et le fil de platine (anode). On recueille ainsi du nitrate d'argent à la cathode et le fil de platine décapé apparaît. Cette technique permet de décapier un fil en quelques secondes et de préserver les soudures à l'étain pour une bonne durabilité du fil. Un étalonnage est ensuite réalisé avec la mesure simultanée de la vitesse et de la tension de sortie de l'anémomètre. L'étalonnage du fil est réalisé à partir d'un écoulement gaz sortant d'un tube semi-rigide de diamètre intérieur égal à 8 mm. Une mesure du débit masse passant dans le tube est mesuré à l'aide du débitmètre de masse Brooks SLA5860 et la vitesse maximale d'étalonnage est mesurée à l'aide de tube de pitot et du manomètre différentiel décrit précédemment. Le rapport de la vitesse maximale sur la vitesse débitante est de 1,1674, l'écoulement étant établi et les couches limites étant turbulentes dans la plage de vitesse gaz mesurée (16 à 100 m/s).

Un exemple d'étalonnage est donné en figure 2.8 suivante :

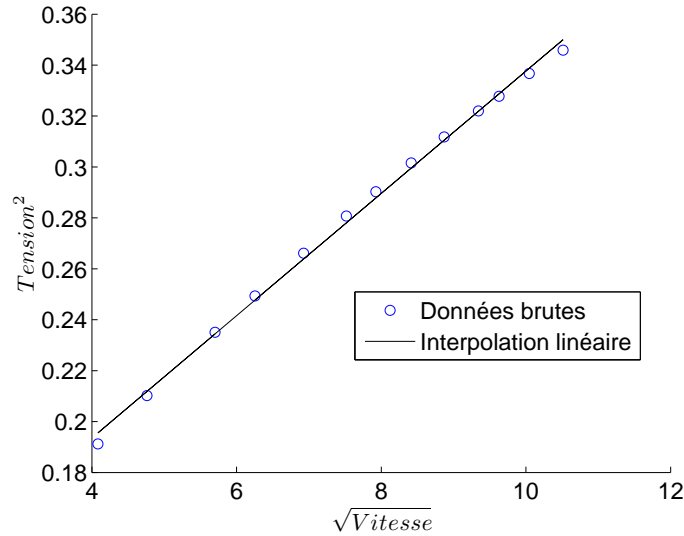


FIGURE 2.8 – Exemple de tracé de la loi de King pour les données d'étalonnage vitesse gaz et tension de sortie.

Pour cet exemple, la plage de vitesse gaz balayée varie de 16 à 110 m/s, cet étalonnage ayant été réalisé pour des mesures à vitesses gaz importantes. La plage de vitesse d'étalonnage est adaptée aux conditions d'utilisation du fil. Les coefficients A et B obtenus à partir de l'interpolation linéaire des données d'étalonnage sont les suivants :  $A = 0.097$  (ordonnée à l'origine) et  $B = 0.024$  (pente).

On peut remarquer que la loi de King modélise correctement le comportement du fil, bien que le fil s'écarte légèrement de la loi de King et qu'une régression d'un autre type modélise mieux le comportement du fil. L'erreur est cependant faible et l'intégration de profils de vitesse permet de retrouver le débit volume injecté à 5% près.

L'étalonnage est réalisé sur un écoulement axisymétrique, en sortie de tube flexible. On mesure la vitesse débitante à l'aide d'un débitmètre de masse Brooks SLA 5860 et le rapport de la vitesse maximale sur la vitesse débitante est mesurée à l'aide d'un tube de Pitot. Ce rapport de vitesse maximale sur vitesse débitante a été mesuré constant pour toute la gamme de vitesse d'étalonnage, de 16 m/s à 110 m/s. Le régime d'écoulement est turbulent sur toute la gamme et la forme du profil de vitesse auto-similaire. La vitesse pour l'étalonnage est obtenue à partir d'une vitesse débitante calculée à partir du débit masse indiqué par le débitmètre et des conditions de pression et température du jet en sortie. Cette vitesse débitante est multipliée par le rapport de la vitesse gaz mesurée au centre de la conduite et vaut dans notre expérience 0.83, ce qui est une valeur réaliste pour ce type d'écoulement.

Afin de mesurer l'épaisseur de vorticité gaz, un profil radial de vitesse est réalisé, à une distance aussi proche que possible de la sortie de l'injecteur, cette valeur étant estimée à entre 0,1 et 0,3 mm, sans qu'il soit possible de réaliser une jauge assez précise pour diminuer la valeur de l'incertitude sur cette valeur. Cette valeur est cependant maintenue constante pour tout les points de mesure d'une géométrie d'injecteur.

Un exemple de profil de vitesse gaz est donné en figure suivante :

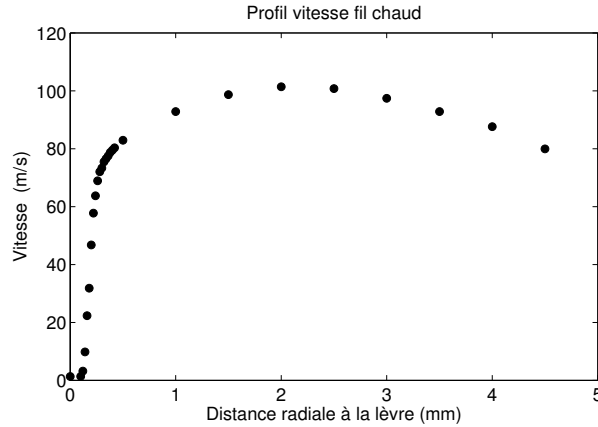


FIGURE 2.9 – Exemple de profil de vitesse gaz pour l'injecteur n°2  $H_L = 20$  mm,  $H_G = 5$  mm,  $U_G = 100$  m/s.

La vitesse et sa valeur RMS sont également disponibles après traitement de conversion tension vitesse. L'épaisseur de vorticité gaz est ainsi mesurée sur le profil par application de l'expression suivante :

$$\delta_G = \frac{\Delta U}{\left. \frac{dU}{dr} \right|_{max}} \quad (2.7)$$

Pour des raisons pratiques de calcul, la relation suivante équivalent à la précédente est plutôt utilisée :

$$\delta_G = \frac{\Delta U}{\left. \frac{dr}{dU} \right|_{min}} \quad (2.8)$$

Cette définition de l'épaisseur de vorticité revient à la réduire à un cisaillement linéaire et à la mesurer comme telle. Nous cherchons ainsi la tangente la plus pentue au profil de vitesse dans le profil. L'utilisation de  $\delta_G$  au lieu de  $\theta_G$  ( paisseur de la couche limite définie à 99% de la vitesse du fluide à l'infini) pour qualifier le cisaillement est discutée par Raynal 1997 [75]. Le taux de cisaillement est en effet lié au gradient maximal de la vitesse longitudinale (suivant l'axe de l'écoulement) dans la direction radiale, ce que ne représente pas exactement  $\theta_G$ . La figure 2.10 suivante donne une vision graphique de la mesure.

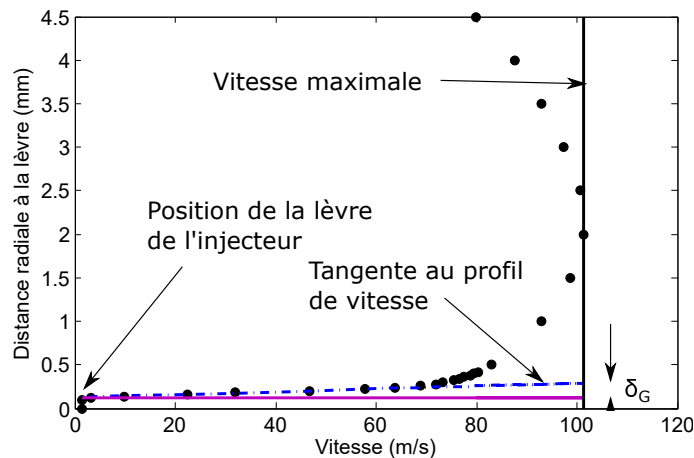


FIGURE 2.10 – Exemple de mesure de  $\delta_G$  sur un profil de vitesse gaz pour l'injecteur n°2  $H_L = 20$  mm,  $H_G = 5$  mm,  $U_G = 100$  m/s.

La sensibilité de  $\delta_G$  aux paramètres  $A$  et  $B$  de l'étalonnage et particulièrement de la variation de la résistance à vide a été exploré. Pratiquement, la résistance à vide du fil évolue dans le temps et parfois de manière aléatoire. Si aucune correction n'est réalisée, la surchauffe appliquée change et la loi d'étalonnage n'est plus valide. Cette résistance à vide est également sensible au branchement et débranchement successif de la connectique, malgré nettoyage des revêtements conducteurs. Cependant, la mesure de  $\delta_G$  est peu affectée par cette variation, pour peu que les paramètres du fil et du boîtier de mesure ne changent pas au cours de la mesure du profil, ce qu'il est possible de s'assurer par mesure de la résistance à vide du fil à intervalles de temps réguliers. Afin de tester l'effet de la variation des coefficients d'étalonnage sur l'épaisseur de vorticité  $\delta_G$ , nous avons fait varier la valeur des coefficients d'étalonnage simultanément à 10% de leur valeur, la principale variation que nous avons observée est cette variation de résistance à vide comme nous l'avons déjà évoqué. Comme nous l'avons exposé, la variation de résistance à vide change l'étalonnage mais s'applique de la même façon sur les coefficients d'étalonnage  $A$  et  $B$ , la résistance du fil  $R_{fil}$  proportionnelle à la résistance à vide du fil  $R_a$  étant en facteur. Un changement simultané sur les coefficients  $A$  et  $B$  ne change pas la valeur de  $\delta_G$ . Si l'on change de 10% un coefficient seulement, l'écart de la valeur de  $\delta_G$  n'a été modifiée que de 1% maximum.

Un autre paramètre est la distance à l'injecteur. Les profils sont mesurés au plus près, la distance que nous avons estimé à l'aide de jauges est de l'ordre de 0,1   0,3 mm, comme nous l'avons déjà indiqué. Le profil de vitesse évoluant fortement avec la distance et par là même  $\delta_G$ , nous avons conservé une distance constante de mesure pour chaque injecteur afin de pouvoir comparer les valeurs entre elles, tout en vérifiant que la résistance du fil n'évoluait pas, auquel cas la série était refaite.

Si la mesure de  $\delta_G$  est fiable, la valeur de la vitesse absolue est elle difficile à obtenir par la seule mesure et l'intégration d'un profil de vitesse pour obtenir la vitesse débitante mesurée donne un résultat au mieux à 10%.

La mesure de profils de vitesse et d'épaisseur de vorticité n'est pas seulement limitée au gaz : une similitude de Reynolds pour la partie liquide de l'écoulement nous permet de mesurer également la couche de vorticité liquide. La présence simultanée d'un écoulement gaz au centre et en périphérie nous permet de mesurer un profil complet de vitesse à une distance donnée de l'injecteur, ceci afin d'alimenter les études de stabilité linéaire.

### 2.3.4 Sonde optique

Afin d'étudier les caractéristiques de la phase dispersée du spray nous avons utilisé une sonde optique monofibre de type 1C. Son fonctionnement est donné en détails dans la thèse de M. Hong 2003 [36]. Nous n'allons donc ici en donner que les éléments principaux pour comprendre le principe de fonctionnement et décrire les grandeurs mesurées.

La sonde est fabriquée à partir d'une fibre optique multimode. L'extrémité de la sonde est taill e en forme de cône (d'où l'appellation 1C, C pour conique) et a un diamètre total (cœur de la sonde et manteau) de 125  $\mu\text{m}$ , comme le montre l'agrandissement de la photographie de la figure 2.11. Le cône permet une bonne pénétration des gouttes sur la sonde tout en évitant l'explosion de la goutte à l'impact (Hong et al 2002 [37]) et rend cet instrument de mesure modérément intrusif.   son autre extrémité, la sonde est couplée à une fourche en Y comme indiqué sur le schéma 2.11. La forme conique de la sonde permet de réfléchir la lumière provenant d'un laser et de la renvoyer vers la fourche, qui est ensuite transformée en signal analogique par un amplificateur/convertisseur. Ce signal est ensuite numérisé et enregistré par une carte d'acquisition haute fréquence NI-6115 puis traité par des routines Matlab.



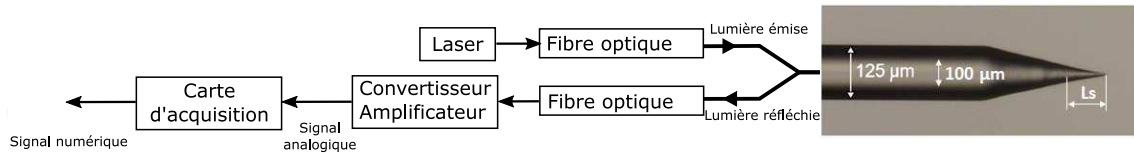


FIGURE 2.11 – Agrandissement de la sonde optique et schéma de la chaîne d'acquisition du signal sonde optique.

L'angle de réflexion et l'angle de réflexion totale de la lumière à l'interface sonde/fluide dépend des indices de réfraction de la sonde et du milieu dans lequel elle se trouve. La quantité de lumière qui est réfléchie dans le cône de la sonde optique dépend ainsi du milieu dans lequel baigne l'extrémité de la sonde. En particulier, l'intensité de lumière réfléchie, qui conditionne la réponse optique de la sonde, ne sera donc pas la même que ce milieu soit gazeux ou liquide. Sur la figure 2.12 se trouve un exemple du signal final obtenu lorsque la sonde est en fonctionnement dans un spray. On y voit principalement deux niveaux de tensions extrêmes. Le niveau le plus élevé,  $V_G$ , correspond à la réponse en tension de la sonde lorsqu'elle est dans le gaz. Le moins élevé,  $V_L$ , est la réponse quand la sonde est dans le liquide. Chaque évènement où le signal fluctue entre ces deux niveaux représente une goutte qui passe sur la sonde.

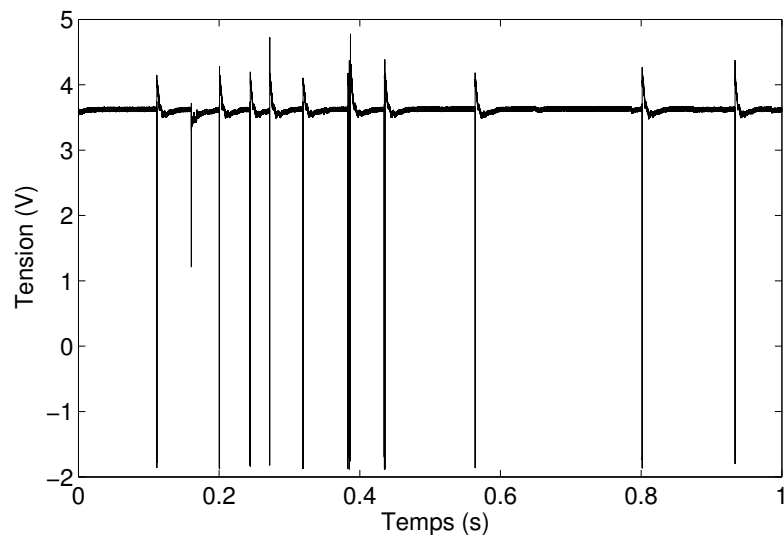


FIGURE 2.12 – Exemple de signal récupéré à l'aide de la sonde optique.

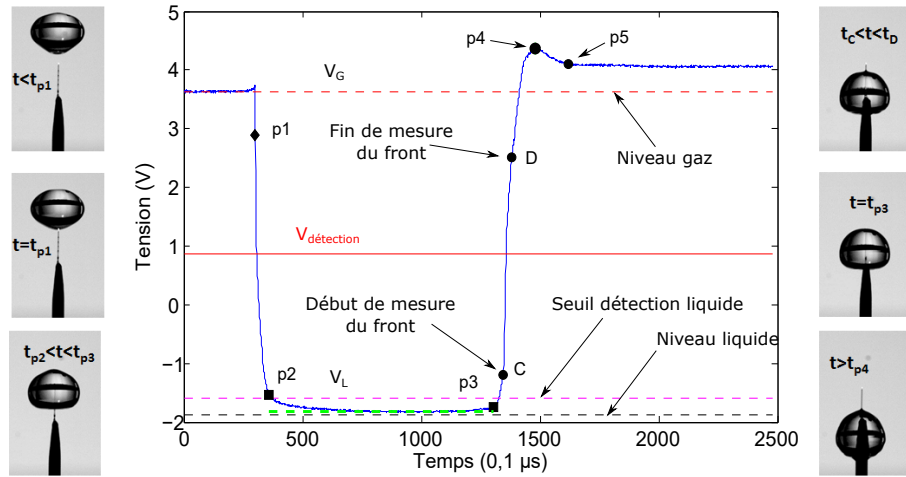


FIGURE 2.13 – Exemple de signal récupéré lors du passage d’une goutte sur la sonde optique. Les images montrent la position de la goutte à divers points clés du signal (Merci à J-C Guillard).

La figure 2.13 présente le signal correspondant au passage d’une goutte avec des photographies illustrant chaque étape clé du traitement. Quand la sonde est dans le gaz, le signal a une tension élevée,  $V_G$ , représentée par la ligne discontinue rouge sur le graphique. A  $t = t_{p1}$ , la goutte entre en contact avec la sonde, le niveau de tension chute alors de  $V_G$  vers  $V_L$ , c’est la phase de mouillage. Entre  $p2$  et  $p3$ , la partie sensible de la sonde, dont la longueur est notée  $L_S$ , est totalement immergée dans le liquide. Nous considérons que la sonde est capable de mesurer des gouttes jusqu’à une taille de l’ordre de  $L_S/3$ , la longueur sensible de nos sondes étant de l’ordre de  $20 \mu\text{m}$ . Le signal présente un plateau dont la durée correspond au temps passé par la sonde dans le liquide :  $T_L = t_{p3} - t_{p1}$ . A  $t = t_{p3}$ , l’interface supérieure de la goutte commence à quitter la sonde. A mesure que l’interface liquide-gaz de la goutte se déplace sur la partie sensible de la sonde, le signal remonte de  $V_L$  à  $V_G$  et atteint le point  $p4$  qui correspond à l’instant où la sonde est de nouveau complètement dans le gaz. C’est la phase de démouillage dont la durée, appelée temps de montée  $T_M$ , est donnée par l’écart entre  $t = t_{p3}$  et  $t = t_{p4}$ .  $T_M$  est le temps qu’il faut à l’interface de la goutte pour parcourir  $L_S$ , il est donc une image de la vitesse de la goutte donnée par la relation (2.9) :

$$V_{goutte} = L_S \cdot T_M^{-1} \quad (2.9)$$

De cette vitesse et du temps de résidence liquide  $T_L$  est déduite la corde de la goutte selon la relation (2.10) :

$$C_{goutte} = V_{goutte} \cdot T_L \quad (2.10)$$

Si le niveau de tension liquide est stable, celui du gaz l’est beaucoup moins car il est d’une part sujet à du bruit et d’autre part peut évoluer dans le temps (présence d’eau résiduelle, poussières et particules accrochées à la surface de la sonde). Il est donc nécessaire de traiter le signal en prenant compte de ces évolutions sans quoi la qualité des résultats peut en être affectée.

L’algorithme de traitement de signal, codé sous Matlab, est basé sur un principe de détection de goutte par seuillage (voir Hong et al 2002 [37]). Quand le niveau de tension passe sous un certain seuil,  $V_{detection}$ , indiqué par la ligne continue rouge sur la figure 2.13, une routine est déclenchée afin d’identifier l’ensemble des points caractéristiques d’une goutte discutés plus haut. Lors du traitement, le premier point  $p1$ , correspond à l’interface de la goutte qui impacte la sonde. C’est le premier point hors du bruit gaz défini à partir de la tension seuil  $V_{detection}$ , qui est elle même définie à partir de

la dynamique du signal,  $V_{dyn} = V_G/V_L$ . Le bruit gaz est déterminé à l'aide de deux constantes qui définissent un maximum et un minimum de bruit admissible. Le niveau de tension de  $p1$  a peu d'impact sur le calcul de  $T_L$  car le mouillage est un processus très rapide, il faut donc très peu de temps au signal pour atteindre  $p2$ . Les points  $p2$  et  $p3$  sont déterminés à partir de l'évolution du gradient du signal en entrée et en sortie de goutte. Le point  $p3$  est déterminant dans la mesure de  $T_L$ , un mauvais placement peut entraîner une erreur sur la mesure.

Les points  $p3$  et  $p4$  sont, sur le principe, les points à utiliser pour calculer  $T_M$  et donc  $V_{goutte}$ . Cependant après  $p3$  et avant  $p4$  le signal présente des courbures dues au démouillage qui sortent du cadre de la fonction linéaire régissant la vitesse de la goutte (cf. relation (2.9)) et donc la corde de la goutte. Pour estimer cette dernière en s'affranchissant de ces courbures et en utilisant uniquement la partie purement linéaire du front de montée,  $T_M$  est calculé en faisant la différence entre  $t_D$  et  $t_C$ . Ces deux points, indiqués sur la figure 2.13, sont placés en utilisant une loi, dite d'étalonnage, qui fixe leur distance par rapport à la tension de référence liquide  $V_L$  en pourcentage de la valeur  $V_{dyn}$ . Par exemple si la loi 10 - 70 est utilisée, cela signifie que  $C$  et  $D$  seront placés sur le front montant respectivement à des tensions égales à  $V_L + 0,1V_{dyn}$  et  $V_L + 0,7V_{dyn}$ . La loi d'étalonnage peut prendre différentes valeurs : 10 ou 20 pour le point  $C$  et 60, 70, 80 ou 90 pour le point  $D$ . Le choix de ces valeurs est fonction de la forme et de la qualité du signal de réponse de la sonde optique. Les longueurs sensibles correspondant à chaque loi d'étalonnage, sont déterminées lors de l'étalonnage de la sonde après sa fabrication.

A partir des  $T_M$  et  $T_L$  obtenus par le traitement, le code de post-traitement calcule les caractéristiques de la phase dispersée du spray comme :

- La concentration liquide ou taux de présence liquide  $\alpha = \sum_{i=1}^N \frac{T_{L_i}}{T_t}$ , avec  $T_t$  durée totale de la mesure et  $N$  le nombre de gouttes détectées.
- La distribution de vitesse  $p(V)$ , la vitesse de chaque goutte  $i$  valant  $V_i = \frac{L_S}{T_{M_i}}$
- La distribution de corde  $p(C)$ , la corde de chaque goutte  $C_i$  valant  $C_i = T_{L_i} \cdot V_i$
- La vitesse moyenne phasique  $V_{pl}$ ,  $\overline{V_{pl}} = \frac{\sum_{i=1}^N T_{L_i} V_i}{\sum_{i=1}^N T_{L_i}}$
- La fréquence de détection moyenne  $N_d$ ,  $N_d = \frac{N}{T_t}$
- Le flux numérique  $\phi_0$ ,  $\phi_0 = \frac{N_d}{\pi \cdot d_{20}}$ . Le diamètre surfacique  $d_{20}$  (voir la relation (1.26) pour la définition de ces diamètres) est obtenu à partir de l'histogramme des diamètres, lui-même obtenu par l'inversion cordes-diamètres lors du post-traitement des données acquises par la sonde. Dans cette étude, nous n'avons pas travaillé avec les tailles de gouttes issues de l'inversion cordes-diamètres, nous avons préféré travailler avec les mesures brutes effectuées par la sonde, c'est-à-dire les cordes. Nous ne présenterons donc pas ici la méthode d'inversion déjà très bien détaillée dans les manuscrits de thèse de Hong 2003 [36], Ben Rayana 2007 [7] et Marty 2015 [60].
- La densité de flux volumique local  $J_L$  :  $J_L = \sum_{i=1}^N \frac{C_i}{T_t} = \sum_{i=1}^N \frac{T_{L_i} V_i}{T_t} = \left( \frac{\sum_{i=1}^N T_{L_i} V_i}{\sum_{i=1}^N T_{L_i}} \right) \frac{\sum_{i=1}^N T_{L_i}}{T_t} = \overline{V_{pl}} \cdot \alpha$

$J_L$  est donc calculé à partir de données brutes de la sonde. En comparant les densités de flux volumiques mesurées entre une méthode de prélèvement du liquide et ceux mesurés par la sonde optique, Hong 2003 [36] et Marty 2015 [60] ont évalué l'incertitude de la sonde pour la mesure de la densité de flux volumique locale. Les deux auteurs trouvent tous les deux une incertitude de 15%.

Une autre propriété de la sonde optique est de fournir un diamètre moyen de Sauter proportionnel à la corde moyenne quelque soit la distribution de taille analysée. La corde moyenne et le diamètre de Sauter sont proportionnelles pour des inclusions convexes, ce qui donne  $d_{32} = 4/3C_{10}$ .

Afin d'obtenir des données convergées et surtout des fonctions densité de probabilité bien résolues aux grandes tailles et aux événements rares, il est nécessaire de recueillir le signal de 20 à 100 000 gouttes, ce qui peut représenter un temps de mesure conséquent de l'ordre de 10 à 15 minutes, le signal

étant échantillonné à une fréquence fixe de 10 MHz sur 12 bits, ce qui fait un débit de 24 Mo/s et un volume de données pouvant aller jusqu'à 21,6 Go pour un point de mesure.

Pour décrire le spray, nous utiliserons principalement la densité de probabilité  $p(C)$  et la corde moyenne  $C_{10}$ , ainsi que la densité de flux volumique locale  $J_L$ .

## 2.4 Traitement et analyse d'image

Le traitement et l'analyse d'image permettent d'extraire de façon semi-automatique pour chaque image un signal représentatif du jet liquide, stocké de manière à être réutilisable pour d'autres traitements spécialisés. Les bords du jet constituent une information facilement accessible qui matérialise correctement les limites du liquide. Les gouttes et inclusions doivent être éliminées, la zone d'intérêt concernant le jet connexe à l'injecteur. Le profil vertical des bords du jet connexe permet de construire les différentes grandeurs évoquées en section 2.3, comme la longueur d'établissement du flapping, le taux de croissance de l'instabilité de flapping, la longueur de brisure et la fréquence des instabilités de cisaillement et de flapping. La méthode d'obtention de ces grandeurs est rappelé dans les chapitres et sections propres à ces grandeurs.

Nous allons maintenant donner une description du traitement appliqué aux images.

La méthode de traitement et d'analyse d'image est donnée pour le cas de la reconstruction tri-dimensionnelle du jet, elle est aussi valable pour le cas bi-dimensionnel.

Un schéma de l'installation est donné en figure 2.14 suivante :

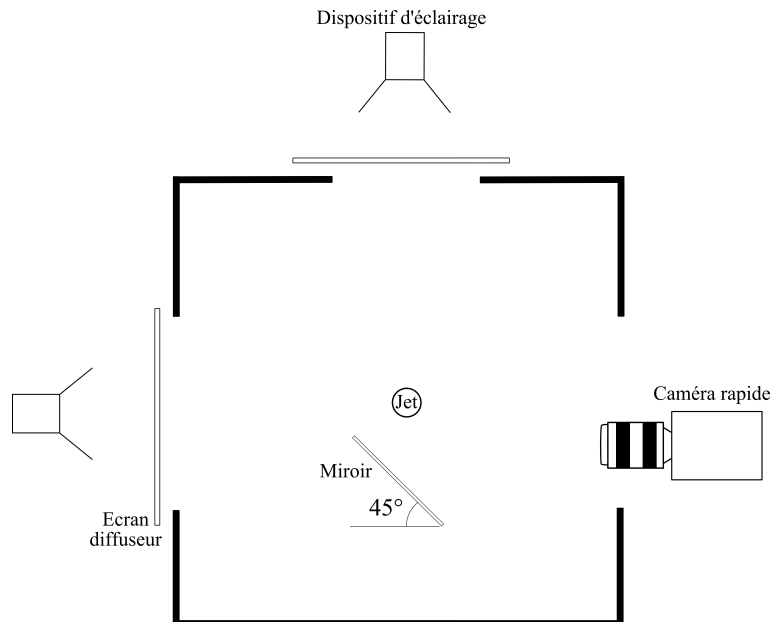


FIGURE 2.14 – Schéma du dispositif de mesure de la géométrie du jet tri-dimensionnel.

Ce dispositif expérimental permet d'obtenir les images du jet dont un exemple est donné en figure 2.15 (a) suivante :

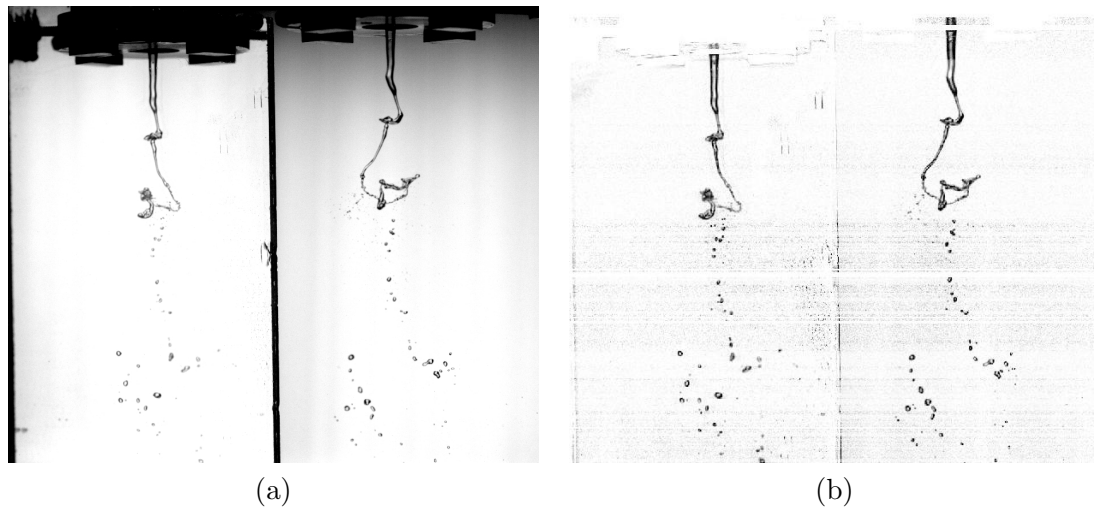


FIGURE 2.15 – (a) Exemple de vue du jet sous deux angles de vues orthogonaux à l'aide du dispositif expérimental décrit en figure 2.14. (b) Traitement de l'image (a) : soustraction de l'image de fond et maximisation du contraste à l'aide d'une dilatation d'histogramme de niveau de gris par ligne. Conditions expérimentales : l'injecteur n°2,  $H_L = 5$  mm,  $H_G = 9,3$  mm,  $U_L = 0,28$  m/s,  $U_G = 16,1$  m/s.

L'écart entre le jet et le miroir a été prise au moins égale à  $5 H_G$ , afin de limiter l'effet du miroir sur l'écoulement. Cette solution expérimentale est cependant limitée aux faibles vitesses gaz, le spray mouillant le miroir lorsque cette dernière est trop importante pour la distance jet - miroir que nous avons choisi. Une solution consisterai à éloigner le miroir du jet, mais la taille du champ à filmer limiterai la résolution si une seule caméra continuait d'être utilisée. De par sa complexité, ce procédé a été relativement peu utilisé au profit de l'acquisition de la vue du jet d'un seul point de vue. Les méthodes de traitement et d'analyse d'image sont les mêmes quelque soit le nombre de vues du jet utilisés.

L'image brute 2.15 (a) est ensuite traitée, et une première étape est celle de la soustraction du fond. Dû au codage de l'image à l'aide d'entiers non signés sur un octet et de la référence du noir codée à 0, une translation du signal soustrait est nécessaire.

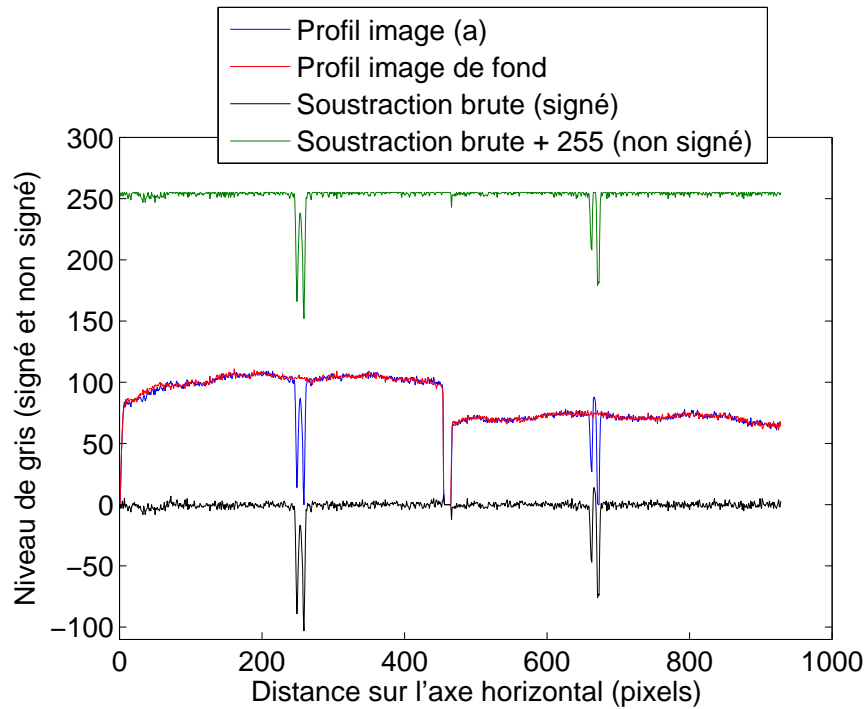


FIGURE 2.16 – Profils de niveaux de gris d’images du jet liquide et de l’image de fond et combinaison de ces signaux.

La figure 2.16 montre un exemple de profils de l’image brute 2.15 (a) tracée en bleu et un exemple de profil de l’image de fond tracée en rouge pour la même position spatiale. Les deux profils de l’image brute et de fond sont codés à l’aide d’entier non signé, n’autorisant donc pas de nombres négatifs. En noir est représenté la soustraction des profils de l’image brute et de l’image de fond, codée sur un entier signé. Afin de pouvoir rendre le profil et donc l’image compatible avec le codage utilisé, il est donc nécessaire de décaler cette soustraction vers l’intervalle autorisé. Plusieurs solutions sont possibles, nous avons choisi d’ajouter 255 à la soustraction, ce qui conduit au signal vert. Nous pouvons remarquer cependant que le signal est écrêté, notamment pour les zones où l’image est plus lumineuse que le fond, dû à la réfraction de la lumière par le jet cylindrique qui agit comme une lentille. Cette précédente opération est l’étape de soustraction du fond, pour obtenir l’image 2.15 (b), une dilatation de l’histogramme des niveaux de gris est réalisée. Il s’agit simplement d’une transformation linéaire des niveaux de gris de l’image qui donne in fine une image où son histogramme présente des valeurs minimale et maximale égales au minimum et maximum permis par le codage, ici 0 et 255. On dilate ainsi l’histogramme des niveaux de gris pour qu’il occupe tout les niveaux de gris permis, ce qui augmente la distance en niveaux de gris entre le fond et l’ombre du jet, autrement dit, le contraste. Cette opération consiste à calculer une fonction affine pour un groupe de pixel choisi, tel que représentée ci-dessous :

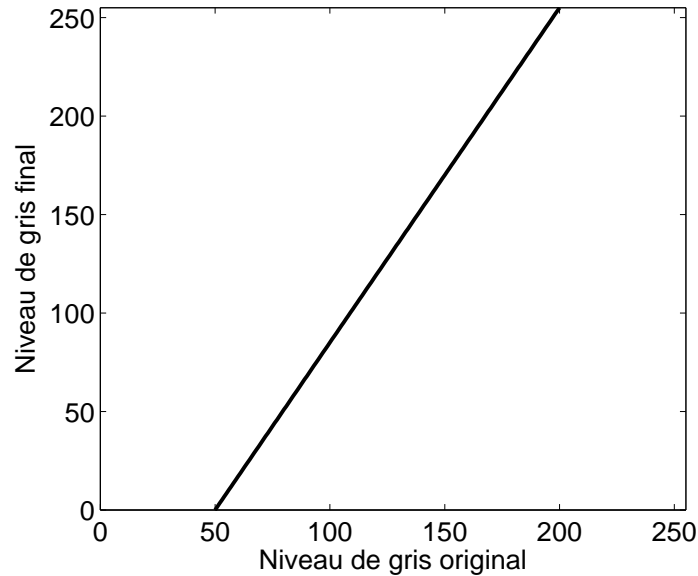


FIGURE 2.17 – Fonction reliant le niveau de gris de la zone de pixel originale au niveau de gris dilaté.

La fonction tracée en figure 2.17 permet de passer des niveaux de gris d'un groupe de pixel original dont le minimum est ici de 50 et le maximum est de 200 à des niveaux de gris compris entre 0 et 255, le maximum permis pour un codage en entier non signé sur un octet. La transformation linéaire permet d'augmenter le contraste. Afin de faciliter le seuillage et de rendre le seuil associé plus facile à choisir, le contraste est rendu homogène dans l'image en réalisant la procédure de dilatation d'histogramme ligne par ligne. Cette méthode permet d'obtenir l'image 2.15 (b).

Le traitement se poursuit avec le renforcement des bords du jet, bords qui nous intéressent particulièrement. A cette fin, un filtre de Canny est utilisé. Ce filtre calcule la dérivée spatiale des niveaux de gris après avoir filtré l'image, et un seuillage à hystérésis est ensuite appliqué sur la dérivée pour obtenir les contours du jet. Les contours d'un objet sont en effet associés à une variation spatiale rapide des niveaux de gris, et donc à une dérivée spatiale forte. Les contours calculés par ce filtre sont ensuite additionnés à l'image, et l'on obtient l'image 2.18 (a).

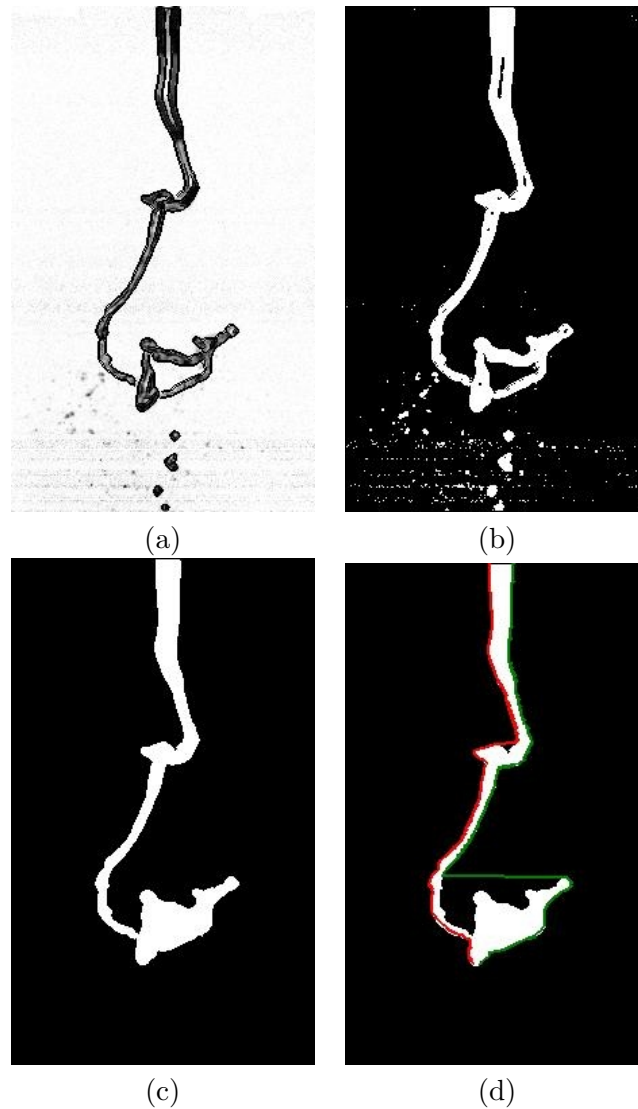


FIGURE 2.18 – Etapes de traitement et d'analyse d'une image du jet.

L'image obtenue est ensuite seuillée, un exemple de ce que l'on peut obtenir est donné en figure 2.18 (b). Le seuil est ajusté à partir d'un seuil calculé par la méthode d'Otsu et gardé constant pour une série d'image correspondant à un point de mesure. Associé à la méthode de dilatation d'histogramme, l'ajustement final du seuil devient presque indépendant des conditions expérimentales d'éclairage. Une fois le seuillage réalisé, l'analyse du jet peut maintenant être réalisée. L'image 2.18 (c) montre le jet éliminé de ses gouttes et connexe à l'injecteur. Une opération d'analyse de connexité est réalisée à cette fin, à l'aide d'un algorithme de segmentation. L'algorithme en question permet d'isoler chaque zone connexe de l'image, des gouttes au fond de l'image, pourvu que celle-ci soit plus grande que 2 pixels. L'image 2.18 (c) est la zone connexe de l'image qui correspond au jet. Cette zone est ensuite remplie afin de ne plus contenir de trous, pour faciliter Cette zone est choisie à l'aide de sa position attendue dans l'espace, puisqu'elle doit être connexe à la sortie de l'injecteur.

Enfin, on extrait de l'image 2.18 (c) les contours du jet en détectant le passage noir/blanc pour chaque ligne, en partant de la gauche pour le contour gauche et de la droite pour le contour droit. Cette détection étant faite par ligne, nous ne pouvons récupérer que le profil le plus externe du jet. La conséquence est que les profils des bords du jet ne sont donc pas continus, et par extension le profil du centre du jet non plus. Cette discontinuité du profil du centre du jet n'est pas gênante pour les mesures de fréquence, il induit simplement un élargissement spectral, par enrichissement en hautes fréquences. Cette discontinuité et l'absence de reconstruction curviligne rend difficile voire impossible une analyse géométrique plus avancée, comme la mesure du rayon du jet sur la partie connexe du jet.



Les profils du centre du jet projetés sur deux plans orthogonaux ainsi obtenus permettent de reconstruire le jet en trois dimensions, comme montré sur l'image 2.19 suivante :

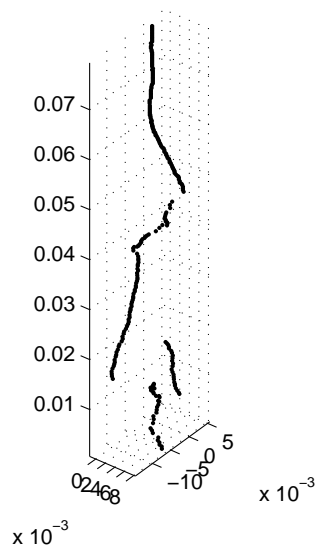


FIGURE 2.19 – Reconstruction tri-dimensionnelle du centre du jet liquide à partir de deux images du jet dans des plans orthogonaux.

Cette reconstruction n'est cependant pas l'objectif principal. Le traitement étant automatisé, des mesures statistiques sur diverses grandeurs peuvent être réalisées. La méthodologie de mesure de ces grandeurs sera décrite dans les sections spécifiques à celles-ci.

## 2.5 Validations de l'expérience

Nous proposons de montrer ici quelques caractéristiques de l'injecteur n°2 et de l'écoulement diphasique réalisé.

### 2.5.1 Écoulement liquide

La planche de figures 2.20 suivante montre quelques exemples d'écoulements liquides obtenus sans assistance gaz, pour plusieurs diamètres liquides  $H_L$  :

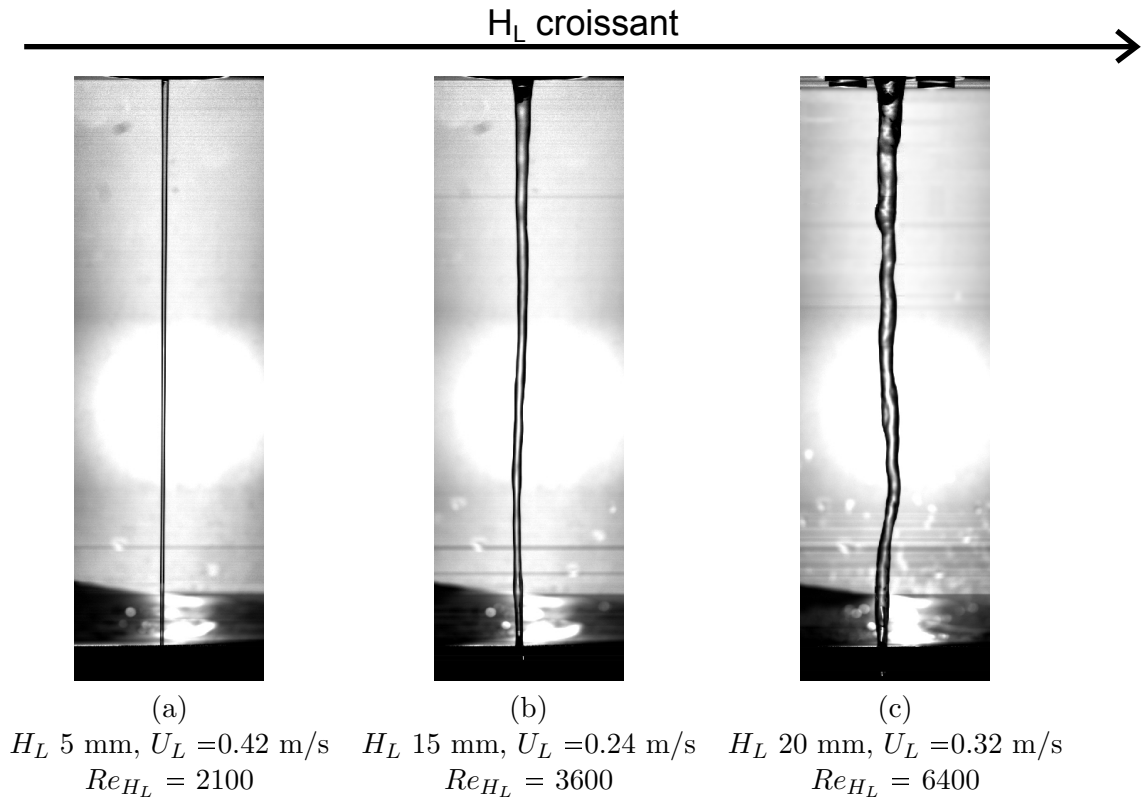


FIGURE 2.20 – Effet de  $H_L$  sur l'écoulement liquide sans assistance. Aux vitesses liquide débitantes de sortie atteintes ici, le régime turbulent en sortie d'injecteur pour tous les injecteurs présentés, comme l'indique les nombres de Reynolds.

Nous pouvons remarquer en figure 2.20 que l'écoulement liquide est plus perturbé pour les injecteurs de diamètre liquide égal à 15 et 20 mm que pour l'injecteur de diamètre liquide égal à 5 mm. Cependant, le nombre de Reynolds n'est pas égal pour toutes les images, il varie d'un facteur 3 entre les images 2.20 (a) et 2.20 (b).

Outre le nombre de Reynolds de sortie, la qualité de l'écoulement liquide dépend également de la géométrie de l'injecteur liquide, et particulièrement de la forme de la sortie, qui est différente entre l'injecteur de diamètre liquide égal à 5 mm et les injecteurs de diamètre liquide égal à 15 et 20 mm. En raison de contraintes de réalisation et de contraintes mécaniques, les injecteurs de diamètre liquide égal à 15 et 20 mm ont un divergent en sortie d'injection, le demi angle au sommet de ces injecteurs étant de  $3^\circ$ . Pour cet angle, il n'a pas été observé de décollement du liquide en sortie de l'injecteur. Nous rappelons que les plans détaillés des injecteurs sont disponibles en annexe K.

Le nombre de Reynolds de sortie ni la forme de la section de sortie ne sont pas les seuls paramètres régissant la qualité de l'écoulement de sortie. Des transitions laminaire/turbulent apparaissant à l'amont de la sortie de l'injecteur peuvent influencer sur l'écoulement de sortie. En effet, le régime d'écoulement pour l'injecteur de diamètre  $H_L$  5 mm est d'abord lisse 2.20 (a) jusqu'à des vitesses liquides de 0,8 m/s (figure 2.20 (a)), ceci malgré un nombre de Reynolds de sortie ainsi égal à 4000

supérieur au seuil critique de 2000 et transite ensuite en un régime corrugué semblable à celui observé en figures 2.20 (a) et 2.20 (b) pour des nombres de Reynolds de sortie de 4200 environ (correspondant à  $U_L = 0,84$  m/s). Un nombre de Reynolds critique de 2000 est en effet atteint dans une section droite amont de l'injecteur, ce qui produit des perturbations qui sont amplifiées.

Pour les injecteurs de diamètre liquide de sortie égal à 15 et 20 mm, l'accélération du liquide sous l'effet de la pesanteur affine le jet de façon assez importante, surtout pour des vitesses d'injection liquide inférieures à 0,15 m/s. La courbure du jet liquide pour ces configurations de vitesse liquide de sortie faibles est importante et l'écoulement gaz n'est plus parallèle. Nous avons observé dans ces configurations une aspiration radiale du jet liquide par la dépression causée par la recirculation du gaz. Devant la difficulté de la mesure des paramètres pilotant cet écoulement cisailé, il nous a paru plus simple d'éviter ces cas de figures difficiles à interpréter. La vitesse liquide pour tous les injecteurs a donc toujours été suffisante pour éviter les problèmes précédemment cités.

Le nombre de Reynolds de sortie, la forme de l'injecteur liquide en sortie, la forme du circuit d'injection liquide et la vitesse de chute libre du jet influent ainsi sur la qualité de l'écoulement liquide en sortie.

A titre informatif, les gammes de nombre de Reynolds liquide calculée en sortie de l'injecteur atteintes sur notre injecteur sont présentées dans le tableau ci-dessous, ainsi que les vitesses liquides de transition de régime laminaire/turbulent (2000 pour un tuyau cylindrique) :

$H_L$ (mm)	$U_L$ min / $U_L$ max	$Re_{H_L}$ min / $Re_{H_L}$ max	$U_L$ de transition (m/s)
5	0,14 / 1,4	707 / 7 074	0.4
15	0,078 / 1,55	1 179 / 23 320	0.13
20	0,08 / 0,83	1 770 / 16 600	0.1

FIGURE 2.21 – Plages de vitesse liquide de sortie d'injecteur étudiées. La vitesse liquide de transition est calculée pour un Reynolds de transition de 2000.

La vitesse liquide de transition est particulièrement petite pour les injecteurs de diamètre liquide égal à 15 et 20 mm. Les conditions d'injection liquide sont ainsi toujours turbulentes pour cet injecteur.

Le régime d'écoulement de sortie d'injection pour les diamètres  $H_L$  15 mm et  $H_L$  20 mm est turbulent pour toutes les conditions d'injection étudiées (figures 2.20 (b) et 2.20 (c)), de part le nombre de Reynolds de sortie étant supérieur à 2000.

Les profils de vitesse liquide en sortie d'injecteur ont été mesurés au fil chaud à l'aide d'un écoulement gaz en similitude de nombre de Reynolds, et sont disponibles en annexe B. L'effet de la présence de divergent pour les injecteurs de diamètre liquide égal à 15 et 20 mm est clairement visible, de par la différence de forme du profil avec celui de l'injecteur de diamètre liquide égal à 5 mm.

### 2.5.2 Profils de vitesse gaz

Les profils de vitesse gaz et de taux de turbulence de tous les injecteurs n°2 sont donnés en annexe A. La valeur absolue de la vitesse gaz n'est pas correcte, des problèmes de variation de résistance à vide du fil et la non compensation de la température de l'air en étant la raison. Les vitesses maximales réelles sont indiquées dans la légende de chaque graphe. Ces profils donnent cependant la forme générale des profils de vitesse des injecteurs et les profils de taux de turbulence et nous permettent de mesurer l'épaisseur de vortacité pour le côté du profil en face de l'écoulement liquide. Ces mesures ont été réalisées en absence d'écoulement liquide, le pitot liquide étant bouché à son autre extrémité, et la distance de mesure sous l'injecteur varie entre 0,1 et 0,3 mm sous la lèvre de l'injecteur.

Les profils des injecteurs sont assez bombés à la différence d'un profil de type bouchon rencontrés pour des écoulements turbulents ou non établis.

Le taux de turbulence est la valeur rms de la vitesse mesurée au cours du temps divisée par la vitesse maximale de l'écoulement dans la veine. La valeur rms de la fluctuation de vitesse est donc le

taux de turbulence multiplié par la vitesse maximale indiquée dans la légende. Les taux de turbulence sont plus élevés dans la couche limite ce qui est attendu puisque que c'est à cet endroit que le cisaillement est maximal. Ce taux est minimal en milieu de section gaz et vaut 5% pour la majorité des injecteurs, sauf l'injecteur n°2  $H_L = 5$   $H_G = 12,5$  mm (figure A.4) pour lequel le taux de turbulence grimpe à 20%. Il est possible que la réduction de section externe du pitot liquide de diamètre égal à 5 mm (voir annexe K) subissant une réduction de section externe provoque une recirculation, le taux de contraction de la section gaz dans cette configuration n'étant pas suffisant pour l'empêcher, au contraire des autres injecteurs. Il faut remarquer que le taux de turbulence produit par la chambre de tranquillisation semble faible, l'injecteur possédant le canal gaz complètement droit étant l'injecteur n°2  $H_L = 20$  mm  $H_G = 24$  mm ayant un taux de turbulence au centre de 6 % (figure A.8).

### 2.5.3 Épaisseur de vortacité gaz

Les graphes d'épaisseur de la couche de vortacité fonction de la vitesse gaz sont donnés en annexe C, et les coefficients de chaque régression sont indiqués sur chaque graphe représentant simultanément les données mesurées et la régression.

Pour la majorité des injecteurs, l'épaisseur de vortacité  $\delta_G$  suit la loi :

$$\frac{\delta_G}{H_G} = \frac{K}{\sqrt{Re_{H_G}}} \quad (2.11)$$

avec  $K$  constante de la vitesse gaz qui dépend de l'injecteur et  $Re_{H_G} = \frac{U_G \cdot H_G}{\nu_G}$ . Cependant, l'injecteur n°2  $H_L = 5$  mm  $H_G = 2$  mm (figure C.1) et  $H_L = 20$  mm  $H_G = 1,8$  mm présentent une épaisseur de vortacité gaz qui augmente avec la vitesse gaz à partir de 70 m/s. Ce comportement de saturation est semblable à un indice que l'écoulement est établi à ces vitesses gaz élevées. Cette saturation n'est pas observée pour les autres injecteurs, dont le rapport longueur sur épaisseur gaz est plus faible que l'injecteur  $H_L = 5$  mm  $H_G = 2$  mm et  $H_L = 20$  mm  $H_G = 1,8$  mm.

Le coefficient  $K$  varie entre 2,8 et 9,9 et la loi (2.11) permet de bien représenter l'évolution de l'épaisseur de vortacité dans la grande majorité des cas.



## Chapitre 3

# Topologie et cartographie de l'écoulement diphasique

Avant de réaliser une description quantitative de la structure du jet, il convient de montrer qualitativement comment évolue celle-ci avec les paramètres de contrôle que sont la vitesse liquide  $U_L$  et la vitesse gaz  $U_G$ , ainsi que les paramètres géométriques,  $H_G$  épaisseur de veine gaz et  $H_L$  diamètre de l'orifice d'injection liquide. Ce chapitre a également pour objectif de montrer que le flapping est présent pour un grand nombre d'injecteurs et la diversité des structures liquides rencontrées. Nous regarderons également si les cartographies de brisure proposées par Farago et Chigier [26] restent valables pour notre injecteur.

### 3.1 Effet de $U_G$ à $U_L$ fixé sur l'écoulement

Nous proposons de commencer par l'effet de la vitesse gaz sur la structure liquide, pour l'injecteur de géométrie  $H_L$  5 mm  $H_G$  5 mm à vitesse liquide fixée. Avant de voir ce qu'il se passe avec l'assistance gaz, voyons comment le jet se brise de manière naturelle sans assistance gaz.

#### 3.1.1 Brisure naturelle

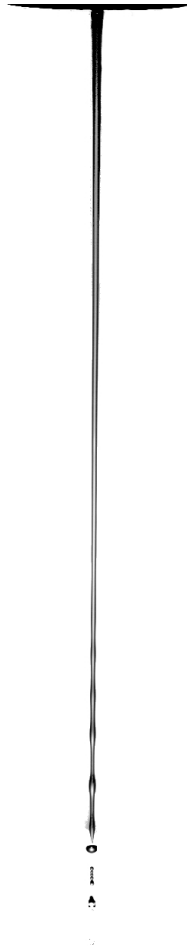


FIGURE 3.1 – Aspect du jet liquide pour une vitesse liquide de 0.21 m/s sans assistance gaz pour un diamètre liquide à l'injection de 5 mm. La brisure naturelle du jet par l'instabilité de Rayleigh-Plateau est clairement visible. La brisure intervient à une longueur de 75 diamètres.

La figure 3.1 montre un exemple de brisure capillaire : des perturbations d'une longueur d'onde grande devant le rayon sont présentes et croissent spatialement. Le mécanisme de brisure du jet provoqué par l'instabilité de Rayleigh-Plateau est le suivant : les zones où le rayon axial du jet est le plus fin ont une pression capillaire plus forte que les zones où le rayon capillaire est le plus gros, ce qui induit un déplacement de liquide des zones minces vers les zones épaisses, diminuant encore le rayon liquide faible, ce qui augmente encore la pression dans la zone mince et accentue encore la vidange. Le jet finit par être brisé lorsque le ligament liquide est vidangé. Le diamètre des gouttes prédit par une analyse de stabilité linéaire où le fluide est au repos est de l'ordre de 1,89 fois le diamètre liquide (Chandrasekhar 1988 [13]).

La brisure du jet par l'instabilité capillaire seule produit une taille de goutte de près du double du diamètre liquide. La brisure du jet liquide intervient à une distance importante de l'injecteur, comme

aperçu en image 3.1. Le taux de croissance de cette instabilité est en effet très petit devant  $1/H_L$ . La vitesse du jet et son accélération sous l'effet de la gravité augmentent la longueur de brisure.

### 3.1.2 Brisure assistée

Pour augmenter l'aire interfaciale du liquide, il est nécessaire de lui apporter de l'énergie. Un courant de gaz annulaire parallèle au jet est ainsi utilisé.

#### 3.1.2.1 Démarrage du flapping : $U_G$ faible

L'image suivante montre l'écoulement pour une vitesse gaz de 18 m/s.

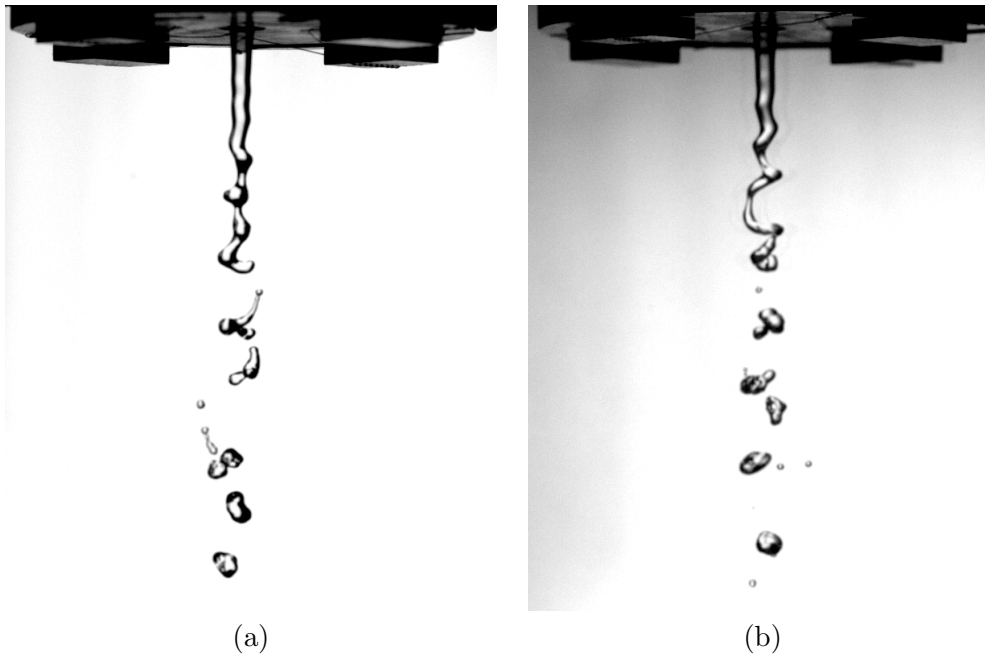


FIGURE 3.2 – Aspect du jet liquide pour une vitesse liquide de 0.42 m/s avec une vitesse débitante gaz de 18 m/s pour deux réalisations à deux instants distincts. Géométrie  $H_L = 5$  mm,  $H_G = 2$  mm.

Nous pouvons voir une longueur droite du jet peu perturbée à proximité de la sortie de l'injecteur liquide, suivie de bourrelets liquides régulièrement espacés ainsi que de légers déplacements radiaux du jet. Le jet se brise ensuite par pincement là où le jet s'est affiné, et les fragments résultants ont une taille valant approximativement la longueur d'onde des structures amont. Les gouttes produites sont toutes à l'aval du jet connexe. La production des gouttes a lieu après la brisure du jet connexe par fragmentation des paquets liquides. L'exemple de déplacement radial du jet visible en figure 3.2 (b) pour une longueur d'onde est la signature de l'instabilité large échelle et sa caractéristique principale.



### 3.1.2.2 Flapping sans épluchage : $U_G$ modéré

Si nous augmentons encore la vitesse gaz, nous obtenons le jet de l'image suivante. Les vagues que nous pouvons voir à l'interface liquide gaz ont une forme différente de celles vues dans la figure 3.2. Les deux images ci-dessous montrent deux vues du jet prises pour les mêmes conditions de vitesse gaz et liquide :

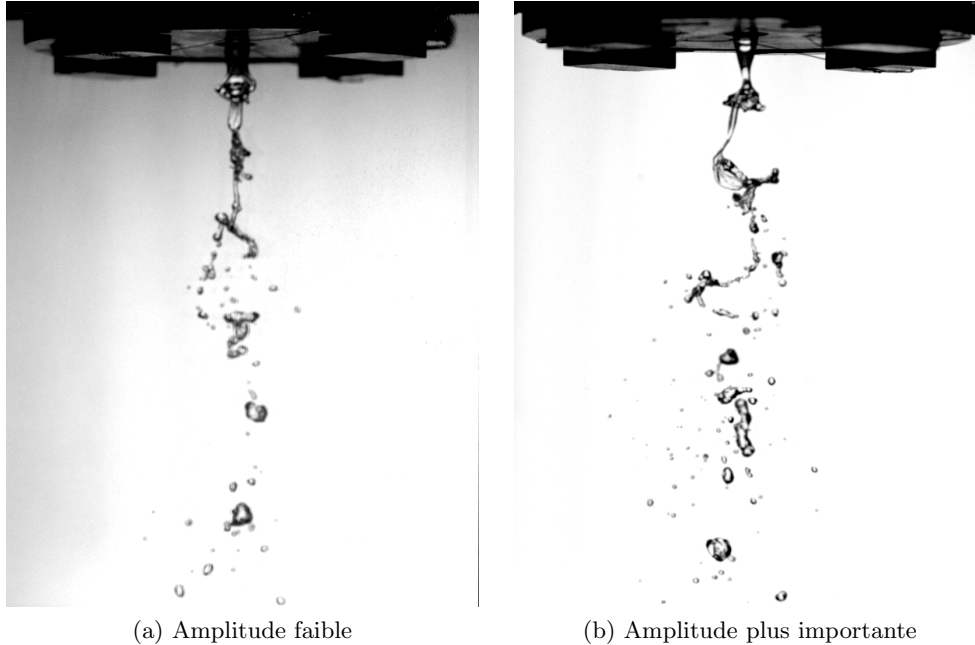


FIGURE 3.3 – Aspect du jet liquide pour une vitesse liquide débitante de 0.42 m/s avec une vitesse débitante gaz de 26 m/s pour deux réalisations. Géométrie  $H_L = 5$  mm,  $H_G = 2$  mm.

La figure 3.3 (a) montre un jet liquide connexe à l'injecteur et des gouttes produites par la fragmentation du jet. La partie connexe du jet présente une vague près de l'injecteur, et une forme liquide complexe allongée juste en dessous. La figure 3.3 (b) montre une autre réalisation du jet liquide pour les mêmes conditions d'injection que pour la figure 3.3 (a). Le jet présente ici aussi une vague près de l'injecteur et également une structure liquide complexe en-dessous : cette forme présente toutefois une amplitude radiale remarquable. L'angle d'ouverture radial du jet vu peut varier dans le temps, comme vu sur les images de la figure 3.3 (a). Ceci n'implique pas que l'angle d'ouverture réel varie, nous avons seulement accès à une projection sur le plan objet de la caméra de la structure du jet. Nous expliciterons ce point à la section 3.1.3.

La production de gouttes est principalement localisée après la brisure du jet liquide connexe et une minorité de gouttes voire aucune n'est produite par la fragmentation des vagues produites par l'instabilité de cisaillement.

**3.1.2.3 Flapping avec épluchage :  $U_G$  fort**

Voyons la nature de l'écoulement lorsque nous augmentons encore la vitesse gaz :

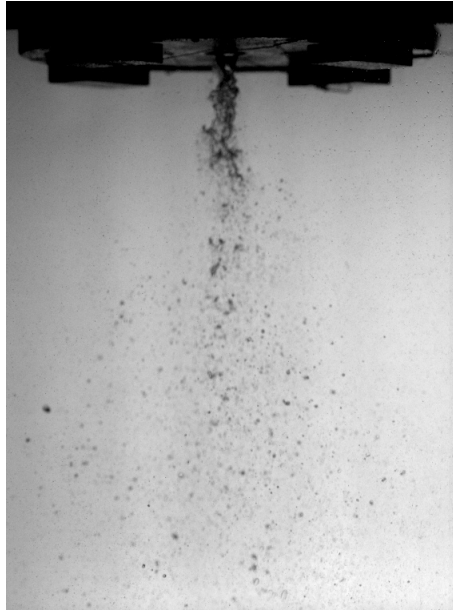


FIGURE 3.4 – Aspect du jet liquide pour une vitesse liquide de 0.42 m/s avec une vitesse débitante gaz de 74 m/s. Géométrie  $H_L = 5$  mm,  $H_G = 2$  mm.

La figure 3.4 est un exemple de jet liquide atomisé pour une vitesse gaz de 74 m/s. Comme pour la figure 3.3, nous pouvons voir une vague près de l'injecteur et une structure liquide en-dessous. Cette structure liquide résultante est différente de la structure liquide de la figure 3.3, des structures liquides de petite échelle ayant fait leur apparition. La taille des gouttes est plus petite et la longueur connexe du jet liquide a également été réduite. La production de gouttes est distribuée le long du jet liquide connexe. La figure suivante montre le jet pour une vitesse gaz encore plus élevée :

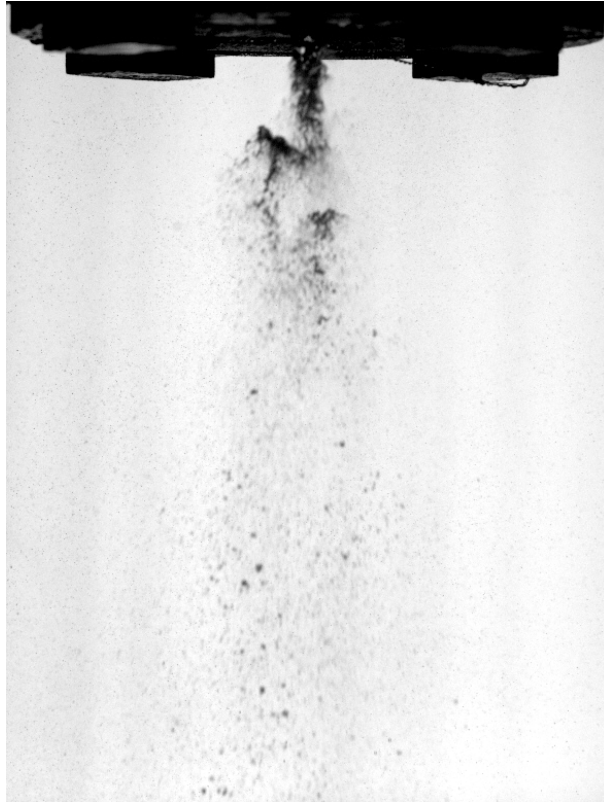


FIGURE 3.5 – Aspect du jet liquide pour une vitesse liquide de 0.42 m/s avec une vitesse débitante gaz de 98 m/s. Géométrie  $H_L = 5$  mm,  $H_G = 2$  mm.

La figure 3.5 montre le jet liquide atomisé par un courant gaz de vitesse débitante de 98 m/s. Nous pouvons remarquer la présence de structures liquides de petite et grande échelles. La vague proche de l'injecteur est toujours présente et nous pouvons voir une structure liquide à extension radiale non négligeable. La fragmentation du jet a lieu ici tout le long du jet connexe, avec une production de gouttes distribuée dans l'espace. Ces gouttes présentent des disparités visibles de taille.

En résumé, nous avons pu voir que l'écoulement diphasique s'organise différemment à mesure que la vitesse gaz augmente. En particulier, le flapping est observable pour une large gamme de vitesses gaz. Le flapping apparaît dans des conditions différentes, lorsque la brisure des vagues de l'instabilité de cisaillement est présente (figure 3.5) ou lorsque l'épluchage n'est pas présent (figure 3.3). Trois catégories de morphologie pour le flapping peuvent être décrites, de la plus faible à la plus forte vitesse gaz : la première (figure 3.2) présentant relativement au diamètre liquide une longueur droite remarquable suivi de la brisure du jet en gouttes de taille l'ordre de grandeur du diamètre liquide ; la deuxième (3.3) présentant le flapping sans épluchage des vagues de l'instabilité de cisaillement ; la troisième (3.5) présentant le flapping avec épluchage.

La fragmentation et la zone de production des gouttes évoluent fortement avec la vitesse gaz pour produire un spray qui évolue lui aussi fortement avec la vitesse gaz dans ce régime de vitesse gaz élevée. La zone de production des gouttes évolue ainsi avec la vitesse gaz et la majeure partie du liquide est brisée après la rupture du jet. Ceci est cohérent avec l'observation de Hong 2003 [36] : seule une fraction du flux principal est réduite en gouttes par l'épluchage des vagues de l'instabilité de cisaillement pour ce régime de vitesse gaz élevée.

### 3.1.3 Tri-dimensionnalité du flapping

Comme discuté sur la figure 3.3, la nature tridimensionnelle de la structure liquide n'est pas montrée avec une seule vue de l'écoulement. Une image contenant les deux vues simultanées du jet, une de face et une prise dans un miroir tourné à  $45^\circ$  de par la verticale, apportent des informations sur la structure 3D du jet. Ceci est montré dans les images suivantes :

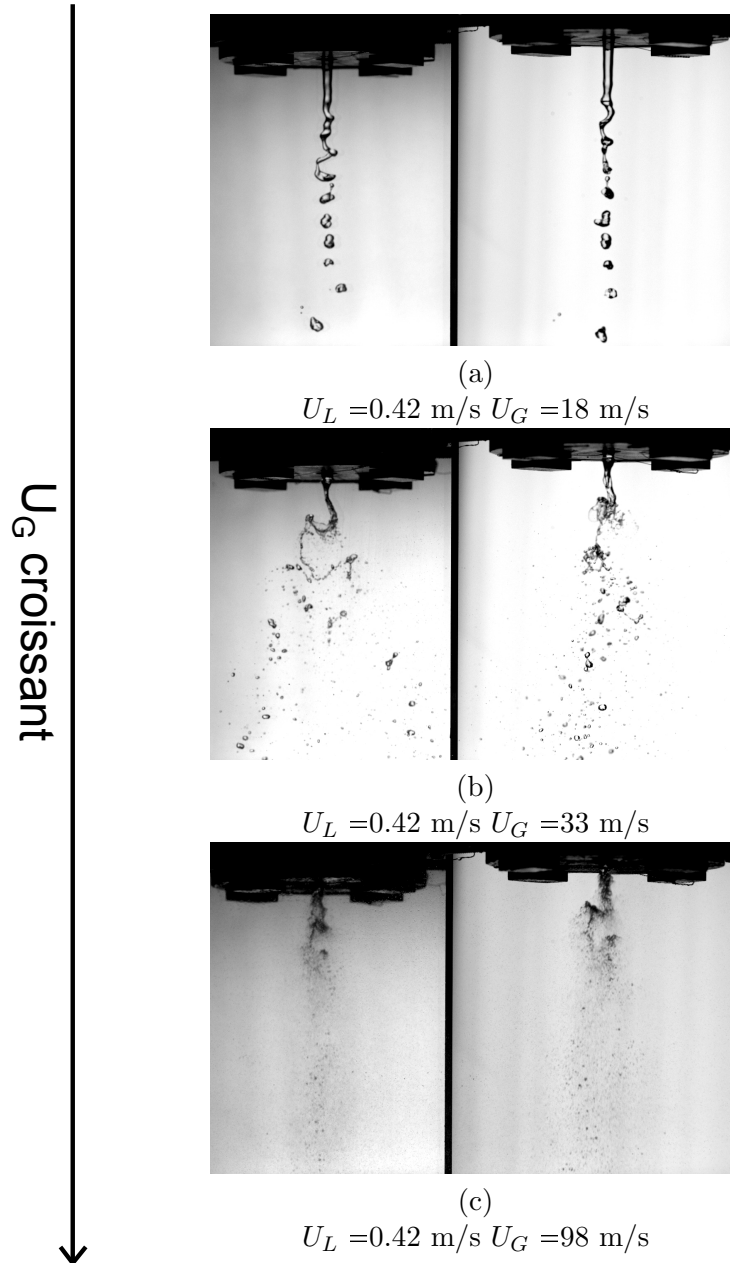


FIGURE 3.6 – Exemples d'écoulements pour l'injecteur  $H_L$  5 mm  $H_G$  2 mm. Pour chaque  $U_G$   $U_L$ , le jet est photographié par ombroscopie de face (image de droite) et de côté dans un miroir tourné à  $45^\circ$  de par la verticale (image de gauche).

La figure 3.6 montre des images du jet sous deux angles de vue orthogonaux. La structure tridimensionnelle du jet est donc qualifiable par ce moyen. La figure 3.6 (a) montre une amplitude radiale du jet ou un angle d'ouverture relativement faible par rapport au diamètre d'injection liquide. Nous pouvons remarquer que le jet liquide est déplacé radialement sous la forme d'anses, dont l'orientation est soit parallèle (première structure du flapping visible à droite), soit perpendiculaire (première structure à gauche correspondant à la structure du flapping de droite) au plan objet de la caméra. Une

situation intermédiaire où la déviation du centre du jet relativement à l'axe de symétrie d'injection est visible sur les deux vues peut être remarquée sur l'image (b).

La figure 3.6 (b) montre une image du jet pour une vitesse gaz de 33 m/s. Le déplacement radial du jet est clairement visible sur la vue de côté, l'angle d'ouverture étant important. La vue de face du jet montre que la structure liquide en forme de crochet est en réalité quasi-plane, l'angle d'ouverture sur cette vue étant beaucoup plus petit que sur la vue de côté, alors que le plan de la structure n'est pas tout à fait orthogonal au plan objet de la caméra.

La figure 3.6 (c) montre une image du jet pour une vitesse gaz de 98 m/s. L'angle d'ouverture du jet est nettement réduit relativement à l'image juste au-dessus ; nous pouvons observer néanmoins sur la vue de face (image de droite) un déplacement radial de la structure liquide, qui montre encore une fois une structure planaire une fois associée à l'image de gauche.

Des déplacements radiaux du jet liquide sont observés depuis deux angles de vue. Les structures en forme d'anses sont planes comme montré dans l'article de Matas et Cartellier [63]. Ce plan est propre à chaque structure et peut être différent entre les structures liquides, comme illustré en figure 3.6 (a).

### 3.1.4 Effet de la vitesse liquide sur le flapping

Afin d'illustrer l'effet de la vitesse liquide sur le flapping, des exemples d'écoulement en fonction de  $U_L$  pour un injecteur et pour une vitesse gaz d'injection sont donnés ci-après :

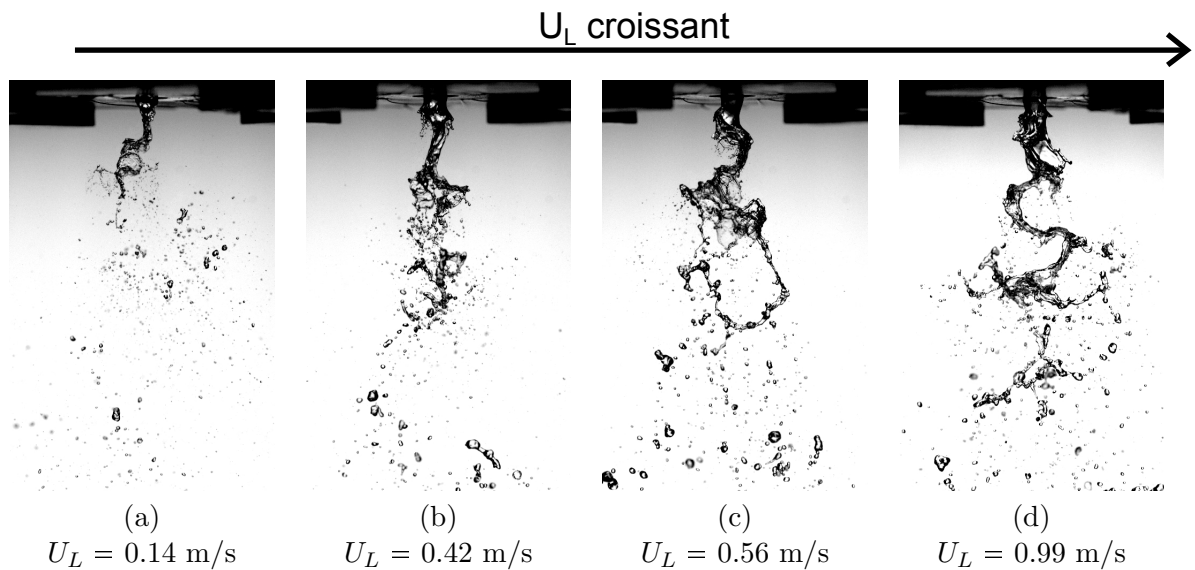


FIGURE 3.7 – Effet de  $U_L$  sur le jet pour  $U_G = 41$  m/s, pour l'injecteur  $H_L$  5 mm  $H_G$  2 mm. L'échelle est la même pour les quatre images, donnée par la taille de l'injecteur liquide égale à 5 mm.

La figure 3.7 précédente montre des exemples d'écoulement en fonction de la vitesse liquide pour une vitesse gaz de 41 m/s pour l'injecteur de géométrie  $H_L$  5 mm  $H_G$  2 mm. L'amplitude du flapping augmente nettement avec la vitesse liquide, ainsi que la longueur de brisure. L'angle d'ouverture du jet reste cependant plutôt indépendant de la vitesse liquide.

Pour une vitesse liquide plus élevée de l'ordre de 1,41 m/s, le flapping peut encore être observé, pour une plage de vitesse gaz allant de 30 à 130 m/s.

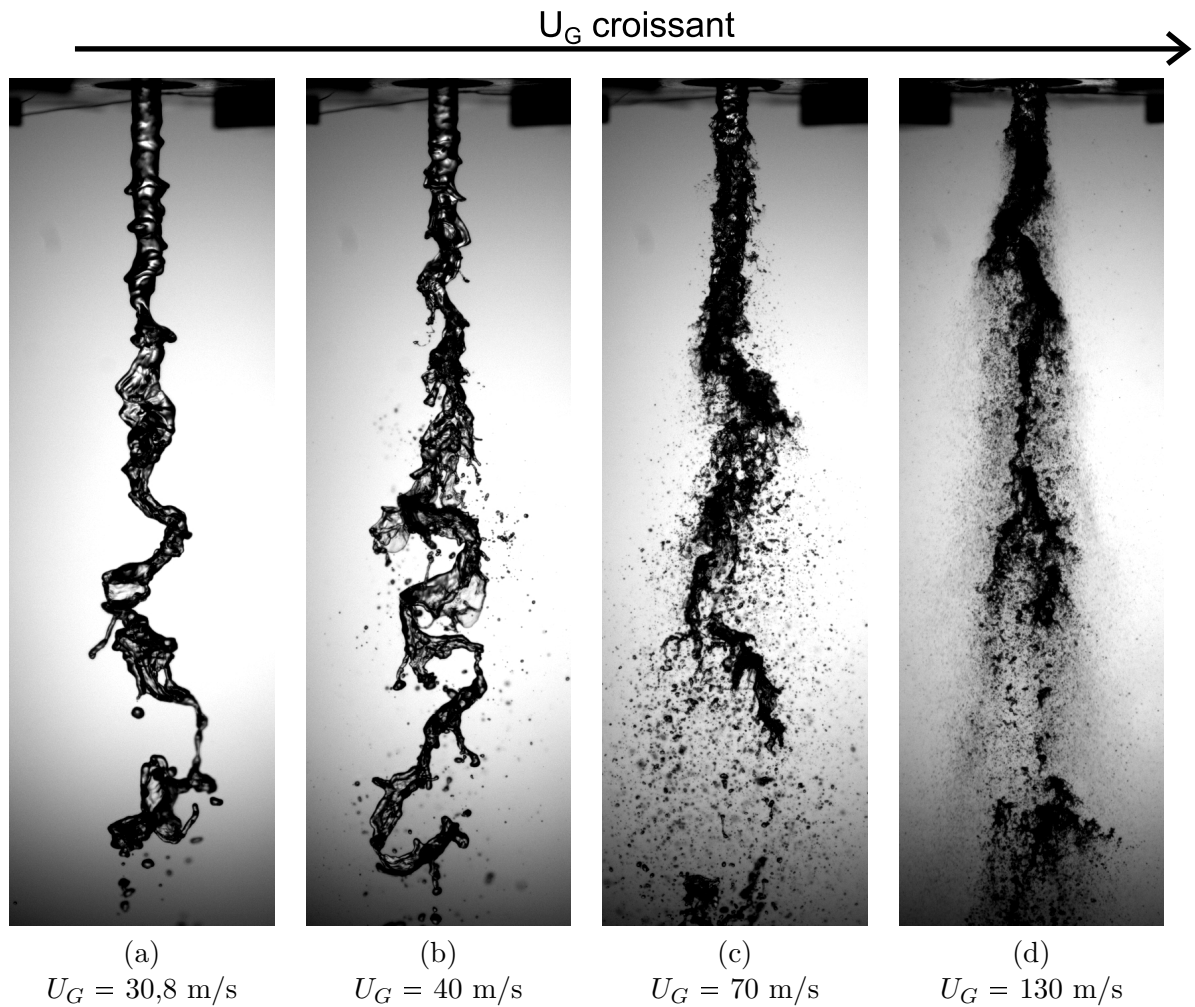


FIGURE 3.8 – Flapping à  $U_L = 1,41 \text{ m/s}$  sur le jet pour  $U_G = 30,8$  40, 70 et 130 m/s, pour l'injecteur  $H_L$  5 mm  $H_G$  5 mm. L'échelle est la même pour tous les injecteurs et est donnée par la taille de l'injecteur liquide, qui vaut 5 mm ici.

La figure 3.8 montre que le flapping est présent même à forte vitesse liquide. Les structures caractéristiques du flapping se développent cependant à une distance plus grande que celles de la figure 3.7. Le taux de croissance non-linéaire ne dépendrait ainsi que de la vitesse gaz pour cette plage de vitesse liquide. La longueur d'onde de ces structures semble plutôt dépendre de la vitesse gaz que de la vitesse liquide, par comparaison des images de la figure 3.7. La distance pour laquelle le jet reste connexe semble elle dépendre de la vitesse liquide.

Ce comportement est également observé pour d'autres vitesses gaz. Sans être exhaustif sur l'influence des paramètres de contrôle  $U_G$  et  $U_L$  sur la topologie du flapping, des images du jet subissant le flapping sont proposées ci-après en figure 3.9 pour diverses valeurs de ces paramètres de contrôle.

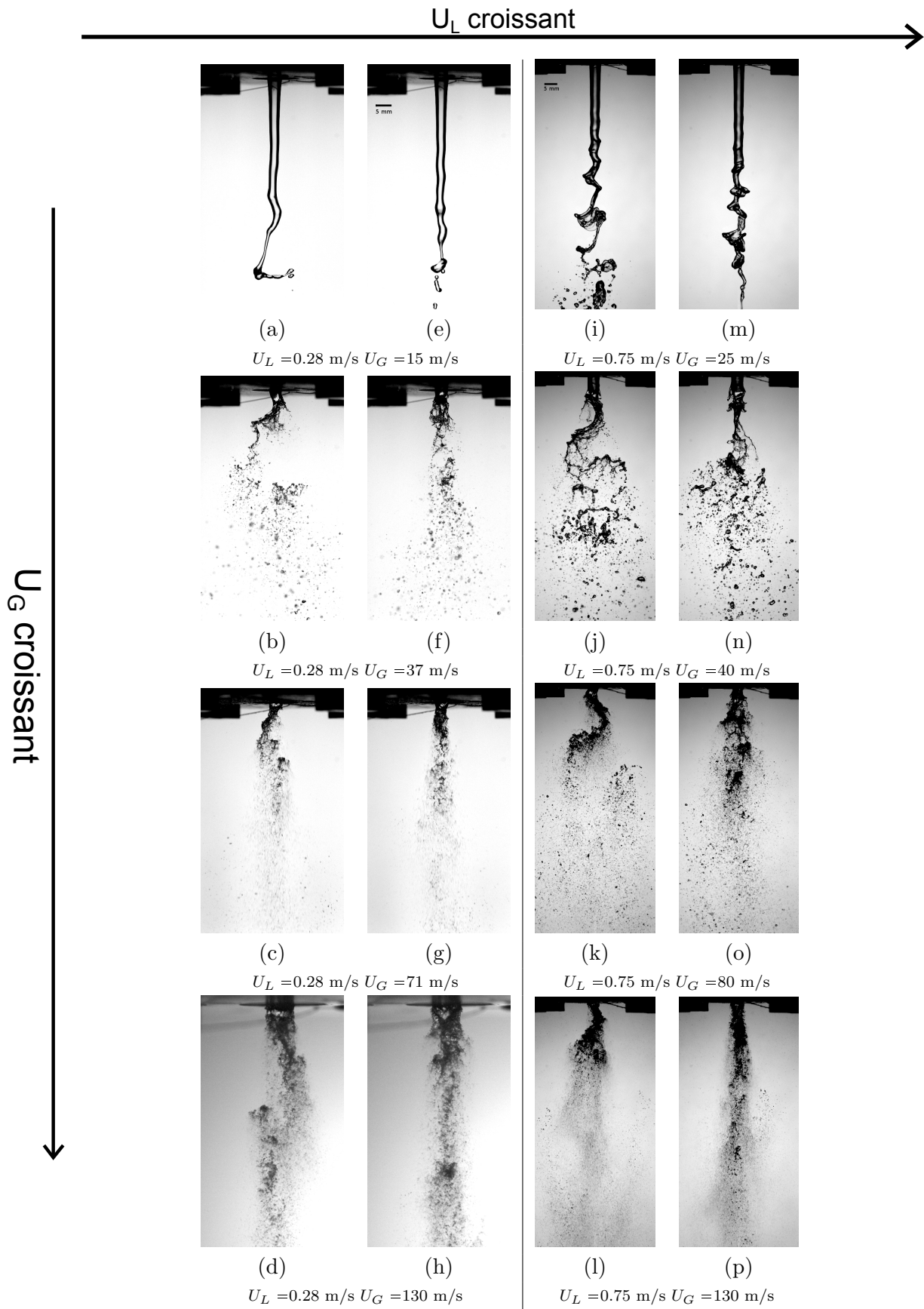


FIGURE 3.9 – Exemples d'écoulements pour l'injecteur  $H_L$  5 mm  $H_G$  5 mm. Pour chaque condition  $U_G U_L$ , deux images présentant deux points de vue de l'écoulement sont proposées : une montrant une structure caractéristique du flapping perpendiculaire à son plan de déplacement et une autre montrant cette même structure dans la direction orthogonale. L'évolution du jet subissant le flapping dans deux directions peut être ainsi appréciée.

La figure 3.9 représente des images du jet fonction de la vitesse gaz et liquide ( $U_G U_L$ ), pour l'injecteur de géométrie  $H_L$  5 mm  $H_G$  5 mm, afin de compléter ce qui a été dit sur l'effet de la vitesse liquide sur le flapping.

En premier lieu, la vitesse liquide ne modifie pas l'angle d'ouverture du flapping et ne fait qu'augmenter le temps de désintégration du jet, même à vitesse gaz importante (images 3.9 (j) et (k)). Le comportement remarqué est figure 3.7 est donc valable pour différentes vitesses gaz.

Nous pouvons remarquer en second lieu sur la figure 3.9 (a), (e), (i) et (m) une longueur non négligeable où le jet est d'apparence lisse. Une zone où le jet est d'apparence lisse n'est observée que pour les injecteurs de diamètre liquide inférieur ou égal à 7,6 mm. Ce phénomène n'est pas observé pour les injecteurs de diamètre liquide de 15 et 20 mm, principalement du fait de la présence pour ces injecteurs d'un divergent de sortie (voir section 2 pour plus de détails).

Une vue orthogonale au plan propre de la structure du flapping est également proposée dans les images (e), (m), (f), (n), (g), (o), (h), (p) de la figure 3.9.



### 3.2 Topologie sous l'influence des paramètres géométriques $H_G$ et $H_L$

Voyons maintenant l'effet de  $H_L$  sur l'aspect du jet :

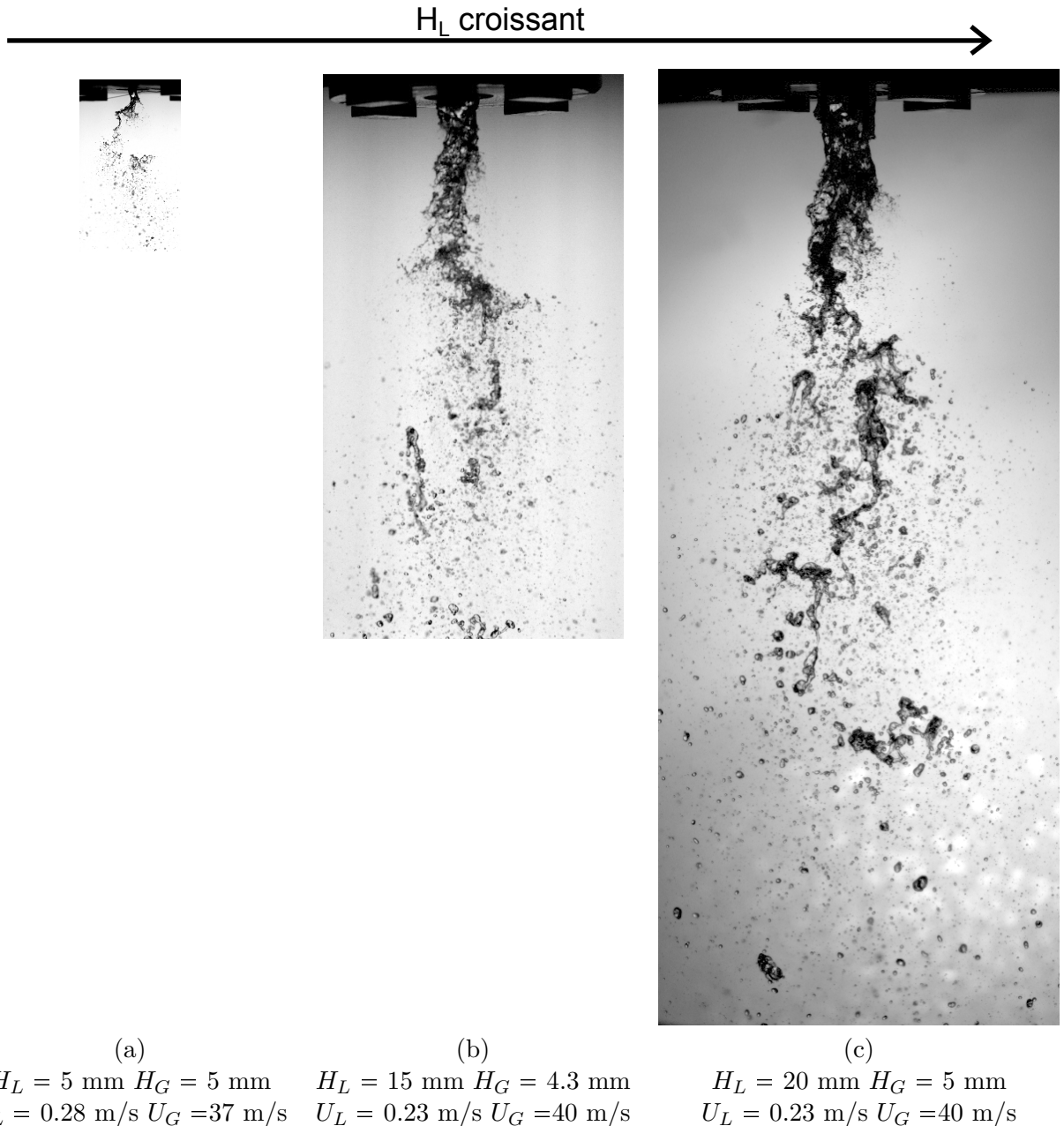


FIGURE 3.10 – Effet de  $H_L$  sur le jet avec assistance gaz. Vitesses débitantes. Les échelles sont identiques sur les trois images.

La figure 3.10 montre l'effet de  $H_L$  sur le jet, les autres paramètres géométrie et vitesses des phases liquides et gaz étant fixés. L'épaisseur de la couronne gaz  $H_G$  varie de 4.3 à 5 mm, la vitesse liquide varie de 0.23 à 0.28 m/s et la vitesse gaz varie de 37 à 40 m/s. L'échelle entre les images est également conservée et nous pouvons voir nettement que la longueur de brisure du jet liquide est fortement dépendante du diamètre liquide. La zone de fragmentation du jet se déplace ainsi vers le bas quand  $H_L$  augmente. La longueur d'onde des structures caractéristiques de l'instabilité large échelle augmente elle aussi avec  $H_L$ . L'angle d'ouverture du jet semble par contre diminuer avec  $H_L$ .

Concernant l'effet de  $H_G$ , la géométrie de diamètre liquide  $H_L = 5$  mm est utilisée. Les images du jet sont montrées en figure suivante :

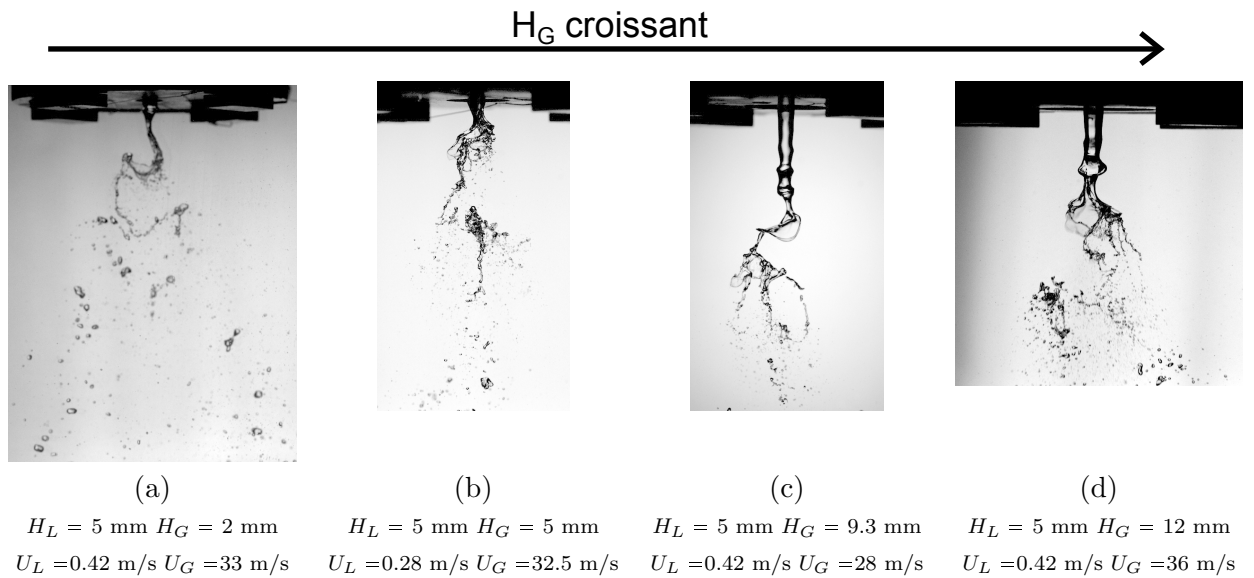


FIGURE 3.11 – Effet de  $H_G$  sur le jet pour l'injecteur  $H_L = 5$  mm.

La figure 3.11 montre quatre configurations d'écoulement pour lesquelles l'épaisseur gaz  $H_G$  a été modifiée, sans varier les autres paramètres diamètre liquide et vitesses des phases. Seule la vitesse liquide pour la figure 3.11 (b) est plus faible que celle des trois autres. L'épaisseur gaz  $H_G$  a relativement peu d'effet sur le jet liquide sur l'injecteur de diamètre liquide égal à 5 mm. Nous pouvons apercevoir des traits communs comme la présence de structures caractéristiques de l'instabilité large échelle pour chaque  $H_G$ . L'angle d'ouverture du jet liquide ne semble pas être affecté par l'épaisseur gaz, la position spatiale des structures large échelle semblant elle être sensible à  $H_G$ .

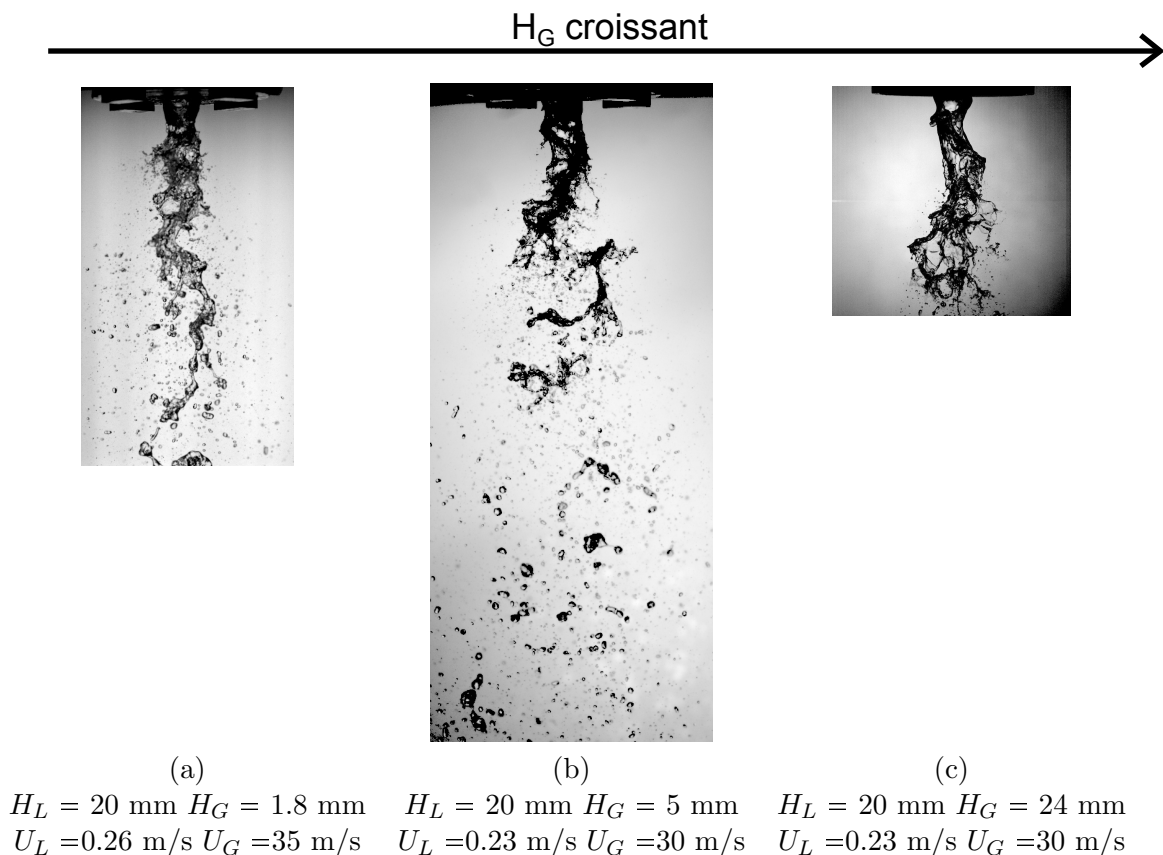


FIGURE 3.12 – Effet de  $H_G$  sur le jet pour l'injecteur  $H_L = 20$  mm.

La série d'images de la figure 3.12 montre le jet pour l'injecteur de diamètre d'injection liquide  $H_L = 20$  mm avec des vitesses liquide et gaz de 0.23 et 30 m/s respectivement. Seule la figure 3.12 (a) a des conditions d'injection légèrement différentes des deux autres. La structure de l'écoulement semble très peu affectée par  $H_G$ .

### 3.3 Bilan sur la topologie de l'écoulement diphasique

Les points remarquables sur la présence du flapping sont les suivants :

- Le flapping est présent pour une très grande majorité des conditions d'injection, vitesse gaz et liquide ainsi que pour diverses géométries, et en particulier à forte vitesse gaz.
- Le flapping apparaît lorsque l'épluchage des vagues de l'instabilité de cisaillement est présent ou non.
- Le flapping est un mécanisme qui produit une structure liquide qui évolue dans un plan.
- Le flapping et plus précisément l'angle d'ouverture du jet semble peu affecté par la vitesse liquide, l'amplitude radiale du jet à la brisure l'est par contre fortement,
- Le flapping est peu influencé par l'épaisseur gaz,
- L'amplitude du flapping ramené au rayon liquide semble par contre diminuer lorsque ce dernier augmente.

Les points remarquables sur la structure du jet sont les suivants :

- Il existe une plage de valeur des paramètres de contrôle où une partie du jet attenante à l'injecteur est peu perturbée et d'aspect lisse, comparativement au diamètre liquide d'injection, particulièrement aux faibles vitesses gaz,
- La longueur nécessaire à la désintégration du jet augmente avec la vitesse liquide.

### 3.4 Cartographies du flapping et de la fragmentation du jet

Afin de préciser les frontières des régimes de brisure observés, des cartographies de ces régimes sont proposées dans cette section.

Un article de référence sur ce travail de cartographie est celui de Farago et Chigier de 1992 [26] pour de l'eau atomisé par de l'air, qui ont classé la fragmentation du jet liquide atomisé coaxial en trois catégories dans le plan Weber aérodynamique  $We_a = \frac{\rho \cdot U_r^2 \cdot H_L}{\sigma}$  (défini sur le diamètre liquide et la vitesse relative  $U_r = U_G - U_L$ ) - Reynolds liquide  $Re = \frac{U_L \cdot H_L}{\nu}$ .

Les cartographies présentées ici consistent à montrer comment la colonne liquide change d'aspect jusqu'à se briser, en prenant en compte la présence du flapping. La première catégorie est qualifiée de brisure de Rayleigh, pour des Weber inférieurs à 25, et dont la caractéristique principale est de produire des gouttes dont l'ordre de grandeur de la taille est comparable au diamètre liquide. Les auteurs précisent que cette catégorie peut être réduite en deux sous catégories, axisymétrique ( $We_a < 15$ ) et non axisymétrique ( $15 < We_a < 25$ ). Nous interprétons ceci en termes de présence et d'absence de flapping respectivement.

Le second type est la fragmentation de type ligaments - membrane, pour  $25 < We_a < 70$ . Ce régime est caractérisé par la déformation du jet en nappes liquides qui se brisent par affinement de cette nappe et brisure des cylindres liquides périphériques.

Un troisième type de fragmentation est celle de type ligaments - fibres, pour un nombre de Weber compris entre 100 et 500. Ce régime est caractérisé par un épluchage du jet liquide en ligaments ressemblant à des fibres, qui se brisent en gouttes fines.

D'après les observations des auteurs, chacune de ces catégories peut être séparée en deux sous-catégories que sont le mode normal pulsant et le mode super pulsant. Avec notre vision large échelle, nous associons le mode normal pulsant au mode axisymétrique et le mode super pulsant au mode sinueux, qui peut être présent à forte vitesse gaz. Dans le cas de notre étude, nous ne faisons pas de réelle

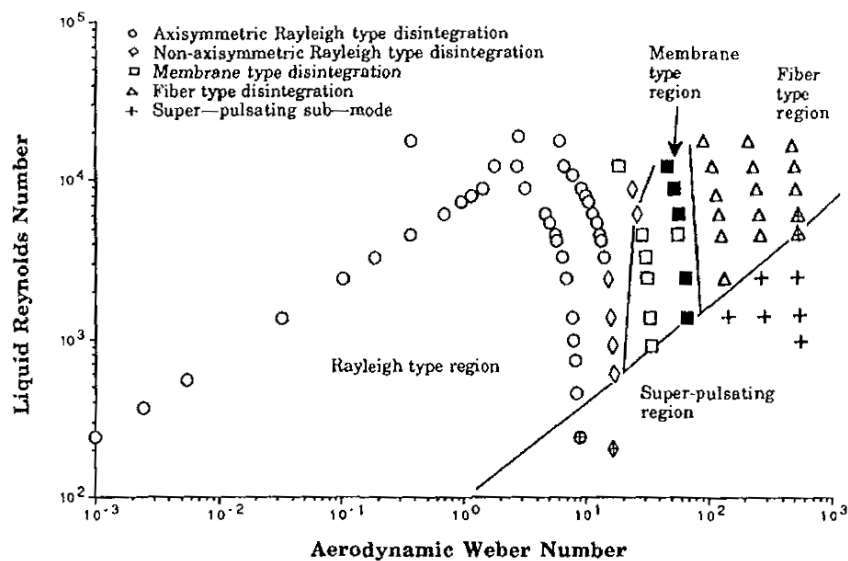
différence entre la fragmentation super pulsante et pulsante, le jet présentant un déplacement latéral statistique supérieur au diamètre du jet pour la très grande majorité de nos données. Concernant la distinction brisure pulsante et superpulsante, Farago et Chigier [26] différencient surtout l'amplitude des pulsations dans le spray. L'atomisation est selon eux pulsée. La production de gouttes liée à la désintégration des structures liquides apparaissant de façon périodique a également été observé sur notre expérience.

Les questions que nous nous posons sur la fragmentation du jet sont les suivantes :

- Observons-nous la même cartographie que Farago et Chigier [26] ?
- Sans avoir vérifié la pertinence des nombres adimensionnels de Reynolds et de Weber et particulièrement l'influence de la viscosité et de la tension de surface, la prise en compte des effets géométriques par ces nombres est-elle correcte ?

### 3.4.1 Effet des paramètres de contrôle sur la fragmentation du jet

La cartographie de Farago et Chigier [26] est reproduite ci-après, comme base de comparaison avec nos cartographies.



**Fig. 10** Modes of liquid water jet disintegration in a coaxial air stream.

FIGURE 3.13 – Cartographie des régimes de brisure d'un jet liquide atomisé coaxial de Farago et Chigier de 1992 [26]. Vitesse liquide variant de 0,24 à 19,6 m/s ; vitesse gaz variant de 22,9 à 183 m/s ; Diamètre liquide égal à 1 mm, épaisseur gaz égale à 4,55 mm.

Globalement, nous observons les mêmes régimes de brisure sur nos injecteurs que ceux décrits par Farago et Chigier. Les plages des modes symétriques ou non est par contre différente, ce qui implique que l'influence du flapping sur la brisure est dépendante de la géométrie. Les valeurs de paramètres pour les frontières différent sur nos configurations. Nous donnons une cartographie des types de brisure en fonction des paramètres adimensionnels Reynolds  $Re = \frac{U \cdot H_L}{\nu}$  et Weber  $We_a = \frac{\rho \cdot U_r^2 \cdot H_L}{\sigma}$ , nous le rappelons encore une fois sans avoir fait varier la viscosité ni la tension de surface.

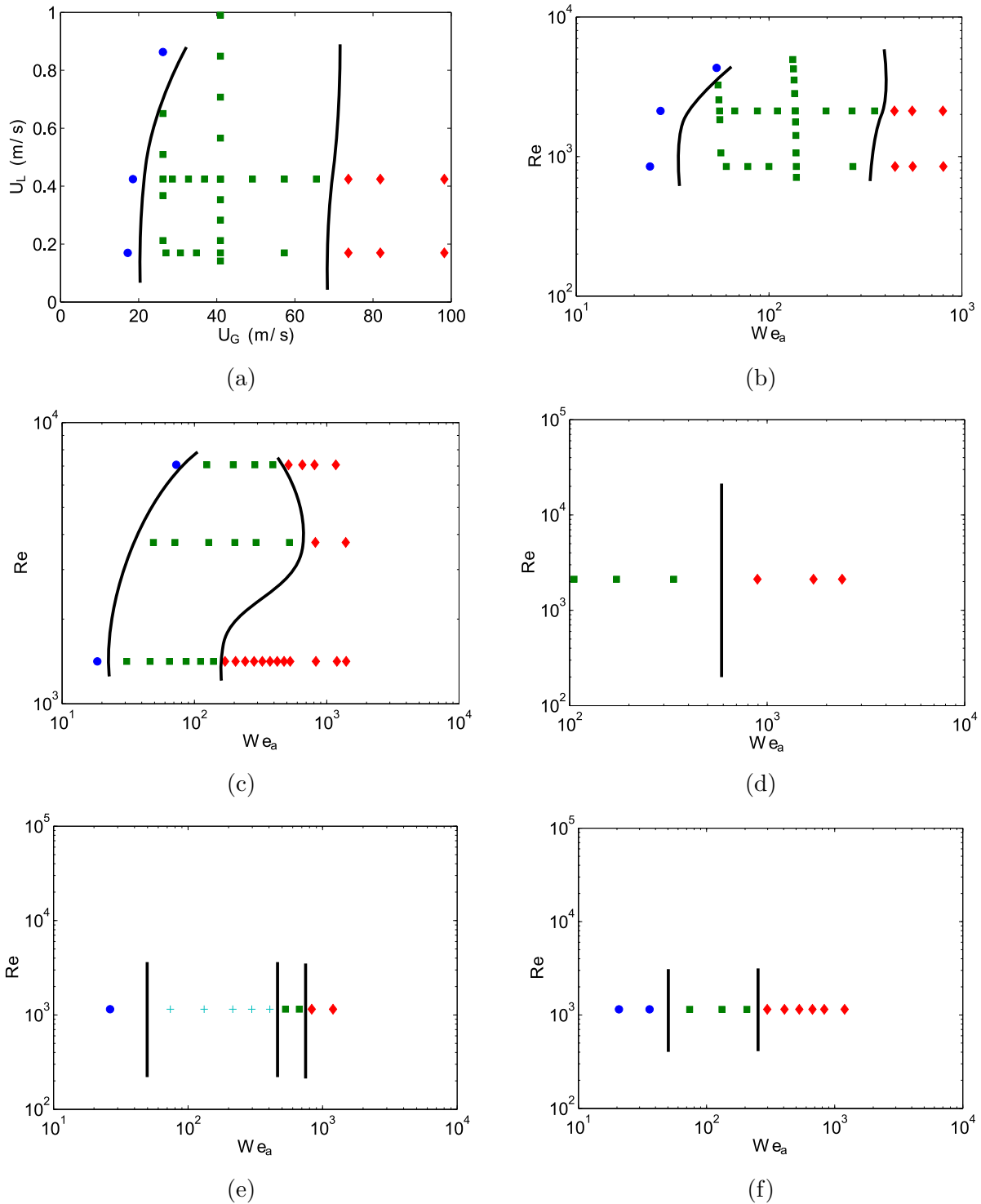


FIGURE 3.14 – Cartographies des régimes de brisure pour l'injecteur n°2. Points bleus : brisure de type Rayleigh-Plateau non axisymétrique. Carrés verts : brisure membrane. Croix cyan : brisure de type Rayleigh Plateau-fibres. Losanges rouges : brisure de type fibre. Géométrie (a) et (b)  $H_L = 5 \text{ mm}$ ,  $H_G = 2 \text{ mm}$ . Cartographie dimensionnelle (a) et adimensionnelle (b). (c)  $H_L = 5 \text{ mm}$ ,  $H_G = 5 \text{ mm}$ , (d)  $H_L = 5 \text{ mm}$ ,  $H_G = 12,5 \text{ mm}$ . (e)  $H_L = 20 \text{ mm}$ ,  $H_G = 1,8 \text{ mm}$   $U_L = 0,23 \text{ m/s}$  et (f)  $H_L = 20 \text{ mm}$ ,  $H_G = 5 \text{ mm}$   $U_L = 0,23 \text{ m/s}$ . Les traits noirs continus illustrent les frontières entre les régimes.

La figure 3.14 présente différentes cartographies pour plusieurs géométries des modes de brisure du jet, les modes de brisure étant ceux définis précédemment par Farago et Chigier 1992 [26].

Comme nous pouvons le remarquer en figure 3.14, la cartographie des modes de brisure de cette étude est identique en forme à celle proposée par Farago et Chigier. La plage de paramètres étudiée est cependant plus réduite que celle de Farago et Chigier. Le régime superpulsant n'est pas observé, il est observé chez Farago et Chigier pour des nombres de Reynolds liquide plus faibles que ceux étudiés pour nos géométries. La brisure de type super pulsante n'est pas observée pour cette configuration, malgré un nombre de Reynolds minimum pour ce jeu de données de 700, ce qui correspond à la frontière entre ce régime de brisure et les autres régimes pour notre gamme de nombre de Weber. D'après la cartographie de Farago et Chigier, une vitesse liquide inférieure aurait pu permettre d'observer ce régime super-pulsant.

La vitesse gaz de frontière entre les régimes de brisure Rayleigh-Plateau non axisymétriques et les régimes de brisure membrane est de 25 m/s et la vitesse gaz de frontière entre les régimes de brisure membrane et fibres est de 70 m/s. Les nombres de Weber frontières observés par Farago et Chigier correspondants sont 20 et 70 approximativement, ce qui donne pour un nombre de Weber aérodynamique défini comme suit  $We_a = u_r^2 \rho_G H_L / \sigma_L$ , une vitesse gaz frontière de 38 et 64 m/s. Les vitesses gaz de transition sont comparables même si elles ne sont pas rigoureusement les mêmes.

Ces petites différences peuvent être dues en partie au critère subjectif d'observation, notamment pour la frontière de brisure membrane et fibres. De la même manière, les frontières observées dans notre étude et par Farago et Chigier sont similaires en nombre de Weber alors que la frontière entre les régimes de brisure Rayleigh-Plateau et brisure membrane est plus facilement discernable.

Nous avons observé pour l'injecteur de diamètre liquide 20 mm et d'épaisseur gaz 1,8 mm, une brisure de type Rayleigh-Plateau (taille de goutte de l'ordre de grandeur du diamètre du jet) associant un régime de brisure fibres (taille de goutte plus fine), de par l'observation d'une population de petites gouttes relativement au diamètre d'injection liquide et de gouttes de taille comparable au diamètre du jet liquide.

Un exemple de ce régime de brisure est donné avec l'image du jet suivante :



FIGURE 3.15 – Exemple du régime de brisure Rayleigh-Plateau fibres.  $H_L = 20 \text{ mm}$ ,  $H_G = 1,8 \text{ mm}$ ,  $U_G = 51 \text{ m/s}$ ,  $U_L = 0,23 \text{ m/s}$ .

En figure 3.15 est donné un exemple d'image du jet, avec deux tailles de gouttes nettement visibles. Les petites proviennent de la brisure de ligaments, la seconde provient de la désintégration du jet liquide étiré et déformé par le jet gaz, brisé par la vidange capillaire de segments liquide.

En conclusion, nous avons pu construire sur notre injecteur les mêmes cartographies que Farago et Chigier de 1992 [26]. Nous identifions le régime de brisure Rayleigh-Plateau non axisymétrique,

membrane et super pulsant au régime de brisure flapping ou dû au flapping.

Nous devons vérifier si les nombres adimensionnels proposés par Farago et Chigier sont pertinents par rapport à l'effet de la géométrie sur la brisure, ces paramètres n'ayant pas été variés par Farago et Chigier 1992 [26].

### 3.4.2 Effet de $H_G$ et $H_L$ sur la fragmentation du jet

La forme globale de la cartographie de brisure est la même pour l'injecteur de Farago et Chigier [26] et pour notre injecteur n°2. Les frontières changent avec la géométrie, en termes de paramètre de contrôle. Nous pouvons vérifier si la dépendance à la géométrie donnée dans les nombres adimensionnels de la cartographie de Farago et Chigier sont pertinents.

La figure 3.14 montre en particulier la cartographie de brisure de l'injecteur n°2 de diamètre liquide égale à 5 mm et d'épaisseurs gaz égale à 2 mm (3.14 b) et à 5 mm (3.14 c). Les deux cartographies sont équivalentes en terme de forme, l'épaisseur gaz n'en modifie pas la forme, sachant que ce paramètre n'intervient pas dans la formulation du nombre de Weber et du nombre de Reynolds. A même nombre de Reynolds liquide, le régime de brisure fibre apparaît cependant pour des nombres de Weber gaz plus importants lorsque  $H_G$  vaut 2 mm que lorsqu'il vaut 5 mm.

La frontière entre les régimes de brisure membrane et fibre, pour l'injecteur n°2  $H_L = 5$  mm  $H_G = 5$  mm, figure 3.16 (b), évolue avec le Reynolds, et ici avec la vitesse liquide, les autres paramètres intervenant dans le nombre de Reynolds n'ayant pas été modifiés. Le type de brisure membrane est surtout associé à la présence du flapping et ce type de brisure est particulièrement visible pour un Reynolds liquide de 3750, soit une vitesse liquide de 0.75 m/s.

La variation d'épaisseur gaz étant cependant réduite pour pouvoir conclure, une cartographie avec une épaisseur gaz plus importante (12,5 mm) est présentée en figure 3.14 (d).

La cartographie de la figure 3.14 (d) donne les mêmes transitions que pour la cartographie de la figure 3.14 (c). L'épaisseur gaz à nombre de Reynolds fixé n'a donc pas un effet remarquable sur la répartition des différents modes de brisure avec les paramètres de contrôle. Cet effet semble varier également avec la vitesse liquide, de façon non monotone.

Le paramètre géométrique intervenant dans les nombres adimensionnels étant le diamètre liquide, il est intéressant de vérifier si ce paramètre modifie la cartographie et est correctement modélisé par les paramètres adimensionnels. Une cartographie de brisure adimensionnelle pour l'injecteur n°2 de diamètre liquide 20 mm pour deux épaisseurs gaz est présenté en figure 3.14 (e) et (f).

Ces dernières présentent des transitions de régime de brisure similaires à celles de l'injecteur de diamètre liquide 5 mm (figures 3.14 (a), (b) et (c)). La transition régime de brisure membrane - régime de brisure fibres se produit pour un nombre de Weber aérodynamique de 250 pour l'injecteur n°2  $H_L = 20$  mm  $H_G = 5$  mm (figure 3.14 (f)) au lieu de 150 pour l'injecteur n°2  $H_L = 5$  mm  $H_G = 5$  mm (figure 3.14 (c)). Ces deux valeurs étant proches, la distinction des deux régimes étant subjective, l'effet du diamètre liquide est bien pris en compte par les nombres de Weber et Reynolds.

En conclusion, les cartographies restent identiques en termes de forme générale avec la géométrie. Il faut remarquer cependant que la géométrie intervient peu dans le problème. Les cartographies fonction des paramètres de contrôle donnent une idée de l'effet de HL. Une comparaison des cartographies dimensionnelles de l'injecteur n° 2  $H_L = 5$  mm  $H_G = 5$  mm avec celle de l'injecteur n°2  $H_L = 20$  mm  $H_G = 5$  mm est proposée en figure suivante :

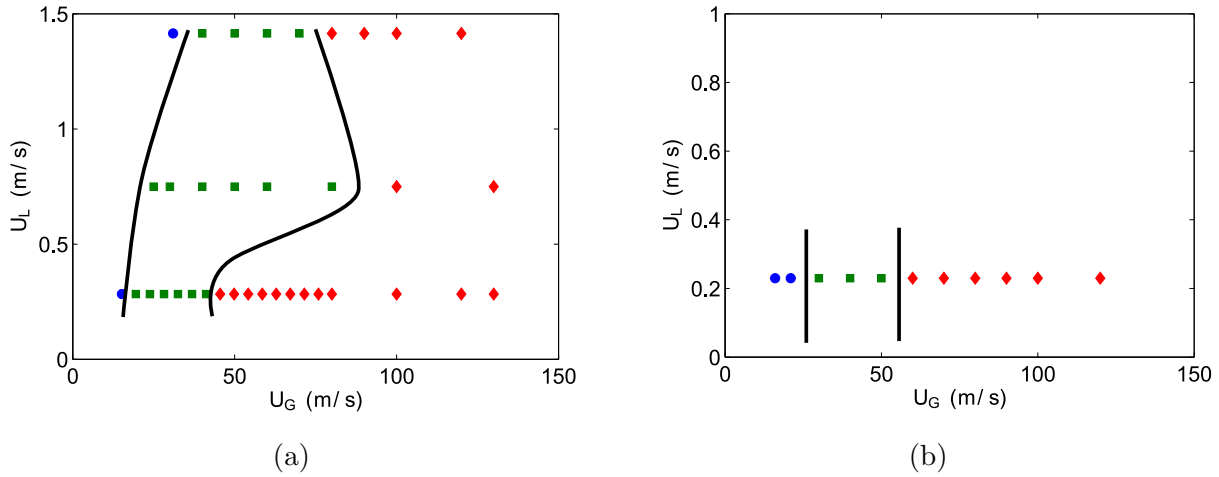


FIGURE 3.16 – Cartographie des régimes de brisure d’un jet liquide atomisé coaxial sur l’injecteur n°2, (a)  $H_L = 5 \text{ mm}$   $H_G = 5 \text{ mm}$ , (b)  $H_L = 20 \text{ mm}$   $H_G = 5 \text{ mm}$ . Points bleus : brisure de type Rayleigh-Plateau non axisymétrique. Carrés verts : brisure membrane. Losanges rouges : brisure de type fibre.

Ainsi, les régimes de brisures sont disposés de la même façon dans le plan vitesse liquide - vitesse gaz, indépendamment du diamètre liquide. La typologie de brisure dépend essentiellement de la vitesse gaz, plus légèrement de la vitesse liquide et de la géométrie, comme confirmé en figure 3.17 (a) ci-dessous. La forme de la cartographie est bien similaire à celle proposée par Farago et Chigier 1992 [26], rappelée en figure 3.17 (b) suivante :

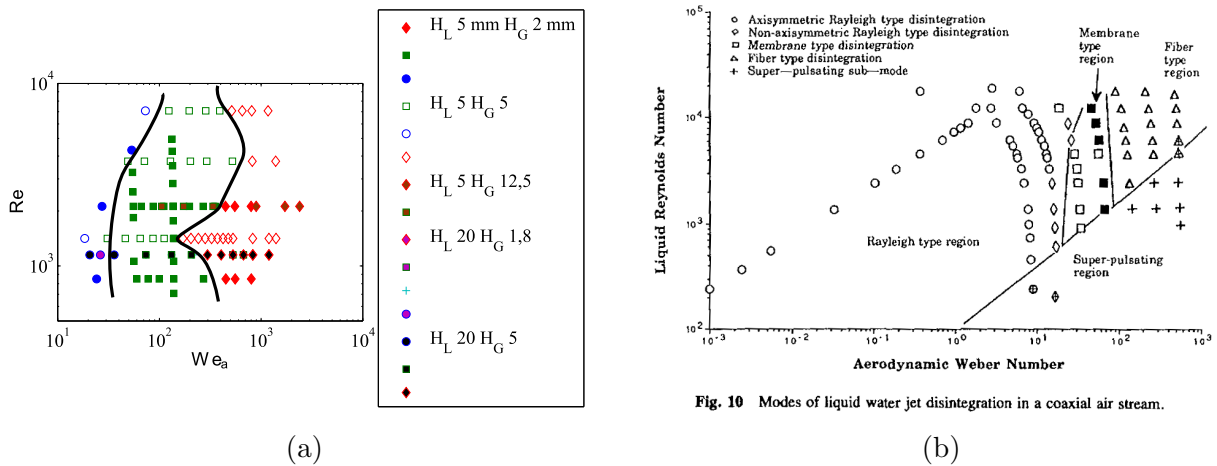


Fig. 10 Modes of liquid water jet disintegration in a coaxial air stream.

FIGURE 3.17 – Cartographies des régimes de brisure pour l’injecteur n°2 (a) Points bleus : brisure de type Rayleigh-Plateau non axisymétrique. Carrés verts : brisure membrane. Croix cyan : brisure de type Rayleigh Plateau-fibres. Losanges rouges : brisure de type fibre. (b) : Cartographie de brisure proposée par Farago et Chigier 1992 [26].

La proposition d’une cartographie avec les nombres de Weber et Reynolds incluant ainsi les effets de la viscosité et de la tension de surface est compatible avec ce que nous avons observé. Cependant, l’effet de ces paramètres n’ayant pas été mesuré, une étude dédiée est nécessaire pour compléter cette présente étude.



### 3.4.3 Conclusion sur les cartographies du flapping et de la fragmentation du jet

Nous avons pu voir que le flapping était présent pour la quasi totalité de nos injecteurs et points de mesure. Nous avons pu remarquer que la taille du jet liquide non brisé est nettement dépendante du diamètre liquide d'injection.

La cartographie de brisure :

- est similaire à celle de Farago et Chigier 1992 [26],
- dépend assez peu de la géométrie.

Un nouveau mode de brisure associant des gouttes de taille comparables au diamètre liquide avec un régime de brisure fibres a également été observé sur notre expérience, ce qui n'avait pas été le cas pour Farago et Chigier 1992 [26]. Le caractère pulsant ou super pulsant de la brisure est associé à la brisure des structures liquides produites par le flapping. La mesure du déplacement radial du jet (au lieu de l'observation seule réalisée par Farago et Chigier 1992 [26]) permet de ne plus distinguer les régimes super-pulsating des autres régimes membranes, fibres et Rayleigh, un déplacement radial du jet supérieur au rayon du jet statistiquement significatif ayant été mesuré pour la quasi-totalité de nos points de mesure (une seule exception).

# Chapitre 4

## Structure du jet

Ce chapitre est dédié à la description quantitative de l'organisation spatiale du *flapping*, une présentation qualitative de l'écoulement ayant été réalisée au chapitre 3.

L'objectif de ce chapitre est de localiser les différentes phases de l'atomisation du jet en gouttes, pour la configuration d'injection coaxiale, et d'analyser l'effet du flapping sur ces grandeurs.

Pour cela nous allons introduire des quantités globales permettant de quantifier la forme et la brisure du jet, et discuter de l'impact du flapping sur ces quantités.

Ainsi, quatre grandeurs sont définies :

- La longueur intacte ( $L_i$ ) : Définie comme la longueur de la zone connexe à l'injecteur où le taux de présence liquide est de 100%,
- La longueur d'établissement du flapping ( $L_f$ ) : Définie comme la position verticale où le déplacement radial moyen atteint un rayon liquide. La mesure de cette grandeur a pour objectif de différencier un déplacement d'ensemble du jet d'une vague de l'instabilité de cisaillement. Cette grandeur permet également de tester la présence du flapping pour chaque configuration de l'écoulement.
- L'angle d'ouverture du spray ( $\alpha_s$ ) : Défini comme le demi-angle au sommet du cône enveloppant les gouttes, sur des images empilées. Cette grandeur permet de délimiter l'extension conique du spray et apporte une information pour le dimensionnement latéral des chambres de combustion.
- La longueur de brisure ( $L_b$ ) : Définie comme la hauteur moyenne du jet liquide connexe à l'injecteur. La fluctuation statistique de cette grandeur et notamment son maximum est important pour le dimensionnement d'une chambre de combustion.

Le chapitre est articulé en trois parties donnant une description de la structure spatiale du jet. La première traite de la longueur intacte : nous verrons que cette longueur est pilotée par le flapping et conduit à introduire la longueur d'établissement du flapping  $L_f$ . Le comportement de cette grandeur avec les paramètres de contrôle est ensuite présenté. La présence du flapping est confirmée quantitativement pour la très grande partie de nos données.

La deuxième partie est consacrée à l'angle d'ouverture du spray et à son comportement avec les paramètres de contrôle. Nous montrerons que l'angle d'ouverture du spray est essentiellement lié à l'amplitude de déplacement radial du jet via l'instabilité de flapping.

La troisième et dernière partie traite de la longueur de brisure. Nous verrons les différences de comportement de la longueur de brisure entre la configuration plane et la configuration coaxiale. Cette différence sera associée au flapping. Une analyse du comportement de la longueur de brisure avec les paramètres de contrôle de l'écoulement sera ensuite proposée.

## 4.1 Longueur intacte et longueur d'établissement du flapping

La *longueur intacte*  $L_i$ , est définie comme l'extension de la zone où le liquide est présent 100% du temps (Raynal 1997 [75], Ben Rayana 2007 [7]). Cette longueur intacte  $L_i$  est classiquement mesurée par des méthodes de visualisation (typiquement l'ombroscopie ou par illumination interne du jet Charalampous et al 2009 [14]) ou par sonde optique. La méthode de mesure par sonde optique est utilisée par plusieurs auteurs en configuration de jet rond (Lasheras et al 2000 [43], Porcheron et al 2002 [74]).

Nous allons voir que le déplacement radial est le mécanisme qui façonne le dard liquide de longueur  $L_i$ , et que l'influence d'autres mécanismes que nous allons présenter est minoritaire. Nous verrons également que  $L_i$  est équivalente à une longueur d'établissement du flapping, définie comme la longueur où l'amplitude du déplacement radial est égale au rayon du jet liquide, dont nous étudierons enfin le comportement avec les paramètres de contrôle.

### 4.1.1 Introduction à $L_f$ : signification de $L_i$ en configuration coaxiale

#### 4.1.1.1 Méthodologie de mesure $L_i$

Dans le cadre de notre étude, la mesure de la longueur intacte  $L_i$  est réalisée à partir d'images du jet obtenues par ombrographie. Il y a ainsi une intégration spatiale le long du chemin optique : l'information sur la distribution du liquide le long de l'axe de propagation de la lumière est perdue. Ceci n'est pas un problème dans notre configuration, le jet ne se repliant pas sur lui même au niveau du dard liquide, à la manière d'un crochet. La mesure de  $L_i$  pourrait également être faite via une mesure du taux de vide par sonde optique mais cette technique n'a pas été employée ici car beaucoup plus lourde que la méthode par traitement d'image.

Sur les images, le liquide apparaît ainsi noir sur un fond lumineux blanc. La zone où il y a 100% du temps du liquide est donc la zone où il y a 100% du temps des pixels noirs. Une série temporelle d'images de jet est capturée, et l'on calcule le niveau de gris maximal de chaque pixel pour toute la série temporelle. Si un pixel a été exposé à la lumière du fond clair sur au moins une image de la série, la trace en est gardée. Par contre, si pour toute la série temporelle le pixel est resté noir (faible valeur de niveau), le calcul du maximum du niveau de gris de la série en ce pixel donnera une valeur faible, du niveau de gris de celui du liquide. Le processus répété pour tous les pixels de l'image nous donne ainsi une image de la présence permanente du liquide. Un exemple de résultat pour 1000 images est montré sur la figure 4.1. La hauteur de la zone conique correspond à la longueur intacte  $L_i$ .

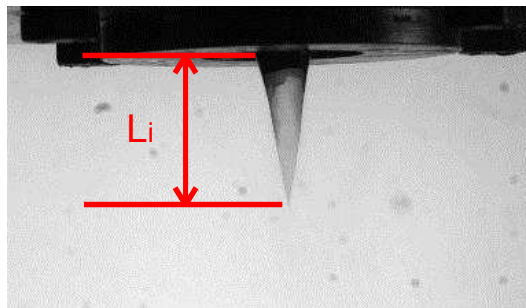


FIGURE 4.1 – Définition de la longueur intacte à partir des maxima des niveaux de gris des images de la série temporelle.

L'image précédente (fig 4.1) provient de 1000 images acquises à une fréquence de 1 kHz, soit un temps d'acquisition de 1 seconde. Cette fréquence d'acquisition est justifiée par la nécessité de pouvoir échantillonner correctement les vagues de l'instabilité de cisaillement/flapping, dont la fréquence est typiquement de la centaine de Hz (voir chapitre 5), les images étant utilisées pour la mesure de plusieurs grandeurs. Pour ce cas de figure, les vagues parcourent donc une distance équivalente au dard liquide en une dizaine d'images, ce qui nous donne cent images statistiquement indépendantes. Un traitement

adapté au sens statistique devrait s'effectuer avec des images décorréélées, en prenant une image sur dix. Malgré la corrélation temporelle entre les images, le calcul du maximum converge à 1,5% près de la valeur finale à partir de 100 images, comme montré sur la figure suivante :

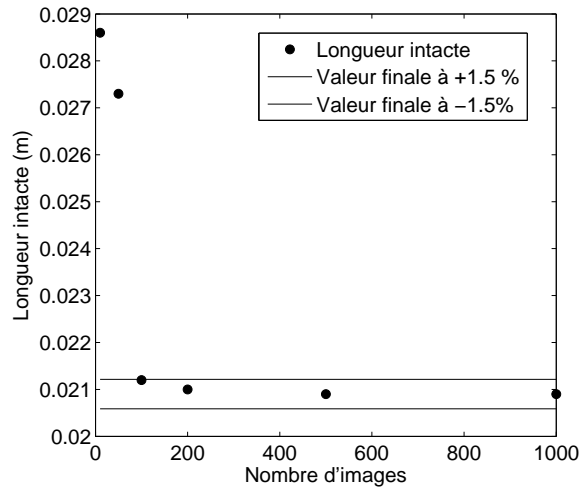


FIGURE 4.2 – Convergence de la longueur intacte moyenne fonction du nombre d'images de la série temporelle.

La limitation du procédé de traitement réside dans la transmission d'une partie de la lumière par le jet liquide, qui est illustrée par la figure 4.3b suivante. Sur cette figure, on peut remarquer que le dard liquide n'est plus clairement visible. Si l'on observe l'image d'une seule réalisation de l'écoulement en figure 4.3a, on peut observer des inclusions lumineuses gris clair dans le noir du jet liquide. Le procédé de recherche du maximum de la série temporelle de niveau de gris pour chaque pixel conduit nécessairement à faire ressortir les valeurs élevées de niveau de gris au détriment des valeurs faibles : le traitement fait ressortir les zones de réfraction de la lumière par le jet liquide. Il s'agit de l'image du fond transmise par le jet liquide qui agit comme une lentille de focale variant avec les courbures locales de l'interface du jet. Ces courbures locales dépendent du niveau de corrugation de la surface du jet. On peut remarquer que ces inclusions lumineuses sont pour la plupart topologiquement fermées et incluses dans l'ensemble que constitue le jet liquide. Des outils d'analyse de connexité peuvent ainsi être utilisés pour éliminer ces inclusions et définir une seconde méthode de mesure de  $L_i$  : l'idée est dans un premier temps de capturer le jet connexe à l'injection, puis d'appliquer la même méthode de maximum de niveau de gris sur l'ensemble des zones connexes obtenues pour chaque image.

Le traitement et l'analyse d'image est réalisé avec Matlab et des fonctions de la toolbox image processing. Le processus pour obtenir l'image de la figure 4.3c a été détaillé en partie 2.4. De façon concise, l'obtention de l'image de la figure 4.3c suit deux étapes :

- une première de traitement d'image qui consiste à seuiller l'image pour la rendre binaire, l'image étant initialement codée avec un certain nombre de niveaux de gris, 256 ici. La dynamique de l'image est maximisée à la prise d'image. Les points au-dessous du seuil sont blancs, les points au-dessus sont noirs. Le jet liquide devient ainsi blanc sur fond noir, ce qui est l'inverse de l'image initiale brute. Cette étape de binarisation est un préalable indispensable à la deuxième étape :
- l'étape d'analyse d'image : extraire la zone de l'image qui correspond au jet liquide, connexe. Une fois identifiée, une fonction de la toolbox image (imfill) nous permet de combler les « trous » de cette zone.

Le résultat de ce traitement est montré en figure 4.3c, montrant le jet connexe sans gouttes périphériques ni trous noirs, ce qui était l'objectif initial. L'obtention de la zone intacte à 100% de présence liquide suit le même principe que pour le premier traitement décrit, les niveaux associés au liquide et au gaz étant inversés. En effet, le blanc (valeur élevée) est associé au jet liquide et le noir

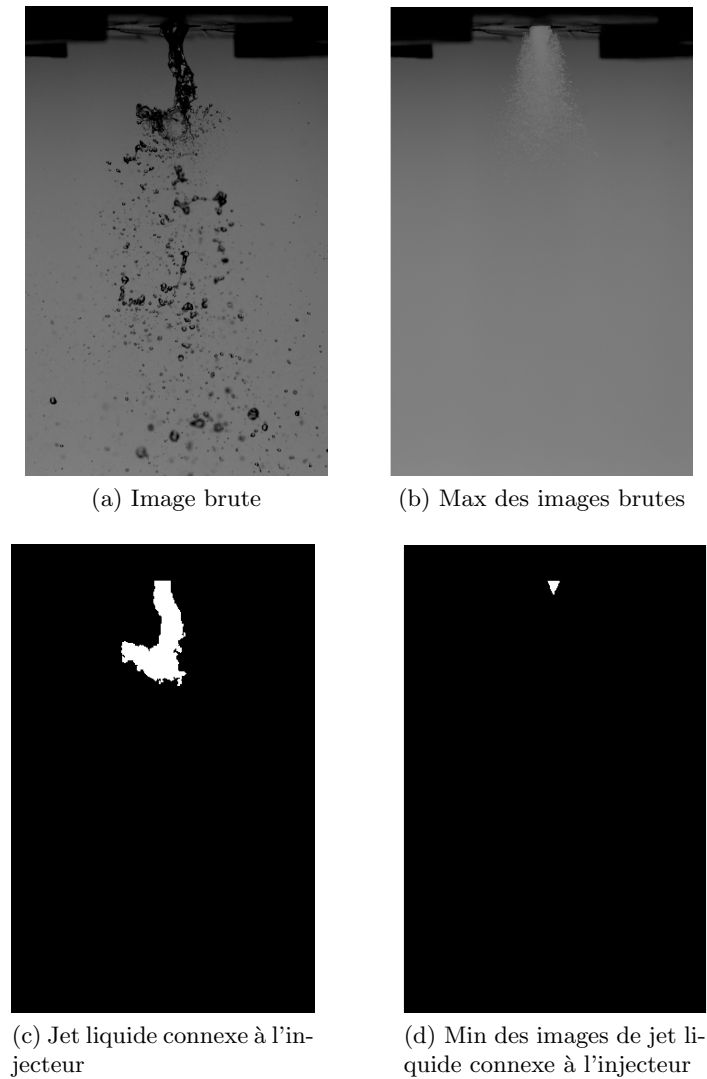


FIGURE 4.3 – Exemple des deux stratégies de traitement pour obtenir la zone intacte pour les mêmes images. La figure (a) est un exemple de réalisation brute, la figure (c) est l'image (a) traitée et rognée. Les images de la colonne de droite sont le résultat du traitement dard liquide réalisé à partir d'images du même type de celles de la colonne de gauche respectivement.

(valeur faible) est associé au fond. Nous calculons ainsi le minimum des niveaux et le résultat de cette opération est présenté en figure 4.3d.

Les deux procédés permettent d'obtenir des longueurs intactes équivalentes qui ont les mêmes propriétés de convergence statistique, même si les dards résultants ont une apparence différente. La deuxième méthode permet d'effacer comme prévu les zones de transmission de la lumière dans le jet et est donc supérieure de ce point de vue à la première méthode. Cependant, cette méthode ne permet pas de corriger les zones où la transmission de la lumière a été effectuée sur l'interface du jet (trou ouvert). Les deux techniques sont complémentaires mais la solution la plus simple et la plus efficace serait de colorer le liquide, pour supprimer toute transmission de lumière. Cette technique nécessite cependant une expérience spécifique et n'a pas été mise en place dans cette étude.

Les résultats sur la longueur intacte sont mesurés avec une incertitude relative inférieure à 10%, l'erreur étant composée d'une erreur due à l'échantillon réduit (de l'ordre du %), ainsi qu'aux problèmes de transmission lumineuse périphérique au jet liquide, que nous quantifions par l'écart entre nos méthodes de mesures, de l'ordre de 10%. L'erreur de mesure due à la discrétisation spatiale en pixels est de l'ordre

de 1%. La mesure consiste en un compromis entre la convergence statistique et la limitation du nombre d'images pour limiter l'érosion du jet, causée par les transmissions de lumière sur le bord du jet. Le nombre d'images nécessaires pour réaliser ces deux critères dépend de la vitesse gaz et décroît avec celle-ci. La mesure est donc moins convergée à haute vitesse gaz ( $\approx 80$  m/s). L'effet du seuillage pour l'obtention de l'image 4.3c a un rôle également dans la justesse de la mesure, le seuil qui permet de séparer au mieux le jet du fond est choisi pour ne pas introduire de biais. La plage de valeur admissible pour le seuil vérifiant cette propriété est suffisamment grande pour être réglée une seule fois pour toute une série d'images. Les deux techniques de mesure que sont le calcul du maximum sur les images brutes et les images segmentées sont conjointement utilisées pour combiner leurs avantages respectifs. Les points à forte vitesse gaz sont particulièrement concernés, l'interface étant fortement corrugée. Nous venons de voir la méthodologie de mesure de la longueur intacte  $L_i$ , nous allons maintenant comparer l'évolution du dard mesuré en géométrie coaxiale à la loi d'évolution proposée en configuration plane par Raynal [75].

#### 4.1.1.2 Comparaison du dard coaxial avec le dard plan

La dépendance de la longueur intacte  $L_i$  au rapport de quantité de mouvement  $M$  a été décrite par Raynal [75] et l'origine de cette dépendance provient de l'entraînement dans la couche de mélange (cf 1.3.1) et conduit à :

$$\frac{L_i}{2 \cdot H_1} = \frac{6}{\sqrt{M}} \quad (4.1)$$

Les mesures effectuées par Ben Rayana 2007 [7] confirment la relation 4.1 jusqu'à une valeur de  $M$  de 30 (voir figure 1.18) pour un injecteur plan avec prefilming, avec  $H_1$  épaisseur de la nappe liquide. Au-delà, la décroissance de  $L_i$  avec  $M$  est beaucoup plus lente. A partir de mesures de longueur intacte réalisées sur notre injecteur pour diverses géométries, nous pouvons tracer le même graphe, présenté ci-après en figure 4.4 :

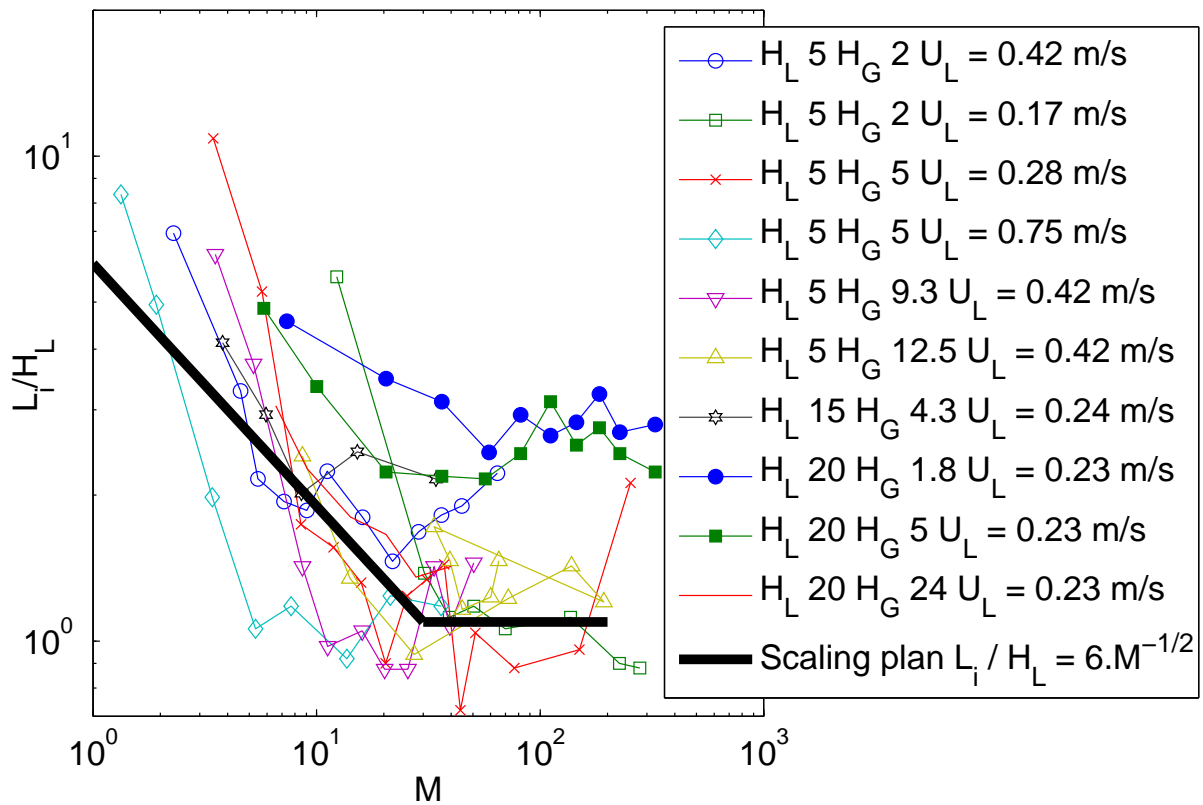


FIGURE 4.4 – Longueur intacte adimensionnée par le diamètre liquide fonction du rapport des pressions dynamiques  $M$  pour tous nos points de mesure. La relation proposée par Raynal 1997 [75] est représentée en trait noir épais, associée à la zone où la longueur intacte évolue peu avec  $M$  pour  $M$  supérieur à 30.

La figure 4.4 montre la longueur intacte  $L_i$  adimensionnée par le diamètre liquide  $H_L$  fonction du rapport des pressions dynamiques. Nous pouvons remarquer que nos données de longueur intacte ne suivent pas la tendance en  $M^{-1/2}$ , et que l'adimensionnement par  $H_L$  n'est pas suffisant pour regrouper les données. Nos données n'ont pas la même dépendance à  $M$  que pour la configuration plane avec préfilming.  $M$  ne permet pas de regrouper seul les données, il existe ainsi d'autres paramètres que  $M$  qui interviennent dans le problème.

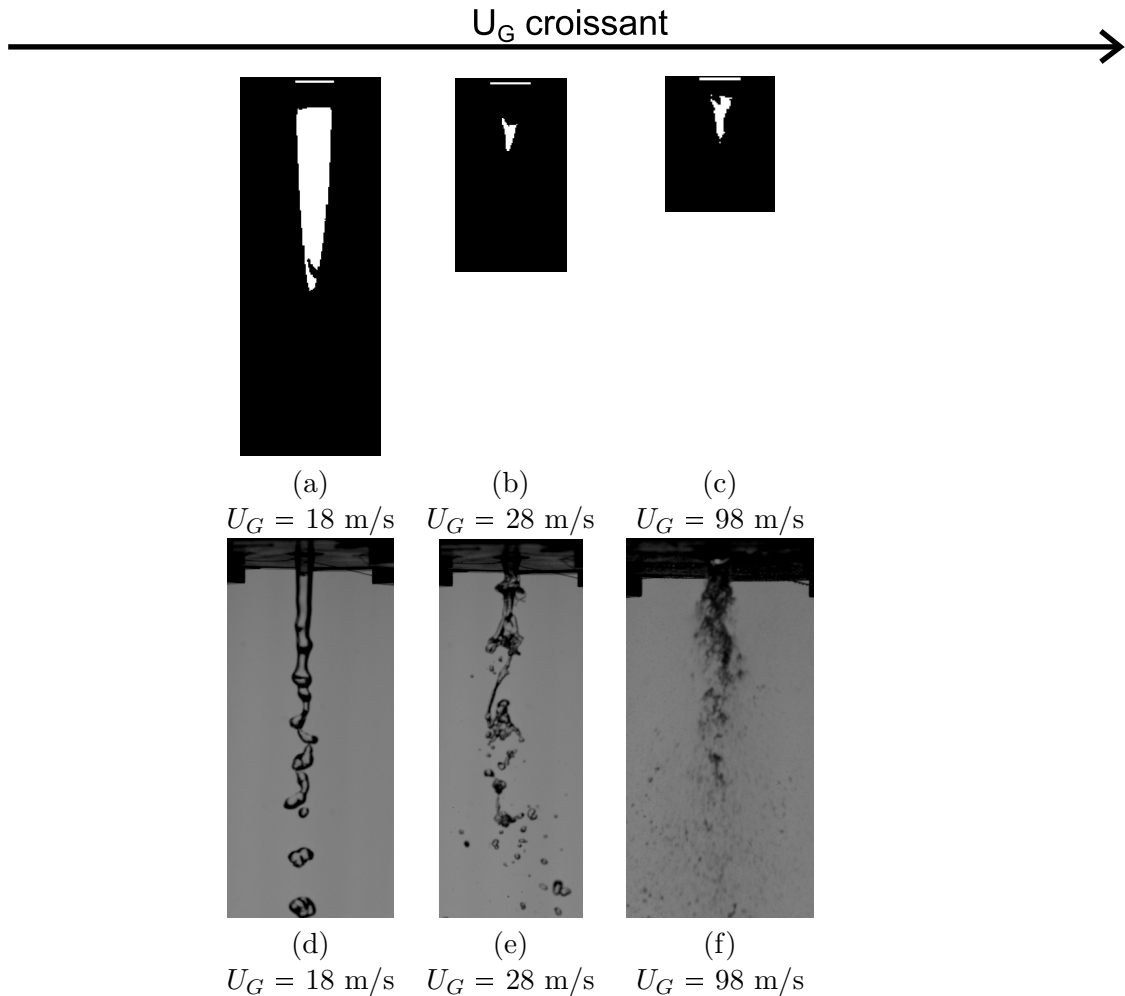


FIGURE 4.5 – Exemples de dards liquide pour l'injecteur  $H_L = 5$  mm  $H_G = 2$  mm,  $U_L = 0,42$  m/s. Le trait horizontal représente le diamètre d'injection liquide, 5 mm ici. Les images (d), (e) et (f) représentent des images instantanées du jet liquide. Les images (d), (e) et (f) sont les images du jet correspondant respectivement aux dards liquides (a), (b) et (c).

La figure 4.5 montre trois exemples de dards liquide pour la géométrie  $H_L = 5$  mm  $H_G = 2$  mm pour trois vitesses gaz, 18, 28 et 98 m/s. Sur ces images, le dard liquide n'est pas connexe à l'injecteur du fait d'un contraste local trop faible proche de l'injecteur (on ne différencie pas à cet endroit le jet du fond). Le trait blanc horizontal matérialise la base de l'injecteur. Pour ces trois vitesses gaz, le dard liquide garde une forme conique, mis à part pour le dard de la figure (a) qui est légèrement plus bombé. La longueur de dard est décroissante avec l'augmentation de la vitesse gaz, une certaine saturation étant néanmoins présente pour des vitesses gaz élevées, la longueur de dard restant similaire entre les vitesses gaz 28 et 98 m/s. La longueur de dard est constante pour des vitesses gaz supérieures à 30 m/s pour ce cas de figure, la présence ou l'absence des gouttes issues de l'épluchage du jet pour cette gamme de vitesse gaz ne semble donc pas avoir d'effet sur la longueur dard.

Qualitativement, nous pouvons dire, à partir de ces trois images, que le dard peut être le résultat d'une combinaison des vagues de l'instabilité de cisaillement, du déplacement radial et de l'épluchage dans des proportions qui varient avec la vitesse gaz. On ne peut donc conclure sur la prépondérance d'un mécanisme sans en étudier quantitativement les proportions avec la vitesse gaz.

#### 4.1.1.3 Effet du déplacement radial et axial sur le dard

De façon qualitative, l'effet du déplacement radial est illustré sur les images suivantes, où deux réalisations du jet ont été superposées, avec le dard liquide correspondant juste à droite :



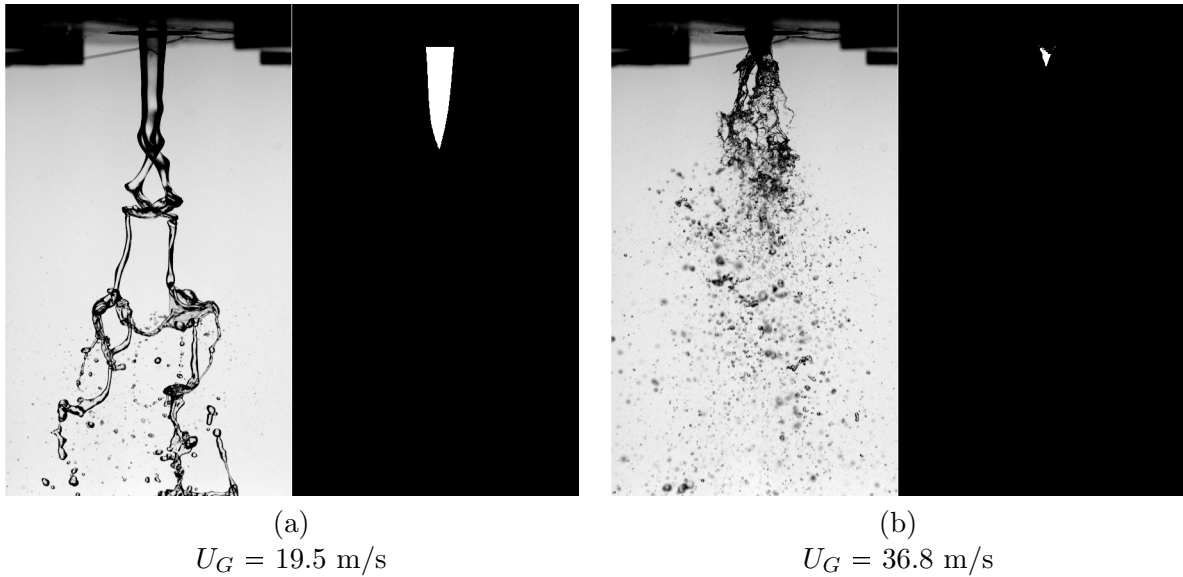
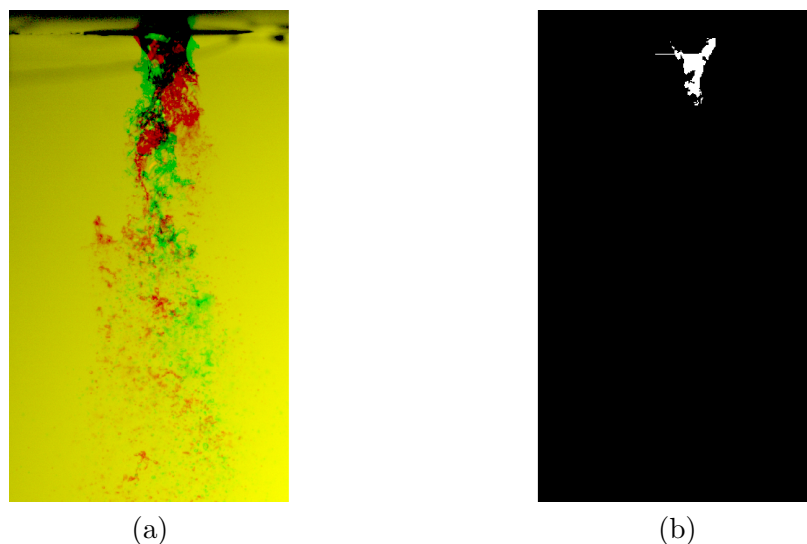


FIGURE 4.6 – Superposition de deux images du jet avec un déplacement radial en opposition de phase. Les images associées à droite des images superposées montrent le résultat de la deuxième stratégie de traitement de  $L_i$ . Injecteur n°2,  $H_L = 5 \text{ mm}$   $H_G = 5 \text{ mm}$ ,  $U_L = 0.28 \text{ m/s}$ .

La figure précédente montre deux groupes de deux images. La figure 4.6 (a) montre la superposition de deux réalisations du jet liquide en opposition de phase de déplacement radial, avec la zone de présence temporelle liquide exclusive à droite. On peut remarquer que la longueur de dard est équivalente entre l'image superposée et l'image du dard, ce qui montre que le déplacement radial est le principal mécanisme contrôlant le dard liquide pour cette configuration. La même remarque peut être faite pour une vitesse gaz plus importante, comme le montre la figure 4.6 (b).

Pour des vitesses gaz de l'ordre de 80 m/s (voir figure 4.7 ci-dessous), l'effet du déplacement radial du jet sur le dard n'est pas aussi net. Le déplacement radial est cependant prépondérant dans le façonnage du dard.



Superposition couleur de deux évènements    Dard liquide obtenu par traitement

FIGURE 4.7 – Superposition de deux images en opposition de phase de déplacement radial à gauche et dard liquide correspondant obtenu par traitement à droite. Injecteur n°2  $H_L = 5 \text{ mm}$   $H_G = 5 \text{ mm}$ ,  $U_G = 80 \text{ m/s}$ .

La figure 4.7 montre la superposition de deux images du jet pour  $U_G = 80 \text{ m/s}$ . Chaque image est

codée dans un niveau d'intensité d'une couleur, la superposition produit une couleur différente, et du noir là où le liquide est présent sur les deux images. Là où il y a du noir et donc là où les occurrences du jet se superposent concerne seulement une petite partie de l'image, alors que le diamètre du jet est encore comparable au diamètre d'injection. Le façonnage du dard est lié à l'amplitude du déplacement radial pour ce cas également.

Si nous considérons le dard liquide façonné principalement par le déplacement radial du jet liquide, l'amplitude du jet devrait atteindre le rayon liquide du jet à la distance verticale  $L_i$  de l'injecteur, où  $L_i$  est la somme de la longueur droite correspondant à un jet faiblement perturbé et de la longueur du cône formé par le déplacement latéral. La longueur droite n'existe que pour des vitesses gaz inférieures à 46 m/s ou moins suivant les injecteurs (voir tableau 4.23). L'idée est schématisée dans la figure 4.8 suivante :

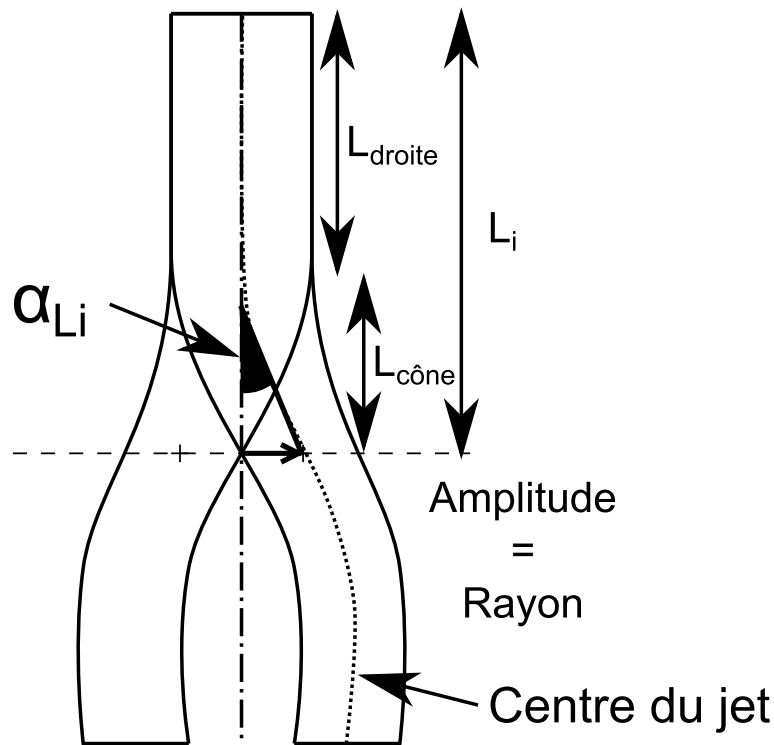


FIGURE 4.8 – Schéma de la configuration du jet liquide soumis à deux déplacements d'ensemble radiaux et de phase opposée. La longueur intacte, l'amplitude de déplacement radial, le rayon du jet et l'angle de déplacement du jet  $\alpha_{L_i}$  sont représentés. La longueur droite correspond à la longueur pour laquelle le jet n'est pas érodé.

D'après la suggestion du schéma, la longueur de dard est atteinte lorsque l'amplitude du déplacement radial est égale au rayon local du jet. On retrouve ainsi la forme du dard de la figure 4.6a et 4.6b. L'évolution spatiale du rayon participe également au façonnage du dard et implique toute force qui contribue à diminuer le rayon liquide avec la distance à l'injecteur, comme la gravité qui contribue à diminuer le rayon avec l'accélération du jet. La configuration de l'écoulement réel peut être plus complexe que le schéma proposé, mais l'idée générale présentée reste valide.

L'effet du déplacement radial sur le façonnage du dard et en particulier sur  $L_{cône}$  est illustré par le schéma de la figure 4.8. La contribution de  $L_{droite}$  à la longueur intacte sera traitée plus loin.

Si le dard est façonné par le déplacement radial, l'angle  $\alpha_{L_i}$  donné par le schéma de la figure 4.8 doit être équivalent à celui mesuré à partir du profil d'amplitude de déplacement radial du jet, que nous appellerons  $\alpha_{profil}$ . Nous proposons de réaliser ces mesures statistiquement. La première étape est la mesure des profils de déplacement radial du jet et de la mesure de l'angle sur ce profil, comme montré dans la figure suivante :

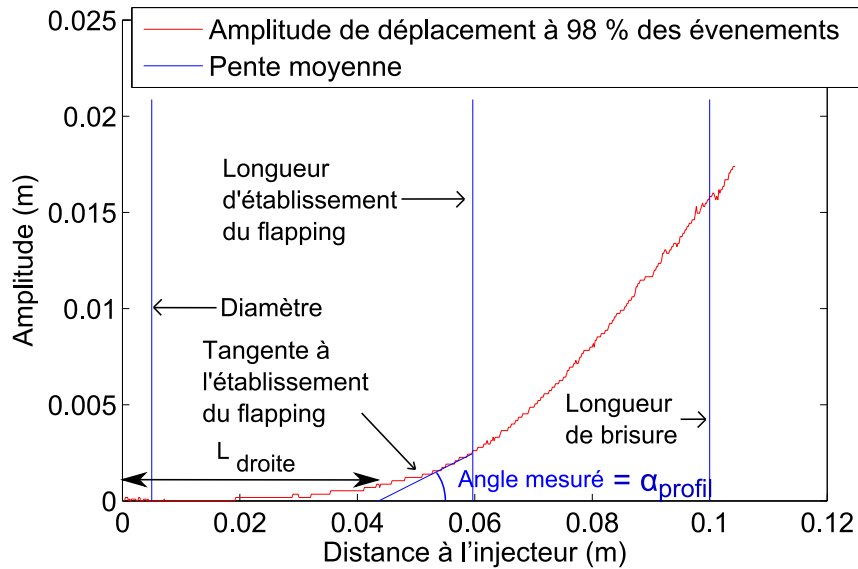


FIGURE 4.9 – Angle  $\alpha_{profil}$  mesuré sur un profil d'amplitude pour l'injecteur n°2  $H_L$  5 mm  $H_G$  5 mm,  $U_G = 15$  m/s  $U_L = 0,42$  m/s.

La figure 4.9 montre un profil vertical d'un estimateur de l'amplitude de déplacement radial en rouge, qui est une mesure de la distance du centre du jet liquide à l'axe de révolution de l'injecteur (voir section 5.3.2.1 pour plus d'informations). La longueur d'établissement du flapping est indiquée et définie comme la distance verticale à l'injecteur pour laquelle l'amplitude du déplacement radial du jet précédemment définie atteint un rayon liquide. Cette longueur est donc la traduction quantitative du schéma de la figure 4.8. L'angle  $\alpha_{profil}$  est défini comme l'angle entre l'abscisse et la tangente au profil de déplacement radial, à la longueur d'établissement du flapping, toujours pour traduire quantitativement l'idée du schéma de la figure 4.8. La mesure de la pente de cette tangente permet de calculer l'angle  $\alpha_{profil}$ .  $L_{droite}$  est définie par la position horizontale pour laquelle la tangente au profil d'amplitude de déplacement latéral du jet à la longueur d'établissement du flapping coupe l'axe horizontal, comme schématisé sur la figure 4.8. Le dard est ainsi réduit à une portion cylindrique de longueur  $L_{droite}$  de diamètre  $H_L$  et suivie d'un cône de hauteur  $L_{cone}$ . La somme de ces deux longueurs est égale à  $L_i$ .

La longueur droite permet-elle de calculer un angle  $\alpha_{L_i}$  à partir de la valeur de  $L_i$ , angle défini comme  $\alpha_{L_i} = \text{atan}\left(\frac{H_L/2}{L_i - L_{droite}}\right)$ ? Pour répondre à cette question, l'angle  $\alpha_{L_i}$  calculé à partir de  $L_i$  et  $L_{droite}$  que nous venons de définir est comparé dans la figure suivante à l'angle  $\alpha_{profil}$ , mesuré à partir du profil de déplacement radial. Afin de prendre en compte l'affinement du jet liquide, le rayon liquide  $H_L/2$  est ajusté afin de simuler l'effet de l'affinement observé du jet.

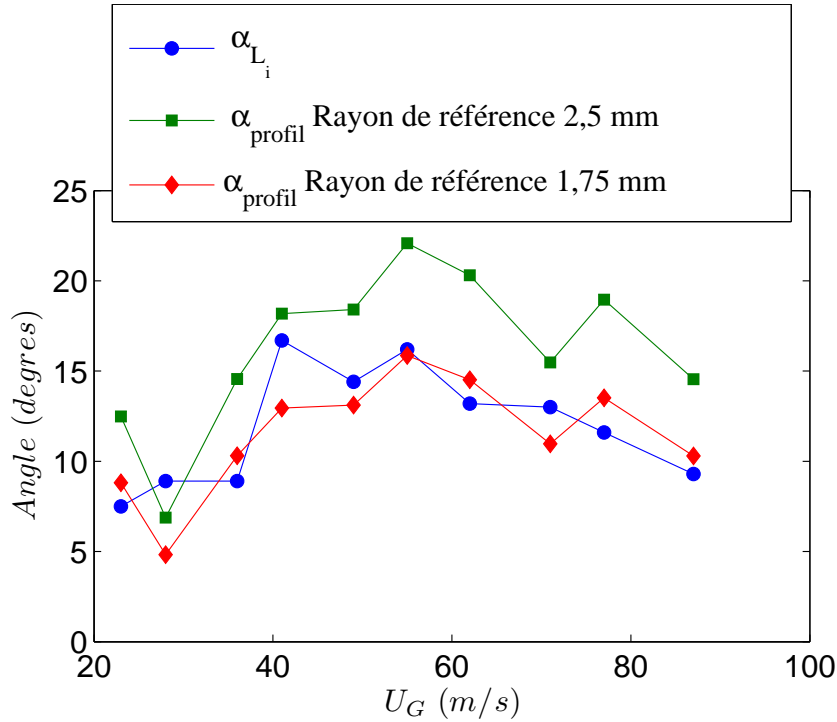


FIGURE 4.10 – Angles  $\alpha_{L_i}$  et  $\alpha_{profil}$  pour deux diamètres liquides de référence fonction de la vitesse gaz pour l'injecteur n°2  $H_L$  5 mm  $H_G$  9.3 mm,  $U_L = 0,42$  m/s.

Sur la figure 4.10 est tracé l'angle  $\alpha_{profil}$  mesuré à partir du profil de déplacement radial du jet liquide près de l'injection, ainsi que l'angle  $\alpha_{L_i} = \text{atan}\left(\frac{H_L/2}{L_i - L_{droite}}\right)$  calculé à partir de la longueur intacte. Deux commentaires principaux peuvent être faits sur la figure 4.10 : premièrement, les angles  $\alpha_{L_i}$  et calculé  $\alpha_{profil}$  suivent la même tendance avec la vitesse gaz et deuxièmement, si l'on change de diamètre de référence indépendamment de la vitesse gaz, ce qui est compatible avec le schéma de la figure 4.8, on peut superposer les angles  $\alpha_{L_i}$  et  $\alpha_{profil}$ . Ceci implique que le dard liquide peut s'écrire de la manière suivante :

$$L_i = L_{droite} + \frac{H_L(L_i)/2}{\tan(\alpha_{L_i})} \quad (4.2)$$

La longueur intacte est ainsi pilotée par le déplacement radial via l'angle  $\alpha_{L_i}$ , moyennant une correction du diamètre liquide d'injection  $H_L(L_i)$ , qui est ainsi le diamètre local du jet à une longueur de dard de l'injecteur. La longueur droite est nulle pour une vitesse gaz supérieure à 30 m/s pour les conditions de la figure 4.10. L'évolution de la longueur droite  $L_{droite}$  avec la vitesse gaz est donnée en figures 4.11 et 4.12 suivantes :

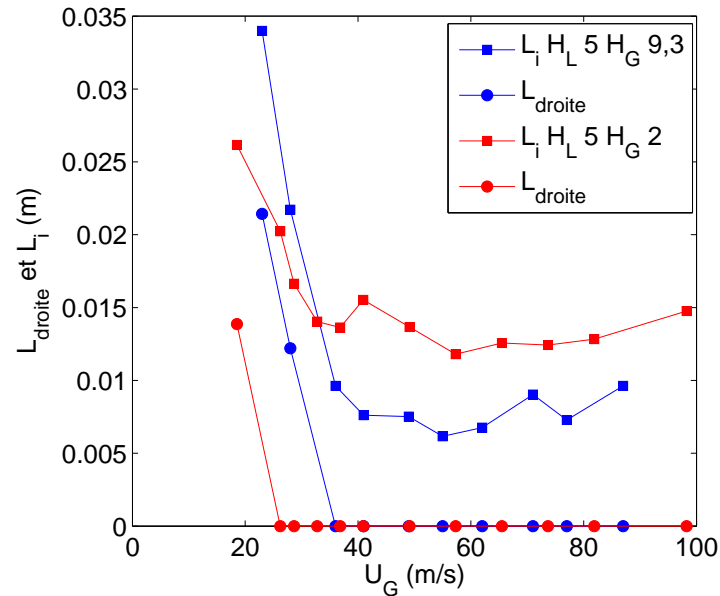


FIGURE 4.11 – Longueur droite  $L_{droite}$  et  $L_i$  fonction de la vitesse gaz pour l'injecteur n°2  $H_L$  5 mm  $H_G$  9.3 mm,  $U_L = 0,42$  m/s (bleu) et  $H_L$  5 mm  $H_G$  2 mm,  $U_L = 0,42$  m/s (rouge).

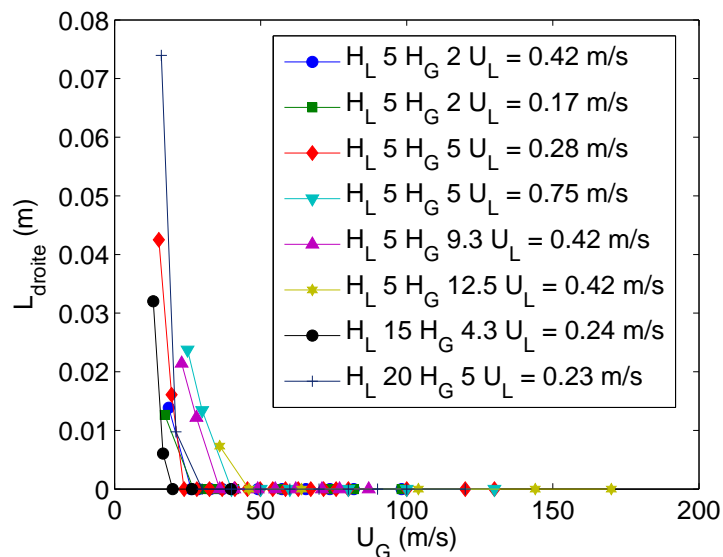


FIGURE 4.12 – Longueur droite  $L_{droite}$  fonction de la vitesse gaz pour l'injecteur n°2.

La figure 4.11 présente les données de la longueur intacte  $L_i$  et de la longueur droite  $L_{droite}$ . Nous pouvons clairement remarquer que la longueur droite est non négligeable devant  $L_i$  pour des vitesses gaz faibles. La grandeur  $L_i - L_{droite}$ , tracée en figure 4.13, est approximativement constante avec la vitesse gaz, pour les injecteurs dont le diamètre liquide est égal à 5 mm. Cette constante est cependant dépendante de la géométrie. Pour les injecteurs dont le diamètre liquide est plus important,  $L_i - L_{droite}$  est très similaire à  $L_i$ . La soustraction de  $L_{droite}$  à  $L_i$  ne permet pas d'expliquer les variations de  $L_i$  avec  $U_G$ , ni l'invariance de  $L_i$  avec la vitesse gaz pour toute une plage de vitesse gaz. Cependant, la variation de  $L_i - L_{droite}$  avec  $U_G$  est nettement plus faible que celle de  $L_i$  avec  $U_G$ .

La plus petite vitesse gaz pour laquelle la longueur droite est nulle est précisée dans le tableau 4.23. La longueur droite serait ici une fonction du taux de croissance de l'instabilité de cisaillement et du

taux initial de perturbation (le taux de turbulence liquide), modélisant une longueur pour laquelle la surface du jet est peu perturbée relativement au rayon du jet. Notons que la longueur intacte soustraite de la longueur droite ne permet pas de retrouver une évolution avec  $M$  semblable à la loi d'échelle proposée en géométrie plane avec prefilming établie par Raynal [75].

La diminution de la sensibilité à  $U_G$  de  $L_i - L_{droite}$  relativement à  $L_i$  montre qu'une fois les instabilités hydrodynamiques en place, le mécanisme conduisant au façonnage du dard varie peu avec la vitesse gaz. La diminution de  $L_{droite}$  avec  $U_G$  est interprétée comme l'augmentation du taux de croissance de l'instabilité de cisaillement en régime linéaire, alors que la longueur de cône (voir schéma de la figure 4.8) est liée au flapping et est ainsi une image du taux de croissance de l'instabilité de cisaillement en régime non linéaire. De plus, la saturation du déplacement latéral du jet avec la vitesse gaz peut s'interpréter à partir de la figure 4.8 comme une valeur limite maximale de l'angle  $\alpha_{L_i}$ . Par exemple, le jet gaz n'est capable de déplacer radialement le liquide que d'un angle maximal de  $19,6^\circ$  pour l'injecteur  $H_L$  5 mm  $H_G$  9,3 mm et de  $9,5^\circ$  pour l'injecteur  $H_L$  5 mm  $H_G$  2 mm et les conditions expérimentales de la figure 4.13. Ce résultat semble montrer que la capacité du courant gaz à détourner le jet liquide dépend de l'épaisseur gaz et ainsi de la quantité de mouvement totale du gaz injectée  $\rho_G U_G^2 H_G$ . Même si le flapping est présent, la diversité des amplitudes mesurées semble indiquer qu'un rendement ou coefficient  $C$  de transfert de quantité de mouvement est à inclure dans l'analyse, ce coefficient pouvant dépendre de tous les paramètres de contrôle et étant en partie lié à la forme de la vague, vague qui capte la quantité de mouvement gaz via une force de traînée. On aurait ainsi une dépendance du déplacement radial du jet à la combinaison des nombres  $\left(M, \frac{H_G}{H_L}, C\right)$ , que nous verrons en section 4.1.2 suivante.

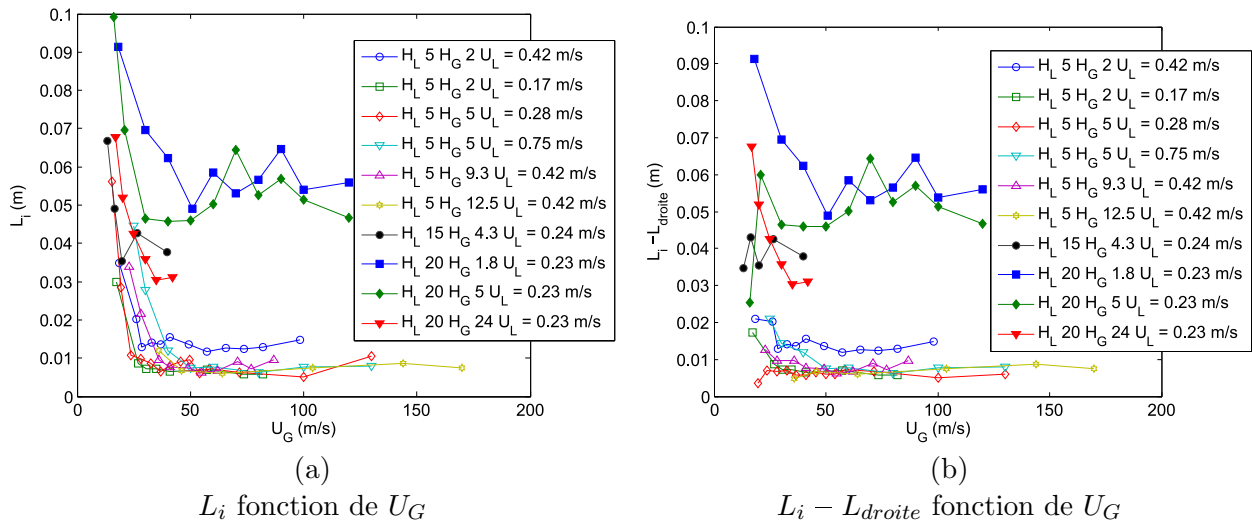


FIGURE 4.13 – (a) :  $L_i$  fonction de la vitesse gaz pour l'injecteur n°2; (b) :  $L_i$  retranchée de la longueur droite  $L_{droite}$  fonction de la vitesse gaz pour l'injecteur n°2.

Nous allons maintenant déterminer quelle importance a l'affinement du jet liquide provoqué par l'épluchage et le taux de croissance des vagues de l'instabilité de cisaillement sur le façonnage du dard.

#### 4.1.1.4 Effet de l'épluchage, de la gravité et du taux de croissance des vagues sur le dard

Pour déterminer l'influence relative de la diminution du rayon du jet et du déplacement radial du jet sur le façonnage du dard, une mesure conjointe de l'amplitude et du rayon du jet est nécessaire. Plus précisément, le calcul de l'intersection des profils verticaux de rayon du jet connexe à l'injecteur et du profil vertical du déplacement radial du jet est réalisé, sur des données statistiques d'amplitude et de rayon.

La mesure du profil de rayon est obtenue à partir de la mesure du diamètre du jet dans l'espace. Le diamètre du jet est défini comme la distance horizontale entre les deux bords du jet (voir en section

2.4 pour de plus amples descriptions sur la façon dont sont obtenus ces bords de jet). La courbure du centre du jet n'est pas prise en compte, la prise en compte de cette courbure ne changeant pas le résultat final, la zone d'intérêt ne présentant pas une déformation importante. Les événements où le jet n'est plus circulaire notamment lorsque que le jet se déforme en membrane produit des structures liquides plus étendues qui s'éloignent fortement d'un jet cylindrique.

Pratiquement la mesure du diamètre est réalisée comme suit : les bords du jet connexe sans gouttes sont préalablement extraits d'une série d'images du jet suivant une méthode décrite en section 2.4 sur un set de 1500 images qui représente environ 100 périodes de l'instabilité de flapping. Pour chaque distance verticale à l'injecteur, le diamètre du jet est calculé à partir de la mesure de la distance entre chacun des bords du jet et l'opération est répétée pour toutes les images de la série. Nous obtenons ainsi un histogramme de diamètres du jet à une position verticale donnée. Le diamètre minimal, moyen et maximal est alors calculé et l'opération est répétée pour toutes les distances verticales à l'injecteur : on obtient alors un profil vertical de rayon minimal, moyen et maximal. Un exemple d'historgramme de rayon est donné en figure 4.14 suivante :

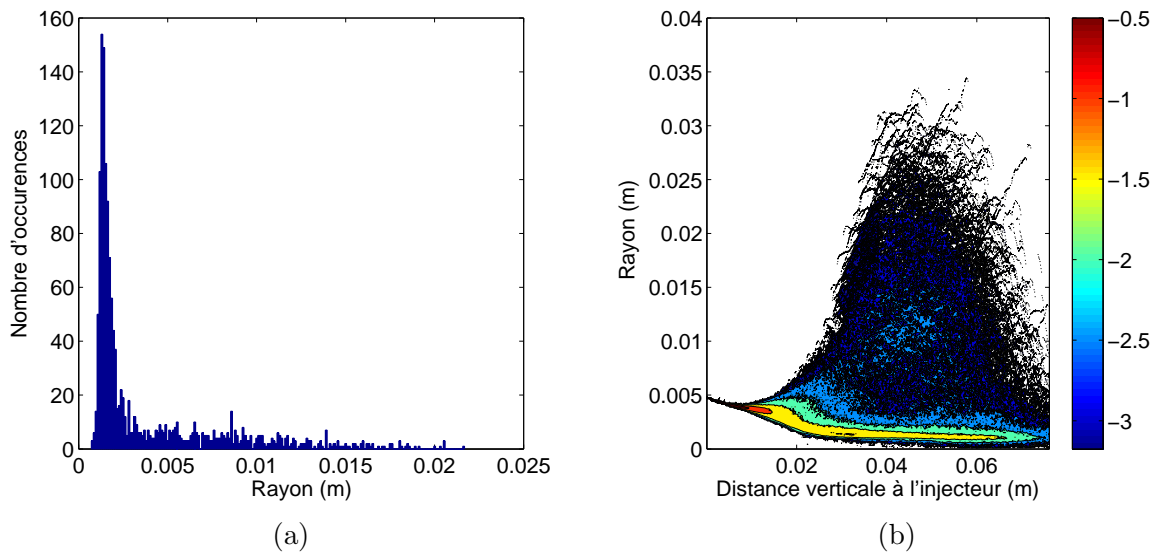


FIGURE 4.14 – Histogramme du rayon du jet pour une distance de 3 cm sous l'injecteur (a) et pour toutes les positions verticales à l'injecteur (b). L'échelle de couleur représente le logarithme en base 10 du nombre d'occurrences normalisé par le plus grand nombre d'occurrences observées. Injecteur n°2,  $H_L = 5$  mm,  $H_G = 5$  mm,  $U_L = 0,28$  m/s,  $U_G = 19,5$  m/s.

La figure 4.14 donne les histogrammes des rayons du jet pour une distance de 3 cm pour l'injecteur dans le cas de la figure 4.14(a) et pour toutes les distances à l'injecteur en figure 4.14(b), le nombre d'occurrences étant représenté par différentes couleurs, le rouge étant le plus fréquent, le bleu le moins fréquent. La déformation du jet en structures de type membrane explique la dispersion importante du rayon, de par la taille importante de la projection de ces structures dans le plan objet de la caméra.

A partir des données de l'historgramme de la figure 4.14 sont extraits les profils de rayons minimal, moyen et maximal, que nous allons exploiter.

Les profils de rayon minimal, moyen et maximal sont superposés au profil de déplacement radial, en figure 4.15 afin d'en évaluer la position verticale de leur intersection. L'objectif est de comparer la valeur de la longueur intacte à cette intersection de profils.

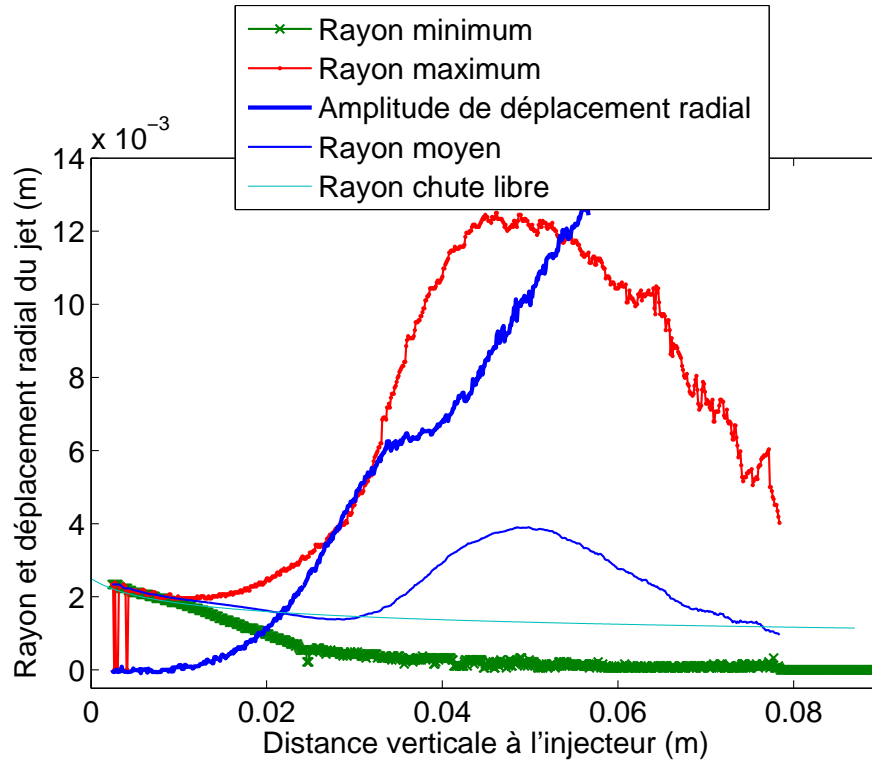


FIGURE 4.15 – Profils verticaux de rayon et de position radiale du jet liquide. Injecteur n°2  $H_L = 5$  mm  $H_G = 5$  mm, pour  $U_G = 19,5$  m/s,  $U_L = 0,28$  m/s. Le rayon du jet théorique en chute libre est tracé en trait continu fin, obtenu à l'aide du théorème de Bernoulli et de la conservation du débit masse :  $R(z) = \frac{R_0}{(2gz/U_{L0}^2 + 1)^{1/4}}$ , avec  $R(z)$  rayon du jet,  $R_0$  rayon du jet à l'injection,  $g$  accélération de la pesanteur,  $z$  distance à l'injection et  $U_{L0}$  vitesse liquide à l'injection.

La figure 4.15 montre l'intersection de profils statistiques de rayon minimal, moyen et maximal avec le profil de déplacement radial du jet liquide. L'intersection du profil du rayon minimal avec le profil statistique de déplacement radial à 98 % donne la bonne longueur intacte, de 2 cm ici. Nous pouvons remarquer également que le rayon du jet en chute libre prédit donne une bonne approximation du rayon du jet moyen jusqu'à une distance aval à l'injecteur de 3 cm. La distribution de rayon est ensuite fortement dispersée, due pour cette configuration à la présence de structures de types membranes qui n'ont rien de cylindrique.

La prédiction de la longueur intacte fait donc intervenir l'amplitude de déplacement radial du jet et la variation spatiale du rayon du jet. Cette variation spatiale du rayon est liée au taux de croissance des vagues de surface du jet et à la quantité de liquide évacuée par l'épluchage ainsi qu'à l'accélération de la pesanteur. Une prédiction de ce rayon minimal pourrait être obtenue à partir de la prédiction du taux de croissance de l'instabilité de cisaillement en régime non-linéaire, croissant linéairement dans l'espace (Marty 2015 [60] et Hoepffner et al 2011 [35]).

Voyons maintenant comment varient les influences respectives du rayon liquide et de l'amplitude dans le façonnage du dard liquide avec la vitesse gaz, présenté en figure 4.16 suivante :



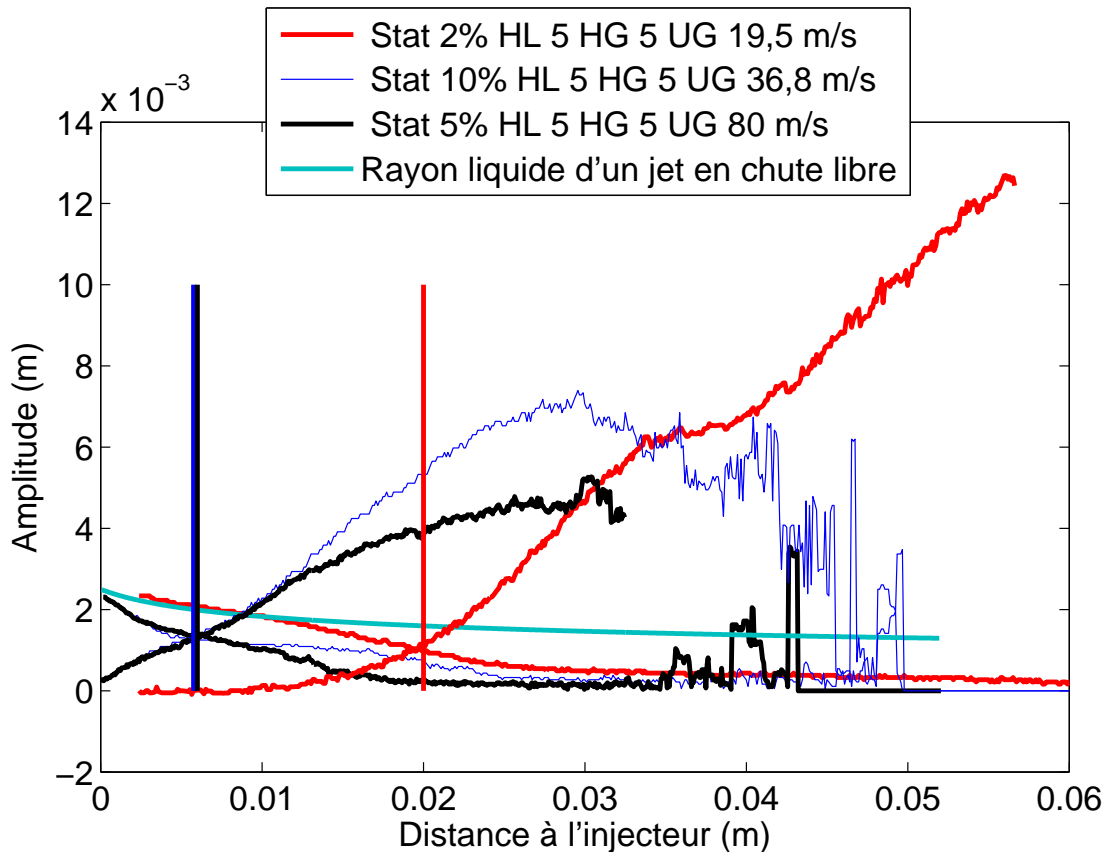


FIGURE 4.16 – Profils verticaux d’amplitude de déplacement radial et du rayon du jet liquide. Les traits verticaux représentent les positions de la longueur intacte de chaque vitesse gaz. Injecteur n°2  $H_L = 5$  mm  $H_G = 5$  mm, pour  $U_G = [19 ; 36,8 ; 80]$  m/s,  $U_L = 0,28$  m/s.

La figure 4.16 représente trois profils d’amplitude de déplacement radial du jet liquide et trois profils de rayons de ce même jet, pour l’injecteur n°2 de géométrie  $H_L = 5$  mm  $H_G = 5$  mm. Ces profils sont donnés pour trois vitesses gaz dont deux pour des points dont la longueur intacte dépend très peu de la vitesse gaz, comme il est possible de le remarquer avec le collapse des traits verticaux bleu et noir. Ces traits verticaux représentent ainsi la position des longueurs intactes de même couleur que les profils d’amplitude et de rayon correspondants. Les profils d’amplitude sont croissants avec la distance à l’injecteur et les profils de rayon sont décroissants. Le décalage horizontal des courbes provient de cadrages différents entre les séries d’images correspondantes à chaque vitesse gaz. En effet, le processus de traitement n’est parfois pas réalisé au plus proche de l’injecteur, à cause de problèmes de contraste local trop faible, déjà évoqué en section méthodologie 4.1.1.1 et le recadrage est une méthode utilisée pour éviter les difficultés dans le champ proche de l’injecteur.

On peut remarquer que la saturation de la longueur intacte pour des vitesses gaz supérieures à 30 m/s provient de la similarité des profils d’amplitude et de rayon lorsque  $U_G$  évolue. Les deux mécanismes de façonnage du dard n’évoluent ainsi plus avec la vitesse gaz  $U_G$  lorsque celle-ci est supérieure à 30 m/s pour cette configuration d’injecteur. On peut cependant remarquer que le rayon liquide évolue entre la vitesse gaz 19,5 et 36,8 m/s, tout comme l’amplitude.

Le rayon liquide s’éloignant du profil de rayon en chute gravitaire, d’autres mécanismes que la gravité sont à l’oeuvre pour l’érosion du jet. Les candidats sont le taux de croissance des vagues de l’instabilité de cisaillement d’une part et l’épluchage du jet d’autre part. L’étirement du jet par l’entraînement gaz est négligeable par rapport aux deux mécanismes précédemment cités, car la distance à l’injecteur où ce phénomène apparaît est plus grande que la longueur intacte donnée ici.

La présence de gouttes au niveau et avant le dard peut donc nous permettre de savoir si le taux de croissance ou l'évacuation du liquide en gouttes est le responsable de la diminution du rayon liquide dans l'espace, plus élevée qu'avec la gravité lorsque la vitesse gaz dépasse 30 m/s, toujours pour cet injecteur.

Concernant l'épluchage, ce dernier ayant un effet principalement sur le rayon liquide, sa présence doit être comparée à l'évolution de la longueur intacte. On propose ainsi de classer le façonnage de ces dards en trois catégories, sur le critère de la présence de gouttes périphériques au jet, et de reporter ces trois catégories sur un graphe de longueur intacte fonction de  $U_G$ .

1. L'absence de gouttes produites implique que la diminution du rayon du jet n'est pas causée par une évacuation de liquide dans un spray, mais par la gravité et/ou la croissance des vagues de l'instabilité de cisaillement. Ceci nous donne une première classe de mécanisme (figure 4.5(d)), classifié catégorie I.
2. Une deuxième catégorie correspond à la présence de gouttes dues au stripping *après* le dard liquide : dans ce cas également le dard liquide est façonné par le déplacement radial et/ou axial du liquide (figure 4.5(e)) : ceci correspond à la catégorie II.
3. Enfin, si les gouttes sont produites *avant* la fin du dard liquide, le dard liquide est ainsi la combinaison d'un déplacement de liquide radial, axial et d'un débit évacué dans les gouttes, classifié en catégorie III (figure 4.5(f)).

La figure suivante reprend la figure 4.13a , en classant les points qui appartiennent à chaque catégorie de mécanisme. Pour une vitesse gaz inférieure à 15 m/s, le régime de brisure est de type Rayleigh-Plateau assisté par le gaz. La longueur de dard est pilotée à ces vitesses par la déformation du jet en bourrelets symétriques ou non alternés de ponts liquides dont la vidange finit par briser le jet.

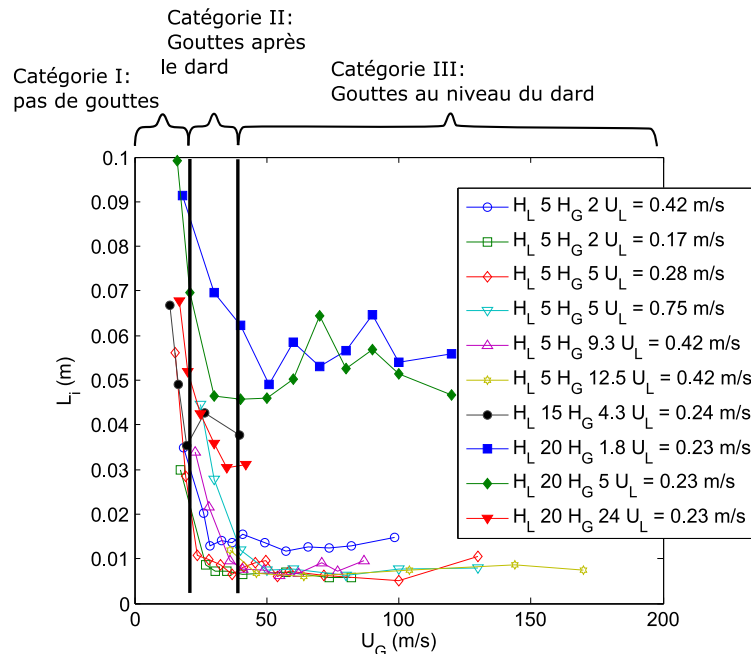


FIGURE 4.17 – Longueur intacte  $L_i$  fonction de la vitesse gaz pour l'injecteur n°2. Les catégories de présence ou d'absence de gouttes de stripping au niveau du dard liquide sont précisées.

La figure 4.17 nous précise les zones où le stripping a un effet potentiel sur le façonnage du dard liquide, c'est à dire pour les points compris dans la zone III. Nous pouvons voir que les gouttes de l'épluchage sont présentes après le dard sur la gamme de vitesse 40 - 100 m/s, alors que le dard est

déjà de longueur constante pour des vitesses gaz plus faibles. De prime abord, la présence ou non du stripping ne semble pas ainsi influencer sur le façonnage du dard.

De plus, le flux de liquide contenu dans les gouttes produites par l'épluchage augmente fortement avec la vitesse gaz (Marty 2015 [60], Hong 2003 [36]), ce qui impliquerait que le rayon minimal du jet diminue d'autant que le jet est érodé. Ce n'est pas ce qui est observé sur les profils de rayon minimal (peu ou pas d'évolution entre les profils à 36,8 et 80 m/s, figure 4.16). Le profil de rayon minimal ne semble donc pas être lié à l'épluchage mais serait plutôt lié au taux de croissance non linéaire de l'instabilité de cisaillement.

Ainsi, le déplacement radial et le taux de croissance non linéaire de l'instabilité de cisaillement pilotent la longueur intacte, et la saturation de cette longueur provient d'une limite atteinte conjointement par l'amplitude de déplacement et de l'évolution du rayon liquide avec la distance à l'injecteur (et donc du taux de croissance non-linéaire).

Cette limitation de l'amplitude radiale du jet et du taux de croissance non-linéaire de l'instabilité de cisaillement n'est cependant pas clairement comprise, la section 5.3.2.1 traitant du mécanisme de déplacement du jet donnant plus d'informations à ce sujet. La saturation de l'érosion du jet liquide provient de la saturation conjointe de l'épluchage du jet et du taux de croissance des perturbations de l'interface.

#### 4.1.1.5 Conclusion sur la longueur intacte

Nous avons vu que la longueur intacte est particulièrement dépendante du flapping pour la configuration d'atomisation coaxiale. La longueur du dard liquide est ainsi une combinaison du déplacement radial du jet associé à une diminution du rayon liquide dans l'espace. Précisément, le dard liquide est l'intersection du profil d'amplitude de déplacement radial et du profil de rayon minimal du jet liquide.

La diminution du rayon du jet dans l'espace est principalement imputable à la gravité, même si le taux de croissance non-linéaire de l'instabilité de cisaillement participe également à diminuer le rayon du jet liquide minimal, notamment à forte vitesse gaz. La saturation de  $L_i$  aux fortes vitesses gaz est liée à l'existence d'un angle limite de déplacement radial du jet et à l'invariance du profil de rayon liquide minimal avec la vitesse gaz. Les caractéristiques géométriques du jet restent ainsi constantes pour une vitesse gaz supérieure à 40 m/s et inférieure à 100 m/s pour l'injecteur de diamètre liquide  $H_L$  égal à 5 mm et d'épaisseur gaz  $H_G$  égale à 5 mm.

La dépendance de la longueur intacte au déplacement radial du jet conduit à définir une longueur d'établissement du flapping caractéristique que nous allons maintenant expliciter.

### 4.1.2 Longueur d'établissement du flapping $L_f$

#### 4.1.2.1 Méthodologie de mesure de $L_f$

Comme nous venons de le voir, le dard liquide est principalement façonné par le déplacement radial du jet, lié à l'instabilité de flapping. Nous allons maintenant caractériser son établissement. Pour cela, la distance d'établissement du flapping, définie comme la distance verticale à l'injecteur où le jet liquide subit un déplacement radial au moins supérieur au rayon liquide, soit  $H_L/2$  est introduite. Cette définition permet de discriminer les vagues de l'instabilité de cisaillement du mouvement d'ensemble du jet, les vagues de l'instabilité de cisaillement pouvant être asymétriques mais n'ayant pas une amplitude supérieure au rayon du jet. Nous considérons en effet une vague asymétrique comme une perturbation de l'interface du jet et un déplacement du jet lorsque cette vague est plus grande que le rayon. Ce traitement met en évidence la position à laquelle le jet s'est déplacé radialement d'au moins un rayon du jet, la caractéristique remarquable de l'instabilité large échelle. Cette quantité nous permet donc de différencier la localisation des vagues de l'instabilité de cisaillement des structures large échelle.

Malgré le caractère tri-dimensionnel du flapping, la mesure de  $L_f$  est réalisée en deux dimensions, sur une seule vue du jet. En effet, la reconstruction du jet en trois dimensions n'est pas nécessaire pour réaliser des mesures statistiques de l'enveloppe du déplacement radial du jet. Les caractéristiques

tri-dimensionnelles du flapping ont une variabilité aléatoire sans plan privilégié, réduire la mesure du déplacement dans une projection n'a ainsi pas d'effet sur les grandeurs statistiques dérivées que nous étudions pourvu qu'un nombre suffisant d'échantillons soit considéré. Une seule projection du déplacement radial est ainsi calculée, à partir des profils d'amplitude décrits en section 5.3.2.1.

Le déplacement radial  $R(z)$  est mesuré sur un nombre d'images important (typ. 2000) résolues en temps (c'est-à-dire respectant au moins le critère de Shannon pour le contenu fréquentiel pertinent). Ces images sont des vues de face du jet liquide. Des histogrammes de  $R$  sont ainsi obtenus pour diverses distances verticales à l'injecteur. L'information pertinente étant le déplacement radial maximal, il est nécessaire de le filtrer des événements non représentatifs, c'est-à-dire des excursions extrêmes de vagues qui ne définissent pas à elles seules le comportement moyen de l'écoulement. On définit ainsi un estimateur des déplacements par la limite supérieure de la distribution de  $R$  égale à 98% du nombre total d'évènements. Cet estimateur est calculé pratiquement à l'aide de la somme cumulée de l'histogramme de fréquence de  $R(z)$ .

Un profil vertical de cet estimateur est ainsi obtenu, et c'est à partir de ce profil que nous pouvons déduire la longueur d'apparition du flapping, définie comme la plus petite distance verticale à l'injecteur où le jet s'est déplacé radialement d'un rayon liquide  $H_L/2$ .

Au premier ordre, l'évolution du rayon liquide n'intervenant pas sur la dynamique de la longueur intacte avec la vitesse gaz, les grandeurs longueur d'établissement du flapping et longueur intacte sont équivalentes. C'est ce que nous allons asseoir maintenant par comparaison directe des deux grandeurs.

La précision de la mesure est en partie limitée par la résolution de la caméra, ici 0,1 mm par pixel, ce qui représente 1 % de la valeur. Le calcul étant basé sur un seuillage, le jet peut perdre ou gagner quelques pixels, l'incertitude de mesure totale représente ainsi environ 4% au maximum de la valeur mesurée.

#### 4.1.2.2 Équivalence de $L_i$ et $L_f$

Comme dernier argument de la prépondérance du déplacement radial sur le façonnage du dard, nous avons modifié le rayon de référence (car le diamètre du jet diminue dans l'espace comme nous l'avons montré précédemment) pour l'évaluation de la longueur d'établissement du flapping. Les résultats de cette procédure sont montrés en figure suivante :

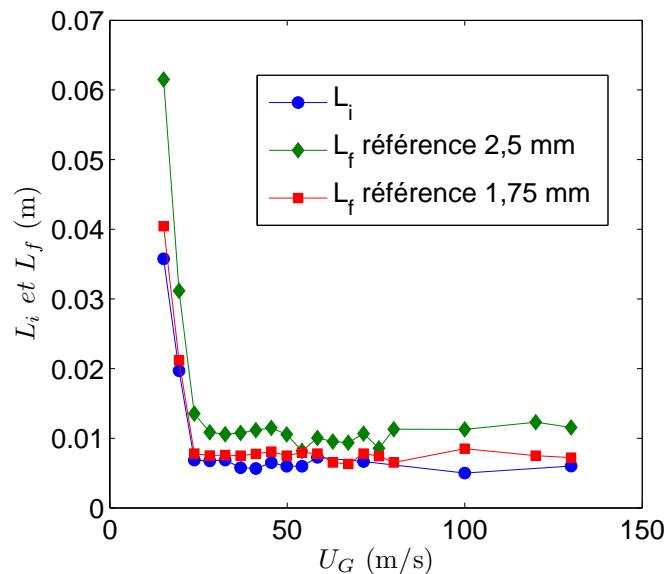


FIGURE 4.18 – Comparaison de la longueur d'apparition du flapping modifiée et de la longueur intacte fonction de  $U_G$ , pour un rayon liquide de référence de 1,75 mm, au lieu des 2,5 mm à l'injection. Données sur l'injecteur de géométrie injecteur n°2,  $H_L$  5 mm  $H_G$  5 mm.

Nous pouvons voir que la modification du rayon de référence suffit à faire correspondre la courbe de longueur d'apparition du flapping à celle de la longueur intacte. Ceci est l'argument le plus fort que nous ayons pour montrer que le dard liquide est piloté principalement par le déplacement radial et que le rayon intervient sur cette grandeur via un décalage, qui n'est pas constant avec la vitesse gaz. Le lien entre la longueur d'établissement du flapping et la longueur de dard liquide est donc établi. Comme nous l'avons vu, la diminution du rayon liquide a pour origine la gravité, la croissance en régime non linéaire des vagues de l'instabilité de cisaillement et dans une moindre mesure l'épluchage du jet en gouttes. Cette diminution n'est toutefois pas le mécanisme principal de façonnage du dard liquide. L'équivalence de comportement de  $L_f$  et  $L_i$  avec les autres paramètres de contrôle est aussi vérifiée, les données sont disponibles en annexe D.

#### 4.1.2.3 Comportement de $L_i \equiv L_f$ avec les paramètres de contrôle

Nous proposons maintenant d'étudier le comportement de  $L_f$  avec les paramètres de contrôle, afin d'obtenir des informations supplémentaires sur le comportement du flapping.

Une partie des questions que nous avons posées lors de la revue bibliographique sur la longueur de brisure peuvent être reprises pour la longueur d'établissement du flapping (voir section 1.3.1) :

- Comment se comporte  $L_f$  avec les vitesses gaz et liquide ?
- Quel est l'effet de la géométrie sur  $L_f$  ?
- Le flapping est-il toujours présent ?

La première partie de la section donnera des éléments de réponse à la question de la dépendance de la longueur intacte à la vitesse gaz et liquide et de l'effet de la géométrie sur cette grandeur. La troisième question a une réponse simple. Pour toute la gamme de paramètres étudiés (voir tableau 1.32), une longueur d'établissement du flapping a toujours pu être définie, sauf pour une seule configuration de l'injecteur n°2,  $H_L = 20$  mm,  $H_G = 1,8$  mm, pour une vitesse gaz de 18 m/s et une vitesse liquide de 0,23 m/s. Un exemple de réalisation du jet pour cette condition expérimentale est donnée en figure suivante, où l'on peut remarquer que l'amplitude du flapping est faible devant le rayon du jet :

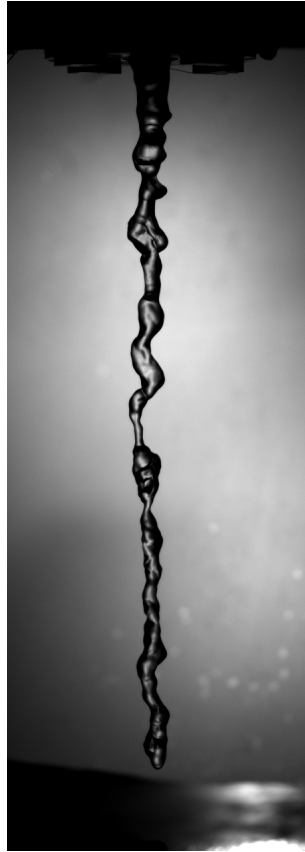


FIGURE 4.19 – Exemple de réalisation de jet pour l'injecteur n°2  $H_L$  20 mm  $H_G$  1,8 mm  $U_L$  0,23 m/s  $U_G$  18 m/s.

La vitesse gaz d'apparition du flapping est donnée en figure 4.20 suivante, fonction de la vitesse liquide, pour différents injecteurs. Cette vitesse gaz est la plus petite vitesse pour laquelle on peut observer un déplacement radial du jet, basé sur de l'observation à l'aide d'un stroboscope et non sur une mesure chiffrée.

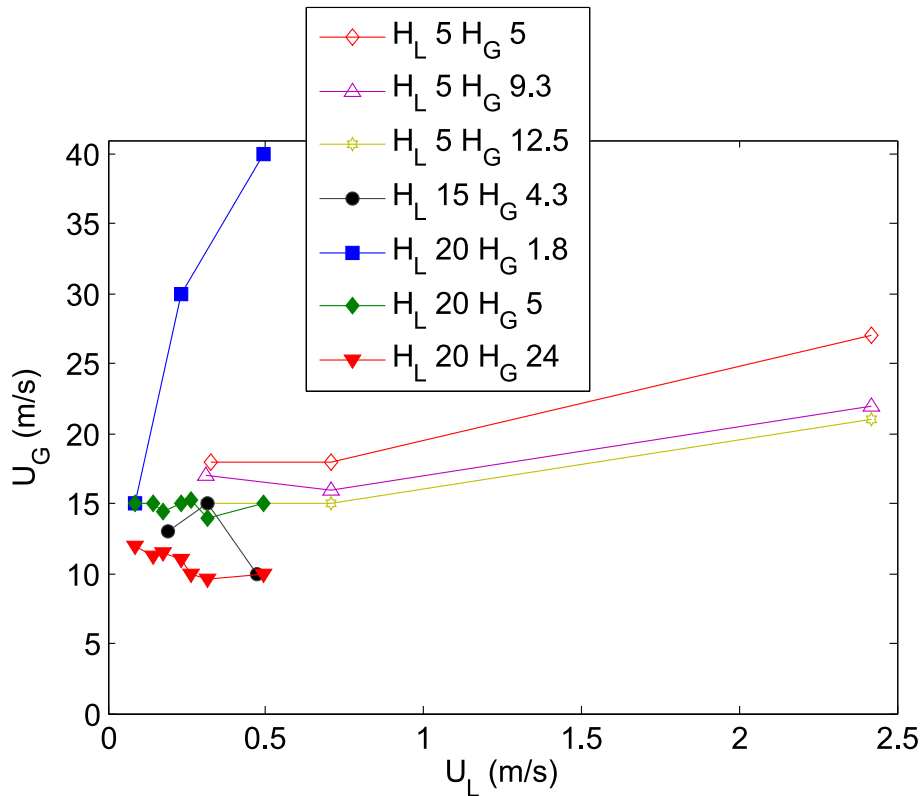


FIGURE 4.20 – Plus petite vitesse gaz d’observation du flapping fonction de la vitesse liquide pour l’injecteur n°2.

Nous pouvons remarquer en figure 4.20 que le démarrage du flapping est sensible à l’épaisseur gaz, au diamètre liquide et à la vitesse liquide. En effet, la vitesse de démarrage du flapping diminue lorsque  $H_G$  augmente. L’effet de l’épaisseur gaz sur la vitesse gaz de démarrage du flapping est influencé par le diamètre liquide : la dispersion des valeurs est bien plus grande pour l’injecteur de diamètre 20 mm que pour celui de 5 mm. La vitesse liquide a un effet lorsque celle-ci est importante ( $\geq 1$  m/s) ou pour l’injecteur  $H_L$  20  $H_G$  1,8 mm. Comme indiqué précédemment, il semble donc bien que les nombres  $(M, \frac{H_G}{H_L}, C)$  aient un rôle à jouer dans le flapping. Nous discuterons de ce point plus loin dans le manuscrit.

Nous présentons ensuite les résultats sur la longueur d’établissement du flapping en fonction des paramètres de vitesses gaz et liquide puis de  $M$ . L’effet de la géométrie est ensuite abordé.

#### 4.1.2.4 Effet de la vitesse gaz

La figure suivante montre l’évolution avec la vitesse gaz de la longueur d’établissement du flapping pour l’injecteur n°1,  $H_L = 7.6$  mm,  $H_G = 7.4$  mm et l’injecteur n°2  $H_L = 5$  mm,  $H_G = 2$  mm :

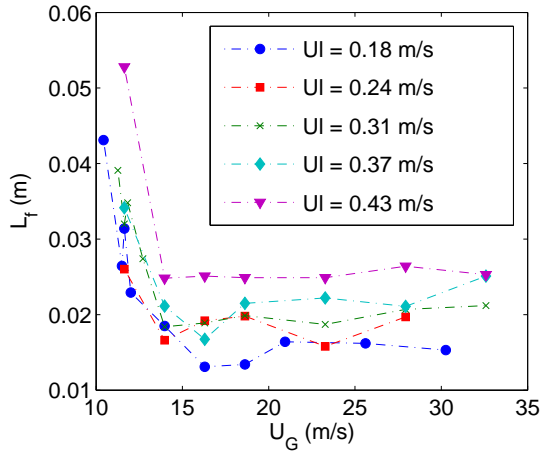
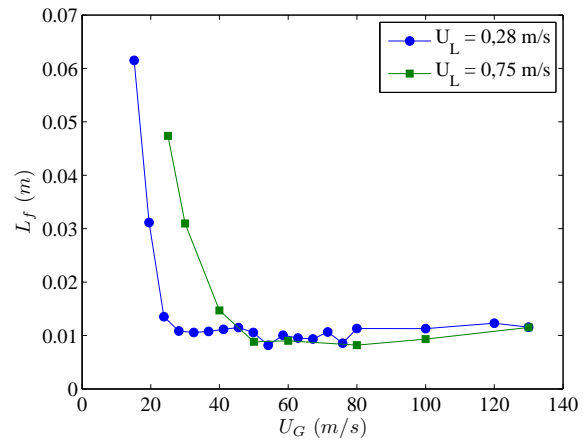
(a) injecteur n°1,  $H_L = 7.6$  mm,  $H_G = 7.4$  mm(b) injecteur n°2  $H_L = 5$  mm,  $H_G = 2$  mm

FIGURE 4.21 – Longueur d'établissement du flapping fonction de  $U_G$  pour plusieurs vitesses liquides (a) injecteur n°1,  $H_L = 7.6$  mm,  $H_G = 7.4$  mm. (b) injecteur n°2,  $H_L = 5$  mm,  $H_G = 5$  mm.

La figure 4.21a représente la longueur d'établissement du flapping ( $L_f$ ) tracée en fonction de la vitesse débitante gaz pour plusieurs vitesses liquides (débitantes) pour l'injecteur n°1. Pour des vitesses gaz inférieures à 15 m/s, la longueur d'établissement du flapping décroît fortement avec  $U_G$ . Pour des vitesses gaz plus importantes,  $L_f$  reste à peu près constante avec  $U_G$  et est comprise entre 2 et 6  $H_L$ , suivant la vitesse liquide. En moyenne et pour cet injecteur, une augmentation de la vitesse liquide conduit à une augmentation de la longueur intacte.

Que se passe-t-il si on augmente encore la vitesse gaz ?  $L_f$  est tracée en fonction de  $U_G$  en figure 4.21b, pour l'injecteur n°2, avec un comportement similaire à basse vitesse gaz à celui observé sur l'injecteur n°1. Remarquons sur cette figure la constance de la longueur d'établissement du flapping pour une gamme de vitesse gaz supérieure à  $\approx 30$  m/s.

A ce stade, on peut remarquer ainsi deux tendances avec  $U_G$  : la forte diminution de  $L_f$  avec  $U_G$ , notamment pour les faibles vitesses gaz. Pour des valeurs de  $U_G$  plus importantes, on remarque une saturation avec  $U_G$ . Cette tendance est également observée pour d'autres couples  $H_G/H_L$ , la vitesse gaz de transition n'étant cependant pas exactement la même. Pour une gamme de vitesse gaz supérieure à une valeur de transition, la longueur intacte peut ainsi être considérée constante avec  $U_G$ . Cette valeur de vitesse gaz de transition est prise égale à la première valeur de  $U_G$  pour laquelle  $L_f$  n'évolue plus. Une longueur d'établissement du flapping asymptotique  $L_{f \text{ plateau}}$  est calculée ensuite comme la moyenne des valeurs de  $L_f$  pour toutes les valeurs supérieures à la vitesse gaz de transition. Le graphe suivant en figure 4.22 est l'illustration pour toutes les géométries de cette tendance :



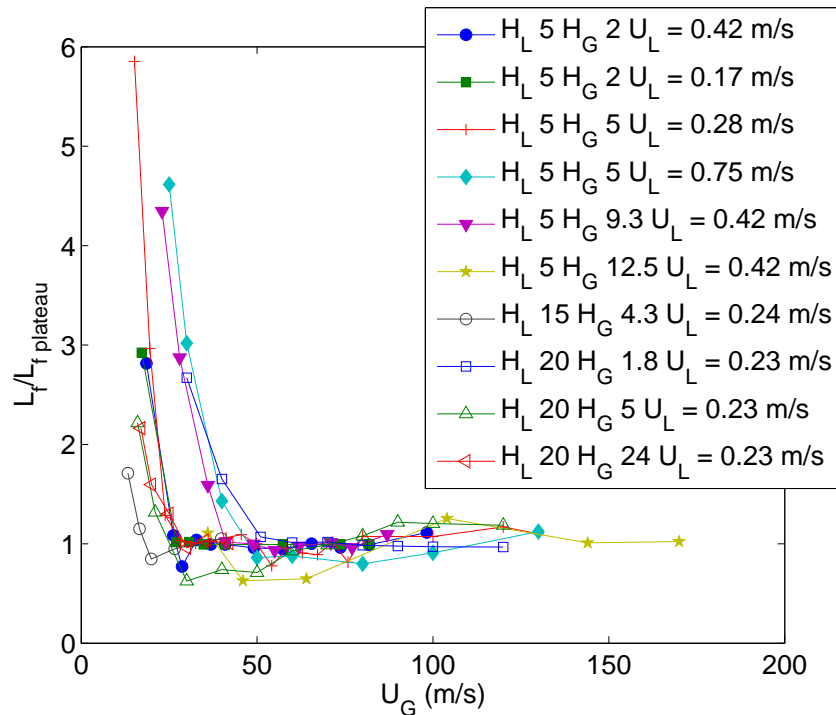


FIGURE 4.22 – Longueur d'établissement du flapping divisée par la longueur d'établissement asymptotique fonction de  $U_G$  pour l'injecteur n°2.

La figure 4.22 représente l'ensemble des données de longueur d'apparition du flapping rapportées à la valeur plateau en fonction de la vitesse gaz. Le graphe confirme bien la généralité de la tendance de  $L_f$  avec  $U_G$ , nous le rappelons, en deux régimes, le premier avec une forte décroissance avec  $U_G$  à faible vitesse gaz et le second constant avec  $U_G$ , pour toutes nos données.

Le premier régime de décroissance rapide avec la vitesse gaz proviendrait de la formation progressive avec l'augmentation de la vitesse gaz des vagues permettant un déplacement latéral efficace. L'amplitude de déplacement latéral du jet liquide augmente beaucoup avec la vitesse gaz aux petites vitesses gaz, comme nous l'avons vu en section 4.1.1.4. Le second régime est atteint lorsque l'amplitude atteint un taux de croissance spatiale limite pour des vitesses gaz plus importantes, ce qui explique la constance de  $L_f$  pour cette plage de vitesse élevée. La saturation de  $L_f$  avec  $U_G$  est ainsi principalement liée à la saturation de l'amplitude du déplacement radial du jet.

La vitesse gaz de transition entre les régimes augmente globalement avec la vitesse liquide et le diamètre d'injection liquide. La vitesse gaz de transition est donnée à titre indicatif dans le tableau ci-après :

$H_L$ (mm)	$H_G$ (mm)	$U_L$ (m/s)	$U_G$ transition (m/s)	$U_G$ (m/s) lorsque $L_{droite} = 0$
5	2	0,42	26	26
5	2	0,17	27	27
5	5	0,28	28	23,4
5	5	0,75	50	40
5	9,3	0,42	41	36
5	12,5	0,42	46	46
15	4,3	0,24	20	26,5
20	1,8	0,23	51	$\leq 18$
20	5	0,23	30	30
20	24	0,23	30	25

FIGURE 4.23 – Vitesse gaz de transition de  $L_f$  vers  $L_f$  plateau

Toutefois la vitesse gaz de transition ne semble pas suivre une tendance universelle avec les paramètres. La vitesse liquide augmente cette vitesse de transition pour l'injecteur  $H_L$  5 mm  $H_G$  5 mm, mais a peu d'effet sur l'injecteur  $H_L$  5 mm  $H_G$  2 mm. La gamme de vitesse liquide n'est cependant pas la même, ce qui suggère peut-être une dépendance de cette vitesse de transition à  $U_l$  avec un seuil. L'effet de  $H_G$  n'est pas le même non plus entre les différentes géométries. Une augmentation de  $H_G$  sur l'injecteur de diamètre liquide  $H_L$  5 mm augmente cette vitesse de transition alors qu'elle la réduit pour l'injecteur  $H_L$  20 mm. La plus petite vitesse gaz pour laquelle la longueur droite (voir schéma de la figure 4.8) est nulle est précisée dans la dernière colonne du tableau 4.23. Nous pouvons remarquer que cette valeur est proche de la vitesse gaz de transition. La longueur droite est nulle lorsque le taux de croissance non linéaire de l'instabilité de cisaillement est suffisamment fort pour que les vagues de l'instabilité deviennent très rapidement d'une hauteur non négligeable devant le rayon liquide. De plus, pour des vitesses gaz supérieures à celle nécessaire pour que ce taux de croissance atteigne cette forte valeur, la longueur d'établissement du flapping n'évolue plus. Si le flapping est uniquement piloté par ce taux de croissance non linéaire de vagues asymétriques, ce dernier n'évolue alors plus avec la vitesse gaz lorsque celle-ci est supérieure à la vitesse gaz de transition. L'établissement du flapping et de la longueur intacte est ainsi lié au taux de croissance de l'instabilité de flapping et de cisaillement, et la prédiction théorique de ces derniers conduit à la prédiction de ces longueurs.

#### 4.1.2.5 Effet de la vitesse liquide

L'effet de la vitesse liquide sur la longueur d'établissement du flapping est ici analysé, pour plusieurs vitesses gaz.

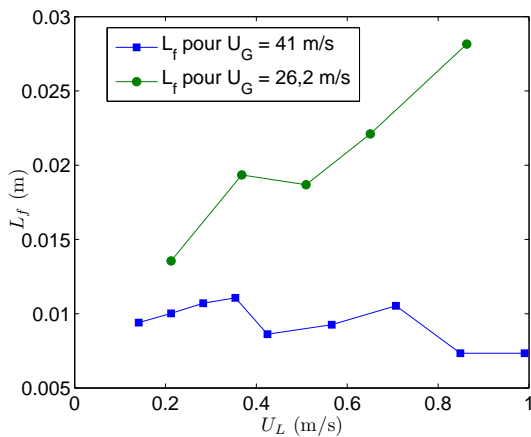
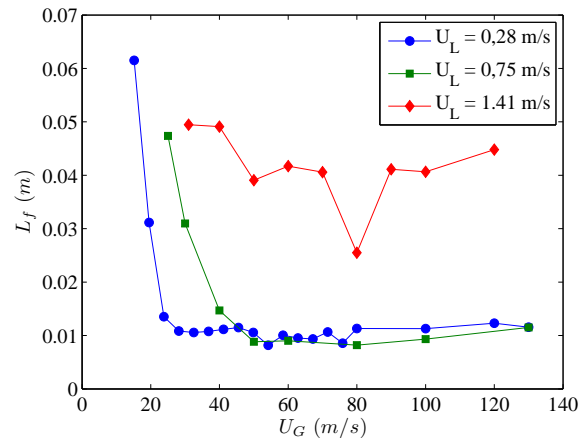
(a) injecteur n°2,  $H_L = 5$  mm,  $H_G = 2$  mm(b) injecteur n°2  $H_L = 5$  mm,  $H_G = 2$  mm

FIGURE 4.24 – a) Longueur d'établissement du flapping fonction de  $U_L$  pour deux vitesses gaz (injecteur n°2,  $H_L$  5 mm  $H_G$  5 mm). b) Longueur d'établissement du flapping fonction de  $U_G$  pour trois vitesses liquides (injecteur n°2,  $H_L$  5 mm  $H_G$  5 mm).

$L_f$  est tracée fonction de la vitesse liquide  $U_L$  pour deux vitesses gaz et pour l'injecteur n°2  $H_L$  5 mm  $H_G$  2 mm. L'augmentation de  $L_f$  avec  $U_L$  est conditionnée par la vitesse gaz :  $L_f$  augmente avec  $U_L$  pour une vitesse gaz faible, stagne pour une vitesse gaz plus élevée. Cette tendance s'explique par le graphe de la figure 4.24b qui représente  $L_f$  avec  $U_G$  pour trois vitesses liquides. Pour des vitesses gaz inférieures à 40 m/s,  $L_f$  est bien sensible à  $U_L$ , alors qu'elle n'en dépend plus pour une vitesse gaz plus forte. La vitesse gaz de transition entre les régimes décroissants et constants de  $L_f$  avec  $U_G$  est dépendante de  $U_L$ , comme nous l'avons déjà indiqué. Les images correspondant aux données de la courbe de plus forte valeur de vitesse liquide de la figure 4.24b sont données en figure 3.8. La forte valeur de la longueur d'apparition du flapping pour une vitesse liquide de 1,41 m/s est liée à une croissance de l'instabilité de cisaillement plus faible, comme il est possible de le voir en figure 3.8. Notons que la vitesse liquide de transition laminaire turbulent en sortie d'injection est de 0,4 m/s pour un Reynolds basé sur le diamètre de sortie de 2000 (voir le tableau 2.21). Cette transition sur l'écoulement liquide ne semble pas avoir d'effet évident sur l'évolution de la longueur d'établissement du flapping avec la vitesse liquide  $U_L$ .

La figure 4.24b nous enseigne que le comportement de  $L_f$  avec  $U_G$  dépend malgré tout de la vitesse liquide, lorsque celle-ci est importante. Pour une vitesse liquide de 1,41 m/s, la valeur de  $L_f$  plateau est quatre fois plus grande que pour des valeurs de vitesse liquide plus petites. Ce changement de régime se fait de façon raide. La géométrie du liquide et en particulier la forme des vagues de surface à cette vitesse liquide est différente des vagues à petite vitesse gaz. Les paramètres influençant ce processus seront vus au chapitre 5 consacré à l'étude du flapping.

$L_f$  est-elle dépendante de  $M$ , rapport des pressions dynamiques gaz sur liquide ? L'idée est de dire si la dépendance de  $L_f$  au couple  $(U_G, U_L)$  peut être réécrite avec  $M$ .

La figure 4.25 suivante montre un test du scaling sur les données que nous venons de montrer, avec  $L_f/H_L$  fonction de  $M = \frac{\rho_G \cdot U_G^2}{\rho_L \cdot U_L^2}$  (vitesses débitantes) en graphe logarithmique :

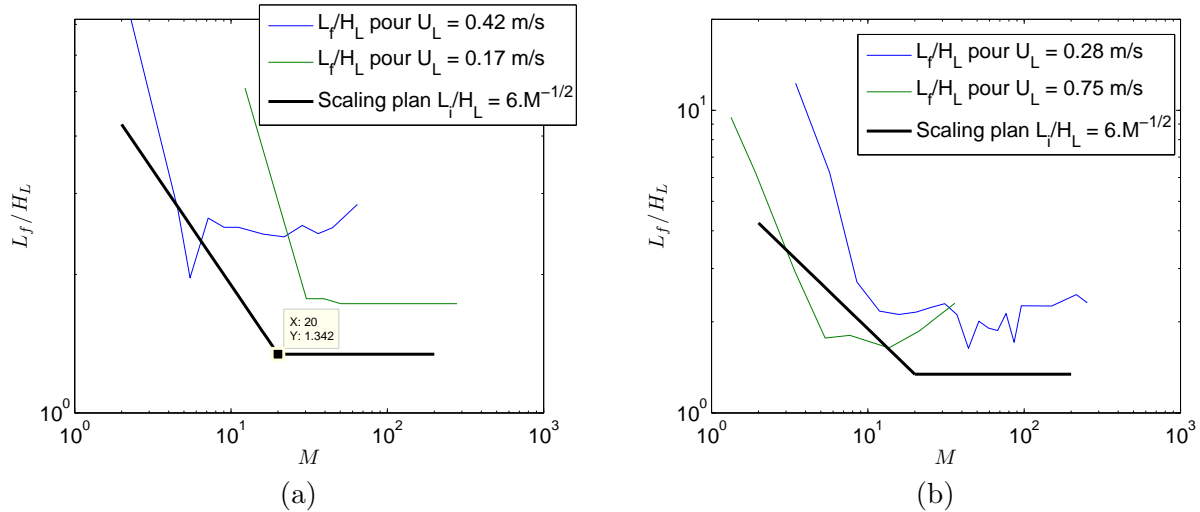


FIGURE 4.25 – Longueur intacte fonction de  $M$  pour deux vitesses liquides (injecteur n°2,  $H_L$  5 mm (a)  $H_G$  2 mm, (b)  $H_G$  5 mm). La loi d'échelle plane en  $\frac{L_f}{H_L} = \frac{6}{\sqrt{M}}$  est rappelée en trait continu, ainsi que la partie constante avec  $M$  (transition  $M = 30$ , thèse de F. Ben Rayana [7]).

Plusieurs remarques peuvent être faites sur le graphe de la figure 4.25(a) :

On constate que le tracé de la longueur adimensionnée  $L_f/H_L$  en fonction de  $M$  ne permet pas de bien prendre en compte l'effet de la vitesse liquide, les deux courbes n'étant pas superposées.

La figure 4.25b présentant le même type de graphe que la figure 4.25a, pour l'injecteur n°2  $H_L = 5$  mm  $H_G = 5$  mm ne montre pas de points qui suivent la tendance de la géométrie plane. L'effet de la vitesse liquide ne semble pas capturé par  $M$  pour ces deux épaisseurs gaz.  $M$  n'est donc pas l'unique paramètre influant dans le problème et  $M$  ne semble donc pas adapté pour caractériser correctement le comportement de la longueur d'établissement du flapping.

Un argument explicatif possible est de considérer que plus la quantité de mouvement liquide augmente, plus le jet liquide a besoin d'une quantité de mouvement gaz importante pour se déplacer radialement. Le transfert de quantité de mouvement du gaz au liquide est cependant limité, comme nous l'avons déjà évoqué lorsque nous avons étudié la longueur de dard  $L_i$  en section 4.1.1.3. La longueur d'établissement du flapping est en effet liée à la longueur intacte. Le déplacement radial est nécessairement le résultat de deux mécanismes qui se compensent à forte vitesse gaz : le déplacement radial du jet nécessitant la présence de vagues, ces dernières doivent être créées. La hauteur de ces vagues dépend du taux de croissance linéaire et non-linéaire de l'instabilité de cisaillement. La crête de ces vagues est également désintégrée à partir d'une certaine vitesse gaz, c'est l'épluchage. Le taux de croissance de l'instabilité croît avec la vitesse gaz, et la capacité du gaz à arracher la crête des vagues croît également avec  $U_G$ . La compensation de ces deux mécanismes conduirait ainsi à limiter le déplacement radial du jet, par évolution de la taille/forme de la vague avec la vitesse gaz. Le transfert de quantité de mouvement dépend ainsi non seulement des quantités de mouvement gaz et liquide, mais aussi de la configuration géométrique du liquide par rapport à l'écoulement gaz. La figure 4.26 suivante illustre ce propos, le flux de quantité de mouvement gaz à la transition n'est pas unique pour un flux de quantité de mouvement liquide donné. Encore une fois,  $M$  ne semble donc pas être le seul paramètre pilotant le déplacement latéral du jet.

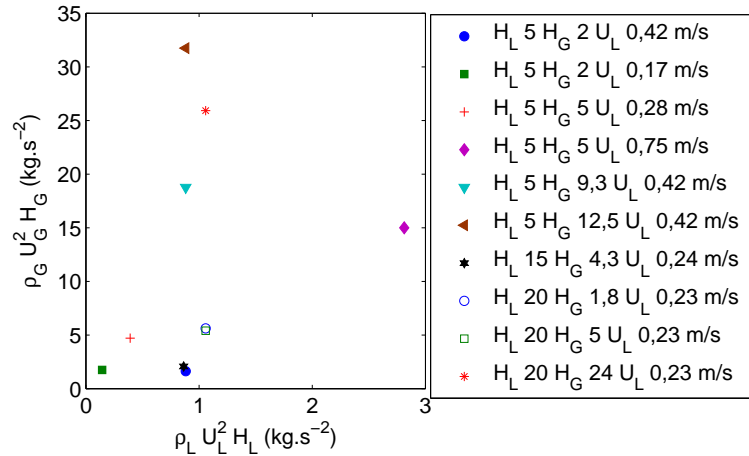


FIGURE 4.26 – Flux de quantité de mouvement  $\rho \cdot U^2 \cdot H$  gaz fonction du flux de quantité de mouvement liquide pour les conditions de transition  $L_f, L_f \text{ plateau}$  pour l'injecteur n°2

Voyons maintenant l'effet de la géométrie sur  $L_f$  et  $L_f \text{ plateau}$ .

#### 4.1.2.6 Effet de la géométrie

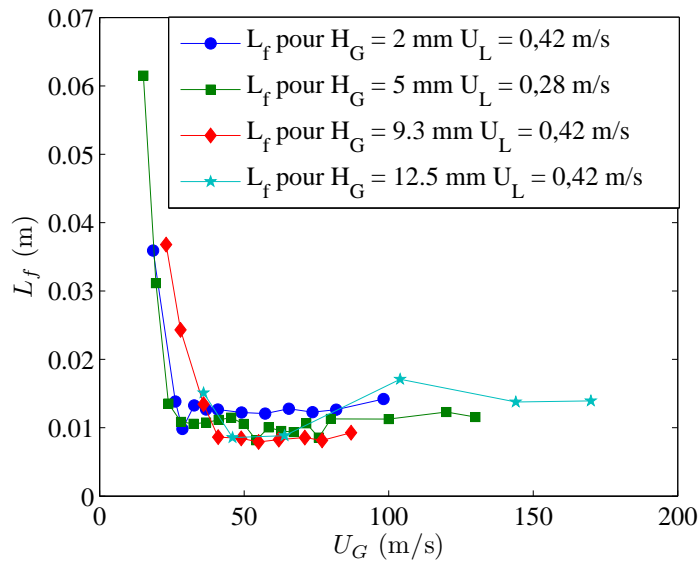


FIGURE 4.27 – Longueur d'établissement du flapping fonction de  $U_G$  pour quatre épaisseurs gaz (injecteur n°2,  $H_L$  5 mm)

En figure 4.27 est tracée l'évolution de la longueur d'établissement du flapping fonction de la vitesse gaz, pour différentes épaisseurs gaz et pour un diamètre liquide d'injection de 5 mm. Au premier ordre, l'épaisseur gaz  $H_G$  n'a pas d'effet sur la longueur d'établissement du flapping, un effet est seulement présent à faible vitesse gaz et pour la vitesse gaz de transition du régime de décroissance au régime constant. L'augmentation de la vitesse gaz tend à augmenter cette vitesse de transition. L'épaisseur gaz n'est pas la seule grandeur à influencer sur l'efficacité du déplacement radial, comme montré en figure 4.28 :

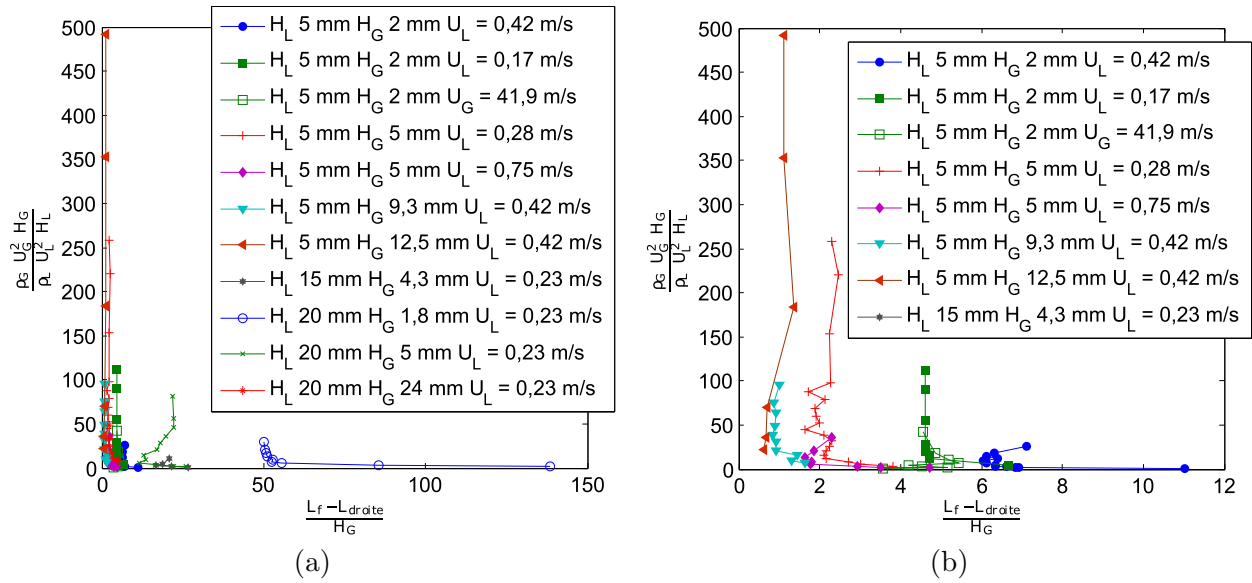


FIGURE 4.28 – Rapport de flux de quantité de mouvement à la transition  $L_f$ ,  $L_f$  plateau fonction de  $L_f$  plateau sur  $H_G$ , pour l’injecteur n°2. (a) injecteur n°2, (b) injecteur de diamètre liquide 5 et 15 mm seulement.

Il est tracé en figure 4.28 le rapport de quantité de mouvement total gaz sur liquide fonction de  $(L_f - L_{droite})/H_G$ . Ce nombre est choisi afin de regarder l’effet du cône potentiel gaz sur le flapping et la variation verticale de vitesse gaz sur le déplacement radial. Nous avons choisi de soustraire à  $L_f$  la longueur droite, afin de comparer dans tout les cas la partie de l’écoulement où les instabilités sont développées. Pour des vitesses gaz supérieures à 50 m/s donc à fort rapport de  $M$ , la longueur droite est nulle. Nous rappelons que la longueur du cône potentiel est proportionnelle à  $H_G$ , et vaut environ  $5 H_G$ . Le graphe 4.28 (a) montre les données pour l’injecteur n°2 tandis que le graphe 4.28 (b) montre les données pour les injecteurs de diamètre liquide égal à 5 et 15 mm seulement. Ce graphe montre ainsi l’efficacité du gaz à déplacer radialement le jet liquide en fonction de la géométrie et de la vitesse liquide, uniquement dans la zone conique du dard. La figure 4.28 montre clairement qu’aucune valeur  $(L_f - L_{droite})/H_G$  universelle ne fait frontière entre deux comportements, y compris lorsque la valeur de  $L_f$  est inférieure ou supérieure à la taille du cône potentiel gaz.

Ce graphe illustre que les paramètres  $(M, \frac{H_G}{H_L})$  ne permettent pas de discriminer à eux seuls le flapping. En effet, un nombre  $M \frac{H_G}{H_L}$  élevé ne permet pas toujours de produire une longueur d’établissement du flapping courte, donc un déplacement radial important et rapide.

Il semble que le triplet  $(M, \frac{H_G}{H_L}, C)$  soit nécessaire pour décrire le flapping, où  $C$  nous le rappelons est une image du rendement de transfert de quantité de mouvement gaz au liquide, dépendant, nous le pensons, de la forme des vagues de l’instabilité de cisaillement et de la longueur d’onde de ces vagues relativement au rayon. La dépendance de cette fonction  $C$  avec les paramètres de contrôle se ferait d’une part via la dépendance de la forme de la vague aux paramètres de contrôle et d’autre part de l’instabilité de cisaillement aux paramètres de contrôle. Ces éléments seront précisés au chapitre 5.

Avant cela et de manière plus générale, l’effet de la géométrie sur  $L_f$  plateau est traité avec la figure suivante :

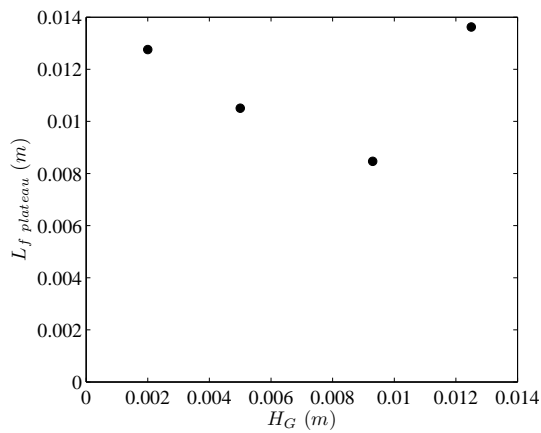
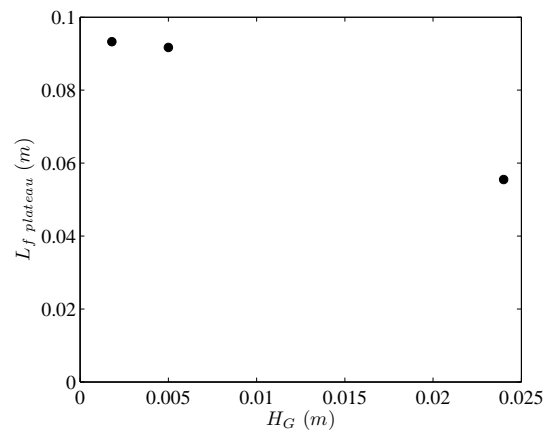
(a) Effet de  $H_G$  sur  $L_f \text{ plateau}$  pour  $H_L = 5$  mm.(b) Effet de  $H_G$  sur  $L_f \text{ plateau}$  pour  $H_L = 20$  mm.

FIGURE 4.29 – Effet de  $H_G$  sur  $L_f \text{ plateau}$  pour l'injecteur n°2, (a)  $H_L = 5$  mm,  $U_L = [0, 42 ; 0, 28 ; 0, 42 ; 0, 42]$  m/s et (b)  $H_L = 20$  mm,  $U_L = 0,23$  m/s.

En figure 4.29a est tracé  $L_f \text{ plateau}$  fonction de  $H_G$  pour l'injecteur n°2 de diamètre liquide 5 mm, à vitesse liquide constante (sauf pour un point). La longueur  $L_f \text{ plateau}$  est indépendante de  $H_G$  pour un diamètre d'injection de 5 mm, et légèrement décroissante pour le diamètre d'injection de 20 mm. Voyons maintenant l'effet de  $H_L$  :

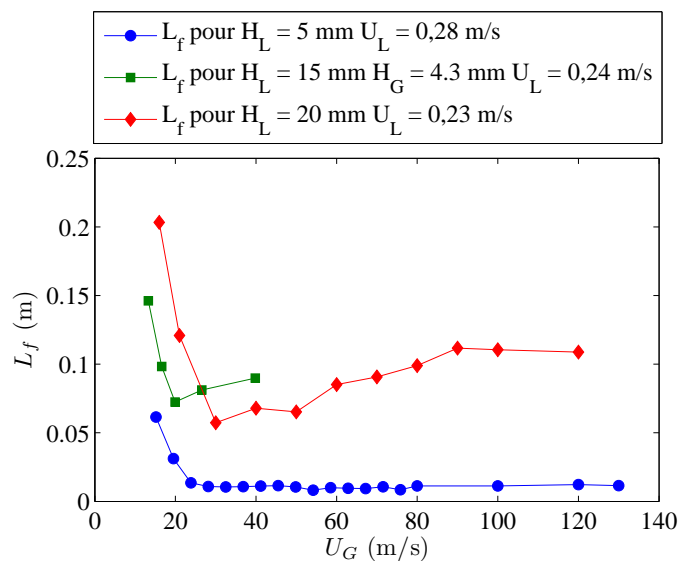


FIGURE 4.30 – Longueur d'établissement du flapping fonction de  $U_G$  pour trois diamètres d'injection liquide. Géométrie injecteur n°2,  $H_G$  5 mm sauf pour l'injecteur  $H_L$  15 mm,  $H_G$  vaut 4,3 mm.  $U_L = [0, 28 ; 0, 24 ; 0, 23]$  m/s.

La figure 4.30 montre l'évolution de la longueur d'établissement du flapping en fonction de  $U_G$  pour différents  $H_L$ , à  $H_G$  constant de 5 mm, sauf pour  $H_L = 15$  mm, où  $H_G$  vaut 4,3 mm, à vitesse liquide constante.  $L_f$  augmente avec  $H_L$ , et présente la même configuration caractéristique avec  $U_G$  pour les trois  $H_L$ , une décroissance forte avec  $U_G$  à faible vitesse gaz, et pour une vitesse gaz plus importante, une indépendance de  $L_f$  avec  $U_G$ .

Voyons également la dépendance de  $L_f \text{ plateau}$  à  $H_L$  :

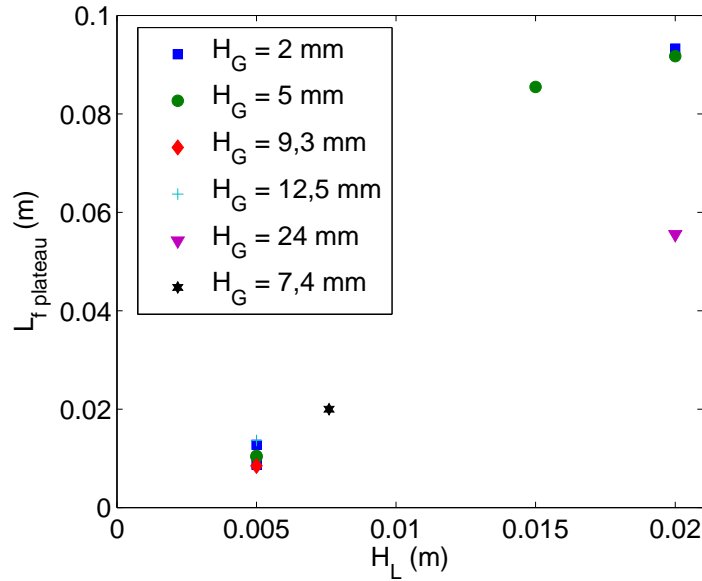


FIGURE 4.31 –  $L_f \text{ plateau}$  fonction de  $H_L$  pour six  $H_G$  et pour  $U_L = [0, 28 ; 0, 24 ; 0, 24 ; 0, 23]$  m/s, correspondant aux quatre  $H_L$  respectivement.

Le graphe de la figure 4.31 représente la longueur d'établissement asymptotique pour quatre diamètres liquides et pour six  $H_G$ , à vitesse liquide équivalente.  $L_f \text{ plateau}$  est ainsi croissante linéaire avec  $H_L$ .  $H_G$  a un effet sur  $L_f \text{ plateau}$ , surtout pour les combinaisons de  $H_L$  et  $H_G$  élevées. La valeur de  $L_f \text{ plateau}$  pour un diamètre liquide de 20 mm et une épaisseur gaz de 24 mm est pratiquement la moitié de la valeur de  $L_f \text{ plateau}$  pour le même injecteur liquide mais d'épaisseur gaz différente. Cette tendance n'est pas retrouvée pour l'injecteur de diamètre liquide égal à 5 mm alors que les écarts de  $L_f \text{ plateau}$  pour cet injecteur et pour les différentes épaisseurs gaz sont assez réduits.

La croissance affine de  $L_f \text{ plateau}$  avec  $H_L$  peut s'écrire comme un rapport d'un diamètre liquide efficace et de la longueur d'établissement du flapping plateau, qui forme ainsi un angle de déplacement radial du jet, constant avec  $H_L$ , pour les épaisseurs gaz inférieures à 5 mm. Il manque des données pour pouvoir donner le même type de loi pour les injecteurs d'épaisseurs gaz plus élevées. Néanmoins, cet angle semble diminuer lorsque  $H_G$  augmente fortement.

Cet angle ne peut ainsi pas dépasser une certaine valeur, environ  $5^\circ$  pour un injecteur dont l'épaisseur gaz ne dépasse pas 5 mm. Cet angle limite est dépendant de la géométrie. Le diamètre efficace est le diamètre liquide retranché d'un diamètre seuil. Ce dernier est mesuré comme le diamètre pour lequel un déplacement radial commence à apparaître, dans la limite de la plage de données étudiée.

L'angle limite suggère que le déplacement radial est analogue à un sillage derrière le tube d'injection liquide, d'une manière analogue à la longueur de rattachement de l'écoulement de marche descendante qui devient constante à partir d'une certaine vitesse gaz (Armaly & al 1983 [5]). L'angle de rattachement de l'écoulement de marche descendante est du même ordre de grandeur que celui que nous mesurons, entre 7 et 8 degrés, pour notre gamme de nombre de Reynolds construit sur le diamètre du jet liquide et la vitesse gaz. Le phénomène semblant indépendant de la vitesse liquide et faiblement dépendant de la vitesse gaz, la situation est très analogue à celle de l'écoulement de marche descendante.

Cette analyse n'est valable que pour le régime de dépendance asymptotique de la longueur d'établissement du flapping avec la vitesse gaz. De la même manière que pour la brisure, ce régime est marqué par son indépendance aux structures liquides de l'instabilité de cisaillement et du flapping. Nous détaillerons ces mécanismes sous-jacents aux régimes de dépendance à la vitesse gaz du flapping dans le chapitre 5 consacré à la description du flapping en tant qu'instabilité.



#### 4.1.2.7 Conclusion sur la longueur d'établissement du flapping

Nous avons vu que le flapping était responsable de la structuration du dard liquide en géométrie d'injection coaxiale. Nous avons vu également que la saturation du dard liquide était liée à une équivalence des profils verticaux de rayon et d'amplitude. La forme géométrique du jet liquide pour cette plage de vitesse gaz est invariante.

La longueur d'établissement du flapping et le dard liquide sont ainsi les mêmes grandeurs, à une valeur de rayon liquide près. La longueur de dard liquide  $L_i$  n'est définitivement pas représentative de la brisure du jet dans la géométrie coaxiale.

La longueur d'établissement du flapping possède deux régimes d'évolution avec la vitesse gaz : un premier décroissant avec la vitesse gaz à faible vitesse gaz et un second constant avec la vitesse gaz à forte vitesse gaz.

La longueur d'établissement du flapping est dépendante de l'épaisseur gaz et surtout du diamètre liquide. La valeur asymptotique gaz de  $L_f$  est linéairement dépendante du diamètre liquide, ce qui indique que pour ce régime seulement, le flapping est un mécanisme de recirculation, le jet liquide faisant office d'obstacle au jet gaz.

## 4.2 Angle d'ouverture du spray

L'angle d'ouverture du spray décrit l'angle formé par l'enveloppe du spray, qui forme un cône dès que l'on s'éloigne suffisamment de la sortie injecteur. Cet angle donne ainsi une idée de l'extension radiale du spray, et est principalement utilisé pour le dimensionnement des chambres de combustion.

Le chapitre présente la méthodologie de mesure de cette grandeur, suivi de la présentation de son évolution avec les paramètres de contrôle vitesses gaz et liquide puis de la géométrie. L'effet du flapping sur cet angle d'ouverture du spray est ensuite discuté.

### 4.2.1 Méthodologie

#### 4.2.1.1 Angle d'ouverture du spray

L'angle d'ouverture du spray est mesuré à partir d'images du jet superposées.

Ces images sont obtenues par ombroscopie. Les images du jet sont superposées et une projection du cône est obtenue, dans le plan objet de la caméra. On mesure ensuite le demi-angle au sommet du triangle obtenu, qui est ainsi la valeur de l'angle d'ouverture de spray. La superposition de ces images est obtenue à partir d'une série temporelle d'images sur lesquelles est calculé le minimum de niveau de gris. La mesure de l'angle de spray est faite à partir du bord du jet, délimité visuellement. Cette limite est cependant suffisamment claire, comme illustré en figure 4.32, pour que la méthode de mesure soit pertinente.

A l'issue de ce procédé, nous obtenons les exemples d'images présentées en figure 4.32 (a) 4.32 (b) et 4.32 (c) suivante :

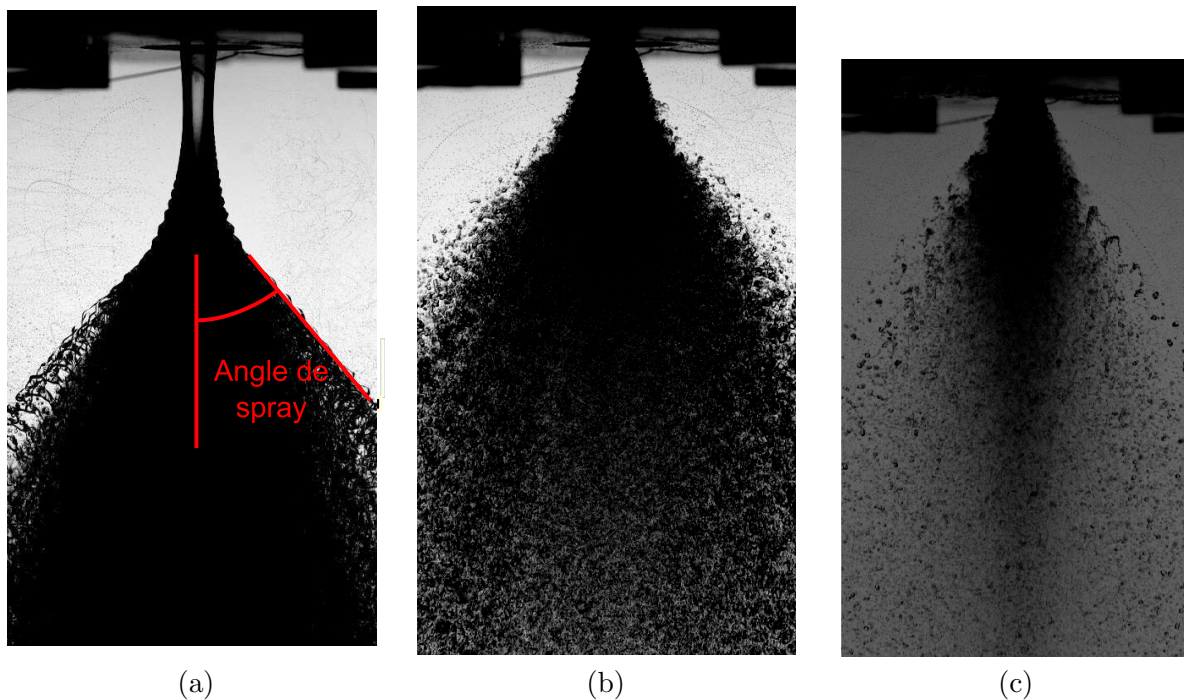


FIGURE 4.32 – Exemples d'images du jet superposées pour l'injecteur n°2  $H_L = 5$  mm  $H_G = 5$  mm  $U_L = 0,28$  m/s. Image (a) :  $U_G = 19,5$  m/s. Image (b) :  $U_G = 41,1$  m/s. Image (c) :  $U_G = 75,8$  m/s. Images de même échelle.

Nous pouvons remarquer également sur la figure 4.32 (a) (b) et (c) que le cône du spray ne présente pas une densité de niveau de gris homogène dans l'espace, la répartition de liquide étant plus faible en périphérie qu'au centre, et que l'angle du spray est dépendant du développement de l'instabilité de cisaillement dont l'enveloppe des vagues est nettement visible en figure 4.32 (a). La forme de l'enveloppe du spray évolue également avec la vitesse gaz : en figure 4.32 (a) et pour une vitesse gaz

faible, l'enveloppe du spray se développe de manière courbe pour finir avec une extension linéaire. A plus forte vitesse gaz, comme montré en figure 4.32 (b), l'enveloppe du spray se développe suivant deux lignes brisées : une première sortant de l'injecteur et matérialisant le taux de croissance en régime non-linéaire de l'instabilité de cisaillement et ensuite suivant une deuxième ligne moins pentue que la précédente. Pour une vitesse gaz forte, comme montré en figure 4.32 (c), l'enveloppe du spray est cette fois-ci matérialisée par une seule ligne.

Nous pouvons ainsi distinguer trois topologies de sprays qui peuvent être caractérisées par leurs enveloppes. La mesure de l'angle de spray s'effectue toujours sur la partie linéaire de l'enveloppe le plus à l'aval de l'injecteur.

#### 4.2.1.2 Angle d'ouverture de la structure liquide connexe à l'injecteur

De la même façon que nous avons défini l'angle d'ouverture du spray, l'angle d'ouverture de la structure liquide connexe à l'injecteur est défini comme l'angle du cône dans lequel sont inscrites les structures liquides connexes à l'injecteur. Il s'agit bien du jet liquide encore connecté à l'injecteur privé des gouttes périphériques au jet. Un exemple de ce traitement réalisé pour une seule image est montré en image 4.2.1.2 suivante :

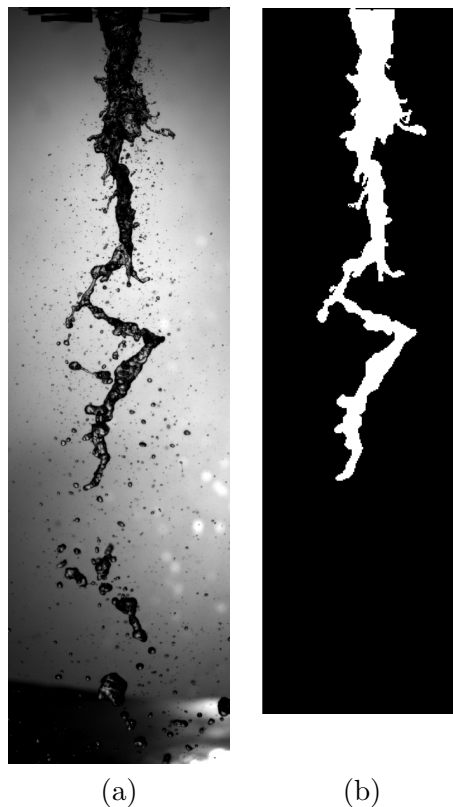


FIGURE 4.33 – Exemple d'image brute du jet (a) et d'image du jet extrait connexe (b).

L'obtention d'une telle grandeur s'obtient à partir d'une analyse de connexité ou segmentation sur les images brutes qui permet de récupérer la zone du jet connexe à l'injecteur sans les gouttes. L'extraction des bords du jet est ensuite réalisée (voir section 2.4 pour une description complète du procédé), ce qui va nous servir de donnée de base pour des traitements statistiques.

Tout d'abord, pour une image et une distance verticale à l'injecteur, la moyenne des deux abscisses des deux bords du jet est ainsi calculée et l'abscisse de l'axe d'injection est soustraite. L'opération est répétée pour toutes les images d'une série qui contient une centaine de périodes temporelles de l'instabilité de flapping. Un profil du maximum des positions du centre du jet est calculé, en répétant l'opération pour toutes les distances verticales à l'injecteur. Ce processus est analogue à celui détaillé en section 4.1.2.1 sur la méthodologie de mesure de  $L_f$ .

L'angle d'ouverture de la structure liquide connexe à l'injecteur est mesuré à partir de la pente d'une section du profil de déplacement radial maximal, délimité en valeur inférieure par la longueur d'établissement du flapping et en valeur supérieure par la plus petite des longueurs suivantes : la longueur de brisure ou la plus grande position pour laquelle le profil d'amplitude reste linéaire et croissant. Une interpolation linéaire par moindres carrés sur cette section est effectuée et la pente de la droite donne une mesure de l'angle. Ces éléments sont décrits dans la figure 4.34 suivante :

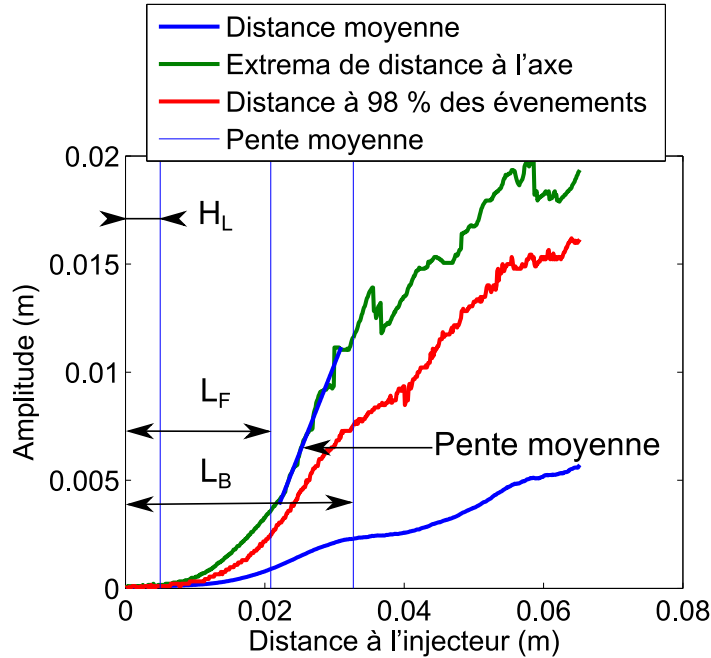


FIGURE 4.34 – Profils d'amplitude de déplacement radial du jet connexe à l'injecteur pour l'injecteur n°2,  $H_L = 5$  mm,  $H_G = 5$  mm,  $U_L = 0,28$  m/s,  $U_G = 19,5$  m/s.

Nous allons maintenant présenter les valeurs d'angle de spray obtenues pour l'injecteur n°2. Les valeurs de l'angle d'ouverture de la structure liquide connexe à l'injecteur sont présentées pour quelques configurations particulières afin d'éclaircir le lien entre le flapping et l'angle d'ouverture du spray.

#### 4.2.2 Résultats

La figure 4.35 (a) donne l'angle d'ouverture du spray en fonction de la vitesse gaz pour plusieurs géométries d'injecteur et la figure 4.35 (b) donne l'angle d'ouverture du jet connexe à l'injecteur et l'angle de spray pour l'injecteur n°2  $H_L = 5$  mm  $H_G = 5$  mm.

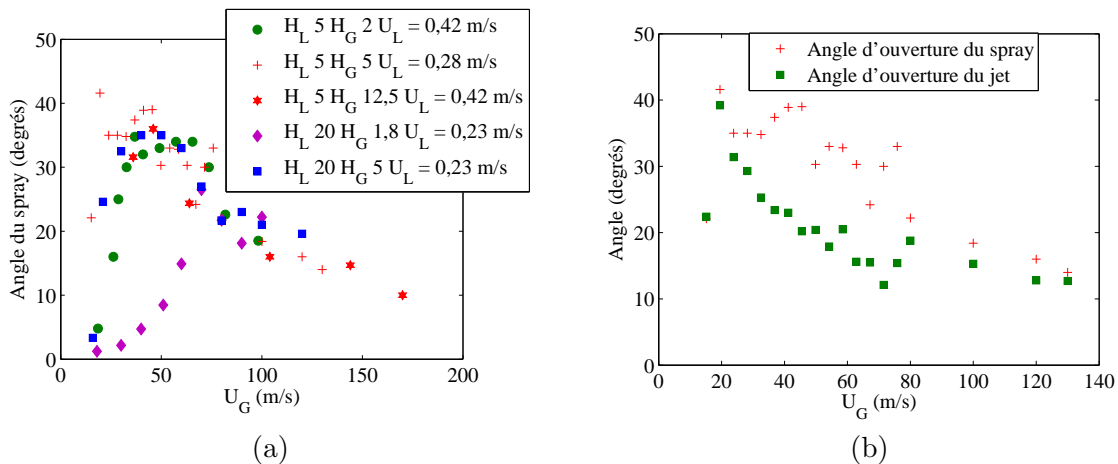


FIGURE 4.35 – Angle de spray fonction de la vitesse gaz pour cinq géométries de l'injecteur n°2 (a) et angle d'ouverture du spray et du jet connexe à l'injecteur fonction de la vitesse gaz (b). Dimensions de l'injecteur en millimètres. Image (b) : Données pour l'injecteur n°2,  $H_L = 5$  mm,  $H_G = 5$  mm,  $U_L = 0,28$  m/s.

L'effet de la vitesse gaz sur l'angle d'ouverture du spray peut être résumé comme suit : l'angle d'ouverture présente une croissance avec  $U_G$  à faible  $U_G$ , passe par un maximum puis décroît avec  $U_G$ . Pour  $U_G = 130$  m/s, la longueur de brisure du jet est encore égale à 4 diamètres liquide, il est donc encore possible de mesurer un angle d'ouverture du jet connexe à cette vitesse là. Cette tendance est indépendante de la géométrie, et est similaire à celle observée en géométrie plane (voir Raynal 1997 [75]). Ce comportement a également été observé en géométrie coaxiale par Leroux et al 2007 [46]. La vitesse gaz pour laquelle l'angle de spray est maximal dépend assez peu de la géométrie et vaut approximativement 50 m/s, sauf pour l'injecteur  $H_L = 20$  mm  $H_G = 1,8$  mm où l'angle de spray maximal est atteint pour une vitesse gaz de 70 m/s. La vitesse gaz pour laquelle l'angle d'ouverture du jet connexe maximal est atteinte varie avec la géométrie mais est toujours inférieure ou égale à la vitesse gaz pour laquelle l'angle de spray est maximal.

Nous pouvons remarquer en figure 4.35 (b) que l'angle de spray et l'angle d'ouverture du jet ont des valeurs proches à faible et forte vitesse gaz. Entre les deux valeurs extrêmes de notre gamme de mesure (ici de 20 à 120 m/s), l'angle de spray est de 0 à 20 degrés supérieur à l'angle d'ouverture du jet. La différence maximale est atteinte pour une vitesse gaz de 40 m/s. Cette caractéristique est générale pour toutes les géométries d'injecteur.

L'angle de spray n'est donc pas uniquement corrélé à l'angle d'ouverture du jet connexe et donc au flapping. Nous discuterons de ce fait dans la section 4.2.3 discussion.

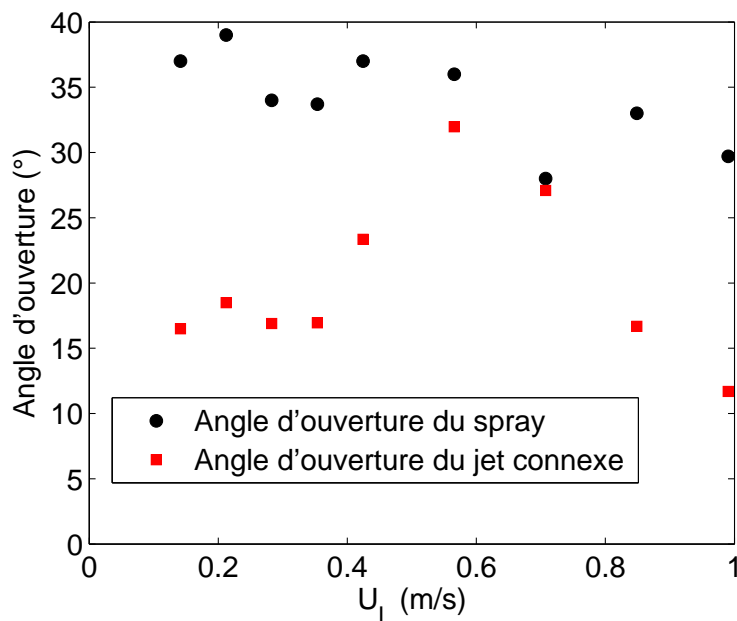


FIGURE 4.36 – Angle d'ouverture du spray fonction de la vitesse liquide pour une vitesse gaz de 41 m/s. Données pour l'injecteur n°2  $H_L = 5$  mm,  $H_G = 2$  mm,  $U_G = 41$  m/s.

En figure 4.36 précédente est tracé l'angle de spray fonction de la vitesse liquide pour l'injecteur n°2 et pour une vitesse gaz de 41 m/s. Nous pouvons remarquer que l'angle d'ouverture du spray décroît légèrement avec  $U_L$  pour cette gamme de vitesse liquide. L'angle d'ouverture du jet connexe est également précisé et confirme ce qui a été vu en figure 4.35 (b), à savoir que l'angle d'ouverture du spray n'est pas uniquement lié au flapping.

Voyons maintenant l'effet de la géométrie :

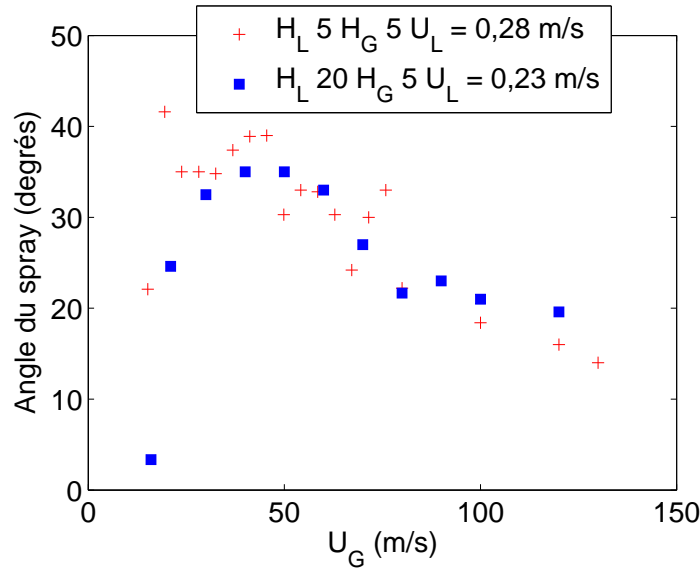


FIGURE 4.37 – Angle de spray fonction de la vitesse gaz pour deux diamètres liquides de l'injecteur n°2. Dimensions en millimètres.

En figure 4.37 est tracé l'angle d'ouverture du spray fonction de la vitesse gaz, pour les diamètres liquides  $H_L = 5$  et 20 mm. Nous pouvons remarquer que l'angle d'ouverture est peu dépendant du diamètre liquide sur une large plage de vitesse gaz.

Passons à l'effet de l'épaisseur gaz :

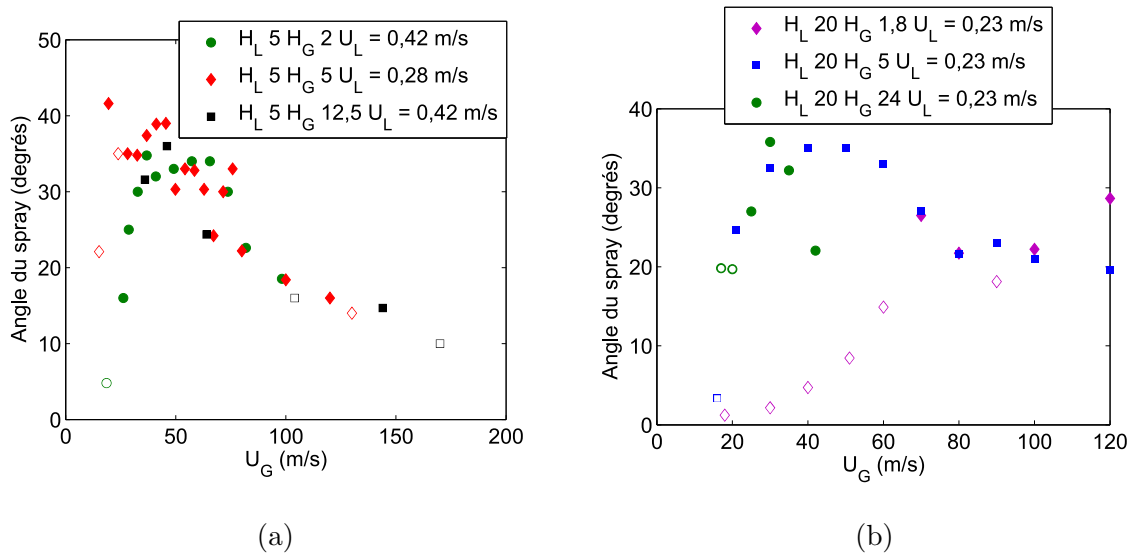


FIGURE 4.38 – Angle de spray fonction de la vitesse gaz pour l'injecteur n°2. Diamètre liquide égal à 5 mm (a) et 20 mm (b). Les points creux représentent les points où l'angle de spray est inférieur ou égal à l'angle d'ouverture du jet connexe plus 5 degrés. Dimensions en millimètres,  $H_L = 5$  mm (a),  $H_L = 20$  mm (b).

La figure 4.38 précédente montre l'angle d'ouverture du spray en fonction de la vitesse gaz pour plusieurs épaisseurs gaz pour deux diamètres liquides : la figure 4.38 (a) représente les données pour l'injecteur de diamètre liquide 5 mm et la figure 4.38 (b) pour celui de diamètre liquide 20 mm.

Nous pouvons remarquer pour l'injecteur de diamètre liquide égal à 5 mm (figure 4.38 a) que l'effet de l'épaisseur gaz est relativement faible. Pour l'injecteur de diamètre liquide égal à 20 mm (figure 4.38 b), l'effet de l'épaisseur gaz est nettement plus visible. Précisément, c'est la vitesse gaz pour

laquelle l'angle de spray est maximal qui dépend de l'épaisseur gaz pour cet injecteur. Cette vitesse gaz diminue lorsque l'épaisseur gaz augmente. Elle passe de 70 m/s pour l'injecteur d'épaisseur gaz 1,8 mm à 30 m/s pour l'injecteur d'épaisseur gaz 24 mm. L'injecteur de plus grande épaisseur gaz produit l'angle d'ouverture de spray le plus grand des trois injecteurs de diamètre liquide égal à 20 mm.

Pour ce diamètre liquide et pour l'injecteur d'épaisseur gaz égal à 1,8 mm, l'angle d'ouverture du spray ne diminue pas vers une faible valeur, comme observé pour l'injecteur de diamètre 5 mm (figure 4.38 a) et les injecteurs d'épaisseurs gaz supérieures mais de même diamètre liquide. Les points où l'angle de spray sont confondus à 5 degrés près avec l'angle d'ouverture du jet connexe sont présents jusqu'à une vitesse gaz relativement élevée, pour cet injecteur 60 m/s. Les points similaires pour d'autres injecteurs sont situés à faible et forte vitesse gaz. A forte vitesse gaz, l'angle de spray est différent de l'angle d'ouverture du jet connexe pour l'injecteur de diamètre liquide égal à 20 mm et d'épaisseur gaz 5 et 24 mm.

### 4.2.3 Discussion et interprétation

Nous avons vu que l'angle du spray n'était pas uniquement lié à l'angle d'ouverture du jet connexe et donc au flapping. De plus, la différence entre ces deux angles varie avec la vitesse gaz. Nous allons maintenant chercher à expliciter l'écart entre ces angles.

Nous avons vu que l'angle d'ouverture du spray était confondu ou proche de l'angle d'ouverture du jet connexe à basse et forte vitesse gaz, et que pour des vitesses gaz intermédiaires, l'écart entre ces deux angles était plus important. Nous allons maintenant regarder comment l'enveloppe du spray est produite dans ces trois cas de figure.

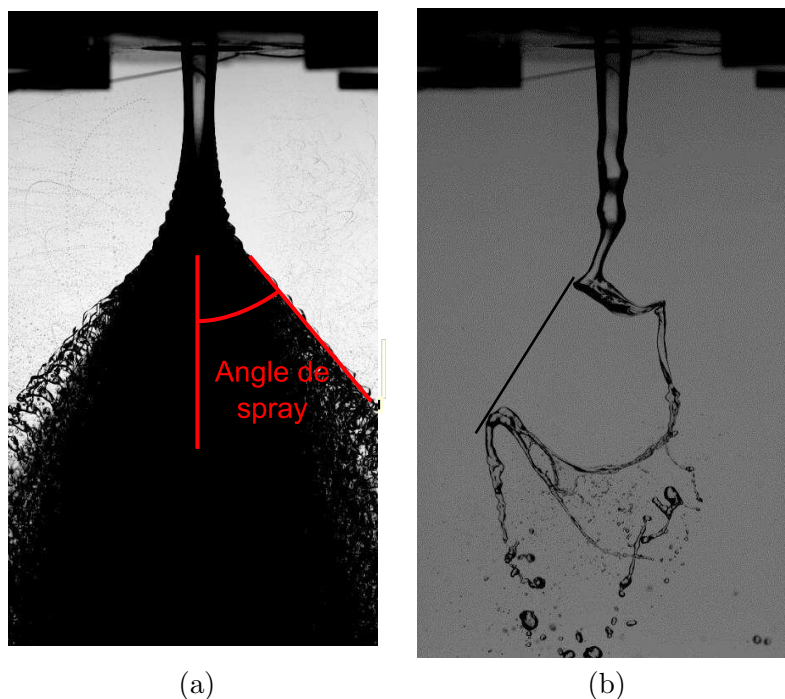


FIGURE 4.39 – Images superposées du jet avec définition de l'angle d'ouverture du spray (a) et image d'une seule réalisation du jet pour la même configuration expérimentale. Données pour l'injecteur n°2,  $H_L = 5$  mm,  $H_G = 5$  mm,  $U_L = 0,28$  m/s,  $U_G = 19,5$  m/s.

La figure 4.39 montre l'enveloppe du spray (a) et une réalisation du jet (b) pour les mêmes conditions expérimentales, à faible vitesse gaz, lorsque l'angle d'ouverture du spray est confondu à l'angle d'ouverture du jet connexe. L'enveloppe du spray est bien pour ce cas une image du taux de croissance spatial du flapping, comme nous pouvons le voir en image 4.39 (b).

Pour une vitesse gaz élevée, la figure 4.40 suivante montre deux réalisations successives du jet séparées de 1 ms.

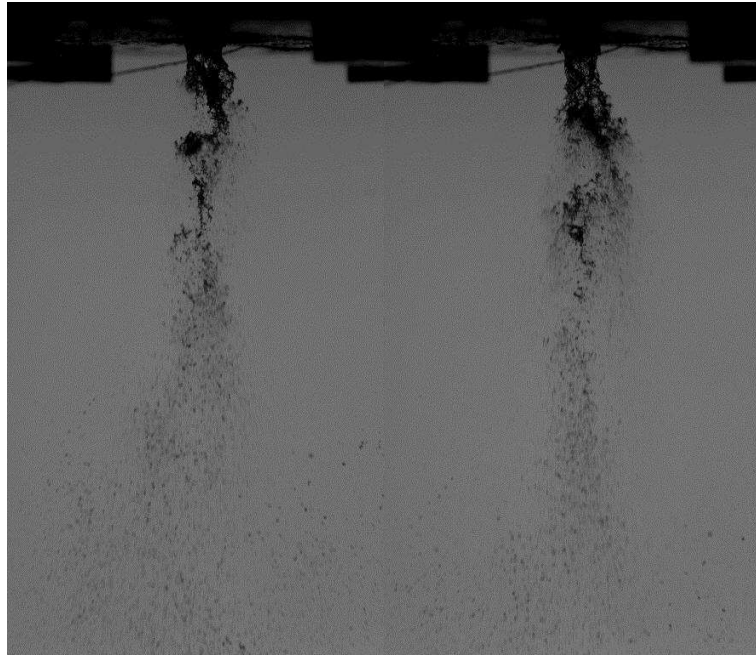


FIGURE 4.40 – Images de deux réalisations du jet pour l'injecteur n°2,  $H_L = 5$  mm  $H_G = 5$  mm,  $U_G = 75,8$  m/s et  $U_L = 0,28$  m/s. Un intervalle de temps de 1 ms sépare chaque image.

Nous pouvons remarquer que pour une vitesse gaz élevée, les gouttes sont le produit direct de la désintégration des structures et ont une vitesse colinéaire à celle de la structure liquide. On a ainsi dans ce régime égalité entre les angles d'ouverture du spray et d'ouverture du jet connexe.

Pour une vitesse gaz intermédiaire où les deux angles ne sont pas égaux, les images de la figure 4.42 suivante montrent deux superpositions d'images du jet, avec un nombre d'images différent. La vitesse des gouttes n'est cette fois-ci pas colinéaire avec la vitesse des structures.

Les contributions du taux de croissance et de l'arrachage (stripping) sur l'angle d'ouverture du spray peuvent être résumées par le schéma de la figure 4.41 suivant :

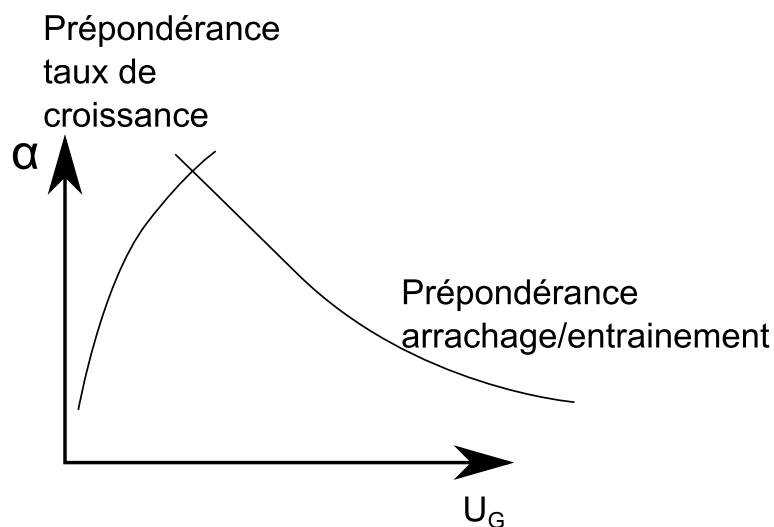


FIGURE 4.41 – Schéma montrant les différentes contributions à l'angle d'ouverture du spray du taux de croissance des instabilités et de l'arrachage des crêtes de vagues en gouttes.



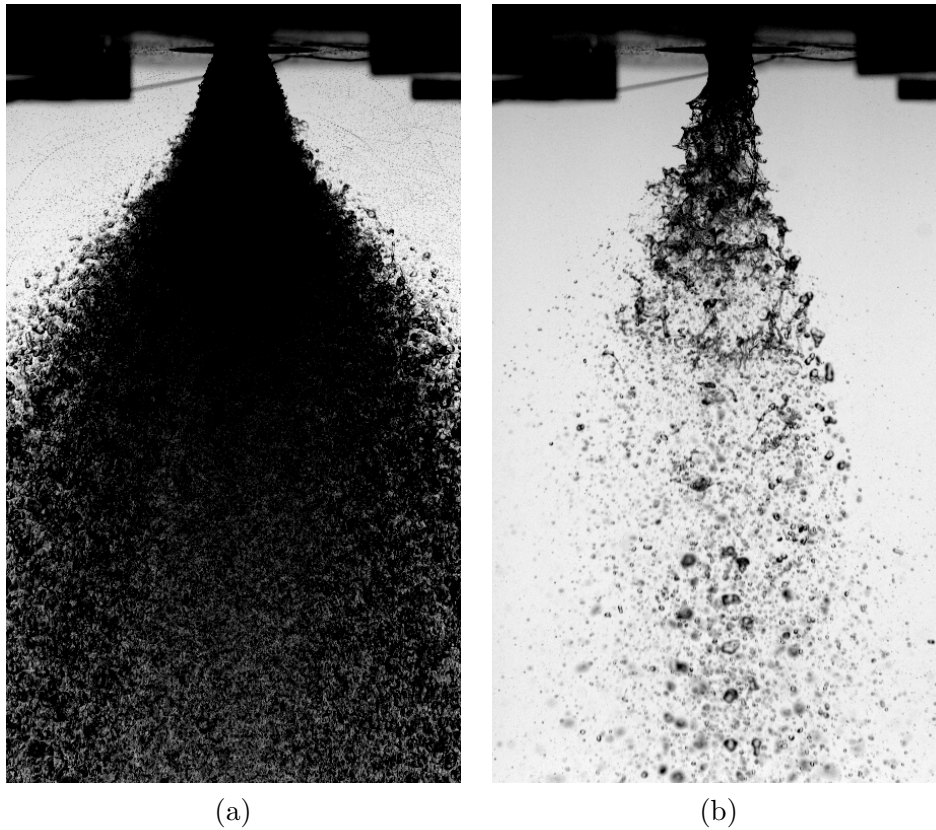


FIGURE 4.42 – Superposition d’images du jet pour l’injecteur n°2,  $H_L = 5$  mm  $H_G = 5$  mm,  $U_G = 41$  m/s et  $U_L = 0,28$  m/s. L’image (a) est la superposition de 1500 images, l’image (b) est la superposition de 5 images.

Nous pouvons remarquer sur l’image 4.42 (a) que l’enveloppe externe du jet est organisée en deux parties linéaires, et qu’il existe une brisure avec augmentation de l’angle à partir d’une certaine distance à l’injecteur. Sur l’image 4.42 (b) nous pouvons remarquer que le premier angle correspond au développement des perturbations liquides à la surface du jet, le deuxième angle à l’éjection de gouttes liées à la fragmentation de ces perturbations liquides. Sur cette même dernière figure, nous pouvons remarquer également que la majorité du liquide atomisé a un angle d’ouverture plus réduit que le spray global. Afin de regarder ce qu’il se passe plus en détail pour le spray de la figure 4.42 (b), les images de la série temporelle du jet sont montrées ci-après :

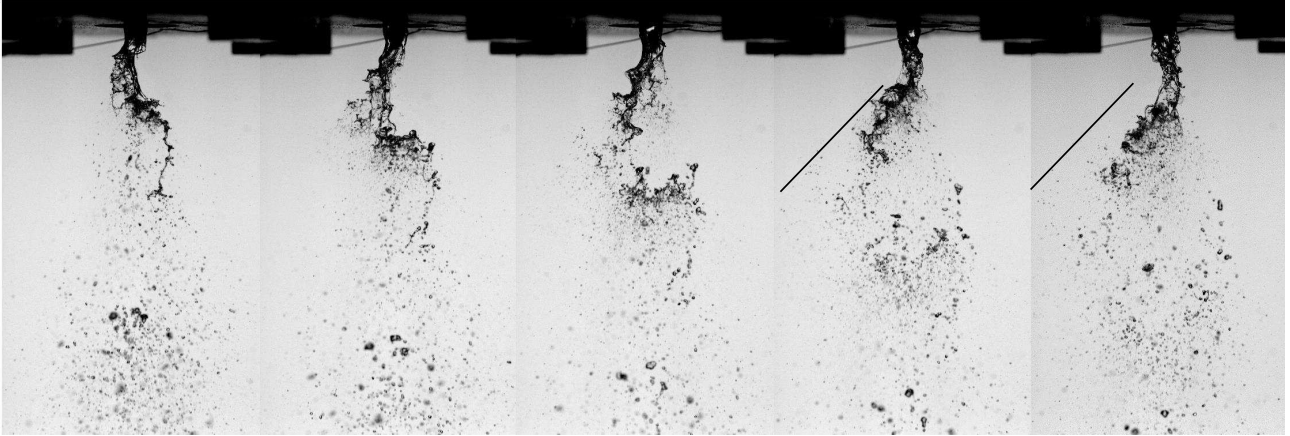


FIGURE 4.43 – Images du jet pour l’injecteur n°2,  $H_L = 5$  mm  $H_G = 5$  mm,  $U_G = 41$  m/s et  $U_L = 0,28$  m/s. Les images sont celles qui ont servi à réaliser la superposition de l’image de la figure 4.42 (b). Un intervalle de temps de 1 ms sépare chaque image. Le trait de la dernière image représente la trajectoire des gouttes avec la trajectoire avec le plus grand angle d’ouverture, responsable de l’angle d’ouverture du spray mesuré.

La figure 4.43 montre une série d’images temporelles du jet séparées d’une milliseconde, et sont un extrait de la série d’images qui ont servi à la figure 4.42 (b). Nous pouvons remarquer sans surprise que les gouttes sont produites par la désintégration des structures liquides. Les gouttes les plus externes du spray ont cependant une trajectoire qui n’est pas celle de la structure liquide, comme nous pouvons le remarquer notamment sur les deux images de droite de la figure 4.43. Plus particulièrement, les gouttes externes ont une trajectoire plus ouverte que la structure du jet encore connectée à l’injecteur. Ce fait avait déjà été observé par Raynal, 1997 [75], où l’angle d’éjection des gouttes est constant par rapport à l’interface liquide, conséquence d’une vitesse de croissance des structures liquides conjugué à un autre mécanisme non décrit ici qui augmente encore la vitesse orthogonale des gouttes par rapport à la direction de l’écoulement. La trajectoire des gouttes est ensuite balistique. Raynal [75] a montré que l’ordre de grandeur de la composante de cette vitesse de croissance est en rapport constant avec la vitesse gaz incidente. Raynal [75] prend comme référence pour la surface liquide le dard liquide, et définit ainsi un angle d’éjection entre la surface du jet et la limite supérieure du spray. Raynal [75] montre que cet angle vaut approximativement 50 degrés et est constant sur une plage de vitesse gaz relativement étendue. Soundar & al [78] ont décrit un mécanisme de catapultage des gouttes lorsque les vagues produites par l’instabilité de cisaillement en expérience plane avec prefilming sont désintégrées. Il se forme en effet derrière la vague une recirculation de l’écoulement gaz qui pousse dans une direction normale à l’écoulement les ligaments liquides et les gouttes lorsque le vortex est largué. Ce mécanisme a été observé sur les expériences et dans une simulation numérique (code Gerris) de l’évolution au cours du temps et de l’espace d’un soliton à l’interface cisailée. Notre référence pour la surface du jet est ainsi liée au flapping et à l’angle d’ouverture du jet connexe. La différence d’angle entre les trajectoires des gouttes et du jet n’étant pas constante (voir figure 4.35), la désintégration du jet soumis au flapping semble différente de celle de l’étude de Raynal [75]. Il semble toutefois que le mécanisme d’éjection des gouttes soit lié à la recirculation derrière la vague, la configuration liquide produite par le flapping modifiant quelque peu l’angle d’incidence de cette structure en comparaison de l’expérience plane avec prefilming. L’augmentation de l’angle d’ouverture du spray du jet correspond ainsi à l’établissement de ces mécanismes. A plus forte vitesse gaz, ces mécanismes sont réduits, la désintégration rapide de la vague conduit à la diminution de la recirculation gaz derrière celle-ci, produit in fine la diminution de l’angle d’éjection des gouttes et de l’angle d’ouverture du spray.

Néanmoins, l’angle d’ouverture est lié à l’amplitude de déplacement radial du jet, sans être le seul mécanisme à l’ouvrage. Afin de montrer ce fait, nous avons réalisé une expérience où nous avons pu observer le spray avec et sans flapping, pour des conditions d’injection semblables, c’est-à-dire en

conservant le même injecteur et les vitesses débitantes gaz et liquides semblables. Sans rentrer dans plus de détails (voir la section 5.3.1.6 à cet effet), nous avons pu observer que la présence du flapping était en partie liée à la forme du profil de vitesse liquide de sortie et/ou le taux de turbulence liquide. Nous pouvons montrer que les profils d'amplitude de déplacement radial sont différents entre ces deux configurations, en figure suivante :

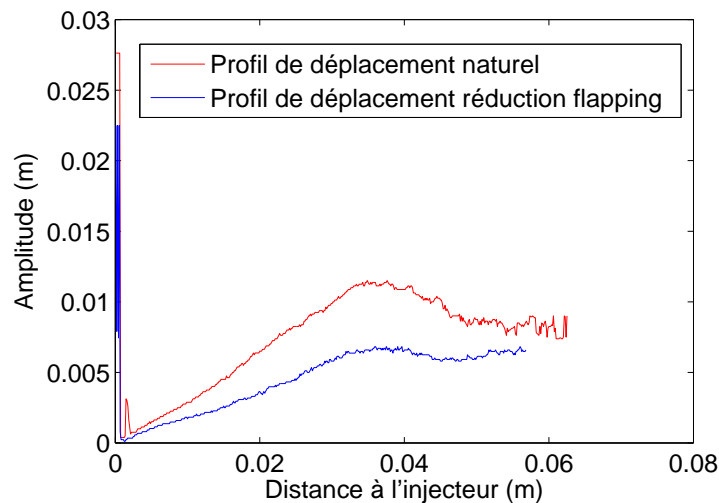


FIGURE 4.44 – Profils de déplacement radial du jet filtrés des 2% d'évènements rares pour deux conditions d'injection liquides différentes, favorisant et limitant le flapping. Données pour l'injecteur n°2,  $H_L = 5 \text{ mm}$   $H_G = 5 \text{ mm}$ ,  $U_G = 57 \text{ m/s}$  et  $U_L = 0,69 \text{ m/s}$ .

La figure 4.44 montre deux profils d'amplitude pour deux configurations de profils de vitesse liquide. Nous pouvons remarquer que l'amplitude de déplacement radial est plus importante avec flapping pour le profil de vitesse naturel que pour le profil de vitesse bouchon qui présente une réduction de la présence du flapping. Sans montrer la présence ou l'absence du flapping, la figure montre que l'excursion radiale du jet est modifiée par le profil de vitesse liquide. Voyons maintenant l'effet sur l'angle d'ouverture du spray.

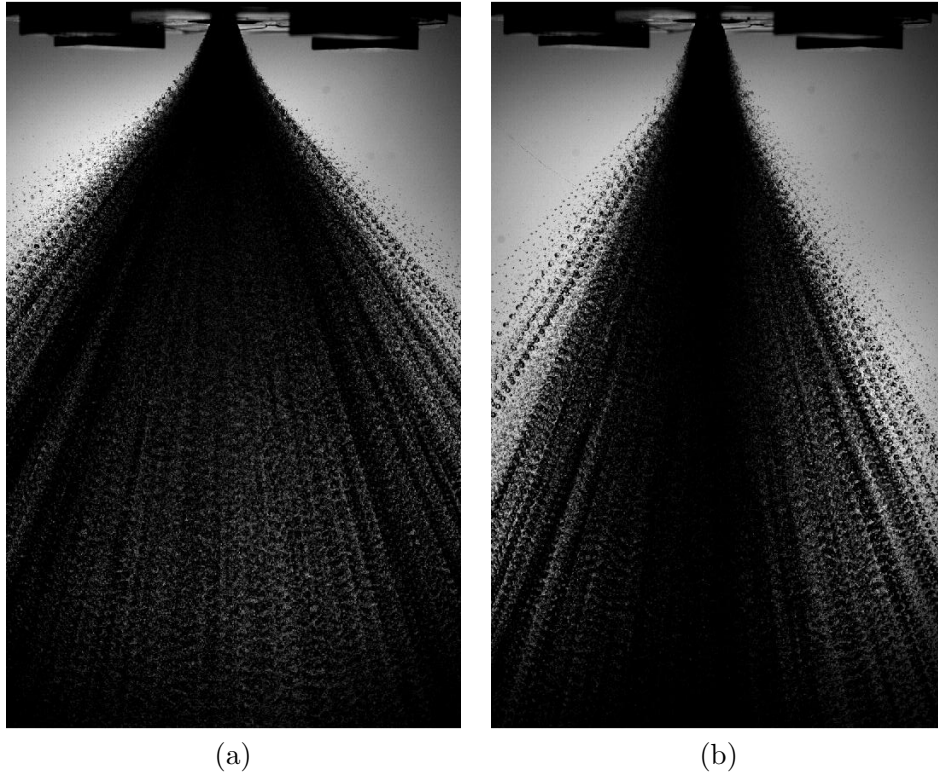


FIGURE 4.45 – Superposition d’images du jet pour l’injecteur n°2,  $H_L = 5$  mm  $H_G = 5$  mm,  $U_G = 57$  m/s et  $U_L = 0,69$  m/s. L’image (a) est la superposition d’images de la configuration naturelle, l’image (b) est la superposition d’images de la configuration à profil de vitesse liquide modifié.

La figure 4.45 montre deux images obtenues par superposition d’images du jet, en configuration naturelle figure 4.45 (a) avec du flapping, et en configuration à profil de vitesse liquide modifié, figure 4.45 (b). Nous pouvons remarquer que l’angle d’ouverture du spray est plus petit pour la figure (b) que pour la figure (a). La différence de l’angle d’ouverture du jet connexe correspond à la différence d’angle d’ouverture du spray. Ceci montre encore une fois qu’il y a bien un lien entre le flapping et l’angle d’ouverture du spray.

#### 4.2.4 Modélisation de Leroux 2007 [46]

La modélisation de l’angle d’ouverture du spray proposée par Leroux et al 2007 [46] est ici testée sur une partie de nos données expérimentales. Le taux de croissance spatial de l’instabilité de cisaillement considéré ici est le même que celui pris par Leroux et al 2007 [46] pour des profils de vitesse de type Rayleigh, continus par morceaux. Le calcul de l’angle d’ouverture du spray proposé par ces précédents auteurs est expliqué par le schéma de la figure 1.24. L’angle de spray est ainsi décomposé comme suit : angle spray = angle d’ouverture de la structure liquide (image du taux de croissance) - angle de dard liquide.

L’angle d’ouverture de la structure liquide  $\theta/2$  est obtenu à partir du taux de croissance de l’instabilité de cisaillement avec des profils continus par morceaux. Leroux et al 2007 [46] obtiennent ainsi  $\tan(\theta/2) = 0,8 \frac{\sqrt{M}}{1+\sqrt{M}}$ . Cette fonction est croissante monotone avec  $U_G$ , ce qui n’est pas le cas pour l’angle d’ouverture du jet qui est croissant puis décroissant avec  $U_G$ , comme vu en figure 4.35. La constante est prise égale à 2 dans notre cas au lieu de 0,8 afin de donner une forme plus ressemblante à nos données à la courbe d’angle de spray. Nous rappelons que ce coefficient pondère la direction d’éjection des gouttes relativement au taux de croissance d’un jet atomisé type injection en moteur diesel. Dû au flapping, les gouttes sont éjectées à un angle plus important que l’angle d’ouverture du jet connexe. Nous rappelons également que l’expression ne donne pas une bonne estimation ni de l’ordre de grandeur ni de la tendance du taux de croissance avec les paramètres de contrôle dans

l'expérience plane (Marty 2015 [60]). L'estimation du taux de croissance non linéaire dans le cas du flapping constitue la principale voie d'amélioration de ce modèle dans notre configuration. L'angle de dard liquide est obtenu à partir des mesures de longueur de dard liquide  $L_i$  et à partir de l'expression 4.3 suivante :

$$\tan\left(\frac{\beta}{2}\right) = \frac{H_L/2}{L_i} \quad (4.3)$$

Une interpolation quadratique de cette quantité en fonction de  $U_G$  est réalisée, le résultat peut-être apprécié en figure 4.46 suivante :

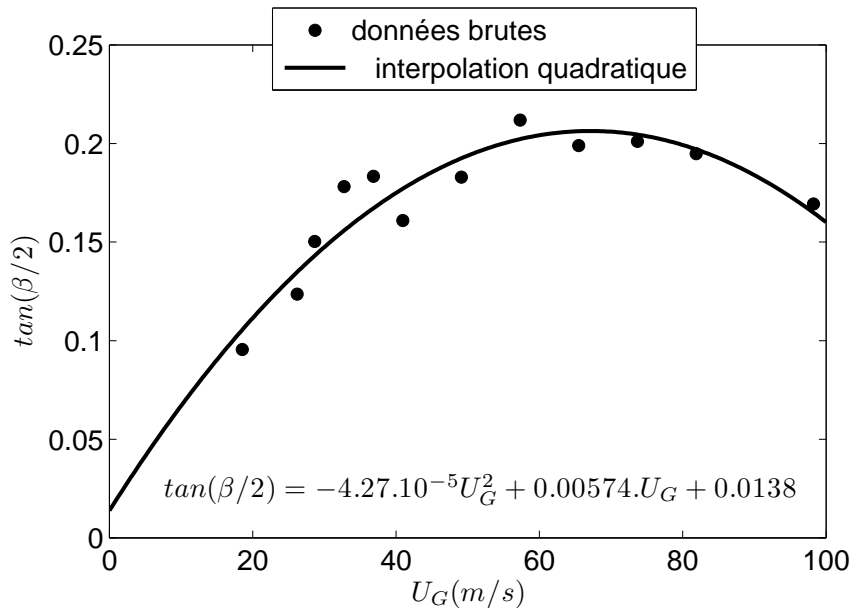


FIGURE 4.46 – Interpolation quadratique de l'angle de dard, fonction de la vitesse gaz. Données pour l'injecteur n°2,  $H_L = 5$  mm  $H_G = 2$  mm,  $U_L = 0,42$  m/s.

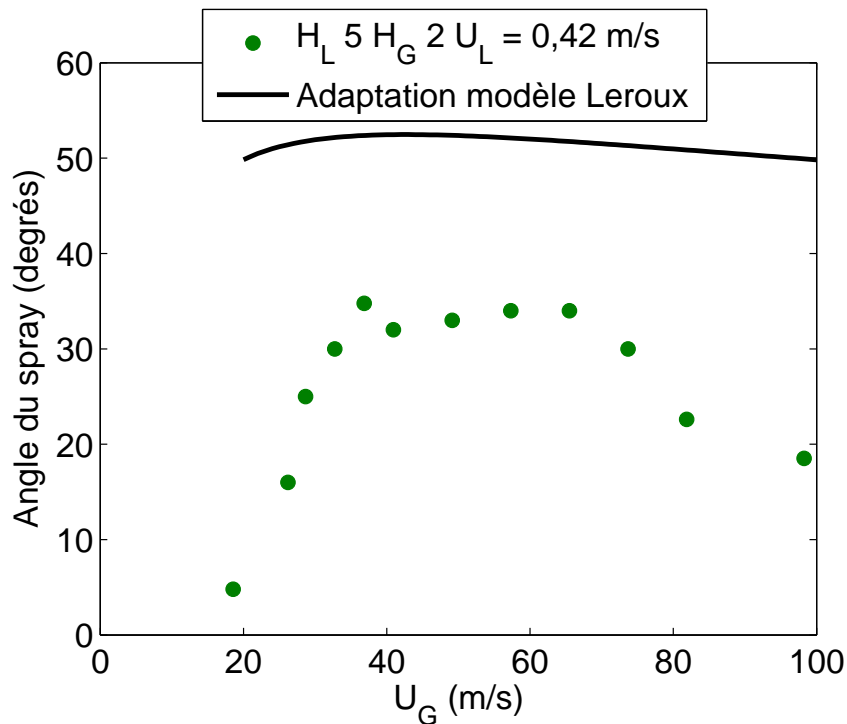


FIGURE 4.47 – Application du modèle proposé par Leroux et al 2007 [46], avec taux de croissance de l'instabilité de cisaillement à profils continus par morceaux et données expérimentales pour la longueur de dard liquide. Données pour l'injecteur n°2,  $H_L = 5$  mm  $H_G = 2$  mm,  $U_L = 0,42$  m/s.

La figure 4.47 montre que l'ordre de grandeur de l'angle proposé par le modèle de Leroux et al 2007 [46] n'est pas bon. En revanche, la tendance prédite de l'angle de spray avec la vitesse gaz est capturée, ce qui semble encourageant.

Pour améliorer ce modèle et le rendre plus fidèle à ce que nous observons (figure 4.35), l'angle  $\theta/2$  (angle de spray) est pris égal à la somme de l'angle d'ouverture du jet et de l'angle  $\beta/2$  pris égal à un angle d'éjection des gouttes relativement au jet liquide, puisque les gouttes sont produites à partir des vagues de l'instabilité de cisaillement et de la brisure des structures du flapping (figure 4.43). La relation donnant l'angle de spray devient : angle de spray = angle d'ouverture du jet + angle d'éjection des gouttes. En guise d'exemple, le cas de la figure 4.35 donne les angles suivants fonction de la vitesse gaz :

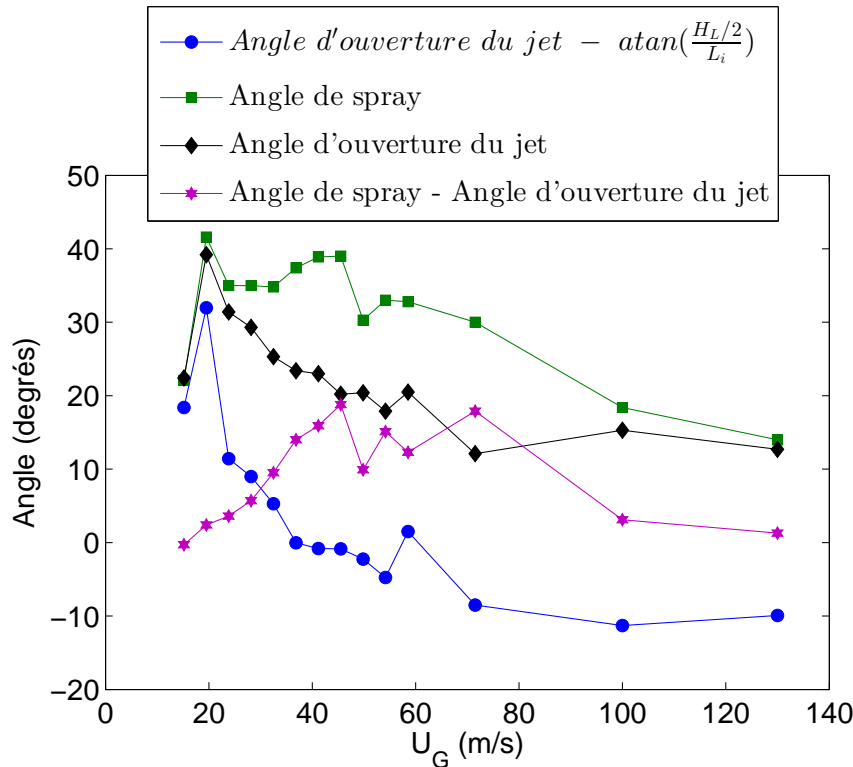


FIGURE 4.48 – Angles de spray, d’ouverture du jet, de spray suivant une adaptation du modèle de Leroux et al 2007 [46] et angle d’échappement des gouttes fonction de la vitesse gaz. Données pour l’injecteur n°2,  $H_L = 5$  mm  $H_G = 5$  mm,  $U_L = 0,28$  m/s.

La figure 4.48 montre l’angle de spray en fonction de la vitesse gaz. Une adaptation du modèle de Leroux et al 2007 [46] via la soustraction (symbole  $\bullet$ ) de l’angle de dard  $\text{atan}((H_L/2)/L_i)$  à l’angle d’ouverture du jet (symbole  $\blacklozenge$ ) (flapping) donne un angle éloigné de l’angle de spray mesuré (symbole  $\blacksquare$ ). Afin de donner plus de sens au modèle dans le cas du flapping, un angle d’éjection des gouttes relativement à la structure liquide subissant un déplacement radial est introduit. C’est ici la différence entre l’angle de spray et l’angle d’ouverture du jet, indiqué par le symbole  $\star$ . Cet angle d’éjection des gouttes varie de 10 à 20 degrés pour des vitesses gaz comprises entre 40 et 100 m/s, ce qui est important relativement à l’angle d’ouverture du jet. La variation de cet angle d’éjection des gouttes avec les paramètres de contrôle n’a pas été étudiée.

#### 4.2.5 Conclusion sur l’angle d’ouverture du spray

L’angle d’ouverture du jet présente deux régimes de dépendance à la vitesse gaz, le premier est croissant avec la vitesse gaz, le second décroissant avec la vitesse gaz.

La vitesse liquide ainsi que le diamètre d’injection liquide influent peu sur l’angle d’ouverture du spray (pour une seule géométrie testée). L’épaisseur gaz n’influe pas sur l’angle d’ouverture du spray, pour une épaisseur plus grande que 2 mm : un comportement particulier est observé pour les injecteurs ayant une épaisseur gaz de 2 mm ou inférieure. Le flapping caractérisé par l’angle d’ouverture du jet connexe est particulièrement faible pour cet injecteur.

Nous avons montré que l’angle d’ouverture du spray était lié au flapping, et ainsi à l’amplitude du déplacement radial. L’angle d’ouverture du spray est cependant plus élevé que l’angle caractéristique du déplacement radial pour une plage de vitesse gaz, la désintégration des structures liquides produisant principalement deux types de trajectoires pour les gouttes : une colinéaire à la trajectoire des structures liquides pour des vitesses gaz faibles et fortes, et une autre plus ouverte pour des vitesses gaz intermédiaires, le mécanisme de brisure projetant des gouttes dans une variété de directions plus

importantes que pour la brisure à faible vitesse gaz. Le taux de présence du liquide est cependant maximal dans le cône intérieur du spray, principalement lié à l'amplitude de déplacement radial du jet et ainsi au flapping.

Une modélisation équivalente à celle réalisée par Leroux et al 2007 [46], mais avec le taux de croissance spatial du flapping (non-linéaire) et la différence entre l'angle de spray et l'angle d'ouverture connexe du jet (angle d'éjection des gouttes), pourrait donner l'évolution de l'angle du spray avec les paramètres de contrôle, ce qui n'a pas été testé ici.



### 4.3 Longueur de brisure

La longueur de brisure est la grandeur caractéristique la plus communément décrite dans la littérature : elle est définie comme la hauteur de la langue liquide connexe à l’injecteur. Nous allons présenter la méthodologie utilisée pour mesurer cette grandeur, et nous la comparerons ensuite avec la longueur intacte introduite à la section 4.1.

#### 4.3.1 Méthodologie de mesure de $L_b$

Nous définissons la longueur de brisure  $L_b$  comme la longueur verticale du jet telle que le jet est continûment connecté à la buse d’injection. Il faut identifier au préalable la portion de l’image qui est connectée à l’injecteur. La mesure de la longueur de brisure est ensuite réalisée sur cette portion d’image. Le processus d’obtention de cette portion connexe correspondant au jet liquide a été décrit en section 2.4 et est similaire à celui expliqué en section 4.1.1.1.

L’obtention de la longueur de brisure est réalisée pratiquement par l’acquisition d’images du jet. Les variations au cours du temps de cette longueur de brisure permettent d’analyser les liens avec la dynamique de déplacement du jet. L’erreur de détection lorsque le jet se replie à la manière d’un crochet dans un plan perpendiculaire au plan objet de la caméra est supposée très faible car peu probable. Le nombre d’occurrences de cette configuration est de moins de 1%.

Un exemple d’extraction de jet est donné ci-après :

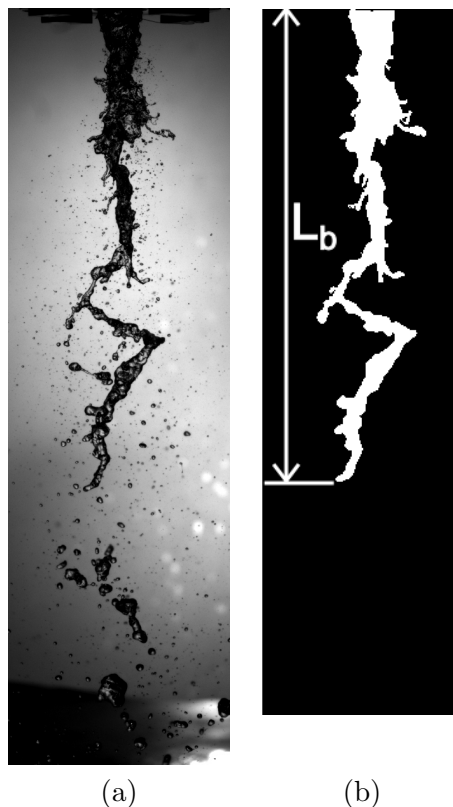


FIGURE 4.49 – Exemple d’image brute du jet (a) et d’image du jet extrait connexe (b), avec la mesure de  $L_b$ .

On peut remarquer l’absence de gouttes sur l’image 4.49 (b), la présence des structures liquides attachées au jet et l’adaptation du traitement aux inhomogénéités de niveaux de gris dans l’image et dans le jet.  $L_b$  est la longueur de l’extension verticale du jet liquide connexe à l’injecteur, comme indiqué sur la figure 4.49 (b).

### 4.3.2 Variations de la longueur de brisure

La figure 4.50 montre en traits continus le tracé de la longueur de brisure en fonction de la vitesse gaz pour l'ensemble des géométries de l'injecteur n°2. La longueur de brisure décroît de façon monotone avec la vitesse gaz sauf pour les injecteurs de diamètre liquide égal à 20 mm. Nous analyserons ces variations de façon plus détaillée dans la section 4.3.2.2.

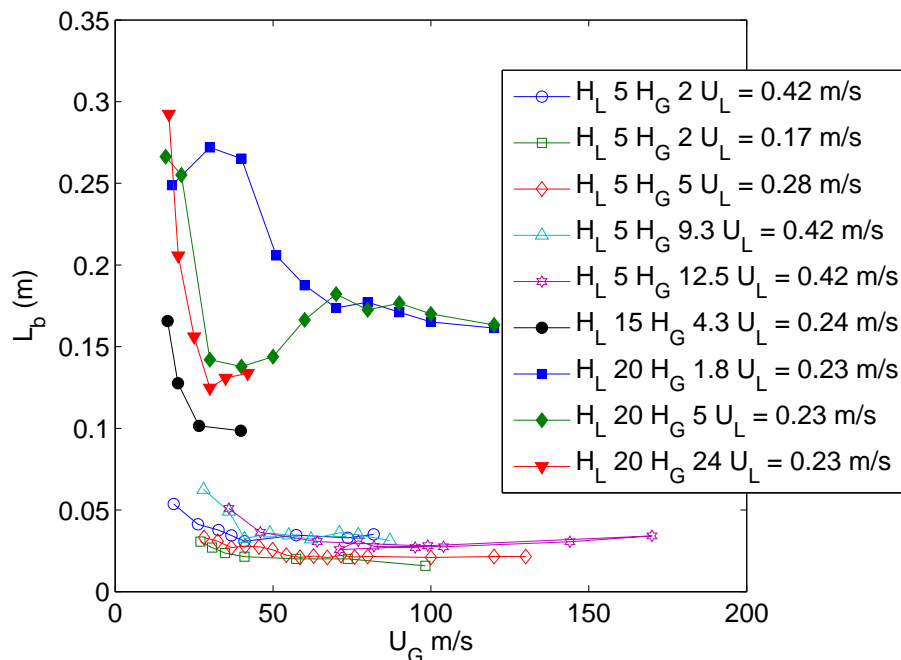


FIGURE 4.50 – Longueur de brisure tracée en fonction de la vitesse gaz pour toutes les géométries de l'injecteur n°2.

#### 4.3.2.1 Lien avec la longueur intacte

En configuration plane, lorsque le liquide s'écoule sur une paroi, la longueur de brisure est classiquement assimilée à la longueur intacte (longueur de la zone où le liquide est présent 100% du temps, voir section 4.1), introduite en section 4.1 [75]. La longueur de brisure est tracée en fonction de la longueur intacte sur la figure 4.51 : nous voyons que cette longueur est 2 ( $H_L = 15$  et 20 mm) à 4 ( $H_L = 5$  mm) fois plus grande que la longueur intacte mesurée pour une géométrie donnée.

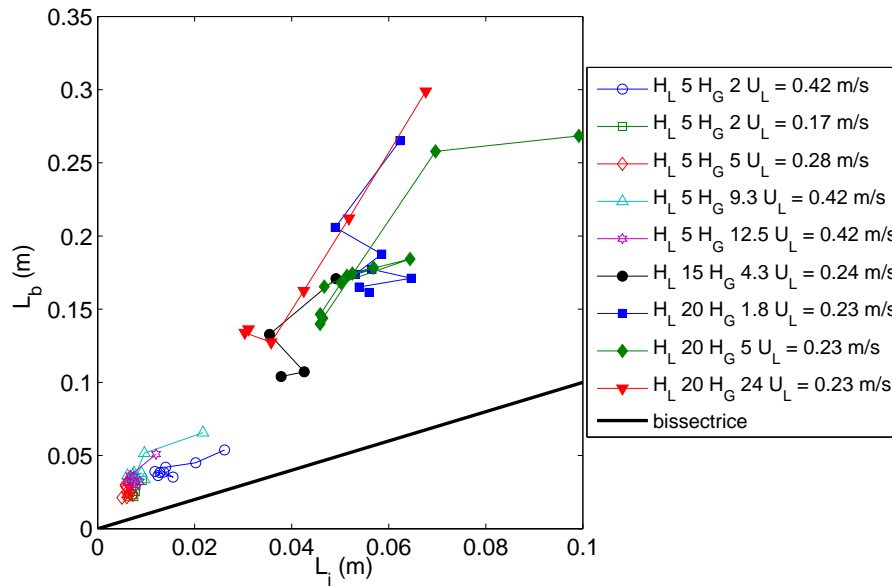


FIGURE 4.51 – Longueur de brisure tracée en fonction de la longueur intacte pour toutes les géométries de l'injecteur n°2.

Cette différence entre les deux grandeurs est due au flapping du jet coaxial, qui réduit fortement la longueur intacte, sans nécessairement réduire la longueur de brisure. Cet écart de longueur de brisure mesurée entre la géométrie coaxiale et plane (loi d'échelle de Raynal [75]) avec prefilming avait déjà été souligné par Woodward (Woodward et al 2006 [85]).

#### 4.3.2.2 Comportement de $L_b$ avec la vitesse gaz

Nous discutons maintenant plus en détail des variations de la longueur de brisure en fonction de la vitesse gaz, et ce pour deux géométries différentes.

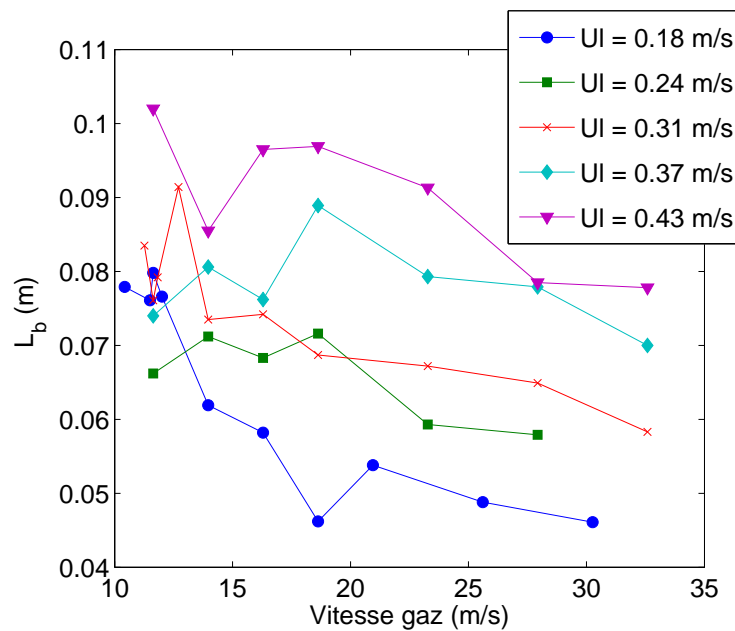


FIGURE 4.52 – Longueur de brisure du jet connexe fonction de  $U_G$  pour quatre vitesses liquides. Données sur l'injecteur de géométrie injecteur n°1,  $H_L$  7.6 mm  $H_G$  7.4 mm

La figure 4.52 montre le graphe de la longueur de brisure du jet connexe à l'injecteur pour la géométrie injecteur n°1,  $H_L$  7.6 mm  $H_G$  7.4 mm, pour quatre vitesses liquides. La longueur de brisure décroît avec la vitesse gaz et augmente avec la vitesse liquide : ces observations ne concernent qu'une plage de vitesse gaz relativement limitée. La vitesse liquide produit un offset sur la longueur de brisure pour cette plage de vitesse gaz.

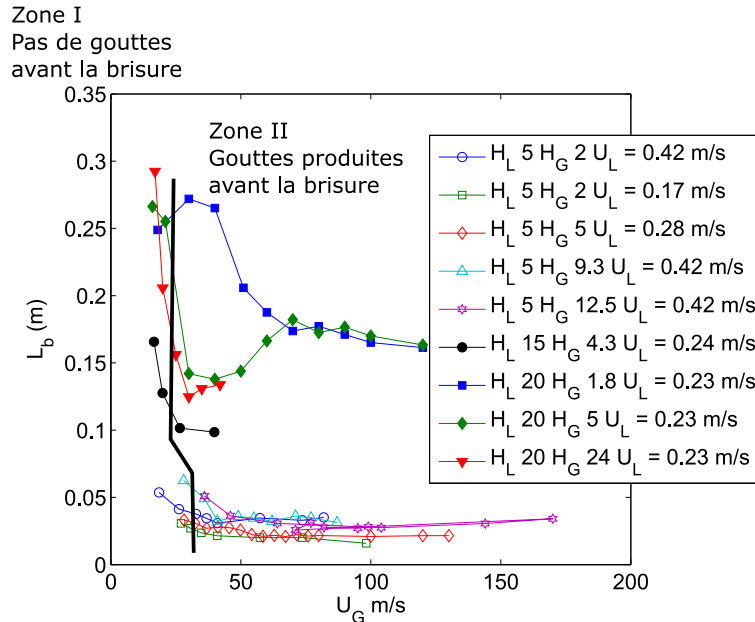


FIGURE 4.53 – Longueur de brisure du jet connexe fonction de  $U_G$  pour  $U_L = 0,28$  et  $0,75$  m/s. Données sur l'injecteur de géométrie injecteur n°2,  $H_L$  5 mm  $H_G$  5 mm.

Le même comportement est observé pour l'injecteur n°2,  $H_L$  5 mm  $H_G$  5 mm : cette géométrie permet d'atteindre des vitesses gaz plus élevées. La figure 4.53 montre que pour cette géométrie également, et pour deux vitesses liquides fixées, la longueur de brisure diminue avec  $U_G$  jusqu'à des vitesses gaz de l'ordre de 60 m/s. Pour des vitesses gaz plus importantes, la longueur de brisure n'évolue plus avec la vitesse gaz et l'on atteint un régime que l'on peut qualifier d'asymptotique. Ce comportement est visible pour les deux vitesses liquides. La présence de gouttes à l'amont de la brisure du jet liquide est également indiquée. La zone I à faible vitesse gaz (jusqu'à environ 25 m/s) ne présente pas de gouttes de l'épluchage à l'amont de la brisure du jet connexe. La zone II concerne les points à plus forte vitesse gaz pour lesquels des gouttes épluchées au jet connexe apparaissent à l'amont de la zone de brisure du jet. Comme nous pouvons le remarquer sur la figure 4.53, la présence de gouttes avant la zone de brisure du jet ne semble pas influencer l'évolution de la longueur de brisure avec la vitesse gaz.

#### 4.3.2.3 Comportement de $L_b$ avec la vitesse liquide

Nous regardons maintenant plus précisément l'effet de la vitesse liquide sur la longueur de brisure, à vitesse gaz fixée.

La comparaison des données pour plusieurs vitesses liquides sur les figures 4.52 et 4.53 montre que  $L_b$  augmente quand la vitesse liquide augmente. Nous traçons directement sur la figure 4.54 les variations de  $L_b$  fonction de  $U_L$ .

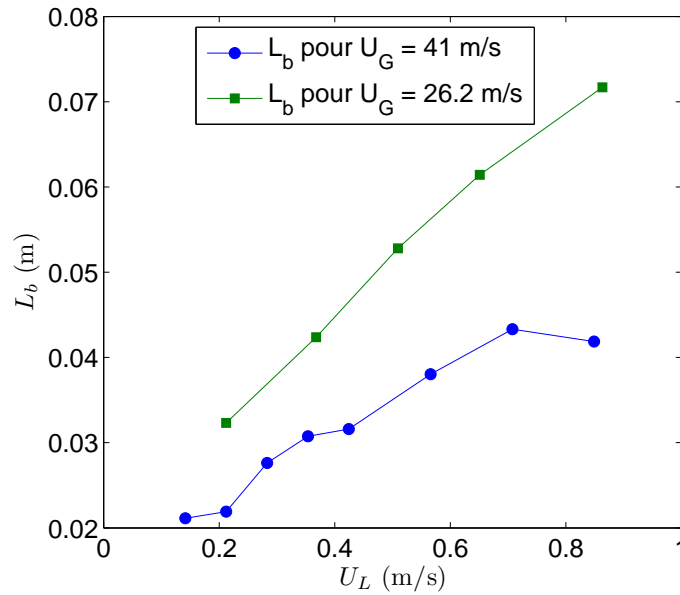


FIGURE 4.54 – Longueur de brisure du jet connexe fonction de  $U_L$  pour deux vitesses gaz. Données sur l'injecteur n°2, géométrie  $H_L$  5 mm et  $H_G$  2 mm.

On retrouve ainsi sur ce graphique la diminution de la longueur de brisure quand  $U_G$  augmente, à vitesse liquide fixée. La longueur de brisure asymptotique dépend de la vitesse liquide, la courbe tracée pour  $U_G = 41$  m/s correspond à des données en régime asymptotique.

#### 4.3.2.4 Comportement de $L_b$ avec la géométrie

Voyons maintenant l'effet de la géométrie sur la longueur de brisure :

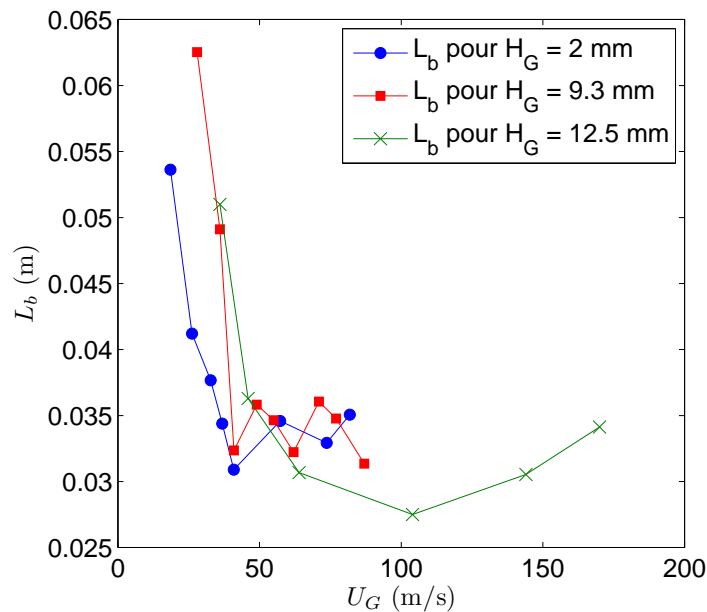


FIGURE 4.55 – Longueur de brisure du jet connexe fonction de  $U_G$  pour trois géométries d'épaisseurs gazeuses différentes, avec  $H_L = 5$  mm.

En figure 4.55 est tracée la longueur de brisure fonction de la vitesse gaz pour trois épaisseurs gaz, pour une vitesse liquide de 0.42 m/s. Il semble que  $H_G$  n'ait pas d'influence sur la longueur de brisure, du moins pour des vitesses gaz supérieures à environ 50 m/s.

Voyons maintenant l'effet de  $H_L$  :

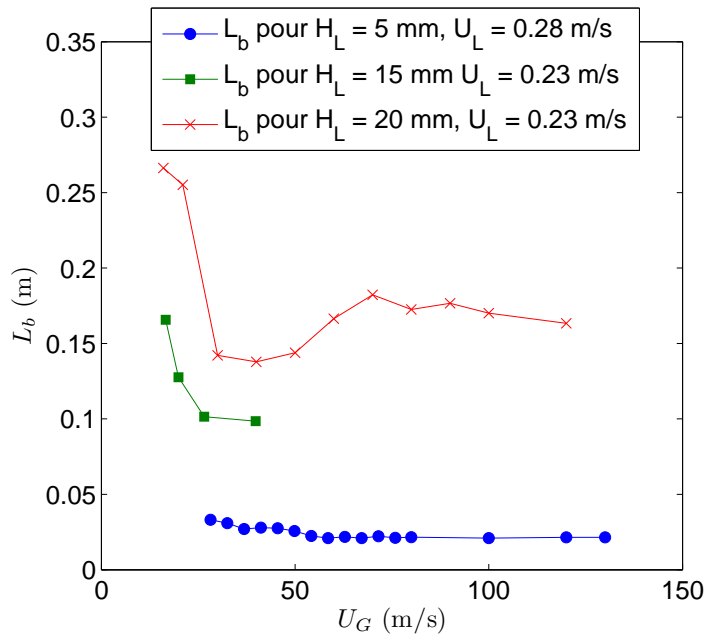


FIGURE 4.56 – Longueur de brisure du jet connexe fonction de  $U_G$  pour trois géométries de diamètre liquide différents, avec  $H_G = 5$  mm, sauf pour  $H_L = 15$  mm,  $H_G = 4.3$  mm.

En figure 4.56 est tracée la longueur de brisure fonction de la vitesse gaz, pour trois injecteurs de diamètre d'injection liquide différents, pour une épaisseur gaz de 4.3 et 5 mm et pour une vitesse liquide de 0.23 et 0.28 m/s. La longueur de brisure augmente avec  $H_L$  de façon nette. En régime asymptotique, on passe de 2.5 cm pour  $H_L$  5 mm à environ 16 cm pour  $H_L$  20 mm.

#### 4.3.2.5 Statistique de la brisure

La brisure est une grandeur statistique et possédant une distribution, les mécanismes physiques intervenants coupent le jet de manière pulsée et non continue, comme nous allons le voir. Des exemples de distributions de  $L_b$  sont donnés ci-après :

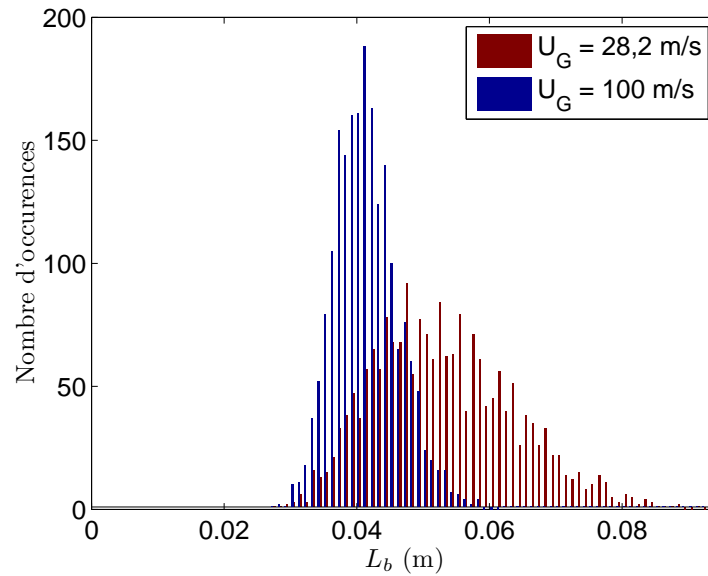


FIGURE 4.57 – Histogrammes de la longueur de brisure pour l’injecteur n°2 pour deux vitesses gaz avec  $H_L = 5$  mm  $H_G = 5$  mm

La figure 4.57 montre des histogrammes de la longueur de brisure pour deux vitesses gaz, 22,6 et 100 m/s. Nous pouvons remarquer que l’écart type est élevé, avec  $L_{b\ rms}$  de l’ordre de 30% de  $L_{b\ moyen}$ .

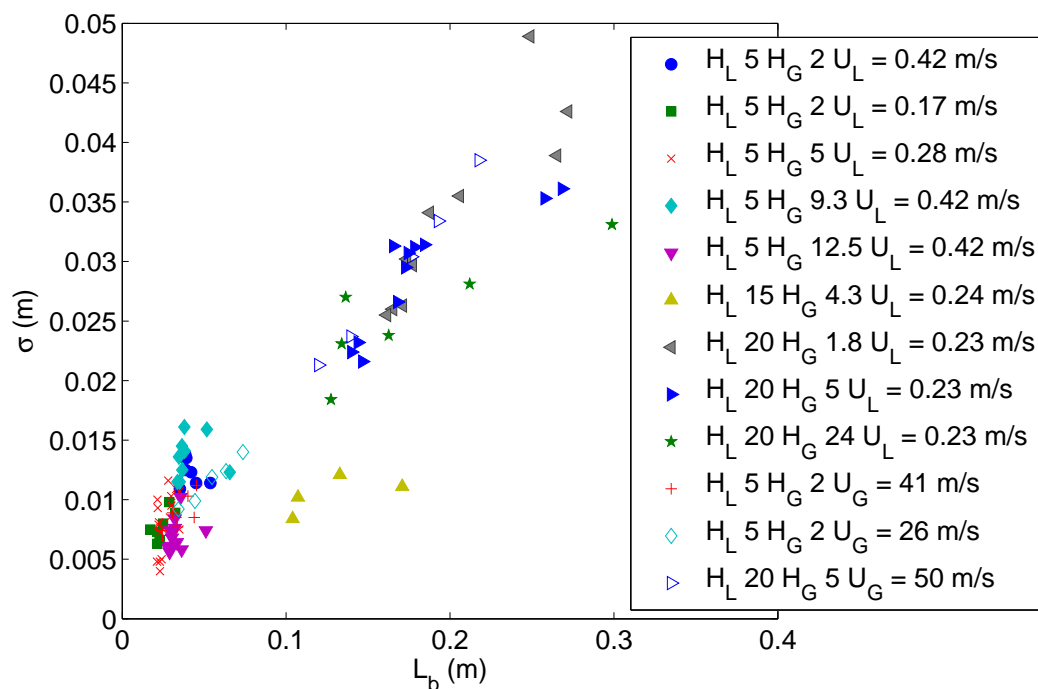


FIGURE 4.58 – Ecart-type de la longueur de brisure fonction de la longueur de brisure pour tous les points de mesure de l’injecteur n°2.

La figure 4.58 montre l’écart-type de la longueur de brisure en fonction de la longueur de brisure.

En première approximation, nous pouvons remarquer une relation linéaire entre l’écart-type de  $L_b$  et sa moyenne. Cette proportionnalité est cependant plus marquée pour l’injecteur de diamètre liquide 20 mm, la tendance étant plus complexe pour l’injecteur de diamètre 5 mm. La figure 4.58 suggère

que l'écart type  $\sigma_{L_b}$  vaut approximativement 0,15 fois  $L_b$ . Charalampous et al 2009 [14] donnent avec une méthode de mesure de  $L_b$  différente de la nôtre un écart type  $\sigma_{L_b}$  valant 0,1 fois  $L_b$ .

### 4.3.3 Discussion sur la longueur de brisure

Nous cherchons à présent à comprendre le comportement de  $L_b$  observé sur la figure 4.53. L'interprétation du mécanisme de brisure est séparée en un régime de décroissance de la longueur de brisure avec la vitesse gaz et un deuxième asymptotique, qui ne dépend plus de la vitesse gaz.

#### 4.3.3.1 Dépendance de $L_b$ avec $M$

Nous proposons en premier lieu de regarder le comportement de  $L_b$  adimensionnée par  $H_L$  avec le rapport des quantités de mouvement  $M$ . La loi proposée par Raynal [75], et basée sur un mécanisme d'arrachement liquide piloté par  $M$  est de la forme  $L_B/H_L = 6/\sqrt{M}$ . Elle est encore utilisée par Woodward 2006 [85] comme longueur de référence pour la brisure coaxiale en géométrie d'injection coaxiale : est-elle pertinente dans notre cas ?

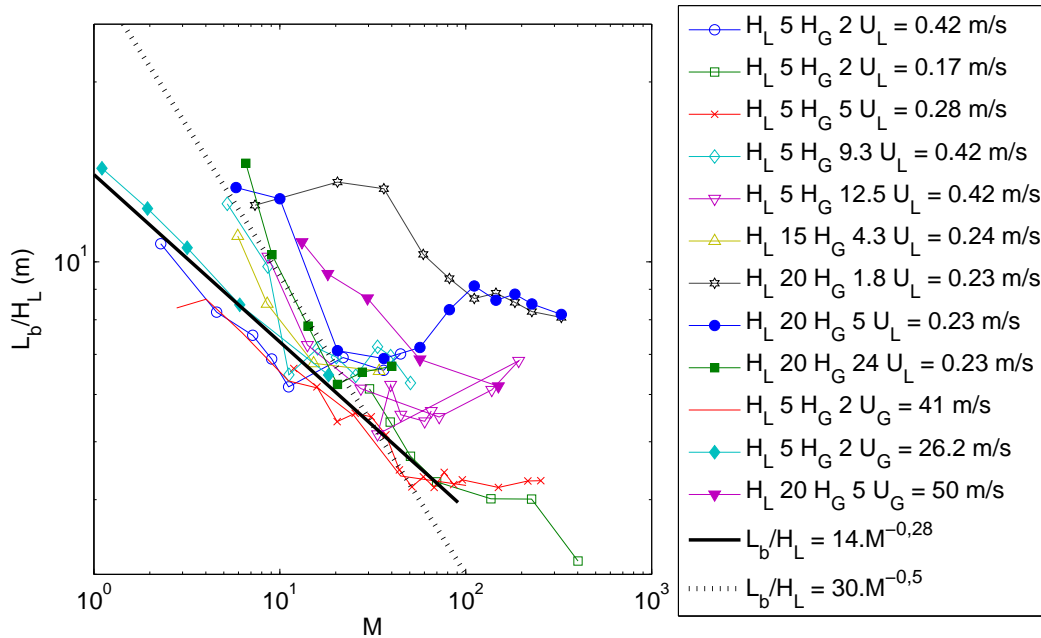


FIGURE 4.59 – Longueur de brisure du jet divisée par le diamètre liquide fonction de  $M = \frac{\rho_G U_G^2}{\rho_L U_L^2}$  pour toutes les données de l'injecteur n°2.

La figure 4.59 montre la longueur de brisure  $L_b$  adimensionnée par le diamètre liquide  $H_L$  fonction du rapport des quantités de mouvement gaz sur liquide, en graphe logarithmique. Les données correspondant aux différentes géométries ne sont pas superposées. De plus, les données correspondant à l'injecteur n°2  $H_L = 20$  mm  $H_G = 5$  mm (symboles  $\bullet$  et  $\nabla$ ) montrent des tendances différentes pour des valeurs de vitesses liquide et gaz différentes mais correspondant au même  $M$  : le paramètre  $M$  n'est donc pas adapté ou suffisant pour décrire la longueur de brisure dans le cas coaxial. Nous avons par ailleurs tracé une loi puissance de  $M$ , qui interpole une partie des données (injecteur  $H_L = 5$  mm  $H_G = 2$  mm à vitesse liquide variée et à vitesse gaz fixe, même injecteur à vitesse liquide égale à 0,42 m/s et injecteur  $H_L = 5$  mm  $H_G = 5$  mm à vitesse liquide égale à 0,28 m/s) : cette loi fait ressortir un exposant de -0.28, nettement différent du coefficient en -0.5 proposé par Raynal. Cette dernière est également tracée en ligne pointillée, avec un coefficient de 30 au lieu de 6, et nous pouvons remarquer que quelques injecteurs suivent cette loi pour une plage de rapports des pressions dynamiques inférieurs à 20. Cependant, comme nous l'avons déjà remarqué, le tracé de  $L_b/H_L$  fonction de  $M$  ne



permet pas de regrouper les données et n'est donc pas le seul paramètre qui pilote la brisure.

#### 4.3.3.2 Régime de décroissance de $L_b$ avec $U_G$

Nous discutons dans cette sous-section des variations de  $L_b$  dans le premier régime où  $L_b$  décroît fortement avec  $U_G$ . Pour ce régime, les images du jet laissent supposer que la brisure est reliée aux structures créées par les vagues de l'instabilité de cisaillement (exemple des images 3.2 et 4.65), et que les vagues jouent donc un rôle déterminant dans le découpage du jet.

Nous proposons de vérifier pratiquement cette idée en comparant les fréquences de passage des structures du jet à celles de la brisure. La fréquence de passage des structures du jet consiste à mesurer la plus forte composante du contenu fréquentiel du signal temporel de déplacement de l'interface du jet liquide. Cette mesure est détaillée dans la section 5.1 relative à la mesure de la fréquence du flapping. La fréquence de brisure est mesurée comme la plus forte composante du contenu fréquentiel du signal temporel de la longueur de brisure.

Nous rappelons que les signaux proviennent d'images du jet obtenues avec une caméra rapide, avec une résolution temporelle largement suffisante pour respecter le critère de Shannon sur les phénomènes étudiés (typiquement 100 Hz, acquisition à 1 kHz).

Nous comparons ces deux spectres dans la figure 4.60 suivante :

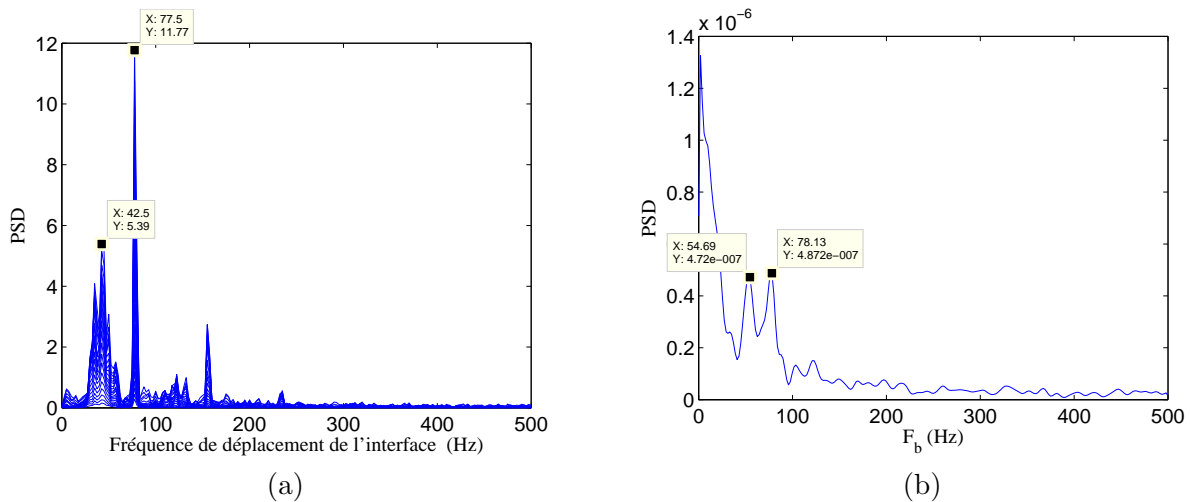


FIGURE 4.60 – Spectre du déplacement de l'interface (a) et de la longueur de brisure (b), pour la géométrie  $H_L = 5$  mm,  $H_G = 5$  mm,  $U_L = 0,28$  m/s et  $U_G = 23,8$  m/s.

La figure 4.60 montre deux spectres, le spectre de la figure 4.60 (a) est celui du signal de déplacement de l'interface du jet, et le spectre de la figure 4.60b est celui du signal de la longueur de brisure. Nous pouvons remarquer que les spectres sont très semblables, les fréquences des pics majoritaires étant similaires. Nous verrons dans la suite (chapitre 5) pourquoi le spectre est composé de deux pics.

Pour cet exemple, la fréquence de brisure est similaire à la fréquence des structures liquides qui déforment le jet liquide. La brisure du jet est ainsi provoquée par la segmentation du jet liquide : cette segmentation découle directement de la formation des vagues/structures de l'instabilité de cisaillement.

Si l'on augmente la vitesse gaz, le rapport signal sur bruit du spectre du signal de brisure diminue (voir figure 4.61) , le pic indiqué correspondant approximativement à la fréquence des instabilités de flapping et de cisaillement. Nous pouvons interpréter ceci comme une diminution de l'influence des structures sur la brisure. Ces structures sont alors moins cohérentes dans l'espace. Le même effet est vu lorsque la vitesse liquide est augmentée, alors que la fréquence de passage des structures liquides est fortement marquée.

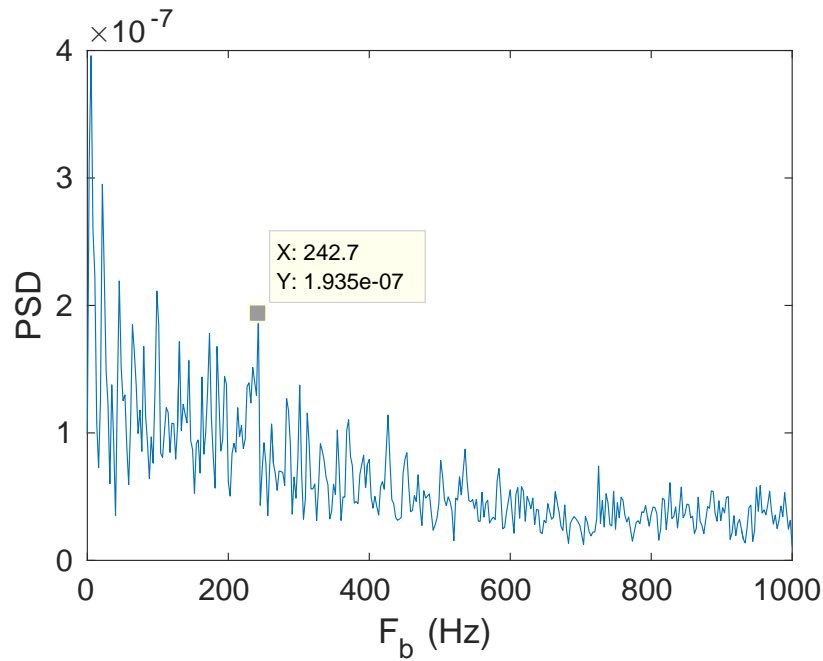


FIGURE 4.61 – Spectre du déplacement de l'interface (a) et de la longueur de brisure (b), pour la géométrie  $H_L = 5$  mm,  $H_G = 5$  mm,  $U_L = 0,28$  m/s et  $U_G = 80$  m/s.

Si la vitesse gaz dépasse la vitesse de transition entre les régimes, le signal de brisure ne contient plus de fréquence majoritaire, alors que la fréquence de l'instabilité de cisaillement reste là aussi très marquée. Pour ce régime, on peut considérer que la brisure est indépendante des structures liquides produites par l'instabilité de cisaillement. Ce régime correspond au régime asymptotique identifié sur la figure 4.53, et pour lequel la longueur de brisure ne dépend plus de la vitesse gaz.

#### 4.3.3.3 Régime asymptotique de $L_b$ avec $U_G$

Examinons maintenant les données de  $L_b$  asymptotiques présentées dans la figure 4.62 suivante :

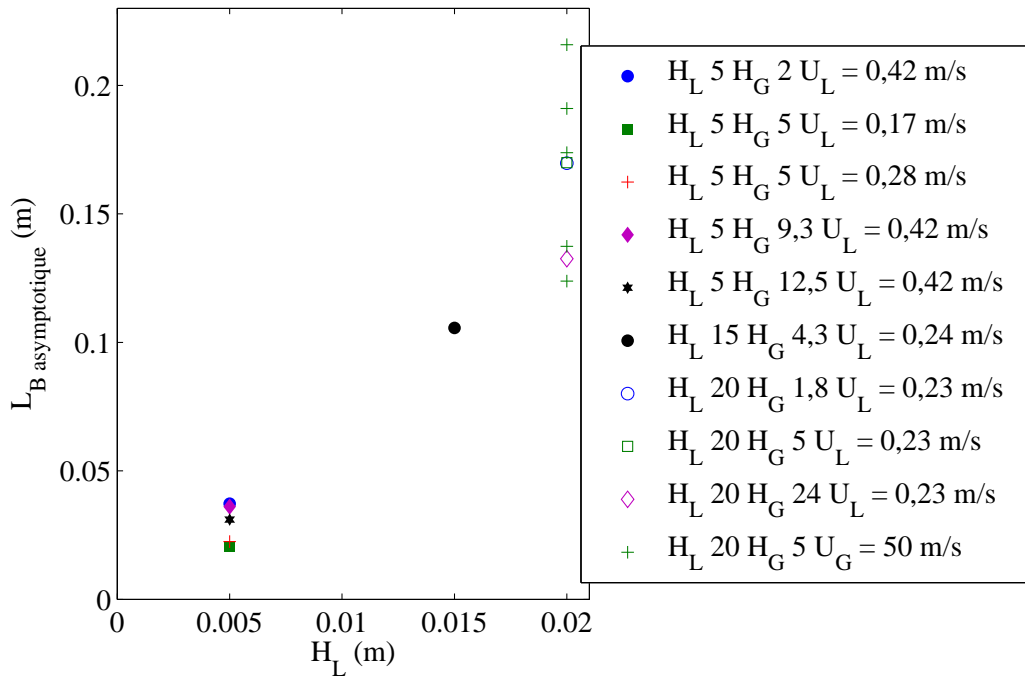


FIGURE 4.62 – Longueur de brisure asymptotique fonction du diamètre liquide. Données de l’injecteur n°2.

En figure 4.62 est tracée la longueur de brisure asymptotique fonction du diamètre liquide.

Nous pouvons remarquer que  $L_b$  asymptotique a tendance à augmenter proportionnellement avec le diamètre liquide. Il y a cependant une plage de variation importante autour de chaque géométrie, due aux différentes valeurs de la vitesse liquide. Nous proposons de regarder plus en détail les tendances avec la figure 4.63 suivante qui présente les mesures de  $L_b$  asymptotiques à la fois en fonction de  $H_L$  et  $H_G$ .

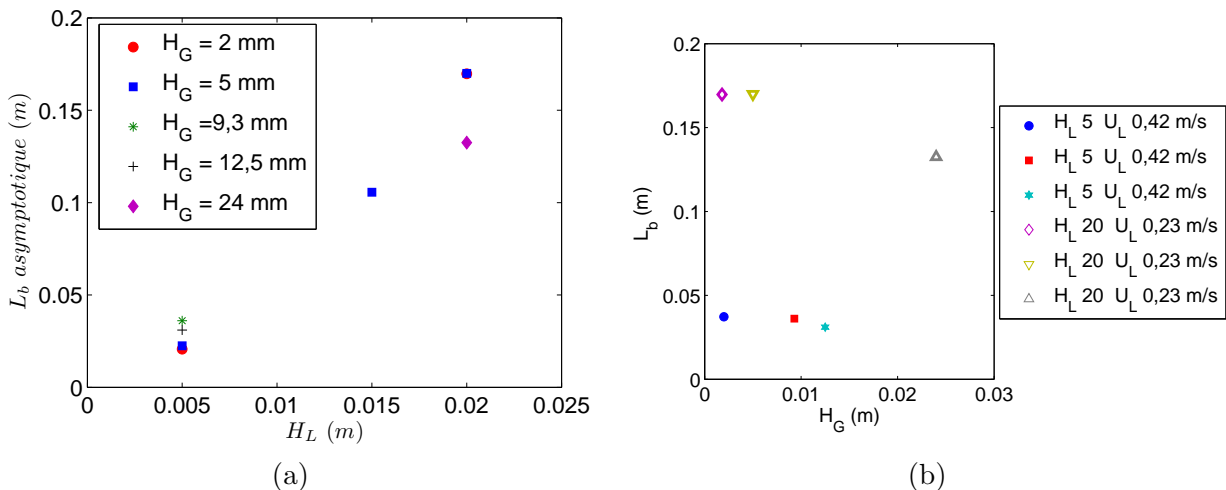


FIGURE 4.63 – Longueur de brisure asymptotique fonction de  $H_L$  (a) et de l’épaisseur gaz (b), pour l’injecteur n°2.

La figure 4.63 (a) montre la longueur de brisure asymptotique tracée en fonction du diamètre liquide. Nous pouvons constater que la longueur de brisure asymptotique est linéaire avec le diamètre liquide d’injection, pour au moins deux épaisseurs gaz. Pour des épaisseurs gaz importantes, la longueur

de brisure asymptotique est légèrement réduite (figure 4.63 (b)).

La quasi proportionnalité entre  $L_b$  et  $H_L$  observée sur la figure 4.63 suggère que le paramètre sans dimension  $L_b/H_L$ , introduit dans l'analyse de Raynal, reste pertinent pour le cas de l'injecteur coaxial avec flapping : comme indiqué précédemment en sous-section 4.59, ce nombre ne dépend plus simplement de  $M$  (comme dans le cas plan), mais doit nécessairement dépendre d'autres paramètres du problème. Afin de clarifier lesquels, nous proposons un modèle dans la section suivante.

#### 4.3.3.4 Discussion sur la physique de la brisure du jet

Pour les régimes de vitesse gaz faible à modérée, comme par exemple pour les conditions de l'image 4.65, le jet est fortement déformé par le jet gaz. Le jet liquide est ainsi formé d'une succession de bourrelets reliés par des ligaments liquides. La brisure du jet apparaît lorsqu'un des ligaments est brisé par vidange capillaire. La longueur de brisure est ainsi pulsée, et des segments du jet sont lâchés, qui vont ensuite eux-mêmes se fragmenter. C'est le cas pour les points dont la longueur de brisure diminue avec la vitesse gaz et pour lesquels la vitesse gaz est inférieure à 50 m/s, comme on peut le voir en figure 4.53. Pour des vitesses gaz supérieures, la brisure telle que décrite au-dessus est moins nettement visible, l'épluchage devient important et la brisure est plus complexe.

Suivant ce scénario, il apparaît que la longueur de brisure est dépendante en premier lieu de la déformation du jet liquide par le jet gaz. Ces déformations amorcent ensuite la brisure du jet, par le mécanisme de vidange capillaire. La prédiction de la longueur de brisure est ainsi sensible à la position des perturbations de forme du jet ou vagues. La prédiction de la position des perturbations de forme du jet passe par la description de la dynamique du flapping et des instabilités de surface, en régime non-linéaire, en raison des grandes déformations subies par le jet.

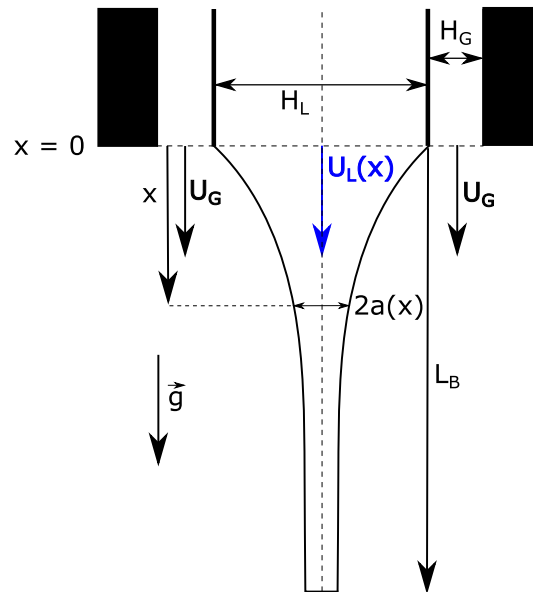


FIGURE 4.64 – Schéma de la configuration du jet et grandeurs utilisées pour les modèles de brisure présentés ci-après.



FIGURE 4.65 – Exemple d’image brute du jet. Conditions expérimentales : injecteur n°2  $H_L = 20$  mm,  $H_G = 1,8$  mm,  $U_L = 0,23$  m/s,  $U_G = 51$  m/s.

Afin de tester cette affirmation, des modélisations élémentaires ont été réalisées sous diverses hypothèses, la modélisation des phénomènes évoqués précédemment est pour le moment hors de portée d’un modèle analytique. Les grandeurs et la configuration du jet liquide par rapport à l’injecteur sont présentés en figure 4.64.

La première concerne un scénario de brisure sans perte de masse due au stripping et une brisure du jet considérée comme l’équilibre entre une vitesse de récession capillaire et la vitesse de convection liquide. Ce scénario conduit à considérer deux mécanismes d’entraînement, la gravité ou la traînée du gaz sur le liquide. Le déplacement latéral du jet n’est pas considéré directement, il est inclus dans le coefficient de traînée modélisant la traînée gaz sur le liquide.

Toujours sans considérer de perte de masse, la seconde modélisation considère la brisure comme l’équilibre entre un temps de convection et un temps de croissance de l’instabilité de Rayleigh-Plateau. Là aussi, la vitesse du liquide dans le temps et l’espace peut être le résultat de l’effet de la gravité et/ou de la traînée gaz sur le liquide.

Enfin, une troisième modélisation prend en compte la perte de masse du jet due à un flux de liquide épluché. Les précédents scénari seront traités dans ce contexte.

Ces modélisations reposent sur

- d’une part l’estimation de la vitesse liquide sous l’effet de la gravité et ou de la force de traînée aérodynamique,

- d'autre part l'estimation du rayon local du jet liquide sous l'effet des forces de gravité ou de la force de traînée aérodynamique, cette donnée étant un paramètre nécessaire au calcul de la vitesse de récession et du temps de brisure Rayleigh,
- et enfin de la vitesse de récession capillaire et du temps de brisure Rayleigh,

Le jet liquide est considéré cylindrique soumis à sa périphérie à l'action d'un anneau de gaz externe (voir schéma de la figure 4.64). Les bourrelets de liquide et les excursions radiales du jet ne sont pas pris en compte directement. Une force de traînée égale à un coefficient de traînée  $C_d$  multiplié par la pression dynamique et le maître couple des vagues ou structures liquides modélisent l'effort d'entraînement du gaz sur le jet. Nous rappelons que la vitesse gaz est constante spatialement par hypothèse. Le coefficient de traînée est supposé constant dans l'espace également, alors que l'incidence de la structure relativement à l'écoulement gaz et donc  $C_d$  évolue dans l'espace, ce qui est une simplification forte. Dans ce qui constitue la première proposition de modélisation, sans arrachement et donc sans perte de débit liquide, la conservation du débit s'écrit en équation (4.4), avec  $a(x)$  rayon du jet liquide.

$$\pi a(x)^2 U_L(x) = \pi (a + da)^2 (U_L + dU_L) \quad (4.4)$$

$$2 \frac{da}{a} = - \frac{dU_L}{U_L} \quad (4.5)$$

$$2 \frac{a}{H_L} = \left( \frac{U_L}{U_{L0}} \right)^{-\frac{1}{2}} \quad (4.6)$$

La relation (4.5) est obtenue en conservant le premier ordre de l'expression (4.4). Nous intégrons ensuite la relation (4.5) en  $\ln(a) = -\frac{\ln(U_L)}{2} + cst$ , soit  $a = e^{cst} \cdot U_L^{-1/2}$ . La condition initiale à  $x = 0$  ( $U_L = U_{L0}$ ,  $a = H_L/2$ ) donne la relation (4.6).

Un bilan de quantité de mouvement est effectué sur une portion de cylindre entre  $x$  et  $x + dx$ , en prenant en compte l'accélération de la pesanteur et la force de traînée aérodynamique sur le cylindre :

$$\rho_L \pi a(x)^2 dx \frac{dU_L(x)}{dt} = \rho_L \pi a(x)^2 dx g + C_d \frac{1}{2} \rho_G U_G^2 2\pi a dx \quad (4.7)$$

$$\frac{dU_L(x)}{dt} = U_L(x) \frac{dU_L(x)}{dx} = g + C_d \frac{\rho_G U_G^2}{\rho_L 2a} \quad (4.8)$$

La relation (4.8) est obtenue par simplification de la relation (4.7).

Il est nécessaire ici de comparer l'influence du forçage aérodynamique ou de la pesanteur et donc les deux termes du membre de droite de la relation (4.8). Le diamètre de l'injecteur variant de 5 à 20 mm, la vitesse gaz variant de 15 à 130 m/s et pour un  $C_d$  de 0,6, le rapport  $C_d \frac{\rho_G U_G^2}{\rho_L 2a} / g$  est toujours supérieur à 1, sauf pour un point de mesure de l'injecteur de diamètre liquide égal à 20 mm et pour une vitesse gaz de 15 m/s.

Il est ainsi possible de simplifier la relation (4.8), qui devient dans le cas d'un forçage aérodynamique :

$$U_L(x) \frac{dU_L(x)}{dx} = C_d \frac{\rho_G U_G^2}{\rho_L 2a(x)} \quad (4.9)$$

L'équation (4.9) précédente, une fois insérée la relation donnant le rayon liquide  $a$ , ne peut être intégrée analytiquement que pour un seul type de forçage, soit gravitaire, soit aérodynamique.

- Dans le cas d'un forçage gravitaire pur, le calcul donne  $U_L(x) = \sqrt{2gx + U_L(x=0)^2}$  mais l'expression n'est utile que lorsque le forçage aérodynamique est nul ou très faible, soit à faible vitesse gaz, et est indépendante de la vitesse gaz. Pour nos mesures, ce cas de figure n'est pas rencontré.
- Dans le cas d'un forçage aérodynamique seul, l'équation (4.9) privée de  $g$  et une fois insérée l'expression du rayon liquide  $a$  (équation (4.10)) est intégrable avec la condition initiale en  $x = 0$   $U_L = U_{L0}$  et la relation 4.11 est ainsi obtenue.

$$U_L(x)^{1/2} \frac{dU_L(x)}{dx} = C_d \frac{\rho_G U_G^2}{\rho_L H_L U_{L0}^{1/2}} \quad (4.10)$$

$$U_L(x)^{3/2} = \frac{3}{2} C_d \frac{\rho_G U_G^2}{\rho_L H_L U_{L0}^{1/2}} x + U_{L0}^{3/2} \quad (4.11)$$

Une expression analytique implicite solution de l'équation (4.8) avec insertion de l'expression de  $a$  a été trouvée et est indiquée en annexe E. Cette relation permet de prendre en compte les deux forçages. La prise en compte des deux forçages sur le jet liquide permet de modéliser l'évolution du rapport des forçages aérodynamique/gravité avec l'espace. L'entraînement aérodynamique variant avec la taille des vagues sur le jet, il est donc lié au taux de croissance de l'instabilité de cisaillement linéaire et/ou non-linéaire. Le forçage aérodynamique est donc faible près de l'injecteur et le rapport des forçages aérodynamique/gravité évolue donc avec l'espace. Cette modélisation permet de balayer la gamme de vitesse gaz étudiée, alors que l'étude avec un seul type de forçage ne permet que de traiter les limites supérieures et inférieures de la gamme de vitesse.

Sous l'effet de la force de traînée aérodynamique, l'accroissement de vitesse le long du cylindre est ainsi :

$$\left( \frac{U_L(x)}{U_{L0}} \right)^{3/2} = 1 + \frac{3}{2} C_d M \frac{x}{H_L} \quad (4.12)$$

L'affinement du rayon du cylindre est obtenu en remplaçant le terme de gauche de la relation 4.12 par l'inverse de la racine cubique de l'expression 4.6 :

$$\frac{2a}{H_L} = \left( 1 + \frac{3}{2} C_d M \frac{x}{H_L} \right)^{-\frac{1}{3}} \quad (4.13)$$

En faisant l'hypothèse que lorsque la brisure intervient, la vitesse de récession liquide  $U^* = \sqrt{\frac{\sigma}{\rho_L a}}$  est égale à la vitesse locale du liquide, le diamètre liquide à l'extrémité peut s'écrire à partir de la relation (4.6) et en remplaçant la vitesse liquide par la vitesse de récession dans cette expression, nous obtenons :

$$\frac{2a}{H_L} = \left( \frac{U^*}{U_{L0}} \right)^{-1/2} \quad (4.14)$$

Il est intéressant de remarquer que l'expression 4.14 ne dépend pas de la vitesse gaz. C'est par contre dans ce scénario le rayon liquide qui en dépend. Afin d'obtenir une relation avec les paramètres de contrôle, il faut remplacer le terme de gauche de la relation 4.14 par la relation 4.13, et nous obtenons enfin :

$$\frac{L_b}{H_L} = \frac{2}{3C_d M} \left( \left[ \frac{U^*}{U_{L0}} \right]^{\frac{3}{2}} - 1 \right) \quad (4.15)$$

La relation 4.15 relie ainsi la longueur de brisure au diamètre liquide d'injection, aux paramètres de contrôle  $U_G$  et  $U_L$ , à la tension de surface du liquide et à un coefficient de traînée aérodynamique. Cette relation liant  $L_b$  à la vitesse gaz, elle est plutôt adaptée à la description de la brisure dans le régime où  $L_b$  décroît avec la vitesse gaz.

Pour nos conditions expérimentales, nous trouvons que la vitesse de récession  $U^* = \sqrt{\frac{\sigma}{\rho_L a}}$  est toujours inférieure à la vitesse liquide d'injection lorsque le rayon pris pour calculer l'ordre de grandeur de cette vitesse est celui de nos mesures expérimentales de rayon moyen, qui sont difficiles à obtenir et avec une barre d'erreur importante. Pour que le modèle donne le bon ordre de grandeur pour la longueur de brisure, il serait nécessaire de diminuer la valeur du rayon à une valeur 1000 fois plus faible que sa valeur moyenne. La tendance prédite par le modèle dans ces conditions ne correspond

pas du tout à ce qui est observé. Même si le modèle précédemment formulé ne permet pas de prédire la longueur de brisure, il semble que la brisure soit fortement dépendante de la déformation du jet par le jet gaz, la vitesse de récession restant très faible devant la vitesse liquide, pour les diamètres de jet étudiés. Ce point pourrait être pris en compte en faisant varier spatialement le coefficient de traînée gaz  $C_d$ .

La deuxième proposition est maintenant proposée. La brisure peut également être envisagée sous le scénario suivant : la brisure intervient lorsque le temps de brisure Rayleigh-Plateau d'un cylindre est égal à un temps de convection du jet ((4.16)). Le taux de croissance de l'instabilité Rayleigh-Plateau écrit pour un cylindre immobile ne peut cependant pas être utilisé, le jet liquide subissant un étirement axial important, ce qui modifie la dynamique de l'écoulement de vidange capillaire. Le mécanisme de vidange capillaire est lié à un gradient axial de pression de Laplace et ainsi au gradient axial du rayon du jet. L'étirement du jet diminue ce gradient et ainsi augmente le temps / la longueur de brisure. L'étude du développement de l'instabilité de Rayleigh-Plateau pour un jet liquide possédant une vitesse d'ensemble a été réalisée par Keller et al 1973 [41]. Le temps de brisure Rayleigh-Plateau (4.18) est ici un temps de vie de la structure, et la vitesse de convection du jet (4.17) permet de calculer la longueur de brisure. La formulation de ce modèle permet de vérifier si l'ordre de grandeur et la tendance obtenus correspondent aux mesures et donc si un rayon du jet moyen lisse associé aux forces capillaires suffit à prédire la position de la brisure.

$$T_{vol} = T_{brisure} \quad (4.16)$$

$$T_{vol} = \frac{L_b}{U_L(x)} \quad (4.17)$$

$$T_{brisure} = \left[ \frac{\rho_L a^3}{\sigma} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (4.18)$$

Afin de compléter le modèle, il faut choisir des échelles de vitesses liquide et de rayon du jet : en première approximation, la vitesse liquide est prise égale à la vitesse liquide d'injection  $U_{L0}$  et le rayon du jet est pris égal au rayon du jet liquide à l'injection,  $a = H_L/2$ . Nous obtenons ainsi :

$$L_b \approx \frac{\sqrt{2}}{4} \sqrt{\frac{\rho_L H_L^3}{\sigma}} U_{L0} \quad (4.19)$$

Ou encore :

$$\frac{L_b}{H_L} \approx \frac{\sqrt{2}}{4} \frac{U_{L0}}{\sqrt{\frac{\sigma}{\rho_L H_L}}} \quad (4.20)$$



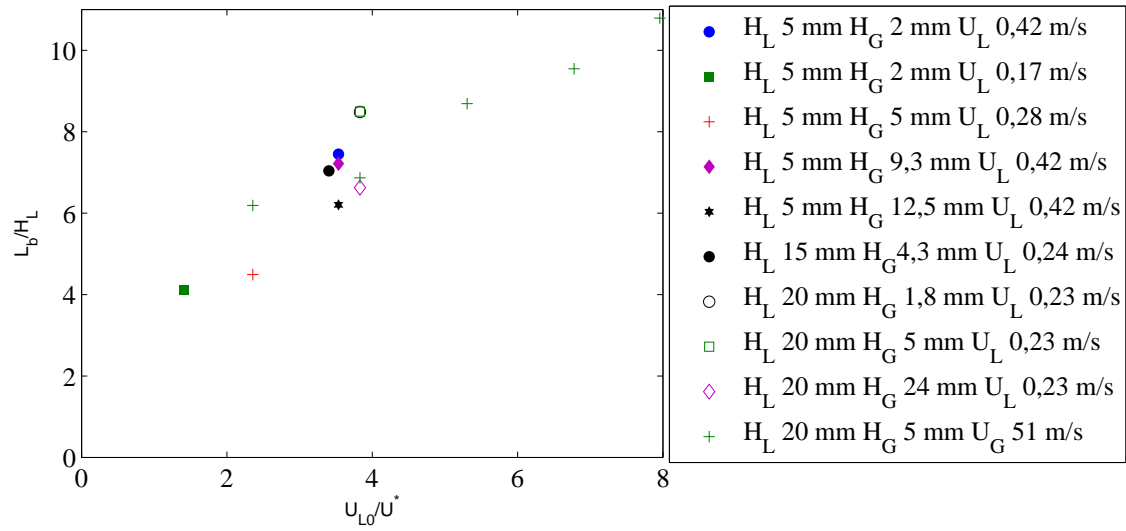


FIGURE 4.66 – Données mesurées de longueur de brisure asymptotique adimensionnées par  $H_L$  fonction du rapport des vitesses capillaires  $U^* = \sqrt{\frac{\sigma}{\rho_L H_L}}$  et de la vitesse liquide à l'injection  $U_L$  pour l'injecteur n°2.

La figure 4.66 montre un certain accord entre les données expérimentales et la loi (4.20) proposée, pour des données asymptotiques où la vitesse gaz n'intervient plus sur la longueur de brisure. Une interpolation linéaire par la méthode des moindres carrés donne la relation (4.21) suivante :

$$\frac{L_b}{H_L} = 1,02 \cdot \frac{\sqrt{2}}{4} \frac{U_{L0}}{\sqrt{\frac{\sigma}{\rho_L H_L}}} + 3,2 \quad (4.21)$$

La gamme de vitesses liquide pour les données présentées s'étend de 0,17 à 0,42 m/s. La relation (4.21) et la figure 4.66 montrent une certaine sensibilité de la brisure aux conditions initiales, en particulier la vitesse liquide et le diamètre initial, alors que nous savons que le diamètre et la vitesse du jet évoluent fortement dans l'espace.

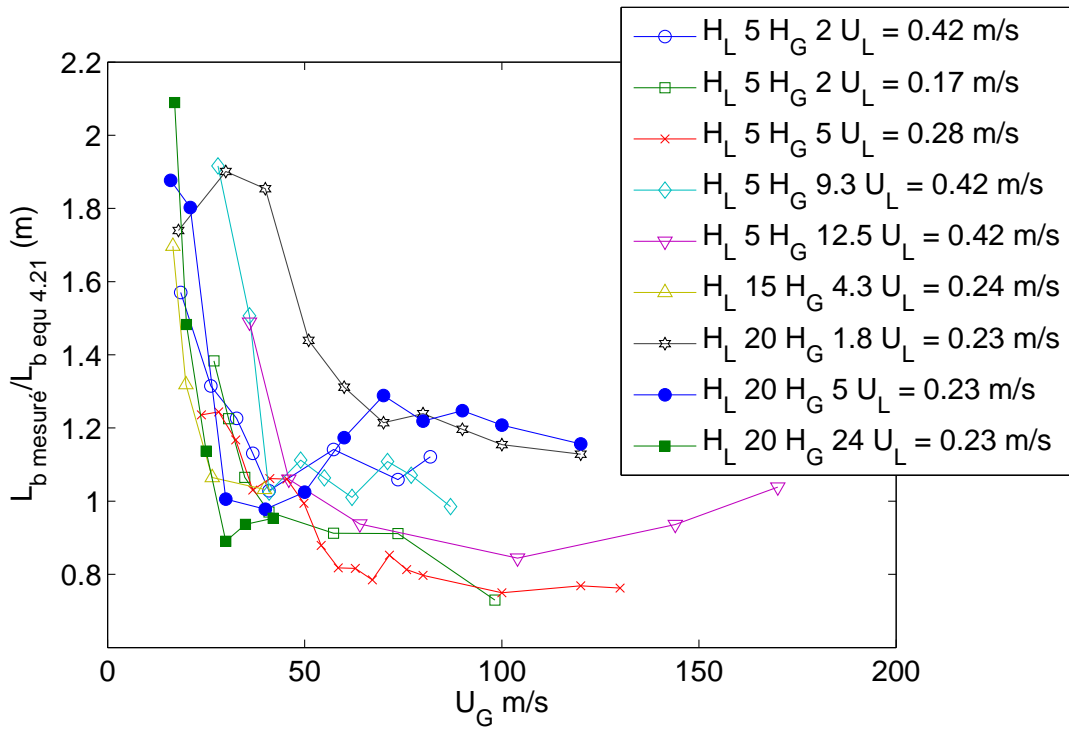


FIGURE 4.67 – Données mesurées de longueur de brisure rapportées à la longueur de brisure prédite par l’expression (4.21) fonction de la vitesse gaz pour l’injecteur n°2.

La figure 4.67 montre le rapport des mesures de longueur de brisure à la prédiction de cette longueur par l’expression (4.21) fonction de la vitesse gaz pour l’injecteur n°2. L’accord entre la prévision de l’équation (4.21) et les données expérimentales augmente avec la vitesse gaz et prédit la longueur de brisure à +/- 20 % pour des vitesses gaz supérieures à approximativement 60 m/s.

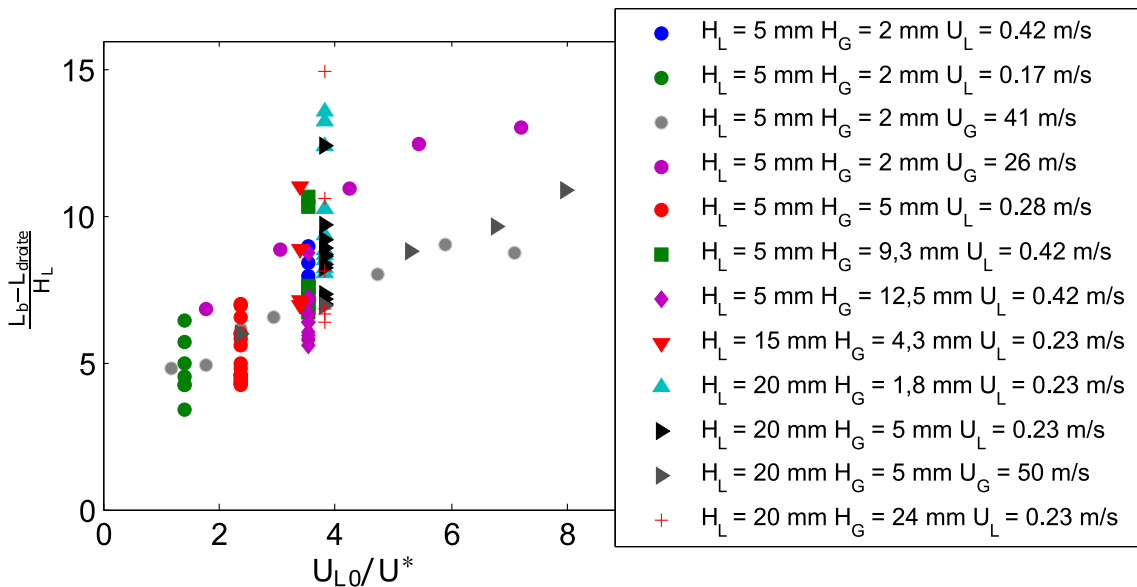


FIGURE 4.68 – Données mesurées de longueur de brisure adimensionnées par  $H_L$  fonction de la vitesse capillaire  $U^* = \sqrt{\frac{\sigma}{\rho_L H_L}}$  rapportée à la vitesse liquide à l’injection  $U_L$  pour l’injecteur n°2.

La figure 4.68 montre toutes les données de brisure dans le repère de la relation (4.20). La longueur de brisure est retranchée de la longueur droite, afin de retirer la longueur du jet où le flapping et les

instabilités sont encore peu développées. Comme on peut le remarquer en figure 4.68, cette écriture ne permet pas de réduire l'influence de la vitesse gaz sur la longueur de brisure. L'effet de la vitesse gaz, qui n'est pas pris en compte dans l'expression (4.20), est relativement important.

Pour aller plus loin et proposer une piste de modélisation complète, il convient de prendre en compte les effets de la vitesse gaz sur la brisure du jet et ainsi sur les bilans de masse et de quantité de mouvement du jet.

A cette fin, une troisième proposition de modélisation est explorée. Cette dernière propose d'ajouter une perte de masse à l'équation de conservation de la masse et à l'équation de conservation de quantité de mouvement, ainsi que l'ensemble des forçages aérodynamique et gravitaire.

L'équation de conservation de la masse s'écrit pour un disque d'épaisseur  $dx$  de section  $a(x)$  et  $a(x + dx)$  et avec une vitesse liquide à la frontière  $U_L(x)$  et  $U_L(x + dx)$  par les équations (4.22) et (4.23) suivante :

$$\pi a^2(x + dx)U_L(x + dx) = \pi a^2(x)U_L(x) - J_L 2\pi a(x)dx \quad (4.22)$$

$$\frac{dU_L(x)a^2(x)}{dx} = -2J_L a(x) \quad (4.23)$$

$$(4.24)$$

Le flux  $J_L$  arraché dans les gouttes (épluchage) est estimé proportionnel à la vitesse gaz (Marty et 2015 [60]). On écrit ainsi  $J_L = kU_G$  avec  $k$  constante valant 0,02 pour la géométrie d'injection plane avec prefilming, n'ayant pas de données pour nos injecteurs axisymétriques.

L'équation (4.25) est l'équation de la conservation de la quantité de mouvement pour le même disque liquide déjà décrit plus haut. On ajoute un flux de quantité de mouvement perdu dans les gouttes proportionnel à  $J_L^2$ . S'ajoutent ensuite les termes de forçage gravité et aérodynamique ( $C_d$  constant dans l'espace).

$$\rho_L \pi a^2(x + dx)U_L^2(x + dx) = \rho_L \pi a^2(x)U_L^2(x) - \rho_L J_L^2 2\pi a(x)dx + \rho_L g a^2(x)\pi dx + C_d \rho_G U_G^2 2\pi a(x)dx$$

$$\frac{\rho_L dU_L^2(x)a^2(x)}{dx} = -\rho_L J_L^2 2\pi a(x) + \rho_L g a^2(x)\pi + C_d \rho_G U_G^2 2\pi a(x) \quad (4.25)$$

Le système d'équations différentielles (4.23) et (4.25) est intégré numériquement (Maple MapleSoft) à partir de conditions initiales en rayon et vitesse liquide à la sortie d'injecteur et permet d'obtenir les profils verticaux de rayon et vitesse liquide. Les solutions de (4.23) et (4.25) sont ainsi injectées dans l'équation (4.20) et permettent de prédire la longueur de brisure donnée par l'expression (4.20). Pour un jeu de paramètres, des profils de rayon solutions numériques des équations (4.23) et (4.25) sont indiqués dans la figure suivante 4.69 :

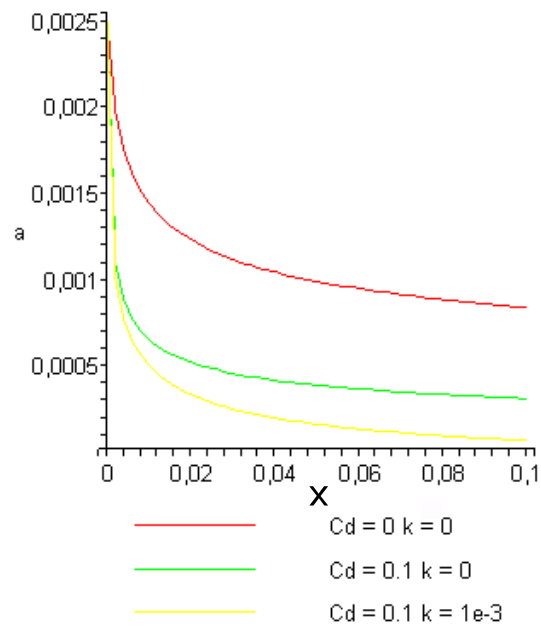


FIGURE 4.69 – Rayons solutions numériques du système d'équations (4.23) et (4.25) pour la configuration d'injection suivante :  $H_L = 5$  mm,  $U_G = 30$  m/s,  $U_L = 0.28$  m/s,  $\rho_L = 1000$  kg/m<sup>3</sup>,  $\rho_G = 1,2$  kg/m<sup>3</sup>.

Afin de retrouver le profil de rayon pour  $U_G = 80$  m/s, différents paramètres du modèle ont été testés. Les profils de rayon pour divers paramètres sont présentés en figure 4.70 suivante :

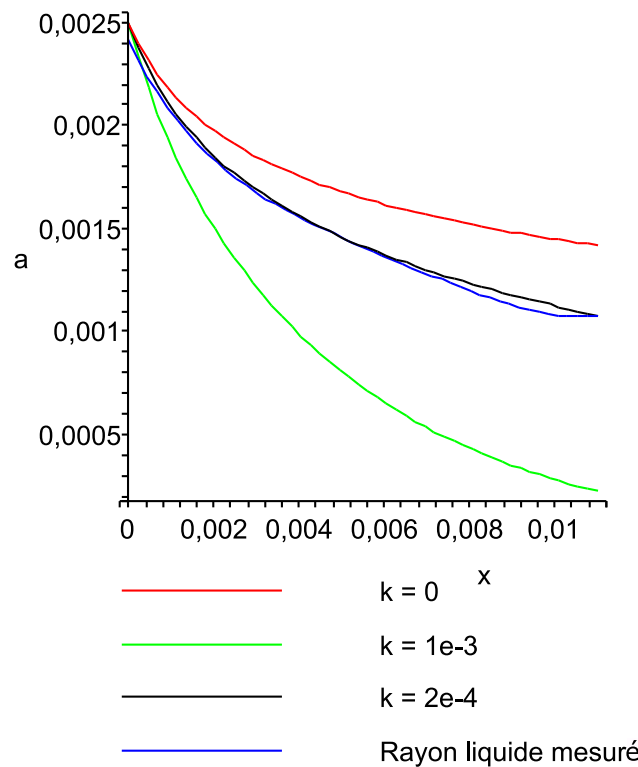


FIGURE 4.70 – Profils verticaux de rayons du jet liquide solutions du système d'équations (4.23) et (4.25) pour la configuration d'injection suivante :  $H_L = 5$  mm,  $U_G = 80$  m/s,  $U_L = 0.28$  m/s,  $\rho_L = 1000$  kg/m<sup>3</sup>,  $\rho_G = 1,2$  kg/m<sup>3</sup>,  $C_d = 0$ .

La figure 4.70 montre que pour la configuration expérimentale  $H_L = 5$  mm,  $U_G = 80$  m/s,  $U_L = 0.28$  m/s,  $\rho_L = 1000$  kg/m<sup>3</sup>,  $\rho_G = 1,2$  kg/m<sup>3</sup>, un coefficient d'entraînement du jet  $k$  pris égal à  $1 \cdot 10^{-4}$  sans prise en compte d'un effet d'entraînement gaz sur le liquide ( $C_d = 0$ ) suffit pour donner une bonne représentation du profil de rayon liquide. Il est cependant possible d'obtenir un résultat similaire avec d'autres combinaisons de  $C_d, k$ , et/ou en rendant ces constantes dépendantes de l'espace, du fait de l'évolution spatiale de la forme des vagues et de l'épluchage des vagues. Ce travail n'a pas été réalisé, cela nécessiterait de prime abord d'améliorer la mesure du rayon du jet et de sa vitesse, ce qui n'a pas été fait. En particulier, l'effet du flapping sur  $C_d$  n'a été étudié qu'en partie, via des mesures d'accélération des structures caractéristiques du flapping. L'effet du flapping sur  $k$  n'a pas été étudié.

Néanmoins, si l'on reste sur ce que nous avons montré en figure 4.70, les données de sortie du modèle (profils de  $a(x)$  et  $U_L(x)$ ) nous permettent de tracer les fonctions temps de vol (4.17) et temps de brisure (4.18). Pour le cas de la figure 4.70, pour obtenir une longueur de brisure comparable à la mesure (0,0216 m), l'expression du temps de brisure (4.18) doit être multipliée par 5. Levich 1962 [47] donne un coefficient de 8.46 pour un jet dont l'accélération est négligeable. La pesanteur et l'entraînement du gaz sur le liquide contribuent à diminuer ce coefficient, ce qui est cohérent. Les profils de temps de vol et brisure correspondants sont montrés en figure 4.71 suivante :

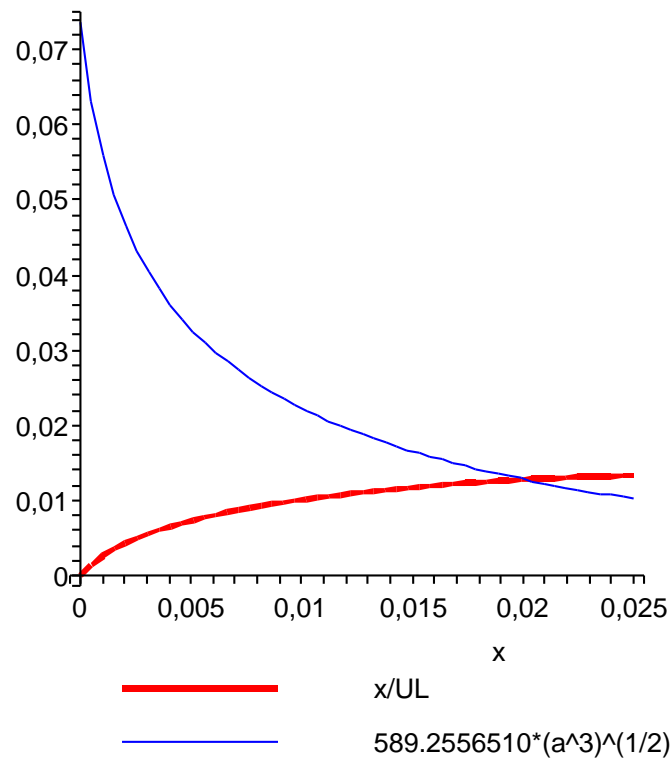


FIGURE 4.71 – Profils de temps de vol et temps de brisure ( $\times 5$ ) pour les conditions suivantes :  $H_L = 5$  mm,  $U_G = 80$  m/s,  $U_L = 0.28$  m/s,  $\rho_L = 1000$  kg/m<sup>3</sup>,  $\rho_G = 1,2$  kg/m<sup>3</sup>,  $C_d = 0$ ,  $k = 2 \cdot 10^{-4}$ .

Ce travail de modélisation permet de montrer qu'il est possible à partir des équations de conservation de base et avec des hypothèses raisonnables de donner un bon ordre de grandeur de la longueur de brisure. Cependant, le modèle produit n'est pas prédictif. Pour qu'il le soit, il resterait à éclaircir le rôle de chacun des paramètres sur la brisure (profils de perte de masse et traînée gaz) en fonction des paramètres de contrôle. Ce travail nécessiterait en outre des mesures de vitesse du liquide au sein du jet, afin de complètement valider le modèle.

Nous avons réalisé une expérience (décrite en détail en section 5.3.1.6 et analogue à ce que nous pouvons voir en section 4.2.3) où nous avons pu contrôler, tous paramètres de contrôle fixés, la présence du flapping. Les preuves d'un tel contrôle sont données en section 5.3.1.6. Les conditions expérimentales sont les suivantes : injecteur n°2,  $H_L = 5$  mm,  $H_G = 5$  mm,  $U_L = 0,69$  m/s,  $U_G = 57$  m/s. La longueur de brisure pour les conditions naturelle, lorsque le flapping est dominant, vaut 43,6 mm. Pour la même configuration expérimentale mais avec une présence de flapping limitée, la longueur de brisure est de 48,2 mm, soit un peu plus de 10% d'écart, ce qui est supérieur à l'erreur de mesure. Le flapping, pour cette condition d'injection particulière, diminue la longueur de brisure. Même si l'effet est limité, les instabilités influent sur la brisure.

#### 4.3.4 Conclusion sur la longueur de brisure

Nous avons vu que la longueur de brisure en géométrie coaxiale était différente de la brisure dans la configuration plane avec paroi à cause de la présence du déplacement radial ou instabilité de flapping.

La longueur de brisure a deux régimes d'évolution avec la vitesse gaz : un premier où une augmentation de la vitesse gaz conduit à une diminution sensible de la longueur de brisure, et un second où la longueur de brisure devient indépendante de la vitesse gaz. Le premier régime est dépendant de l'instabilité de cisaillement et du flapping. Le second régime est un régime de saturation piloté par le diamètre liquide et la vitesse liquide d'injection initiale.

L'épaisseur gaz a peu d'effet sur la longueur de brisure, hormis pour le régime de dépendance de la brisure à l'instabilité de cisaillement et le flapping et à forte épaisseur gaz. Le diamètre liquide a un effet important pour les deux régimes de dépendance.

La brisure semble être un équilibre entre un mécanisme de convection du jet liquide et un mécanisme de brisure capillaire modulé par la déformation du jet liquide par le courant gaz. Le lien entre la déformation du jet liquide et le mécanisme de brisure n'a pas été explicité clairement mais il semble que le flapping a un rôle à jouer, notamment parce que cette instabilité produit des structures qui sont fortement entraînées par le courant gaz. Ce lien n'a pas été montré clairement, il serait nécessaire de réaliser des mesures de vitesses dans le jet liquide pour valider le modèle de la dynamique du jet avec pertes de masse présenté et pouvoir mesurer l'importance relative de chacun des termes sources/puits du modèle, ainsi que leur évolution dans l'espace.

## 4.4 Conclusion

Pour récapituler, la structure du jet est principalement décrite par deux grandeurs que sont la longueur de brisure du jet et l'angle d'ouverture du spray. Il a été montré que le flapping a une certaine influence sur la longueur de brisure et l'angle d'ouverture, et une grandeur qui décrit l'établissement du flapping a donc été introduite. Le flapping ou le déplacement radial du jet est ainsi responsable du façonnage du dard liquide ou cône potentiel liquide, et sa présence est la cause des principales différences de comportement du jet avec les paramètres de contrôle étudiés entre les configurations d'atomisation plane avec paroi et coaxiale. Nous rappelons que le flapping n'est pas présent en configuration plane avec paroi (prefilming).

- En effet, la brisure du jet coaxial est différente de la brisure du jet plan avec paroi, de par la présence du flapping. Autre différence, la longueur de brisure n'est pas uniquement liée au rapport des pressions dynamiques, au contraire de la géométrie plane avec paroi. Le jet présente deux régimes de brisure avec la vitesse gaz, le premier à faible vitesse gaz est lié aux instabilités de cisaillement amont à la brisure (dont le flapping) et le second apparaissant à plus forte vitesse gaz, indépendant de cette dernière, et principalement dépendant du diamètre d'injection liquide et de la vitesse d'injection liquide. L'écart type de la fluctuation de la longueur de brisure peut être en première approximation considéré comme proportionnel à la longueur de brisure. Cette tendance est cependant plus marquée pour les diamètres liquides importants. Pour le régime où la longueur de brisure est indépendante de la vitesse gaz, la longueur de brisure *asymptotique* est liée à la vitesse capillaire et à la vitesse liquide par une expression de la forme  $\frac{L_b}{H_L} = 1,02 \cdot \frac{\sqrt{2}}{4} \frac{U_{L0}}{\sqrt{\rho_L H_L \sigma}} + 3,2$ . Ceci ne veut pas dire que la vitesse gaz n'a aucun effet : elle est même promoteur de cette brisure, mais elle n'influe plus sur la longueur de brisure au-dessus d'une certaine valeur. Il est possible que plusieurs mécanismes intervenants dans la brisure se compensent, ou que le flux de liquide épluché au jet fasse écran au jet gaz. Nous avons pu remarquer que la longueur de brisure est proportionnelle au diamètre liquide d'injection, lorsque celle-ci est indépendante de la vitesse gaz (régime asymptotique).
- La longueur du cône potentiel liquide est liée au déplacement radial du jet et ainsi à une longueur d'établissement du flapping. L'existence du flapping a pu être avérée à partir d'une vitesse gaz suffisante pour faire apparaître des perturbations macroscopiques à la surface du jet. Le flapping s'établit à une vitesse gaz de l'ordre de 10 m/s, qui varie avec la géométrie et la vitesse liquide. La présence du flapping semble indissociable de la présence de perturbations à la surface du jet amont au flapping. Cette longueur d'établissement du flapping présente elle aussi deux régimes de dépendance à la vitesse gaz : un premier régime de forte décroissance avec la vitesse gaz, et un deuxième asymptotique pour de plus fortes vitesses gaz. Le premier régime serait lié au taux de croissance des perturbations qui augmente avec la vitesse gaz, jusqu'à saturer et conduire au régime asymptotique. La longueur d'établissement du flapping est dépendante de l'épaisseur gaz et surtout du diamètre liquide. La valeur asymptotique gaz

de  $L_f$  est linéairement dépendante du diamètre liquide, ce qui indique que pour ce régime seulement, le flapping est un mécanisme de recirculation, le jet liquide faisant office d'obstacle au jet gaz.

- Concernant l'angle d'ouverture du spray, le flapping a un rôle important mais l'extension du spray est plus importante que l'extension radiale du jet connexe. L'angle d'ouverture présente deux régimes de dépendance à la vitesse gaz, un premier croissant avec la vitesse gaz à faible vitesse gaz et un deuxième décroissant pour de plus fortes vitesses gaz. L'angle d'ouverture est de 10 à 20 degrés supérieur au maximum à celui de l'angle d'ouverture du jet connexe, et peut être confondu avec ce dernier, pour de faibles et fortes vitesses gaz. Cette différence n'est pas équivalente à la valeur de 45 degrés proposé par Raynal [75]. Le mécanisme d'éjection de ces gouttes reste compatible avec ce qu'a proposé Raynal [75], probablement avec une configuration locale de l'écoulement différente. Le mécanisme d'éjection des gouttes proposé par Soundar et al 2013 [78] est lui aussi plausible. Nous rappelons que ce mécanisme explique le fort angle d'éjection des gouttes par l'effet de la recirculation de l'écoulement gaz derrière une vague de l'instabilité de cisaillement et l'éjection de vortex, en régime de croissance non-linéaire. La recirculation gaz donne dans une configuration particulière de la quantité de mouvement dans une direction différente à celle de l'écoulement gaz moyen.

Après avoir analysé et montré l'influence du flapping sur les différentes grandeurs caractéristiques du jet, nous allons maintenant décrire cette instabilité.





## Chapitre 5

# Dynamique de l'instabilité de flapping

Après avoir décrit la structure du jet dans le chapitre précédent et montré l'importante influence du flapping sur cette dernière, nous proposerons maintenant une description de la dynamique de cette instabilité.

Le flapping est une instabilité : nous avons pu voir au chapitre 3 de présentation de l'écoulement que le jet pouvait se déplacer radialement, et nous allons le voir, de façon amplifiée dans l'espace et périodique. Nous clarifierons le mécanisme de déplacement dans ce présent chapitre.

Nous distinguerons le flapping de l'instabilité de cisaillement, principalement par la taille des structures liquides produites et par l'amplitude du déplacement radial produit. Nous parlerons de flapping lorsque le déplacement latéral du jet sera supérieur au rayon liquide. Nous restreignons l'appellation vagues de l'instabilité de cisaillement à des vagues dont l'amplitude est inférieure à celle d'un rayon liquide.

De manière plus globale, l'instabilité de flapping est principalement décrite par des grandeurs spatiales et temporelles : longueur d'onde et taux de croissance spatial pour les grandeurs spatiales et fréquence de passage des structures caractéristiques du flapping pour les grandeurs temporelles. Nous commencerons par étudier l'effet des paramètres de contrôle sur la fréquence de l'instabilité et en analyserons le lien avec l'instabilité de cisaillement. L'aspect du développement spatial de l'instabilité sera analysé en un second temps, principalement pour l'amplitude de déplacement radial du jet et dans une moindre mesure pour la longueur d'onde, cette dernière étant plus complexe à mesurer. Enfin, nos données seront comparées à des lois d'échelles connues de la bibliographie (voir section 1.1.2) en configuration d'atomisation de nappes.

## 5.1 Fréquence

### 5.1.1 Méthodologie de mesure

Afin d'obtenir la fréquence de déplacement radial du jet, des images du jet en ombroscopie résolues en temps sont enregistrées à l'aide d'une caméra rapide. Un profil vertical de position du centre du jet est extrait de chaque image à l'aide d'un programme de traitement écrit avec Matlab.

Le nombre de périodes enregistrées est au minimum de 100, typique de 500 (2000 à 10 000 images prises à des cadences allant de 1kHz à 5kHz). La résolution fréquentielle de nos transformées de Fourier est d'environ 1/3 d'Hertz.

Malgré le caractère tri-dimensionnel du flapping, la fréquence du flapping peut être obtenue à partir d'images bi-dimensionnelles du jet, projections de l'image du jet sur le plan objet du système caméra associé à son optique. Ce procédé est décrit en section 2.4. Avec une reconstruction tri-dimensionnelle du jet, nous savons que le déplacement radial du jet associé au flapping est quasi-planaire pour chaque évènement (voir annexe G et Matas et al 2011 [65]), la projection du centre du jet sur un plan horizontal étant contenue dans une ellipse allongée. Le plan dans lequel se produit le déplacement latéral varie au cours du temps avec une fréquence plus faible que celle de l'instabilité (voir annexe G). Les méthodologies de traitement bi et tri-dimensionnelles donnent des résultats équivalents, l'effet dans le spectre d'une projection du signal de déplacement latéral sur un plan tournant dans le temps étant limité. La fréquence de rotation du plan de battement est donc dissociée de la fréquence du flapping. La méthode de traitement bi-dimensionnelle permet en outre de mesurer la fréquence du flapping à une vitesse gaz importante, ce qu'il est difficile de réaliser avec la configuration tri-dimensionnelle, du fait de la présence d'un miroir, qui se trouve éclaboussé par le spray lorsque l'injecteur est en fonctionnement. Une solution qui consiste à éloigner le miroir du jet implique une augmentation du champ filmé par la caméra et une perte de résolution, à moins d'utiliser une deuxième caméra synchronisée.

L'algorithme de traitement écrit avec l'environnement de programmation Matlab est structuré comme suit : les images du jet enregistrées sont rognées et limitées à la zone d'intérêt afin de gagner en performances de calcul. La dynamique de chaque ligne de l'image est corrigée par un algorithme d'étirement d'histogramme de niveaux de gris, afin d'obtenir un contraste homogène entre le fond de l'image et le jet. Ce procédé est décrit en section 2.4. Afin d'éliminer les objets de petite taille comparativement au jet connexe liquide dont les gouttes et les ligaments de quelques pixels, un filtre médian est appliqué aux images. Nous rappelons que ce filtre est non linéaire et supprime dans l'image des éléments de taille inférieure à la moitié de la taille du noyau du filtre. Le réglage de la taille du filtre est réalisé au cas par cas manuellement, afin de trouver la plus petite taille de filtre convenant, le temps de calcul de filtrage augmentant rapidement avec la taille du filtre. La taille de ce filtre varie de quelques pixels à 30, suivant la taille des objets à éliminer dans l'image.

Sur ces images filtrées spatialement est extrait de chaque ligne horizontale le centre du jet. Plusieurs étapes sont réalisées à cet effet, la première consistant à calculer le complémentaire au blanc afin de rendre le jet blanc sur un fond gris. Un seuillage sur chaque ligne est ensuite réalisé, le seuil étant suffisamment élevé pour éliminer les résidus éventuels de gouttes isolées et suffisamment faible pour que le jet soit pris en compte. Le signal finalement obtenu est un créneau, dont nous allons chercher la position. Le calcul de la position du jet s'effectue par un calcul similaire à celui de l'espérance normalisée d'une distribution statistique : nous calculons le premier moment du signal créneau obtenu que nous appellerons  $N(R)$ , à l'aide d'une discrétisation de l'expression suivante :

$$C(z) = \frac{\int R.N(R, z).dR}{\int N(R, z).dR} \quad (5.1)$$

Où  $C(z)$  est le centre du jet et  $N(R, z)$  est le profil de l'image seuillé de niveau de gris de la ligne à l'altitude  $z$  et à une distance  $R$  de l'axe d'injection.

Un résultat du programme de traitement est proposé en figure suivante.

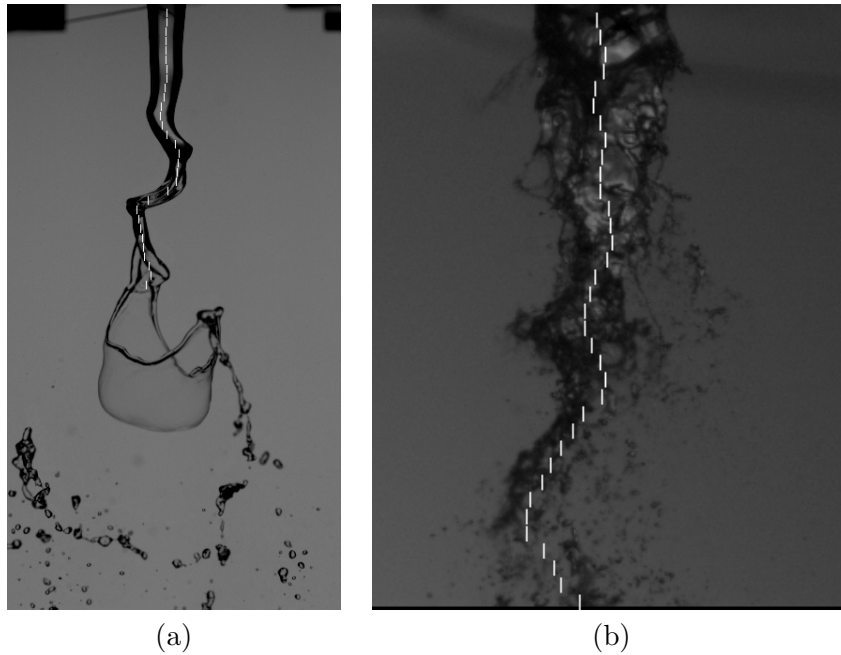


FIGURE 5.1 – Images du jet avec en traits verticaux blancs le centre du jet calculé par le programme décrit dans le texte pour l'injecteur n°2  $H_L = 5$  mm,  $H_G = 5$  mm et  $U_L$  0,28 m/s. (a)  $U_G = 19,5$  m/s, (b)  $U_G = 80$  m/s.

Les images de la figure 6.17 (a) et (b) montrent deux exemples de calcul de centre du jet pour deux vitesses gaz différentes. Nous pouvons remarquer que le calcul du centre du jet donne un résultat visuellement correct dans les deux cas, même lorsque le jet liquide est fortement corrugué.

Le processus de traitement permet ainsi pour chaque image de connaître la position radiale du jet fonction de l'altitude. Ce processus de traitement répété pour toute la série d'images temporelles nous permet d'obtenir le signal temporel de déplacement radial du jet pour différentes altitudes.

Une décomposition de ces signaux en base de Fourier est réalisée à l'aide d'un algorithme de FFT, amélioré par la méthode de Welch (fonction `pwelch` dans Matlab). Chaque signal temporel est ainsi découpé en parties égales et une FFT classique est appliquée sur chacun. Les spectres obtenus sont alors moyennés, ce qui lisse et améliore la lisibilité du spectre final obtenu, particulièrement lorsque le spectre est peu piqué. Un exemple de spectre de ce type est donné ci-après :

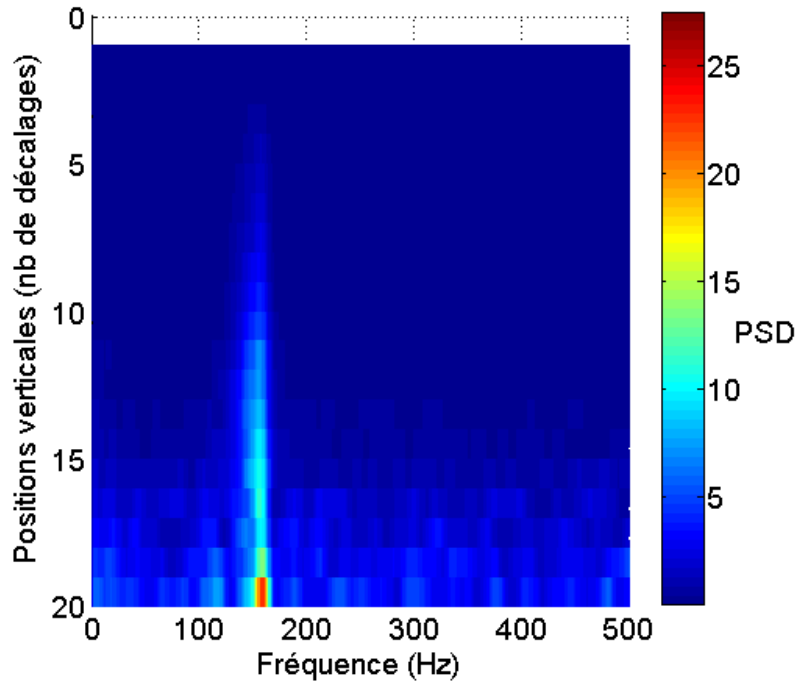


FIGURE 5.2 – Exemple de spectre du signal de déplacement radial  $C(z)$  pour l'injecteur n°2 fonction de la distance verticale à l'injecteur. Une unité de décalage vaut 1,1 mm. Conditions :  $H_L = 5$  mm  $H_G = 2$  mm,  $U_L = 0,35$  m/s et  $U_G = 41$  m/s.

La figure 5.2 montre une image du spectre du signal de déplacement radial en fonction de la distance verticale à l'injecteur. La distance verticale à l'injecteur est indiquée en unités de décalage valant chacune 1,1 mm. La distance verticale totale de diagnostic est donc de 21,1 mm. La densité spectrale de puissance ( $mm^2/Hz$ ) est codée en couleur, de 0 en bleu à 25 en rouge. Nous pouvons remarquer une composante spectrale importante constante et de densité spectrale augmentant avec la distance à l'injecteur à une fréquence de 156 Hz. La densité spectrale de puissance maximale augmente avec la distance à l'injecteur, l'amplitude de déplacement radial du jet augmentant avec la distance à l'injecteur. Il est intéressant de remarquer que la fréquence est indépendante de la distance verticale à l'injecteur, trait commun à toutes nos mesures.

La fréquence qui a la densité spectrale de puissance la plus élevée est retenue comme la fréquence caractéristique du flapping. Le spectre pouvant être plus ou moins piqué, la largeur du pic à mi-hauteur est mesurée, ce qui permet d'avoir une idée du type d'amplificateur qu'est l'instabilité. La largeur du pic le plus haut à mi hauteur est reporté sur les graphes de fréquence.

Une vérification du bon fonctionnement du programme de traitement est réalisée systématiquement, particulièrement le réglage des seuils, qui peuvent avoir une influence sur la mesure de la fréquence. Le signal de déplacement latéral de sortie du programme de traitement est tracé sur chaque image du jet correspondante afin d'obtenir un film. Il est ainsi visuellement possible de vérifier que les réglages du code sont corrects et que l'on n'accroche pas de signaux parasites comme le clignotement de l'éclairage, même s'il est limité par l'utilisation de lampes fonctionnant en continu.

Le procédé de traitement est efficace, et permet d'identifier une fréquence de battement même à vitesse gaz élevée.

### 5.1.2 Résultats

La fréquence de flapping a été mesurée pour toutes les géométries d'injecteur données en tableau 5.3. La mesure de fréquence de déplacement radial du centre du jet ou fréquence de flapping a été

effectuée spatialement entre la sortie de l'injecteur et la longueur de brisure. Comme la fréquence de flapping est mesurée constante dans l'espace et que la fréquence du flapping est considérée comme celle étant la plus représentée dans chaque spectre, la fréquence est ainsi réduite à un scalaire pour chaque condition.

$H_L$	5 mm	15 mm	20 mm
$H_G$ (mm)/ $D_G$ (mm)	2 / 9	4.3 / 23.6	1.8 / 23.6
$H_G$ (mm)/ $D_G$ (mm)	5 / 15		5 / 30
$H_G$ (mm)/ $D_G$ (mm)	9.3 / 23.6		24 / 68
$H_G$ (mm)/ $D_G$ (mm)	12.5 / 30		

FIGURE 5.3 – Géométries pour lesquelles la fréquence de battement du flapping a été mesurée.  $H_G$  désigne l'épaisseur de la couronne gaz,  $H_L$  désigne le diamètre liquide, et  $D_G$  désigne le plus grand diamètre de la conduite gaz. Données en mm.

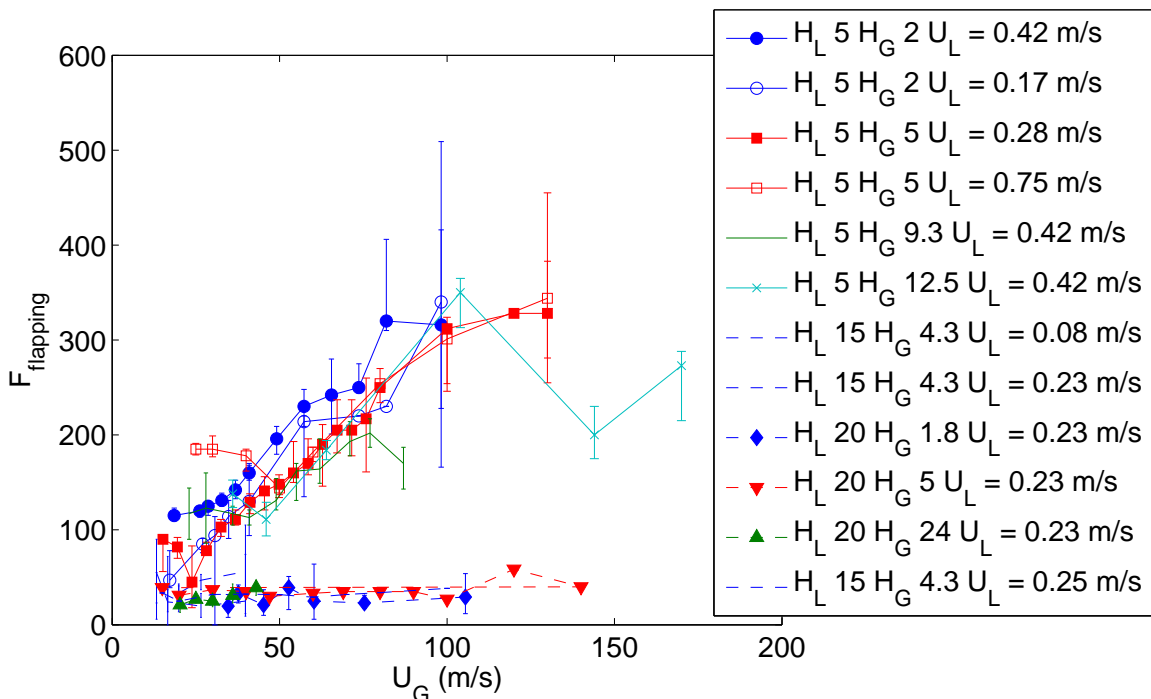


FIGURE 5.4 – Fréquence du signal déplacement radial fonction de la vitesse gaz pour tous nos points de mesure sur l'injecteur n°2, hors points de mesure fonction de la vitesse liquide. Les barres d'erreur représentent la largeur du pic à mi-hauteur et donnent une idée de la régularité du phénomène.

De manière générale, la fréquence augmente de façon monotone avec la vitesse gaz, balayant une gamme de la dizaine de Hz à quelques centaines de Hz. Ce comportement est similaire à celui observé sur les nappes liquides (Lozano et al 2001 [52] et 2005 [53]). Nous pouvons remarquer également que la fréquence augmente linéairement avec la vitesse gaz et que la pente dépend fortement du diamètre liquide. Comme indiqué dans la légende de la figure 5.4, les barres d'erreur représentent la largeur du pic majoritaire à mi-hauteur, afin de représenter l'étalement du pic et la régularité du phénomène. Quelques points sortent de la tendance particulièrement à haute vitesse gaz, la mesure devenant à ces vitesses gaz délicate, le jet étant fortement atomisé proche de la sortie de l'injecteur. Le graphe de la figure 5.4 montre également une tendance affine de la fréquence du flapping avec la vitesse gaz, au moins pour les points de mesure sur les injecteurs de diamètre liquide égal à 5 mm.

Les figures suivantes montrent maintenant les données de la figure 5.4 en fonction des paramètres

vitesse liquide et de la géométrie.

La figure suivante nous montre la dépendance à  $U_L$  de la fréquence de flapping, avec une vitesse gaz gardée constante :

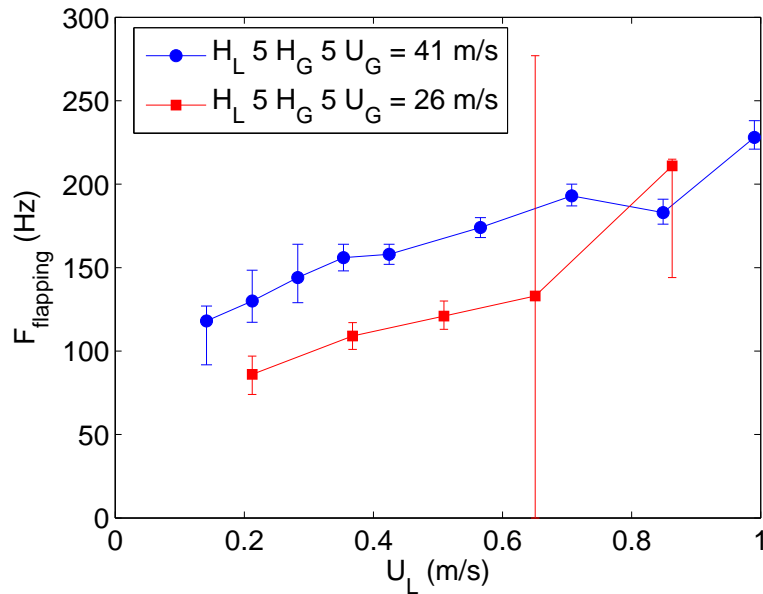


FIGURE 5.5 – Fréquence du flapping fonction de la vitesse liquide pour l'injecteur n° 2,  $H_L = 5$  mm,  $H_G = 2$  mm et  $U_G = 41$  et 26 m/s. Le point de mesure à 0,65 m/s présente un spectre très peu piqué, ce qui explique la taille de la barre d'erreur.

La figure 5.5 nous montre l'évolution de la fréquence de flapping fonction de la vitesse liquide pour deux vitesses gaz, pour l'injecteur de diamètre liquide égal à 5 mm et d'épaisseur gaz égale à 2 mm. Nous pouvons remarquer que la fréquence de flapping est affine avec la vitesse liquide.

Concernant l'effet de la turbulence liquide, le nombre de Reynolds (construit sur le diamètre de sortie de l'injecteur) de transition de 2000 est atteint pour une vitesse liquide de 0,4 m/s, ce qui ne laisse pas apercevoir de changement de régime particulier de part et d'autre de cette vitesse. Un régime intermittent a cependant été observé pour une vitesse liquide égale à 0,69 m/s (nombre de Reynolds de sortie de 3450), dont l'origine probable est située dans une zone amont, où la conduite liquide a un diamètre de 10 mm, ce qui donne à ce débit un nombre de Reynolds de 1750, de l'ordre du nombre de Reynolds attendu pour observer un régime intermittent. Pour l'injecteur de diamètre liquide égal à 20 mm, deux vitesses liquides limitent une zone d'indépendance de la fréquence du flapping avec la vitesse liquide, comme présenté en figure 5.6 suivante :

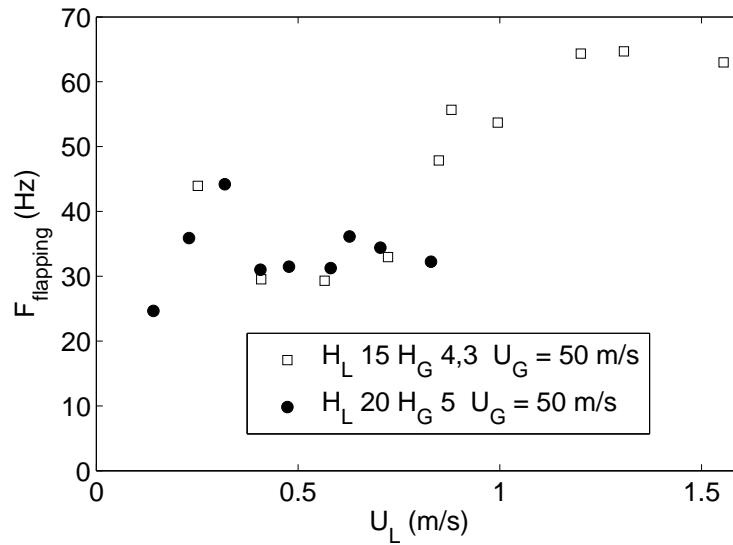


FIGURE 5.6 – Fréquence du flapping fonction de la vitesse liquide pour les injecteurs de diamètre liquide égal à 15 et 20 mm. Merci à Andrea Vazquez Natividad pour la mesure de ces fréquences.

Le fréquence du flapping avec la vitesse liquide pour les injecteurs de diamètre liquide égal à 15 et 20 mm est globalement croissante avec la vitesse liquide comme il est possible de le voir en figure 5.6. La fréquence du flapping n'est cependant plus monotone avec la vitesse liquide, il y a deux ruptures de comportement, la première à 0,35 m/s et la seconde à 0,83 m/s.

L'effet de  $H_L$  sur la fréquence du flapping est quant à lui fort, comme il est possible de le voir en figure 5.7 :



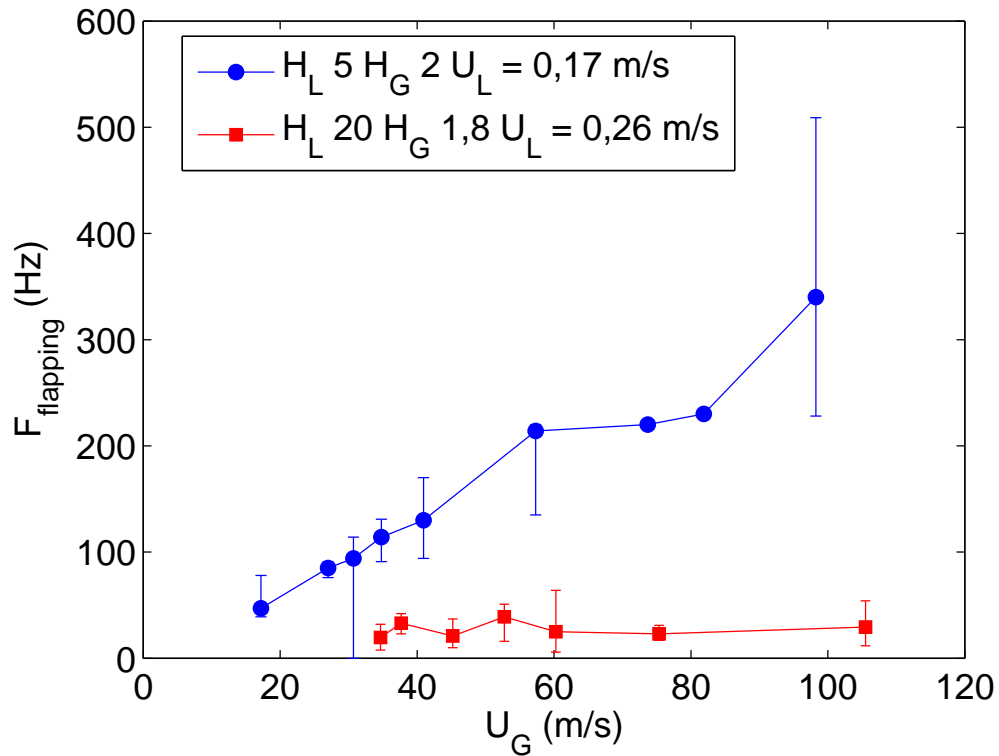


FIGURE 5.7 – Fréquence du flapping fonction de la vitesse gaz pour l'injecteur n° 2,  $H_L = 5 \text{ mm}$ ,  $H_G = 2 \text{ mm}$  et  $U_L = 0,17 \text{ m/s}$  et  $H_L = 20 \text{ mm}$ ,  $H_G = 1,8 \text{ mm}$  et  $U_L = 0,26 \text{ m/s}$ .

Nous retrouvons les deux comportements remarqués en figure 5.4 : les injecteurs de diamètre liquide égaux à 15 et 20 mm ont une fréquence de flapping qui dépend peu de la vitesse gaz, alors que les injecteurs de diamètre liquide égal à 5 mm ont une dépendance à la vitesse gaz bien plus marquée.

L'effet de l'épaisseur gaz est quant à lui faible, comme nous pouvons le voir sur la figure 5.8 suivante :

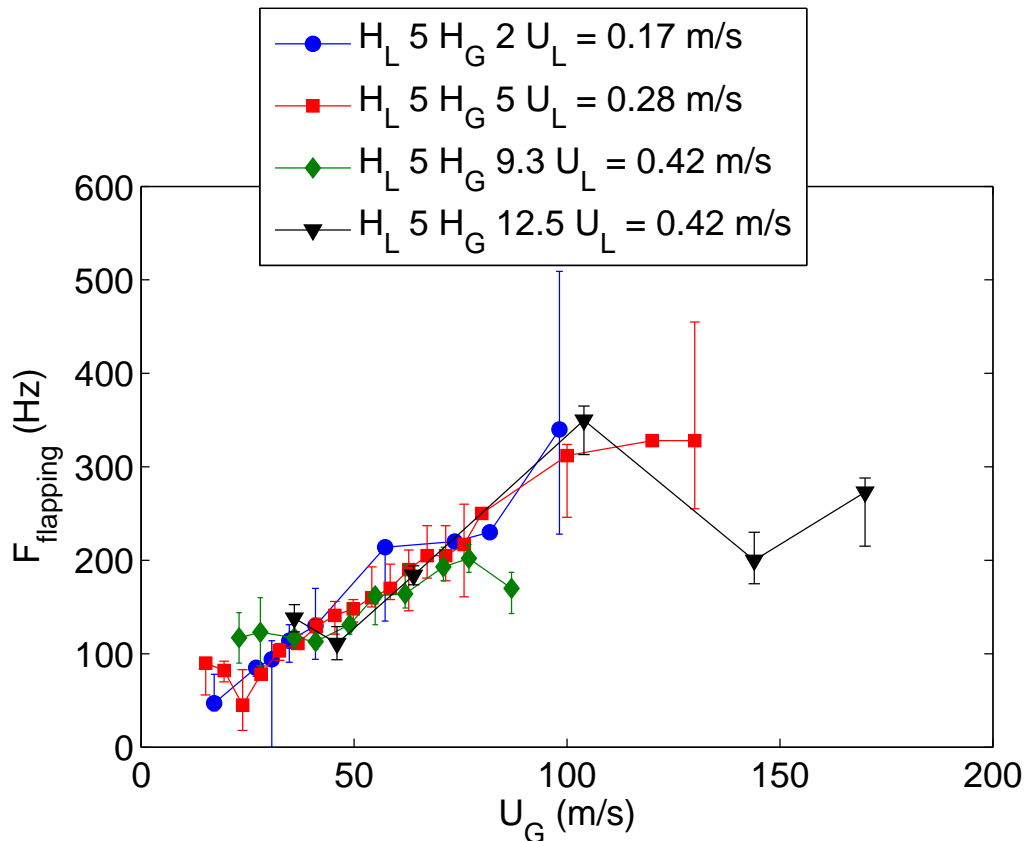


FIGURE 5.8 – Fréquence du flapping fonction de la vitesse gaz et pour différentes épaisseurs gaz pour l'injecteur n° 2,  $H_L = 5 \text{ mm}$ ,  $H_G = 2, 5, 9,3$  et  $12,5 \text{ mm}$ , pour une vitesse liquide d'environ  $0,27 \text{ m/s}$ .

La figure 5.8 montre l'évolution de la fréquence du flapping fonction de la vitesse gaz à vitesse liquide fixée pour plusieurs épaisseurs gaz. Nous pouvons remarquer que l'épaisseur gaz a peu d'influence sur la fréquence de flapping.

En conclusion, le flapping dépend principalement de la vitesse gaz pour les injecteurs de diamètre liquide égal à  $5 \text{ mm}$ . Cette dépendance est elle même dépendante du diamètre liquide, les injecteurs de diamètre liquide égal à  $15$  et  $20 \text{ mm}$  n'ayant pas une fréquence du flapping dépendante de la vitesse gaz. De même, les injecteurs de diamètre liquide égal à  $5 \text{ mm}$  voient leur fréquence de flapping augmenter avec la vitesse liquide, alors que cette tendance est moins marquée pour les injecteurs de diamètre  $15$  et  $20 \text{ mm}$ . L'épaisseur gaz joue très peu sur la fréquence du flapping.

Pour aller plus loin, il est nécessaire de regarder si la fréquence du flapping n'a pas un lien avec l'instabilité de cisaillement, la fréquence du flapping des injecteurs de diamètre liquide égal à  $5 \text{ mm}$  étant dépendante de la vitesse gaz comme la fréquence de cette instabilité. Le mécanisme du flapping pour l'injecteur de diamètre liquide égal à  $20 \text{ mm}$  sera discuté ensuite.

## 5.2 Lien entre le flapping et l'instabilité de cisaillement

Le lien entre le flapping et l'instabilité de cisaillement n'est pas fortuit. La figure 5.9 suivante propose de suivre l'évolution d'une vague au cours du temps :

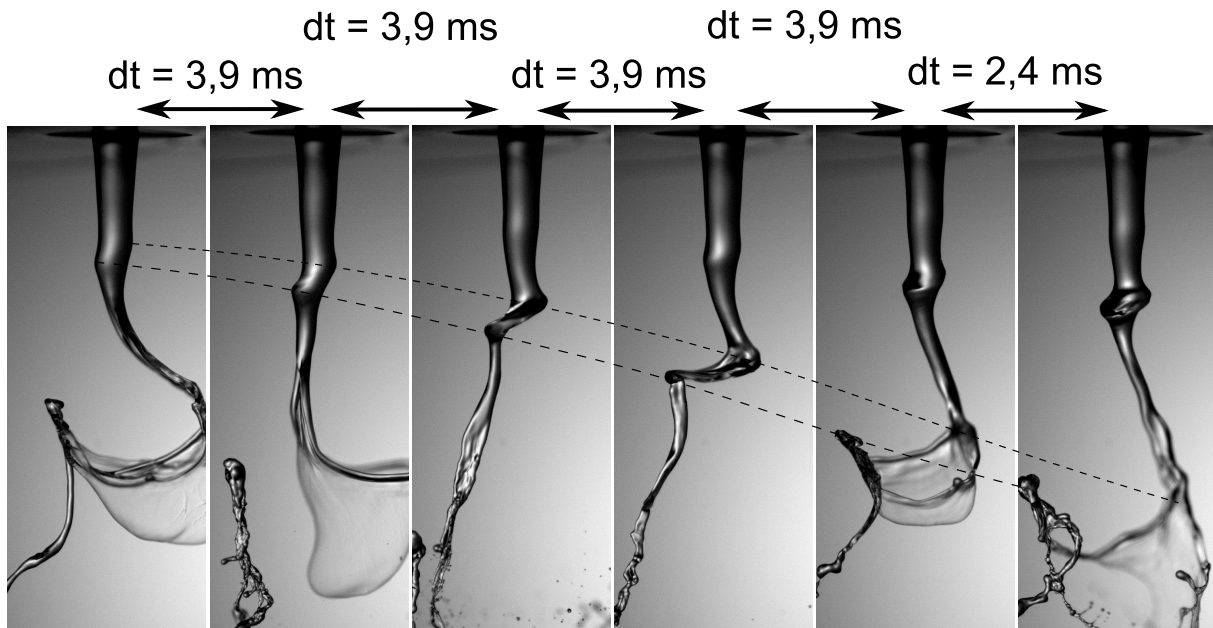


FIGURE 5.9 – Suivi d’une vague asymétrique au cours du temps pour les conditions expérimentales suivantes : injecteur n°2  $H_L = 5$  mm,  $H_G = 5$  mm,  $U_L = 0.28$  m/s et  $U_G = 22$  m/s. Les trajectoires des extrémités de la vague que nous suivons ici sont représentées en pointillés.

La figure 5.9 permet de montrer que nous pouvons passer continûment d’une vague asymétrique à une structure caractéristique du flapping. Ce mécanisme n’est cependant pas universel : il n’est par exemple pas clairement observé pour les injecteurs de diamètre liquide égal à 15 et 20 mm (sauf pour l’injecteur  $H_L = 20$  mm  $H_G = 24$  mm).

Lorsque ce mécanisme de la figure 5.9 est observé, on s’attend en tous cas à ce que la fréquence du flapping soit celle de l’instabilité de cisaillement. Les questions demeurant sont :

- La fréquence de flapping observée est-elle identique à la fréquence de ces vagues ?
- La présence de vagues asymétriques est-elle observée dans l’écoulement de manière significative ?
- La présence de vagues asymétriques est-elle possible d’un point de vue théorique ?

Le seul mode dont nous connaissons l’existence sans aucun doute est le mode symétrique de l’instabilité de cisaillement. Nous allons donc comparer la fréquence du flapping avec les mesures de fréquence du mode symétrique de l’instabilité de cisaillement, et regarder si nous pouvons voir des traits communs. A cette fin, nous allons maintenant exposer les mesures de fréquence des vagues symétriques de l’instabilité de cisaillement.

### 5.2.1 Méthodologie de mesure de la fréquence du mode symétrique de l’instabilité de cisaillement

La mesure de la fréquence des vagues symétriques de l’instabilité de cisaillement est basée sur les profils du jet extraits par le traitement d’image présenté en section traitement d’image 2.4. Un exemple de ces profils extraits de l’image du jet est présenté en figure 5.10 suivante :

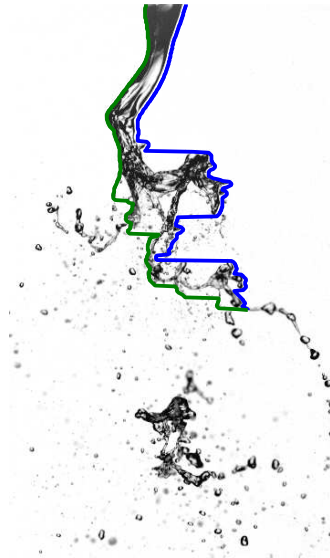
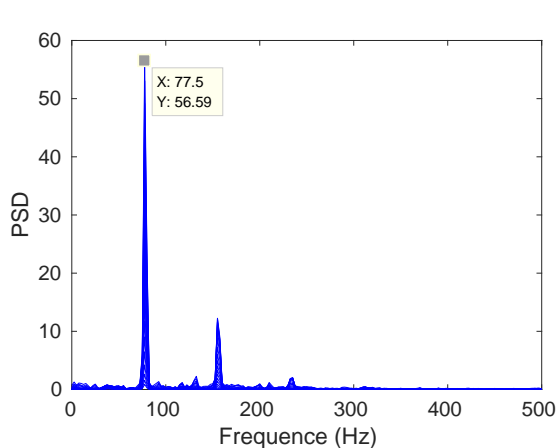


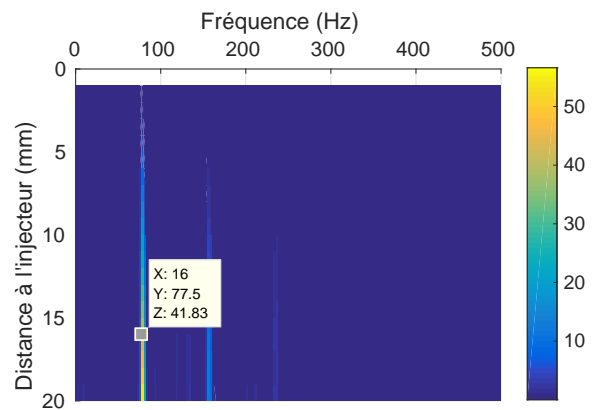
FIGURE 5.10 – Exemple de profils du jet extrait d'une image brute. Diamètre du jet à la sortie d'injecteur : 5 mm. Image de l'injecteur n°2,  $H_L = 5$  mm,  $H_G = 5$  mm,  $U_L = 0,28$  m/s et  $U_G = 23,8$  m/s.

Nous pouvons voir en figure 5.10 que les bords du jet connexe sont correctement extraits de l'image brute du jet. Les profils correspondent bien à l'interface du jet, mais seules les deux positions de l'interface du jet les plus périphériques sont retenues. C'est ce qui explique les parties horizontales des profils. Cette reconstruction du jet est cependant suffisante pour la mesure de la fréquence.

Afin de mesurer la fréquence des vagues symétriques de l'instabilité de cisaillement, le signal de déplacement de l'interface doit être filtré du mouvement latéral du jet. A cette fin, nous calculons pour chaque position verticale le signal (position bord droit - position bord gauche)/2, signal qui correspond ainsi au rayon du jet  $R(z, t)$  projeté sur l'axe horizontal. Ce signal  $R(z, t)$  est filtré des vagues asymétriques qui présentent quant à elles une variation de rayon faible. L'efficacité de ce filtrage est montrée en section 5.3. Nous calculons ensuite son spectre, pour plusieurs positions de l'espace. Pour toutes nos données expérimentales, nous constatons qu'il n'y a pas de variation spatiale pour une distance où les vagues de l'instabilité de cisaillement sont présentes sans être arrachées ou trop déformées (voir figure 5.11 suivante), c'est-à-dire pour des distances relativement proches de l'injecteur, de l'ordre de quelques diamètres liquides. La fréquence mesurée de l'instabilité de cisaillement est la fréquence du pic le plus important. Un exemple de spectres obtenu est donné en figure 5.11 suivante :



(a)



(b)

FIGURE 5.11 – Spectres de l'instabilité de cisaillement (sur le signal rayon du jet au cours du temps) pour l'injecteur n°2  $H_L = 5$  mm,  $H_G = 5$  mm,  $U_L = 0,28$  m/s et  $U_G = 23,8$  m/s. L'amplitude du signal augmente avec la distance à l'injecteur, l'amplitude des vagues augmentant avec celle-ci. (a) : Spectres superposés pour toutes les positions verticales de mesure, de la sortie de l'injecteur à  $L_b$ . (b) : Spectres fonction de la distance verticale à l'injecteur, amplitude codée en couleur.

Avec les mêmes données de déplacement d'interface, il est également possible de calculer les spectres de déplacement d'une seule interface (signal position d'un seul bord du jet) et de les comparer aux spectres de déplacement du centre du jet et de rayon. Ce travail est présenté en section 5.3.

### 5.2.2 Fréquence du mode symétrique de l'instabilité de cisaillement et du flapping

La mesure conjointe de la fréquence des vagues symétriques de l'instabilité de cisaillement et du flapping est réalisée pour toutes nos conditions expérimentales. La fréquence de flapping mesurée est toujours inférieure à la fréquence du mode symétrique de l'instabilité de cisaillement.

Comme pour la fréquence de flapping, les données montrent deux comportements distincts, suivant le diamètre de l'injecteur liquide. Pour les injecteurs dont le diamètre est inférieur strictement à 15 mm, la fréquence de flapping est relativement proche de la fréquence de l'instabilité de cisaillement (voir figure 5.12). Pour les injecteurs dont le diamètre liquide est égal à 15 et 20 mm, la fréquence de flapping ne suit pas la même tendance avec  $U_G$  que la fréquence de l'instabilité de cisaillement (figure 5.13). Ce fait montre que les mécanismes du flapping pour ces deux comportements sont différents.

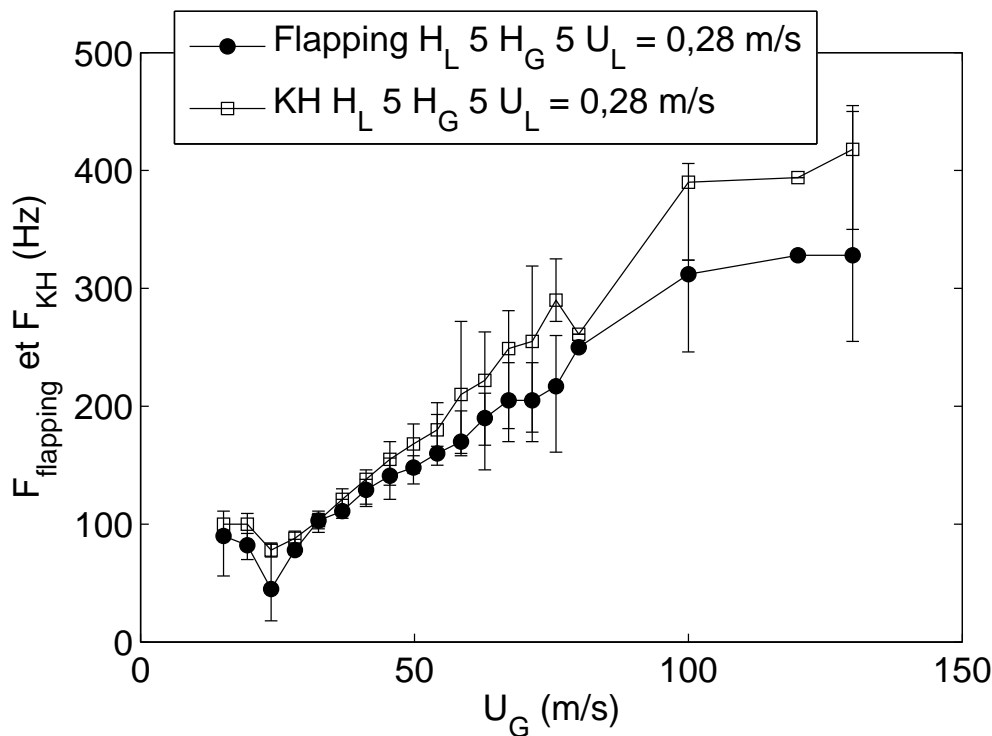


FIGURE 5.12 – Fréquence des vagues symétriques de l'instabilité de cisaillement (KH) et de l'instabilité de flapping fonction de la vitesse gaz pour l'injecteur n°2  $H_L = 5$  mm et  $H_G = 5$  mm.

La figure 5.12 montre la fréquence de l'instabilité de cisaillement et de flapping fonction de la vitesse gaz pour l'injecteur n°2  $H_L = 5$  mm et  $H_G = 5$  mm. Les barres d'erreur représentent la largeur du pic à mi-hauteur et ne doivent pas être ainsi interprétées comme des barres d'erreur mais comme une indication de la régularité du phénomène. Nous pouvons remarquer une légère différence de fréquence entre l'instabilité de cisaillement et le flapping, la fréquence du flapping étant inférieure à la fréquence des vagues symétriques de l'instabilité de cisaillement (KH dans la légende). La fréquence

du flapping est donc proche de la fréquence des vagues symétriques de l'instabilité de cisaillement, mais pas exactement la même, la tendance étant légèrement différente.

Considérons maintenant le cas de l'injecteur n°2  $H_L = 20$  mm et  $H_G = 5$  mm : nous rappelons que pour cet injecteur, la fréquence de flapping était indépendante de la vitesse gaz (figure 5.4). Que vaut la fréquence de l'instabilité de cisaillement ? Nous pouvons voir en figure 5.13 suivante que la fréquence des vagues symétriques de l'instabilité de cisaillement augmente fortement avec la vitesse gaz, et a donc une évolution différente de la fréquence de flapping. Nous pouvons cependant remarquer que la fréquence des vagues symétriques de l'instabilité de cisaillement (nommées KH) et du flapping sont proches lorsque la vitesse gaz est inférieure à 50 m/s.

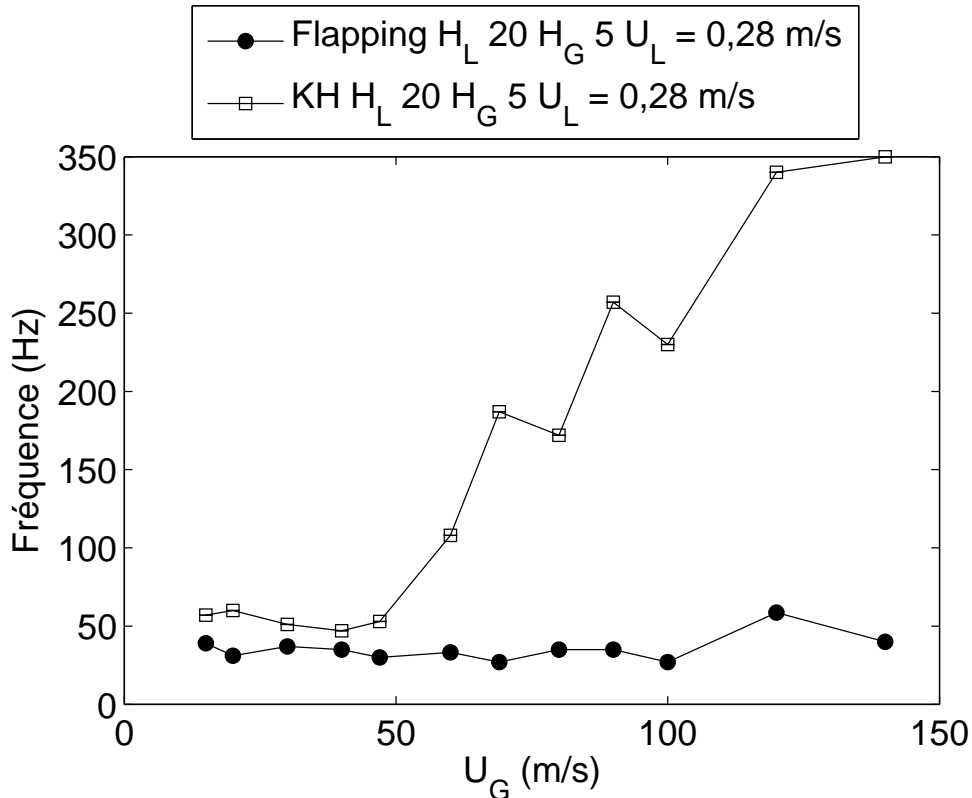


FIGURE 5.13 – Fréquence des vagues symétriques de l'instabilité de cisaillement (KH) et de l'instabilité de flapping fonction de la vitesse gaz pour l'injecteur n°2  $H_L = 20$  mm et  $H_G = 5$  mm.

Nous observons donc qu'il y a deux comportements : soit l'instabilité de flapping suit l'instabilité de cisaillement (et dépend de  $U_G$ ), soit elle ne la suit pas (et est indépendante de  $U_G$ ). Les mécanismes physiques derrière ces deux dépendances semblent donc différentes. Nous appellerons ces deux comportements comportement n°1 et n°2 respectivement. Nous allons à présent étudier plus en détail ces deux cas de figure l'un après l'autre.

### 5.3 Comportement n°1 : $f_{flapping}$ dépendante de $U_G$

Le premier cas de figure étudié est celui où la fréquence du flapping est légèrement inférieure à la fréquence des vagues symétriques de l'instabilité de cisaillement. C'est le cas pour l'injecteur n°2 de diamètre liquide égal à 5 mm. Nous allons nous intéresser particulièrement aux signaux :

- de déplacement d'une interface du jet,
- du rayon du jet (vagues symétriques de l'instabilité de cisaillement ou KH)
- et du déplacement du centre du jet (flapping).

pour une vitesse gaz de 23,8 m/s et une vitesse liquide de 0,28 m/s. Cet exemple permet d'illustrer assez nettement les mécanismes. Pour cet exemple, la fréquence de l'instabilité de cisaillement (fréquence prépondérante du signal rayon) est de 78 Hz, et la fréquence du flapping (fréquence prépondérante du signal position du centre du jet) est de 45 Hz.

Pour cette configuration, le spectre du signal de déplacement de l'interface est le suivant (figure 5.14) :

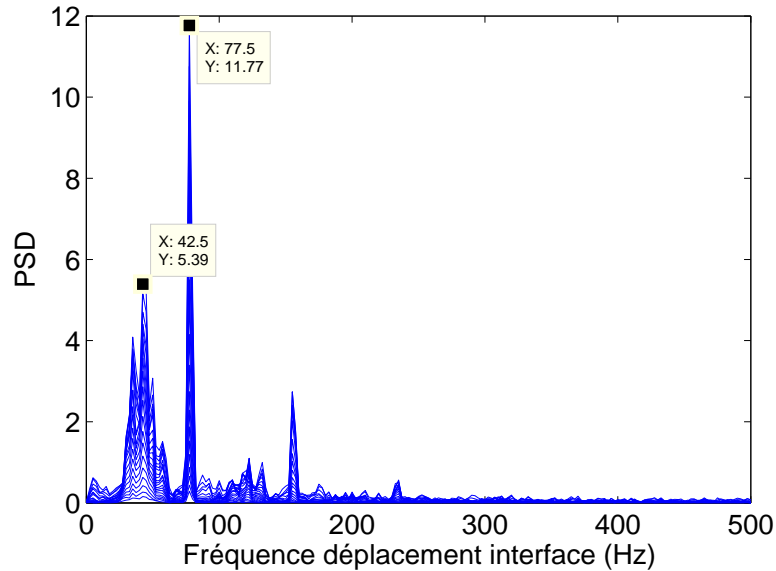


FIGURE 5.14 – Spectre du signal de déplacement de l'interface pour toutes les positions verticales du jet connexe pour l'injecteur n°2  $H_L = 5$  mm,  $H_G = 5$  mm,  $U_G = 23,8$  m/s et  $U_L = 0,28$  m/s. Les spectres correspondant à plusieurs distances à l'injecteur sont tracés sur la même figure.

La figure 5.14 montre le spectre du signal déplacement d'une interface du jet pour plusieurs distances à l'injecteur. Les spectres obtenus pour toutes les distances à l'injecteur sont superposés. On peut clairement remarquer les deux pics dans le spectre, dont les abscisses correspondent aux fréquences du flapping et des vagues symétriques de l'instabilité de cisaillement. Les spectres du signal déplacement du centre du jet (flapping) et des vagues symétriques de l'instabilité de cisaillement (rayon du jet) sont donnés dans les figures 5.16 et 5.15 respectivement. La fréquence est indépendante de la position verticale à l'injecteur.

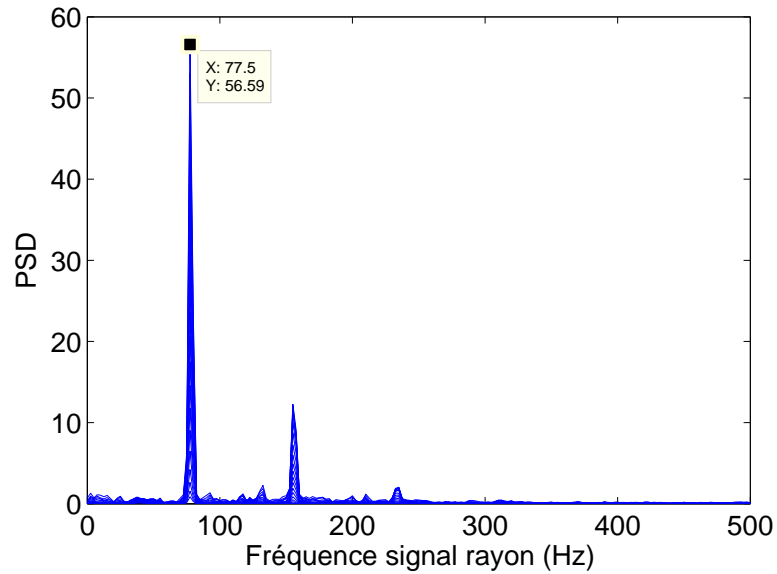


FIGURE 5.15 – Spectre du signal de rayon du jet pour l’injecteur n°2  $H_L = 5$  mm,  $H_G = 5$  mm,  $U_G = 23,8$  m/s et  $U_L = 0,28$  m/s.

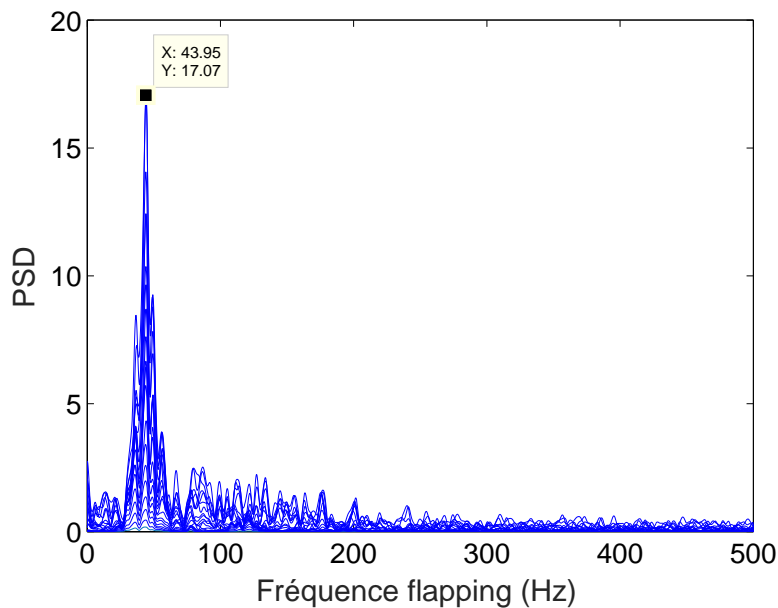


FIGURE 5.16 – Spectre du signal de déplacement du centre du jet pour l’injecteur n°2  $H_L = 5$  mm,  $H_G = 5$  mm,  $U_G = 23,8$  m/s et  $U_L = 0,28$  m/s.

Nous pouvons remarquer que le spectre du signal de la position de l’interface en figure 5.14 est la combinaison des spectres du signal  $R(z)$  de la figure 5.15 et de celui du centre du jet  $C(z)$  de la figure 5.16. La différence entre les signaux  $R(z)$  (rayon du jet) et  $C(z)$  (position du centre du jet) n’est basé que sur la géométrie et la symétrie des vagues. Ce filtrage étant réalisé à partir de considérations sur la forme des vagues, il existe donc dans l’écoulement deux types de vagues coexistant avec des fréquences associées différentes. Les deux types de vagues rencontrées sont donc soit symétriques soit asymétriques. La vague asymétrique a un rayon qui ne change pas au cours du temps, et il semble que la position du centre de la vague symétrique ne bouge pas dans le temps.



Les types symétriques et asymétriques de vagues de l'instabilité de cisaillement n'apparaissent a priori pas simultanément, une vague ne pouvant pas être symétrique et asymétrique à la fois pour un seul point de vue. Il y a donc succession de trains de vagues de chaque type.

Lorsque les vagues de l'instabilité se développent, le déplacement du centre du jet est le résultat d'un déphasage spatial entre les bords du jet de chaque côté du jet liquide. Le déphasage spatial des bords du jet en présence de l'instabilité de cisaillement peut s'expliquer par la présence de modes de l'instabilité de cisaillement amplifiés non symétriques. Nous rappelons qu'une perturbation de la surface du jet  $\eta'$  dans le cadre d'une analyse de stabilité linéaire peut s'écrire sous la forme suivante :

$$\eta' = \eta_0 e^{k_z \cdot z - \omega \cdot t + n \cdot \theta} \quad (5.2)$$

avec  $\theta$  l'angle azimuthal et  $n$  entier. Nous rappelons que  $k_z$  et  $\omega$  peuvent être complexes, les parties imaginaires prenant alors le sens de taux de croissance spatial et temporel respectivement. Le mode symétrique correspond à une indépendance à l'angle polaire  $\theta$  et donc  $n = 0$ , comme illustré en figure 5.17. Nous appellerons dorénavant les modes par la valeur de leur paramètre  $n$ . Un exemple d'enveloppe de jet du mode  $n = 0$  est donné en figure 5.17 suivante, où le taux de croissance spatial est nul :

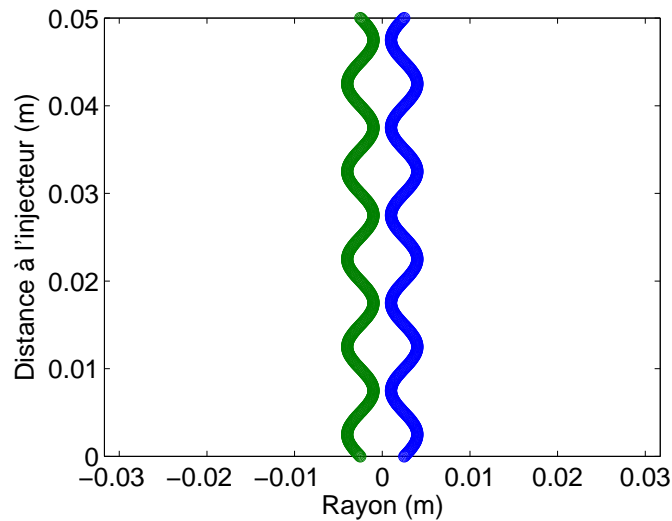
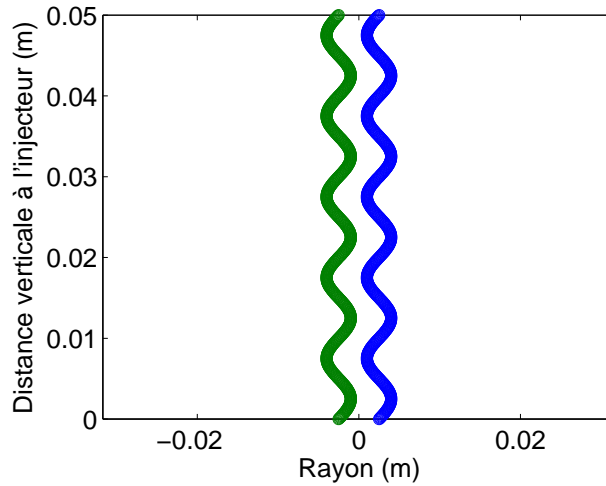


FIGURE 5.17 – Exemple de mode  $n = 0$ .

Le mode  $n = 1$  correspond à une perturbation de la forme du jet hélicoïdale. Ce mode ne possède pas de plan de symétrie, alors que nous en observons un expérimentalement. La combinaison des modes  $n = 1$  et  $n = -1$  d'égale amplitude possède quant à elle un plan de symétrie, qui correspond à nos observations. Une coupe de la somme de ces modes  $n = 1$  et  $n = -1$  dans le plan de symétrie est donnée en figure 5.18 suivante :

FIGURE 5.18 – Exemple de projection d’une superposition de modes  $n = 1$  et  $n = -1$ .

Il est naturel de penser à partir de la figure 5.18 que le flapping est une amplification large échelle d’un mode non axisymétrique de l’instabilité de cisaillement, la combinaison des modes  $n = 1$  et  $n = -1$  étant un candidat possible. De plus, ces modes sont bien connus pour les jets monophasiques, ils ont été décrits par Batchelor et Gill en 1962 [6].

Nous allons maintenant répondre à la question de la présence significative de ces modes dans l’écoulement.

La présence des modes de l’instabilité de cisaillement est testée par le calcul du coefficient de corrélation entre les signaux position horizontale des bords du jet. Deux parties du signal position de chaque bord du jet sont extraites, sur une longueur d’environ deux rayons liquides. Cette longueur doit être suffisamment grande pour qu’une vague de l’instabilité de cisaillement soit présente et suffisamment petite pour que le flapping ne soit pas développé, c’est à dire à une distance inférieure à la longueur d’établissement du flapping. La bonne longueur de traitement correspond à la taille d’une vague développée. Le coefficient de corrélation  $Corr$  est obtenu avec la fonction `corr2` de Matlab, et est calculé à l’aide de l’expression suivante :

$$Corr = \frac{\sum_m (A_m - \bar{A})(B_m - \bar{B})}{\sqrt{\left(\sum_m (A_m - \bar{A})^2\right) \left(\sum_m (B_m - \bar{B})^2\right)}} \quad (5.3)$$

où  $A$  et  $B$  sont les vecteurs signaux position de chaque interface. Si les signaux sont en phase, et donc que le mode est sinueux soit la superposition des modes  $n = 1$  et  $n = -1$ , le coefficient  $Corr$  est égal à 1. Si les signaux sont en opposition de phase et donc que le mode est variqueux, le coefficient  $Corr$  est égal à -1.

Un exemple d’une réalisation du jet présentant un mode sinueux est donné en figure 5.19 suivante :

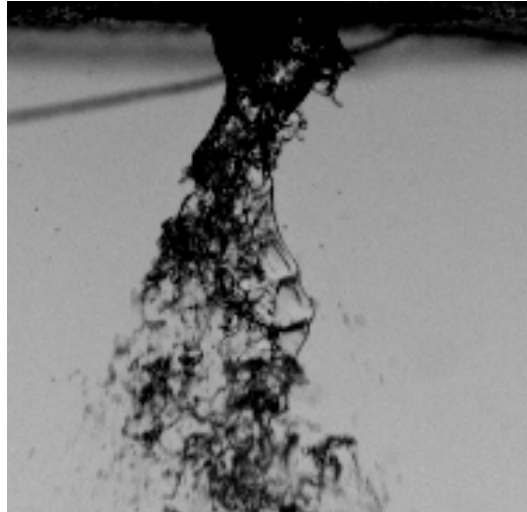


FIGURE 5.19 – Exemple d'image de mode sinucos pour les conditions expérimentales suivantes :  $H_L = 5$  mm,  $H_G = 5$  mm,  $U_L = 0,28$  m/s et  $U_G = 58,5$  m/s.

On peut nettement voir que la vague la plus proche de l'injecteur n'est pas symétrique. Pour cette condition expérimentale, l'histogramme des valeurs du coefficient de corrélation est calculé et tracé en figure 5.20 suivante à partir de 1500 images du jet à une fréquence d'échantillonnage de 1 kHz :

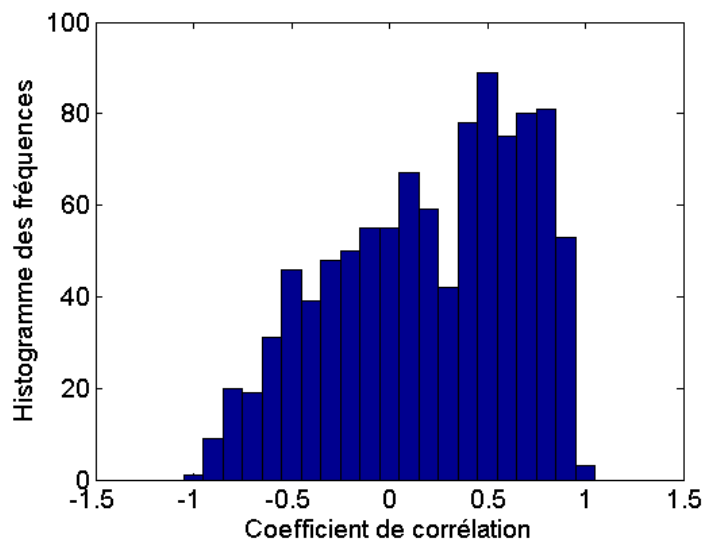


FIGURE 5.20 – Exemple d'histogramme de coefficient de corrélation pour les conditions expérimentales suivantes :  $H_L = 5$  mm,  $H_G = 5$  mm,  $U_L = 0,28$  m/s et  $U_G = 58,5$  m/s.

Le calcul du coefficient de corrélation sur toutes les images n'est pas nécessairement judicieux et devrait être conditionné de la présence d'une vague. Le calcul qui a été réalisé prend en compte les tronçons de liquide entre les vagues qui sont potentiellement symétriques. La distribution de coefficients de corrélation ne concerne donc pas uniquement les vagues. La forme de la distribution est cependant peu modifiée, chaque vague comptant plusieurs fois dans la distribution. Un calcul du coefficient de corrélation conditionné à la présence d'une vague a également été réalisé, mais la forme de la distribution n'a pas changé. La mise en place de ce traitement est plus lourde, en sachant que le coefficient de corrélation n'est pas complètement adapté à la mesure de la présence du mode. La vague de la figure 5.19 la plus proche de l'injecteur ne présentant pas des profils opposés parfaitement en phase, le coefficient de corrélation associé n'est donc pas égal à 1 mais plutôt à 0,7. Une certaine dispersion

de valeur de coefficient de corrélation existe, ce qui explique la forme triangulaire de l'histogramme de la figure 5.20.

La figure 5.20 montre clairement une prépondérance de la présence du mode sinueux sur le mode variatique. La fréquence de l'instabilité de cisaillement est de l'ordre de 170 Hz, ce qui vu le temps d'acquisition de 1,5 s représente 255 réalisations indépendantes. La mesure est donc significative.

La présente méthode permet ainsi d'évaluer statistiquement la présence des deux modes dans l'écoulement. Pour l'injecteur n°1, cette analyse a été réalisée en fonction de la vitesse gaz. Cette analyse a fait l'objet d'une présentation à la conférence ICMF de Jeju 2013 [18]. Des cartographies de modes fonction de la vitesse gaz et pour quatre vitesses liquides pour l'injecteur n°1 montrent une prépondérance de la superposition des modes  $n = -1$  et  $n = 1$  pour une vitesse gaz inférieure à 14 m/s, une présence commune de la superposition des modes  $n = -1/1$  et  $n = 0$  pour une plage de vitesse gaz comprise entre 14 et 16 m/s et la prépondérance du mode  $n = 0$  pour des vitesses gaz supérieures.

Une question demeure : la présence des modes  $n = -1$  et  $n = 1$  est-elle corrélée à une amplitude de déplacement radial du jet importante (flapping)? Visuellement (comme vu en figure 5.9), la présence d'une vague non symétrique conduit à un mouvement latéral du jet, et de ce point de vue, le flapping est donc une amplification large échelle des modes  $n = 1$  et  $n = -1$ .

Afin d'être plus quantitatif, nous avons regardé s'il existait une corrélation entre une forte amplitude et un coefficient de corrélation des bords du jet  $Corr$ . Pour être le plus représentatif possible, le calcul de  $Corr$  est cette fois ci réalisé uniquement sur les vagues, à l'aide d'image seuillées et ne contenant que le jet liquide, un exemple étant celui de l'image 2.18. La présence des vagues est détectée lorsque le niveau correspondant à la présence du jet à une position dans l'image où la crête des vagues passe mais où le jet liquide n'est pas présent à 100% du temps. La distance verticale à l'injecteur correspond à celle du calcul de  $Corr$ . Le liquide étant présent à la position choisie sur plus d'une image, il est nécessaire de sélectionner un seul numéro d'image. Celui qui est choisi est le numéro moyen de la série. Nous obtenons ainsi une seule identification par vague. Le signal d'amplitude de déplacement radial est quant à lui calculé à une distance donnée de l'injecteur et à environ une longueur d'onde de distance de la position de calcul de  $Corr$ . Un temps de parcours de la structure étant nécessaire, le signal d'amplitude est échantillonné pour les mêmes vagues que pour le signal  $Corr$  mais avec un décalage temporel que nous faisons varier de 0 à 15 ms. La forme du nuage de points évolue, et nous présentons en figure 5.21 suivante le graphe amplitude versus  $Corr$  pour un décalage de 7 ms, ce qui donne le graphe le plus explicite.

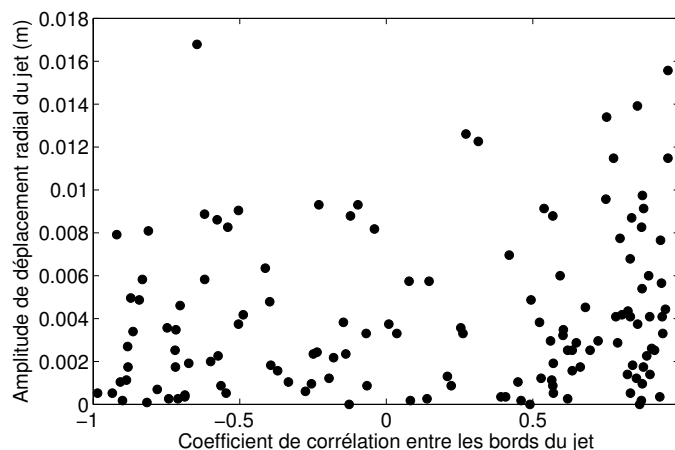


FIGURE 5.21 – Amplitude de déplacement radial du jet fonction du coefficient de corrélation des signaux bord de jet ( $Corr$ ) pour les conditions expérimentales suivantes :  $H_L = 5$  mm,  $H_G = 5$  mm,  $U_L = 0,28$  m/s et  $U_G = 19,5$  m/s.

La figure 5.21 montre qu'un coefficient de corrélation entre les deux bords du jet  $Corr$  de 1 (bords

en phase et mode asymétrique) ne permet pas à tous les coups d'obtenir une amplitude de déplacement radial plus importante que lorsque  $Corr$  vaut -1 (bords déphasés et mode symétrique). L'amplitude maximale atteinte est cependant supérieure lorsque le coefficient de corrélation vaut 1. Cette faible corrélation peut s'expliquer par le fait que le mode sinusoïdal présent dans l'écoulement ne produit pas nécessairement une forte corrélation entre les signaux de chaque bord du jet à un intervalle régulier ou encore que le temps de développement des vagues n'est pas régulier.

Un autre argument du lien de causalité entre la présence du mode  $n = -1/1$  est que la fréquence du flapping ne varie pas dans l'espace. Le procédé de traitement est sensible à la symétrie du mode et nous mesurons de manière indifférenciée la fréquence du flapping (large déplacement radial) et la fréquence de la combinaison des modes  $n = -1/1$  (faible déplacement radial). La fréquence du flapping est donc la même que la fréquence de la combinaison des modes  $n = -1/1$ .

Une analyse de stabilité des modes  $n = 1$  et  $n = -1$  est réalisée par la suite afin de donner des éléments théoriques supplémentaires.

### 5.3.1 Modes de l'instabilité de cisaillement

Afin de répondre aux questions que nous avons posées juste au-dessus, nous allons premièrement comparer la fréquence du flapping à celle des vagues symétriques de l'instabilité de cisaillement. Nous rappelons que cette démarche n'est a priori valable que pour le comportement n°1, où la fréquence du flapping est dépendante de la vitesse gaz. Nous montrerons ensuite expérimentalement l'existence de la présence de la combinaison de modes spiraux. Des éléments théoriques basés sur une analyse de stabilité linéaire nous permettra de donner des éléments d'explication de la survenue de ce mode et quels paramètres influencent son amplification. L'amplification large échelle du mode spiral de l'instabilité de cisaillement sera ensuite traitée en section 5.3.2.1.

Nous allons maintenant présenter une analyse de stabilité des modes  $n = 1$  et  $n = -1$ .

Comme indiqué en introduction section 1.2.2, diverses études expérimentales et théoriques ont été réalisées sur l'instabilité de cisaillement dans la configuration plane avec prefilming. En particulier, il a été montré expérimentalement que l'instabilité de cisaillement peut être convective ou absolue (Fuster & al 2013 [29]).

Lorsque l'instabilité est absolue, le mécanisme de l'instabilité de cisaillement est dans la configuration d'atomisation plane avec prefilming le résultat d'une résonance, résultat de l'interaction de deux mécanismes. Nous rappelons que dans le cas convectif, un seul mécanisme instable de type amplificateur de bruit suffit. Le premier couple identifié par Otto 2013 [70] et permettant de calculer une fréquence de l'instabilité de cisaillement proche de l'expérience est celui associant un mécanisme visqueux à un mécanisme impliquant la tension de surface (apparaissant lorsque la vitesse de phase de l'instabilité capillaire est supérieure à la vitesse de convection du liquide), lorsque l'épaisseur liquide et gaz est semi-infinie. Un autre couple identifié par Matas 2015 [61] dans la configuration plus réaliste d'un système d'épaisseur finie et de dimensions correspondantes à celles de l'expérience implique un mécanisme de confinement ou réflexion aux parois (Healey 2007 [32]) et un mécanisme visqueux (Hinch 1984 [34]). Associé à la prise en compte du déficit de vitesse, cette approche permet d'obtenir un bon accord entre les mesures et la modélisation. Un bilan d'énergie permet de montrer que, dans cette configuration résonante particulière, l'énergie est principalement apportée par les contraintes de Reynolds (voir Matas 2015 [61]), l'énergie apportée à la perturbation de vitesse par les contraintes visqueuses étant bien inférieure. Le mécanisme de l'instabilité de cisaillement est ainsi dans ce cas essentiellement inviscide.

Le but de la section suivante est de montrer que pour une grande majorité de cas, l'instabilité de cisaillement a un caractère absolu et inviscide.

#### 5.3.1.1 Méthodologie de l'analyse de stabilité linéaire spatio-temporelle visqueuse

La méthodologie de l'analyse de stabilité linéaire repose sur l'étude de l'amplification par le système physique d'une perturbation autour d'une configuration de base, qui est ici un profil radial des gran-

deux caractéristiques de l'écoulement diphasique (composantes de vitesse, pression, position de l'interface).

A cette fin, les équations de Navier-Stokes sont écrites et linéarisées en coordonnées cylindriques  $(r, \theta, z)$ , à partir d'un champ de vitesse superposition d'un état de base  $\mathbf{U}(0, 0, U_0(r))$  et d'une perturbation  $\mathbf{u}(r, \theta, z)$ .  $U_0$  est le profil de vitesse de base. La même décomposition est réalisée pour la pression  $p$  et pour la position de l'interface  $\eta$ .

La perturbation de chaque grandeur est décomposée en modes normaux, de la forme  $g'(r, \theta, z) = \tilde{g}(r, n, k_z, \omega) \cdot e^{i(-k_z \cdot z + \omega \cdot t + n \cdot \theta)}$

Où  $g$  est la grandeur physique d'intérêt (composante de vitesse, pression, position de l'interface),  $G$  est la grandeur du profil de base non perturbé,  $g'$  est la perturbation,  $\tilde{g}$  la transformée de Fourier de  $g'$  et  $z$  est la coordonnée verticale (le long de l'écoulement). Les équations sont explicitées en annexe H.1.

On obtient après quelques manipulations une équation différentielle sur la perturbation  $\tilde{g}$  dans laquelle interviennent  $k_z$  et  $\omega$  et une perturbation de la composante de vitesse connue aux limites du domaine. L'équation différentielle correspondante est intégrée dans l'espace réel, de manière numérique, à l'aide d'une méthode de type Runge-Kutta. L'intégration est réalisée pour chaque phase de l'écoulement, en respectant les conditions aux limites et les conditions de saut, modélisées par les relations de continuité des contraintes tangentielles et normales à l'interface. La relation de dispersion est finalement obtenue en cherchant les zéros d'un déterminant caractéristique du système d'équations explicitant les conditions aux limites, à l'aide de la méthode de type Newton-Raphson. Cette méthode est également appelée méthode des tirs, un jeu initial de la variable  $k_z$  approchant la solution pour un  $\omega$  donné étant nécessaire afin d'initialiser la méthode. Nous rappelons que pour l'analyse de stabilité d'un mode absolu,  $k_z$  et  $\omega \in \mathbb{C}$ .

La partie complexe de  $k_z$ ,  $k_i$ , représente le taux de croissance spatial de l'instabilité, la partie complexe de  $\omega$ ,  $\omega_i$  représente le taux de croissance temporel de l'instabilité. Les analyses de stabilité spatiales pour des modes convectifs considèrent  $k_z$  complexe et  $\omega$  réel. L'analyse de stabilité d'un mode absolu requiert que  $k_z$  et  $\omega$  soient complexes. Afin d'obtenir les caractéristiques d'un mode absolu, la partie imaginaire de  $\omega$ ,  $\omega_i$  est d'abord prise suffisamment grande et positive pour que les branches de la relation de dispersion soient bien séparées, avec une de taux de croissance  $k_z$   $i$  négative et l'autre positive. Nous diminuons ensuite  $\omega_i$  jusqu'à obtenir le pincement de deux branches dans le plan  $(k_r, k_i)$  (voir Huerre & Monkewitz 1990 [38] pour une description plus mathématique du critère de la présence d'une instabilité absolue). Un mode absolu est donc caractérisé par les coordonnées de son point de pincement dans le plan  $(k_r, k_i)$ , identifié graphiquement, comme il est illustré en figure 5.22 suivante, tirée de Matas 2015 [61]. Le point de pincement est ici situé approximativement aux coordonnées (200,-200) et nous pouvons remarquer la fusion des branches de chaque mode ou mécanisme lorsque  $\omega_i$  diminue. La branche correspondant au mécanisme visqueux est la courbe de forme parabolique, et la branche correspondant au mécanisme de confinement est celle localisée près l'axe des ordonnées.

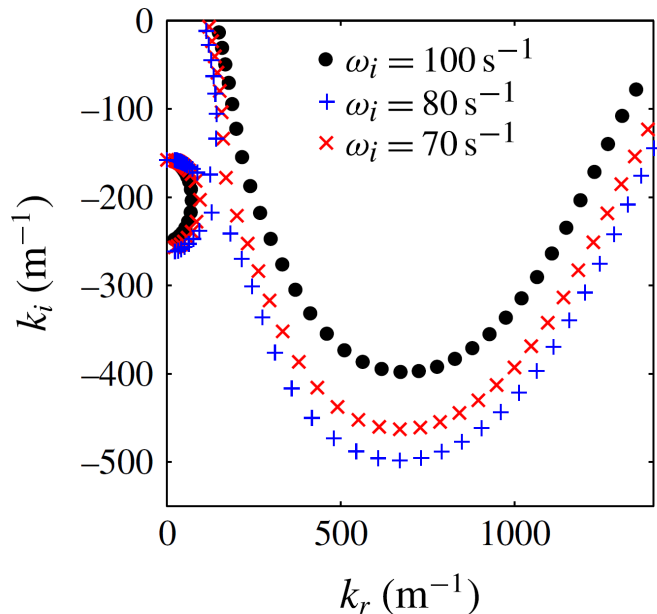


FIGURE 5.22 – Exemple de relation de dispersion de l’instabilité de cisaillement illustré dans l’article de Matas 2015 [61]. La relation de dispersion est une courbe paramétrée par la partie réelle de  $\omega$  dans le plan  $(k_r, k_i)$ . La partie réelle de  $\omega$ ,  $\omega_i$ , est variée, afin d’en montrer l’effet sur la relation de dispersion. Le pincement des branches des courbes associées au mécanisme de confinement et de celle du mécanisme visqueux est clairement visible.

### 5.3.1.2 Mécanisme inviscide absolu pour l’injecteur n°2

Afin de connaître la nature physique de chaque branche de la relation de dispersion, un bilan d’énergie est réalisé à partir du vecteur propre de la perturbation de vitesse, injectée dans l’équation de Navier-Stokes multipliée par la perturbation de la vitesse, opération qui conduit à obtenir des grandeurs homogènes à des puissances volumiques (voir Boomkamp et Miesen 1996 [9]). La prépondérance des différents termes de ce bilan permet de réaliser un diagnostic des flux de puissance dans le système et ainsi de conclure. Matas 2015 [61] explique en détail la réalisation théorique, pratique et l’interprétation du bilan d’énergie étendue au cas d’une instabilité absolue.

Une analyse de stabilité linéaire visqueuse a été réalisée pour quelques configurations d’injection, en utilisant les mesures expérimentales de la fréquence du mode  $n = 0$  pour guider le travail d’analyse de stabilité et ainsi expliciter le mécanisme physique à l’oeuvre dans le phénomène observé. Le principal paramètre d’ajustement de l’analyse de stabilité visqueuse est le paramètre  $\delta_d$  qui modélise le déficit de vitesse à l’interface dû à la présence de la lèvre séparatrice entre les deux phases. Afin d’introduire ce paramètre, il est nécessaire de rappeler la modélisation du profil de vitesse. La modélisation du profil de vitesse est inspirée de celle de Otto et al 2013 [70]. Ces auteurs et la présente analyse utilisent un profil de vitesse  $U_s$  constitué de fonctions erreur, centrées sur l’interface liquide-gaz, auquel est ajouté un profil de vitesse  $U_d$  modélisant le déficit de vitesse. Le profil de vitesse total  $U$  utilisé est ainsi  $U = U_s + U_d$ . L’interface externe qui constitue la couche de mélange externe est traitée sans déficit (que l’on pourrait écrire comme  $U_s$  externe, avec des paramètres de valeurs différents. Ce profil  $U_s$  est écrit de la manière suivante :

$$U_s(y) = -U_L^* \operatorname{erf}\left(\frac{y}{\delta_L}\right), y \leq 0 \quad (5.4)$$

$$U_s(y) = U_G^* \operatorname{erf}\left(\frac{y}{\delta_G}\right), y \geq 0 \quad (5.5)$$

où  $U_L^*$  et  $U_G^*$  sont les vitesses liquide et gaz respectivement, loin de l’interface. Nous avons introduit

la variable  $y = r - H_L/2$ . Ces vitesses correspondent aux vitesses maximales sur le profil et sont donc différentes des vitesses débitantes mesurées lors des expériences. Les profils sont obtenus à partir de mesures réalisées au fil chaud pour chaque phase séparément, la mesure à l'interface liquide gaz étant difficile en raison de la présence de l'instabilité et des moyens de mesure à mettre en place. La mesure du profil de vitesse est réalisée en écoulement gaz pour les deux conduites d'injection des fluides, le profil de vitesse liquide étant obtenu dans un écoulement d'air en similitude de nombre de Reynolds (voir sections 2.3.3 et 2.5.1). Ces profils permettent de mesurer les épaisseurs de vortacité liquide et gaz  $\delta_L$  et  $\delta_G$ . Ces valeurs sont données en section 2.5.1.

Le profil de vitesse  $U_d$  décrit par les expressions 5.4 et 5.5 produit une discontinuité des efforts de cisaillement à l'interface pour un jeu quelconque de paramètres ( $U_L^*$ ,  $U_G^*$ ). Le profil de vitesse  $U_d$  modélisant le déficit de vitesse dans le sillage derrière la lèvre séparatrice est ainsi introduit par les relations 5.6 et 5.7 suivantes :

$$U_d(y) = U_0^* \left(1 + \operatorname{erf} \frac{y}{\delta_d \delta_L}\right), y \leq 0 \quad (5.6)$$

$$U_d(y) = U_0^* \left(1 - \operatorname{erf} \frac{y}{\delta_d \delta_L}\right), y \geq 0 \quad (5.7)$$

où  $U_0^*$  est la vitesse de déficit à l'interface et  $\delta_d$  un paramètre adimensionnel dont la valeur est prise entre 0 et 1 et représentant le déficit comme une fraction de l'épaisseur de la couche de vortacité liquide. La valeur de  $U_0^*$  doit satisfaire la continuité des contraintes tangentielles à l'interface, et lorsque cette condition est énoncée, nous obtenons la relation 5.8 :

$$U_0^* = \frac{\left(\frac{\mu_G U_G}{\delta_G} + \frac{\mu_L U_L}{\delta_L}\right)}{\mu_G + \mu_L} \delta_d \delta_L \quad (5.8)$$

Un exemple de ce profil de vitesse et l'effet de  $\delta_d \delta_l$  sur le profil de vitesse est donné dans Fuster et al 2013 [29]. Plusieurs remarques peuvent être énoncées sur ce paramètre  $\delta_d$  :

- Ce paramètre a été introduit dans des analyses de stabilité visqueuses précédentes ( Fuster et al 2013 [29], Otto et al 2013 [70]) et il a été montré qu'il améliorerait l'accord avec les mesures expérimentales. Ce paramètre est donc nécessaire pour bien représenter le profil de vitesse.
- Le profil de vitesse diphasique est d'une part difficile à mesurer comme nous l'avons déjà évoqué et varie spatialement avec la présence de l'instabilité de cisaillement et de l'entraînement du liquide par le gaz.
- En le faisant varier dans la gamme de valeur admissible et réaliste, il est possible de trouver parmi les modes qui dominent (et dont l'importance relative des uns par rapport aux autres dépend de la valeur de  $\delta_d$ ) ceux qui correspondent aux expériences.

Le profil de base utilisé pour l'analyse de stabilité linéaire est ainsi identique à celui utilisé par Matas 2015 [61], hormis le fait qu'il est explicité en référentiel cylindrique.

Les résultats de cette analyse de stabilité visqueuse pour la configuration d'injection injecteur n°2  $H_L = 5$  mm  $H_G = 5$  mm  $U_L = 0,28$  m/s sont présentés en figure 5.23 suivante :



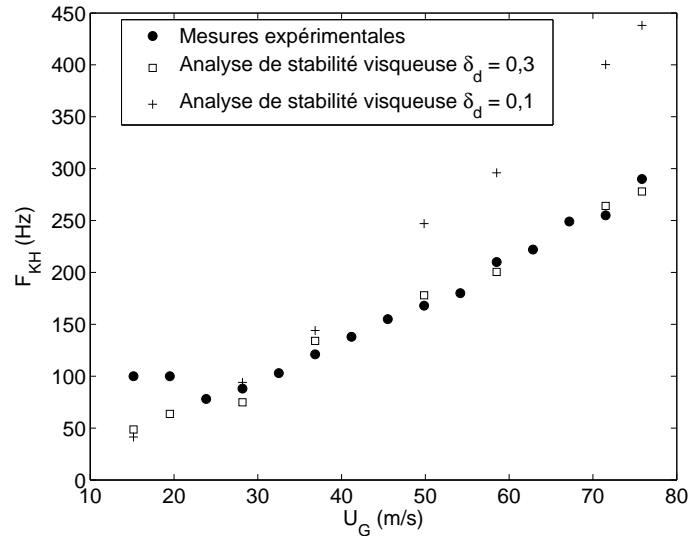


FIGURE 5.23 – Fréquence du mode symétrique  $n=0$  de l'instabilité de cisaillement fonction de la vitesse gaz pour l'injecteur n°2, de diamètre liquide égal à 5 mm et d'épaisseur gaz égale à 5 mm. La mesure de la fréquence est en cercles pleins, la prédiction visqueuse est indiquée en carrés creux pour un paramètre  $\delta_d$  égal à 0,3, en croix pour un paramètre  $\delta_d$  égal à 0,1.

La figure 5.23 présente les mesures et la prédiction par une analyse de stabilité visqueuse de la fréquence de l'instabilité de cisaillement fonction de la vitesse gaz pour l'injecteur n°2 de diamètre liquide 5 mm et d'épaisseur gaz égale à 5 mm. Pour cette configuration, le paramètre de déficit de vitesse à l'interface  $\delta_d$  est pris égal pour tous les points à 0,3 (ce qui est réaliste) et 0,1. L'épaisseur de couche limite liquide est égale à 1 mm et l'épaisseur de la couche limite gaz est tirée de mesures expérimentales (voir 2.5.1). Nous pouvons remarquer que l'accord entre les mesures expérimentales et la prédiction du modèle est bon pour une valeur de  $\delta_d$  égale à 0.3. La fréquence de l'analyse de stabilité visqueuse pour un paramètre  $\delta_d$  égal à 0,1 augmente plus rapidement avec  $U_G$  que pour les valeurs de l'expérience. Le mode associé à ce paramètre  $\delta_d$  égal à 0,1 est un mode absolu correspondant au pincement de branches de tension de surface et de viscosité. De plus, la fréquence correspondant aux valeurs les plus instables de la branche visqueuse (si l'instabilité de cisaillement était convective) est au moins 2 fois supérieure à la fréquence mesurée. Seule la prise en compte de la présence d'une instabilité absolue permet d'obtenir une valeur de fréquence proche de la fréquence mesurée.

Ainsi, le paramètre  $\delta_d$ , bien qu'il ne soit pas mesuré, permet de calculer des valeurs de fréquence de l'instabilité proche des valeurs expérimentales, ce paramètre étant ici fixé indépendamment de la vitesse gaz. Le bilan d'énergie permet alors de connaître la nature du mécanisme majoritaire à l'oeuvre.

Pour les points dont la vitesse gaz est égale à 15 et 19,5 m/s, le mécanisme de l'instabilité absolue est celui décrit par Otto & al 2013 [70], résultat de l'interaction entre un mécanisme visqueux et un mécanisme lié à la tension de surface. Pour les points dont la vitesse gaz est supérieure à 20 m/s, l'instabilité est absolue par l'interaction d'un mécanisme visqueux (voir Hinch 1984 [34]) et d'un mécanisme lié au confinement dans le liquide. Ce dernier trait de comportement a également été relevé pour les injecteurs n°2  $H_L$  20 d'épaisseur gaz égale à 5 et 24 mm, comme illustré en figure 5.24 suivante :

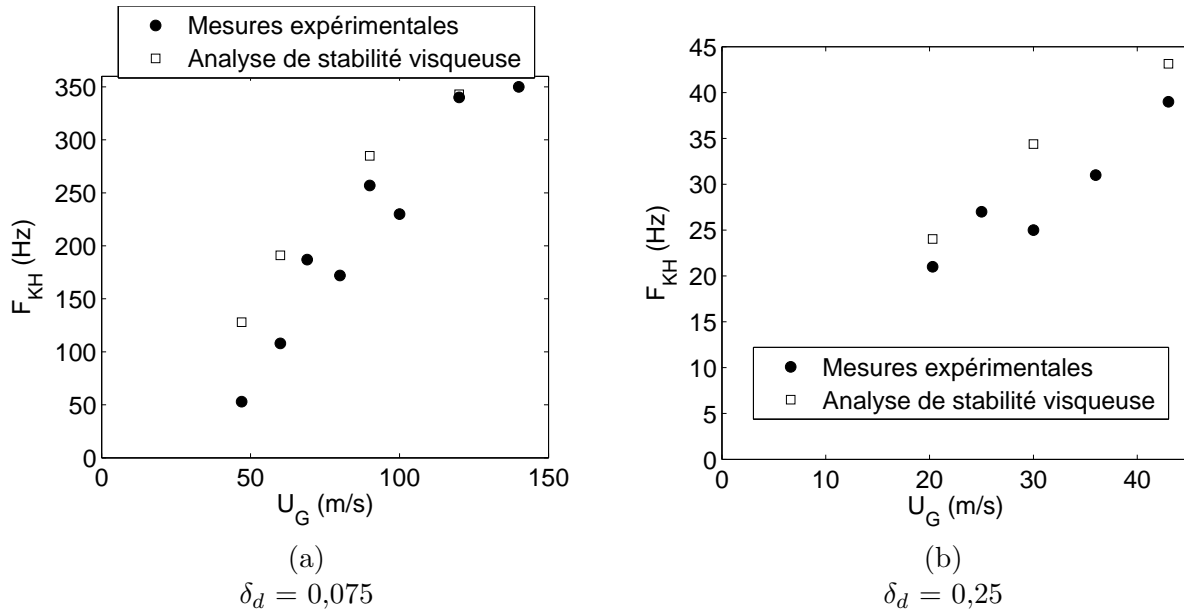


FIGURE 5.24 – Fréquence du mode symétrique  $n=0$  de l’instabilité de cisaillement fonction de la vitesse gaz pour l’injecteur n°2, de diamètre liquide égal à 20 mm et d’épaisseur gaz égale à 5 mm ( $\delta_d = 0,075$ ) (a) et 24 mm, ( $\delta_d = 0,25$ ) (b). La mesure de la fréquence est en cercles pleins, la prédiction visqueuse est indiquée en carrés creux.

La figure 5.24 montre le bon accord de la valeur de fréquence calculée de l’instabilité de cisaillement à l’aide de l’analyse de stabilité visqueuse. La valeur du paramètre de déficit de vitesse est de 0,25 pour l’injecteur n°2  $H_L 20 H_G 24$  et 0,075 pour l’injecteur n°2  $H_L 20 H_G 5$ . Pour tous les points de la figure 5.24, l’instabilité absolue provient de l’interaction d’un mécanisme de confinement et d’un mécanisme visqueux. Les points de mesure des injecteurs n°2,  $H_L 5 H_G 5$ ,  $H_L 20 H_G 5$  et  $H_L 20 H_G 24$  sont donc pilotés par un mécanisme inviscide.

### 5.3.1.3 Analyse de stabilité inviscide, amplification du mode $n=1$ et $n=-1$

La démarche naturelle serait d’étendre à présent l’analyse visqueuse à la recherche de modes non axisymétriques  $n = 1$  et  $n = -1$ . Or, le système à résoudre lorsque la viscosité est prise en compte pour une perturbation non axisymétrique est d’ordre 8, ce qui le rend nettement plus complexe à résoudre. Comme nous venons de le montrer, l’instabilité de cisaillement est pilotée par un mécanisme inviscide pour les points de mesure présentés (la perturbation de vitesse instable est alimentée par les contraintes de Reynolds) : notre stratégie sera donc d’étudier la stabilité des modes  $n = 1$  et  $n = -1$  non pas avec une analyse de stabilité visqueuse mais avec une analyse de stabilité *inviscide* spatiale.

La décomposition en modes normaux de la perturbation de la vitesse (de la pression et la position de l’interface) est écrite sous la forme suivante :  $g'(r, \theta, z) = \tilde{g}(r, n, k_z, \omega) \cdot e^{i(n \cdot \theta - k_z \cdot z + \omega \cdot t)}$ , avec  $\theta$  l’angle polaire et  $n$  ordre du mode.

Les équations de Navier-Stokes linéarisées ainsi que le déterminant à annuler sont donnés en annexe H.2. La procédure est similaire à celle explicitée en section précédente.

Nous rappelons que l’analyse inviscide donne la bonne tendance pour la fréquence de l’instabilité de cisaillement avec la vitesse gaz (Marmottant et Villermaux 2004 [59] et Matas et al 2011 [63]), mais la sous-estime d’un facteur 1,5 pour la géométrie d’injection plane (Marty 2015 [60]) et d’un facteur 2 à 3 pour la configuration coaxiale. Pour le mécanisme inviscide, la vitesse de phase des vagues est la vitesse de Dimotakis (Dimotakis 1986 [20]), comme c’est le cas pour le mécanisme visqueux absolu, lorsque celui-ci est alimenté par la contrainte de Reynolds et dû au confinement. Le paramètre à conserver pour avoir une situation géométrique semblable entre l’expérience et la modélisation est donc la longueur d’onde. Afin d’obtenir une longueur d’onde comparable à ce que nous observons donc plus petite, l’épaisseur de la couche limite gaz est diminuée par rapport à ce que nous mesurons sur

l'injecteur. Cet artifice permet d'obtenir une longueur d'onde relativement proche de l'expérience et ainsi de pouvoir comparer l'expérience et le modèle.

Cette analyse de stabilité inviscide a été réalisée pour l'injecteur n°2  $H_L = 5$  mm et  $H_G = 5$  mm, pour une vitesse liquide égale à 0,28 m/s et pour une vitesse gaz égale à 45 m/s, sans déficit de vitesse. Pour ce point, le mode  $n = 0$  symétrique est principalement piloté par un mécanisme inviscide et est absolu. Nous pouvons ainsi réaliser une analyse de stabilité inviscide simplifiée pour le mode  $n = 1$  pour ce point en particulier. La valeur de  $\delta_G$  est de 0,155 mm, nous injectons la valeur de 0,155/3 soit 0,052 mm, afin d'ajuster la fréquence du mode  $n = 0$  à ce que nous mesurons. Les relations de dispersion pour les modes  $n = 0$  et  $n = 1$  de ce point sont montrées en figure 5.25 suivante :

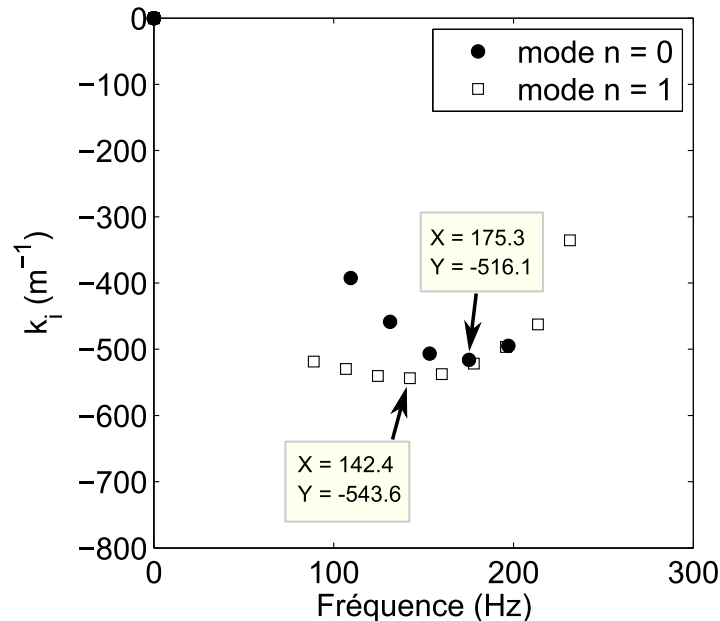


FIGURE 5.25 – Relation de dispersion obtenue à l'aide d'une analyse de stabilité inviscide pour le point de mesure de configuration suivante : injecteur n°2  $H_L = 5$  mm,  $H_G = 5$  mm,  $U_L = 0,28$  m/s et  $U_G = 45$  m/s.  $\delta_G$  réel = 0,155 mm,  $\delta_G$  analyse = 0,052 mm.

Nous pouvons remarquer sur la figure 5.25 que le taux de croissance maximal du mode  $n = 1$  est plus élevé (en valeur absolue) que pour le mode  $n = 0$ . Le modèle permet de dire que pour ce point, le mode  $n = 1$  sera plus amplifié que le mode  $n = 0$ . L'existence d'un mode  $n = 1$  plus amplifié que le mode  $n = 0$  est donc compatible avec l'analyse de stabilité réalisée.

La figure 5.25 permet également d'estimer les deux fréquences des modes  $n = 0$  et  $n = 1$ , la fréquence de chaque mode le plus amplifié étant celle qui a le taux de croissance spatial le plus élevé (en valeur absolue). Dû à la convention de signe devant  $k_z$  dans l'expression du mode normal, il faut chercher la valeur la plus faible.

Nous pouvons remarquer que la fréquence du mode  $n = 1$  est inférieure à la fréquence du mode  $n = 0$ , comme observé expérimentalement (voir figure 5.26). La relation de dispersion du mode  $n = -1$  est la même que celle du mode  $n = 1$ , ce qui permet d'envisager une forme de vague asymétrique mais avec un plan de symétrie. Ce comportement est un élément de plus pour considérer le flapping comme une amplification large échelle du mode  $n = 1$  et  $n = -1$ , amplification que nous détaillerons en section suivante.

Pour d'autres vitesses gaz, la figure 5.26 montre les résultats de l'analyse de stabilité inviscide, toujours pour des points dont l'instabilité est pilotée par un mécanisme inviscide.

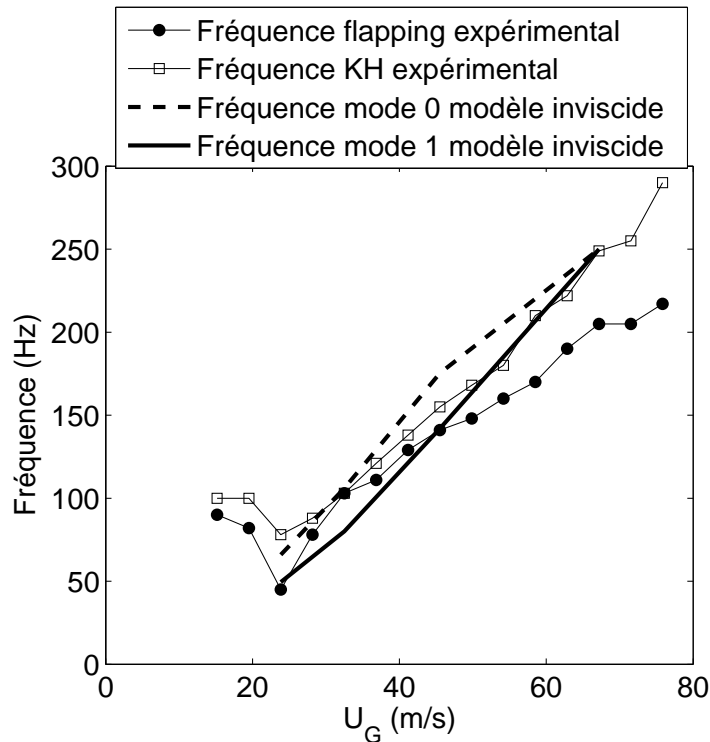


FIGURE 5.26 – Fréquences prédites pour les modes  $n = 0$  et  $n = 1$  par le modèle inviscide pour l’injecteur n°2  $H_L = 5$  mm  $H_G = 5$  mm. Les données expérimentales de fréquence KH (vague symétrique) et flapping (vague sinueuse) sont rappelées.

La figure 5.26 montre également les mesures de la fréquence du mode symétrique (KH sur la figure) et du flapping, fonction de la vitesse gaz. Nous pouvons remarquer que la tendance et la valeur de la fréquence du mode  $n = 0$  avec la vitesse gaz est en accord avec la fréquence expérimentale du mode KH, comme attendu puisque l’analyse a été réalisée avec cet objectif (nous avons modifié l’épaisseur de la couche de vorticité  $\delta_G$  à cette fin). Nous constatons également que sur l’ensemble de la plage de vitesses gaz considérées, l’écart entre les fréquences prédites  $n = 0$  et  $n = 1$  est analogue à l’écart typique observé entre les fréquences expérimentales KH et flapping (de l’ordre de 20%).

En revanche, la tendance du mode  $n = 1$  prédite par le modèle est différente de la tendance de la fréquence du flapping avec la vitesse gaz : ceci est probablement dû au fait que le facteur trois introduit artificiellement pour ajuster la fréquence de l’analyse inviscide n’est pas forcément pertinent pour l’ensemble de la gamme de vitesse gaz. Pour s’affranchir de cette limitation et discuter plus finement des tendances avec  $U_G$ , il faudrait passer à une analyse visqueuse en coordonnées cylindriques pour le mode  $n = 1$ .

Nous avons observé sur la figure 5.25 que le mode  $n = 1$  était plus instable que le mode  $n = 0$  pour les conditions de l’injecteur n°2  $H_L = 5$  mm,  $H_G = 5$  mm,  $U_L = 0,28$  m/s et  $U_G = 45$  m/s : or nous savons qu’en configuration plane, analogue à un jet de rayon infini, ces deux modes ont nécessairement le même taux de croissance. Il paraît donc naturel de regarder l’impact du rayon liquide  $R$  sur les taux de croissance respectifs des modes  $n = 1$  et  $n = 0$ . Afin d’adimensionner  $R$ , nous avons a priori le choix entre la longueur d’onde de l’instabilité de cisaillement ou l’épaisseur de vorticité gaz. Or ces deux grandeurs sont équivalentes à une constante près pour l’analyse de stabilité inviscide (voir Raynal [75]). Nous faisons le choix de présenter l’évolution du rapport des taux de croissance spatiaux des modes  $n = 1$  et  $n = 0$  en fonction du rapport  $H_L/(2\lambda)$ , où  $\lambda$  est plus précisément la longueur d’onde de l’instabilité du mode  $n = 0$ . L’analyse de stabilité de l’écoulement a été réalisée pour l’injecteur n°1, d’épaisseur gaz égale à 1,8 mm, pour une vitesse gaz de 20 m/s et pour une vitesse liquide égale à 0,5 m/s.

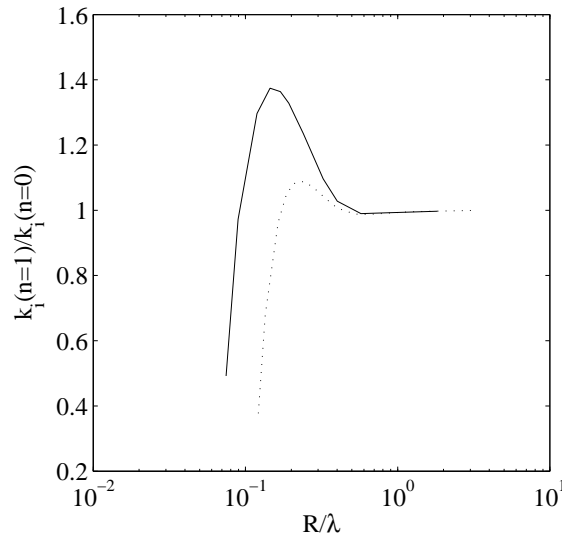


FIGURE 5.27 – Rapport des taux de croissance spatiaux des modes  $n = 1$  et  $n = 0$  fonction du rapport  $H_L/2 = R$  et de la longueur d'onde prédite par l'analyse de stabilité inviscide. La ligne continue est obtenue pour un profil de base sans déficit, la ligne en pointillés est obtenue pour un profil de base avec déficit de vitesse. Les vitesses gaz et liquide, l'épaisseur gaz et l'épaisseur de la couche limite gaz ont été gardés constants. Le calcul a été réalisé pour l'injecteur n°1, de diamètre liquide égal à 7,6 mm, d'épaisseur gaz égale à 1,8 mm, pour une vitesse gaz de 20 m/s et pour une vitesse liquide égale à 0,5 m/s.

La figure 5.27 montre le rapport des taux de croissance des modes  $n = 1$  et  $n = 0$  fonction du rapport  $H_L/2/\lambda = R/\lambda$ . Nous pouvons remarquer que le mode  $n = 1$  est plus amplifié ou au moins autant que le mode  $n = 0$  symétrique pour un paramètre  $H_L/2/\lambda$  supérieur à 0,1. Cette valeur dépend du déficit de vitesse à l'interface, elle augmente à 0,2 lorsque que celui-ci est appliqué au profil de base. Néanmoins, l'analyse de stabilité inviscide montre que pour que le mode  $n = 1$  soit au moins aussi amplifié que le mode  $n = 0$ , il est nécessaire que la longueur d'onde du mode  $n = 0$  soit plus grande qu'un dixième du rayon liquide. Pour les quelques points pour lesquels une analyse de stabilité a été réalisée, la longueur d'onde associée au mode  $n = 1$  est plus grande que celle du mode  $n = 0$ , ce qui est cohérent avec la fréquence plus faible associée à ce mode.

Expérimentalement, Mayer et al 2004 [66] ont également relevé que l'amplitude du déplacement radial d'un jet liquide atomisé coaxialement par un jet gaz augmentait lorsque la longueur d'onde du flapping augmentait, ce qui conforte notre idée.

En conclusion, le modèle inviscide prédit la fréquence du mode  $n = 1$  inférieure au mode  $n = 0$  et prédit que le mode  $n = 1$  n'est potentiellement présent que lorsque la longueur d'onde du mode  $n = 0$  est suffisamment grande par rapport au rayon liquide. Ce résultat était prévisible, l'idée étant que la déformation située à  $\theta + 180$  sera plus facilement amplifiée si elle est déphasée de  $180^\circ$ , le liquide étant peu déformé ce qui nécessite moins d'énergie qu'un mode symétrique ou plus de liquide est cisailé. L'amplification de la combinaison des modes  $n = 1$  et  $n = -1$  que nous pensons être à l'origine du flapping est discutée en section 5.3.2.1.

#### 5.3.1.4 Influence expérimentale du paramètre $H_L/\lambda$ sur l'amplitude du flapping

Afin de vérifier si la longueur d'onde des perturbations sinueuses sur le jet liquide a une influence sur l'amplification de ces perturbations, le forçage d'une oscillation latérale du jet liquide est réalisé en faisant bouger latéralement la structure portant l'injecteur à l'aide d'un pot vibrant. L'injecteur dans notre configuration vibre d'un bloc comme pour un mode de corps, pour que la sortie liquide ait un mouvement non déphasé relativement à l'injecteur gaz, et que les dimensions géométriques de

sortie soient constantes dans le temps. Nous rappelons que l'injecteur liquide est relié proche de son extrémité à l'injecteur gaz par trois groupes de deux fils d'acier de 0,2 mm de diamètre, à  $120^\circ$  (voir section 2.1). Une configuration d'écoulement a été choisie et la longueur d'onde a été modifiée en faisant varier la fréquence du forçage.

Nous n'avons pas mis en place de mesure de l'amplitude en direct, ce qui ne nous a pas permis de réaliser des mesures à amplitude fixe. Nous pouvons cependant la mesurer a posteriori sur les images du jet que nous avons capturées à l'aide d'une caméra rapide et la plage de fréquence où l'amplitude reste constante est suffisamment grande pour obtenir des conclusions.

L'injecteur utilisé est l'injecteur n°2 de diamètre liquide égal à 5 mm et d'épaisseur gaz égale à 12,5 mm, pour une vitesse liquide égale à 0,35 m/s et une vitesse gaz égale à 20 m/s. La fréquence est variée de 20 à 140 Hz. Des exemples de réalisations de jet sont donnés en figure suivante :

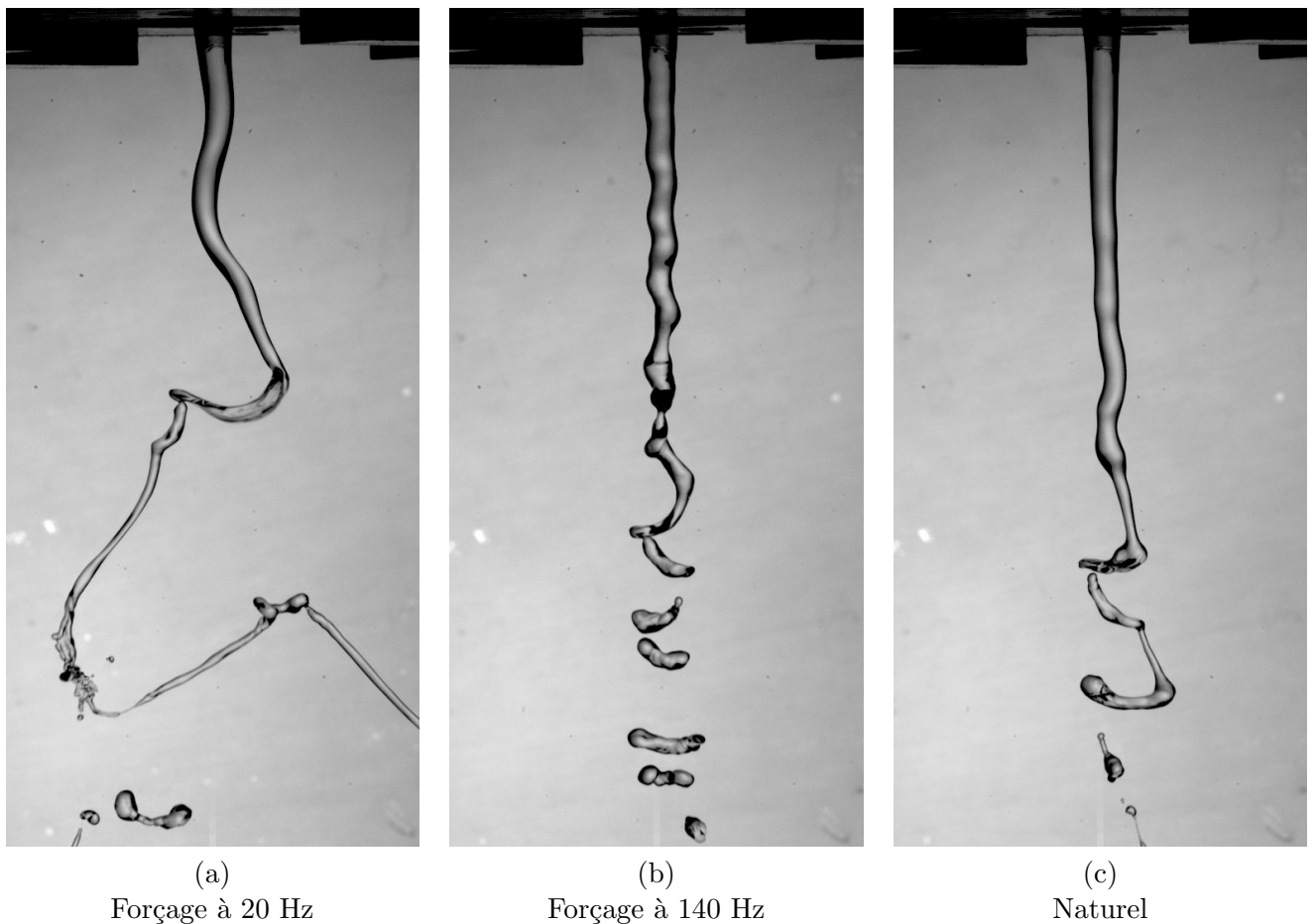


FIGURE 5.28 – (a) : image du jet pour un forçage latéral à 20 Hz, (b) image du jet pour un forçage latéral à 140 Hz, (c) : image du jet sans forçage latéral, naturel. Conditions expérimentales : injecteur n°2,  $H_L = 5$  mm,  $H_G = 12,5$  mm,  $U_L = 0,35$  m/s et  $U_G = 20$  m/s.

Nous pouvons remarquer en figure 5.28 que l'amplitude du flapping et son taux de croissance est plus importante à 20 Hz qu'à 140 Hz. La fréquence de forçage permet bien de modifier la longueur d'onde, la vitesse liquide de chute étant identique, la vitesse liquide initiale et l'accélération de la pesanteur étant identiques pour toutes les fréquences de forçage. La fréquence naturelle du flapping est de 107 Hz. Le forçage ne semble pas avoir induit d'instabilité de Rayleigh-Taylor, l'accélération étant a priori insuffisante.

Le taux de croissance semble dépendant de la fréquence de forçage, nous allons maintenant regarder comment il évolue avec la fréquence de forçage.

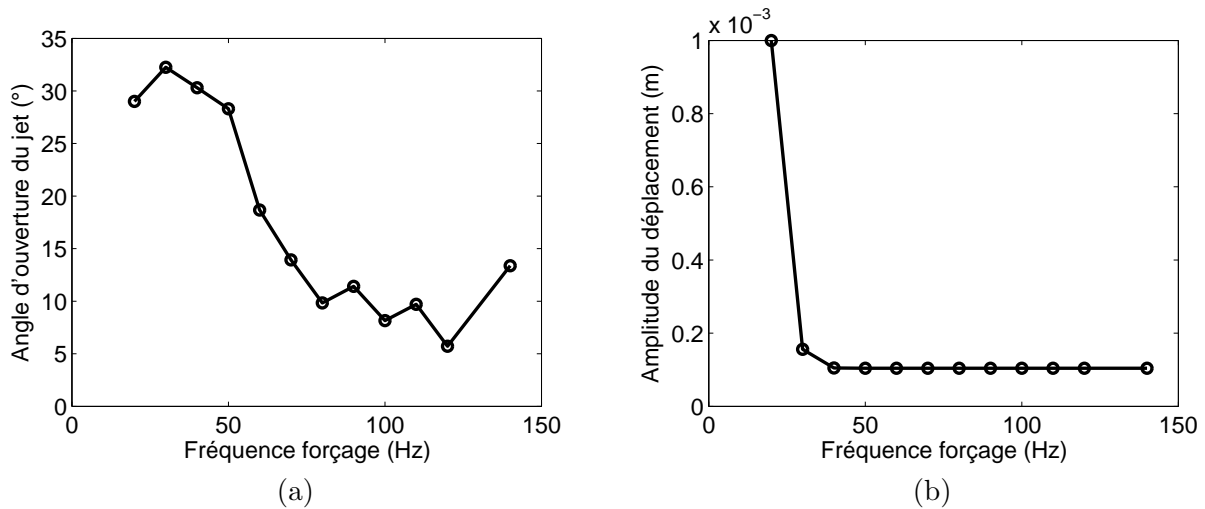


FIGURE 5.29 – (a) : angle d'ouverture du jet connexe fonction de la fréquence de forçage latéral, (b) amplitude du déplacement de l'injecteur fonction de la fréquence. Conditions expérimentales : injecteur n°2,  $H_L = 5$  mm,  $H_G = 12,5$  mm,  $U_L = 0,35$  m/s et  $U_G = 20$  m/s.

La figure 5.29 (a) montre comment évolue l'angle d'ouverture du jet en fonction de la fréquence de forçage, pour une vitesse liquide et gaz fixée. L'amplitude n'est pas maintenue constante, comme nous pouvons le voir en figure 5.29 (b). Celle-ci est cependant constante pour les fréquences supérieures à 40 Hz. Sur cette plage de fréquence de forçage à amplitude de forçage fixée, l'amplitude du jet diminue avec la fréquence de forçage, comme la longueur d'onde. Ainsi, l'amplitude du flapping diminue lorsque la fréquence du forçage augmente, ou lorsque la longueur d'onde augmente. Ce comportement est cohérent avec celui prédit par l'analyse de stabilité pour le ratio d'amplification des modes  $n = 1$  et  $n = -1$ .

De plus, une différence d'angle d'ouverture du jet existe entre la configuration forcée avec écoulement gaz et sans. La figure 5.30 suivante montre la forme du jet lorsque l'injecteur est déplacé latéralement à une fréquence de 40 Hz :

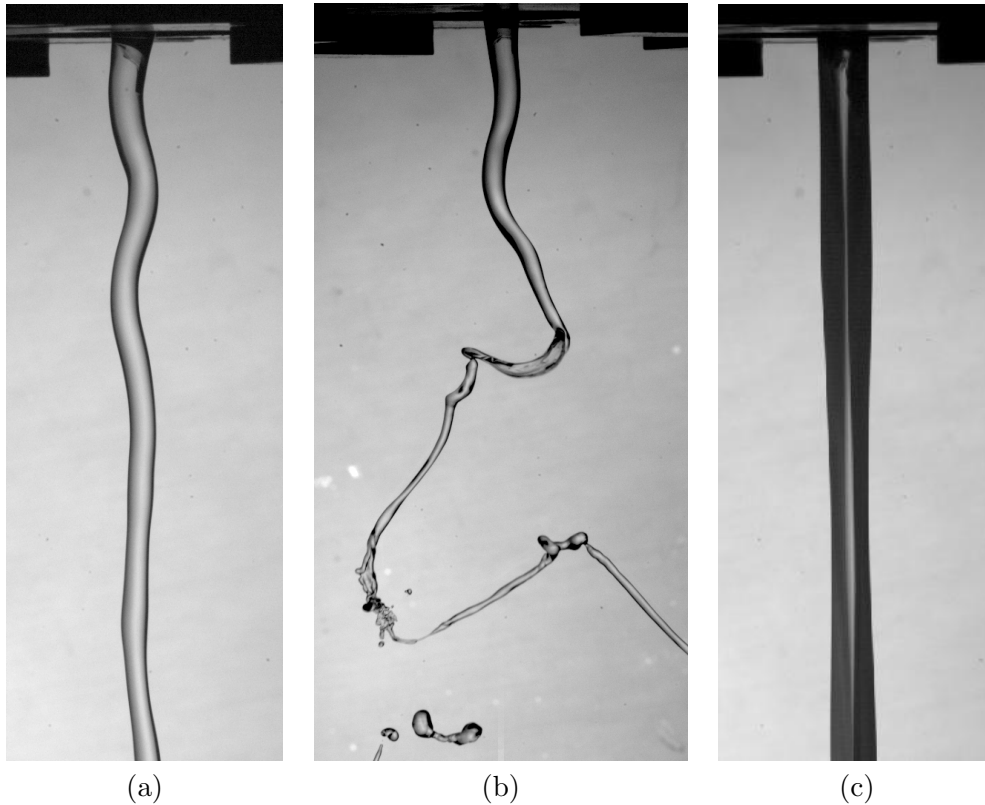


FIGURE 5.30 – (a) : image du jet pour un forçage latéral à 40 Hz sans assistance gaz de 20 m/s, (b) image du jet pour un forçage latéral à 40 Hz avec assistance gaz et (c) superposition d’images du jet pour un forçage latéral à 40 Hz sans assistance gaz. Conditions expérimentales : injecteur n°2,  $H_L = 5$  mm,  $H_G = 12,5$  mm,  $U_L = 0,35$  m/s et  $U_G = 0$  m/s.

Nous pouvons voir en 5.30 (a) que la longueur d’onde augmente au fur et à mesure que le jet accélère sous l’effet de la gravité. Une diminution de l’amplitude semble être aperçue, alors que ce n’est pas le cas, comme le montre l’image 5.30 (c), le jet s’affinant au cours de sa chute.

L’effet de l’écoulement gaz est donc très net (comparer 5.30 (a) et 5.30 (b)), il amplifie bien la forme sinueuse. Comme vu en figure 5.28 (a), cette amplification diminue lorsque la longueur d’onde augmente.

Concernant la fréquence du flapping, c’est la fréquence de forçage qui est mesurée pour toute la gamme de fréquence testée (20 à 140 Hz pour une fréquence naturelle de 107 Hz). La forme sinueuse est amplifiée comme pour une instabilité convective, mais il est tout de même nécessaire d’avoir une perturbation d’une certaine amplitude de forçage pour observer une amplification large échelle significative. Nous n’avons pas réalisé de mesure pour déterminer si le taux de croissance était dépendant de l’amplitude du forçage, afin de déterminer si ce mécanisme est linéaire ou pas.

### 5.3.1.5 Flapping lorsque le mode $n = 0$ seul est présent

Après avoir vu qu’une forme sinueuse était amplifiée, nous allons maintenant regarder ce qu’il se passe lorsque les perturbations sur le jet liquide sont de formes axisymétriques. La fréquence naturelle de l’instabilité de cisaillement est toujours de 107 Hz.

L’expérience consiste à placer un tuyau souple entre la sortie du débitmètre et l’entrée liquide de l’injecteur (voir figure 2.1). Ce tuyau souple est ensuite pincé entre la tige mobile du pot vibrant et un bâti immobile par rapport au châssis du pot vibrant. Ainsi, on peut moduler le débit en agissant sur la tension alimentant la bobine du pot vibrant. Le débit liquide instantané et donc la vitesse d’injection varient dans le temps. L’amplitude de la variation doit donc être suffisante pour fabriquer une vague qui sera amplifiée par l’instabilité de cisaillement, mais pas trop grande pour ne pas changer



le problème. Le risque d'obtenir une vague trop grosse est surtout présent à basse fréquence, où la puissance de l'amplificateur est plus que suffisante. A plus forte vitesse gaz, cette puissance devient limitante, et ne suffit plus à fabriquer des vagues d'amplitude suffisante. Des exemples des vagues obtenues sont données en figure 5.31 suivante :



FIGURE 5.31 – Image du jet pour des vagues symétriques forcées à 50 Hz (a) et à 100 Hz (b). Conditions expérimentales : injecteur n°2,  $H_L = 5$  mm,  $H_G = 12,5$  mm,  $U_L = 0,49$  m/s et  $U_G = 20$  m/s.

Mêmes si les jets des images de la figure 5.31 sont symétriques, le jet se déplace latéralement pour certaines vagues qui ne sont pas complètement symétriques et l'on peut observer du flapping.

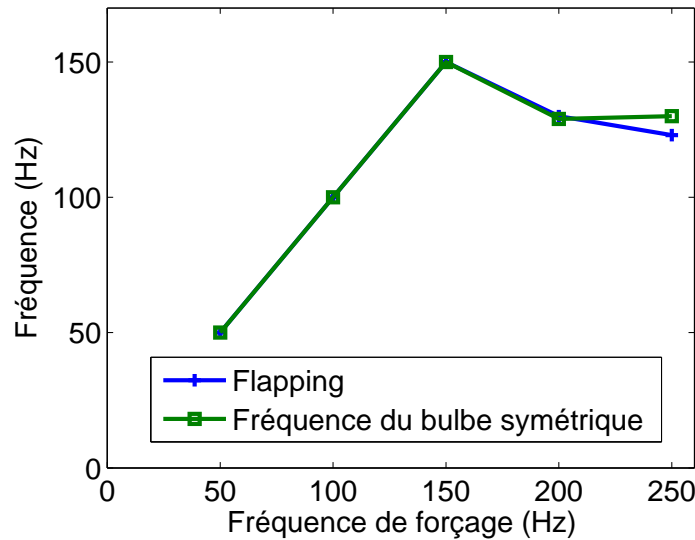


FIGURE 5.32 – Fréquence du flapping et du mode  $n = 0$  fonction de la fréquence de forçage de vagues symétriques, pour l’injecteur n°2,  $H_L = 5$  mm,  $H_G = 12,5$  mm,  $U_L = 0,49$  m/s et  $U_G = 20$  m/s.

La figure 5.32 présente la fréquence du flapping et du mode symétrique fonction de la fréquence de forçage. Nous pouvons remarquer que la fréquence de flapping et du mode symétrique ne sont plus égales à la fréquence de forçage pour une fréquence de forçage supérieure à 150 Hz, l’amplitude des vagues forcées n’étant pas suffisante. Cette amplitude de forçage n’a pas été mesurée. Nous pouvons remarquer par ailleurs que la fréquence du flapping correspond à la fréquence de forçage, ce qui indique que les structures du flapping et les déplacements radiaux du jet s’opèrent à partir des vagues forcées, et pas à partir d’autres supports ou formes du jet liquide. La présence de flapping dans cette configuration de forçage peut s’expliquer par le fait que le flapping amplifie les défauts de symétrie présents dans l’écoulement.

### 5.3.1.6 Autres paramètres influant sur le mode $n = 1$

Nous avons vu que le ratio des taux de croissance des modes  $n = 1$  et  $n = 0$  dépendait du rapport  $H_L/(2\lambda)$ , mais d’autres paramètres peuvent également modifier l’amplification relative des deux modes de l’instabilité de cisaillement.

Pour une configuration d’injection (injecteur n°2  $H_L = 5$  mm  $H_G = 5$  mm,  $U_L = 0,69$  m/s,  $U_G = 57$  m/s), nous avons remarqué que la présence du mode  $n = 1$  et  $n = -1$ , tous paramètres de contrôle fixés, pouvait être diminuée lorsque l’écoulement liquide était turbulent en sortie avec un taux de turbulence suffisant (non quantifié) et/ou un profil de vitesse liquide modifié. Particulièrement, nous pouvons obtenir pour un débit critique une transition laminaire-turbulent intermittente dans une section amont de l’injecteur, qui peut également modifier le profil de vitesse liquide moyen. La mesure du profil n’ayant pu être réalisée, nous ne savons pas du taux de turbulence liquide ou de la forme du profil de vitesse peut influencer sur l’amplification des modes. Cette transition intermittente produit en sortie de l’injecteur liquide une transition franche entre un jet liquide non corrugué et corrugué. En jouant sur le débit liquide, nous pouvons obtenir un temps corrugué/non corrugué différent. En identifiant le régime le plus long et en ajoutant l’assistance gaz, nous pouvons relier l’absence de corrugations à une amplitude du jet grande ou angle de spray grand, et la présence de corrugations à une faible amplitude et un angle de spray plus petit. Autrement dit, nous observons un changement intermittent d’angle d’ouverture du jet, corrélé au temps de présence de corrugations du jet.

Afin d’étudier l’influence du flapping, nous voulons obtenir un état avec et sans flapping sans changer les vitesses des fluides. Nous avons le choix : soit forcer un écoulement lisse à partir d’une configuration transitée corruguée, ou forcer un écoulement corrugué à partir d’un écoulement lisse.

Nous n'avons réussi qu'à réaliser la deuxième solution. Nous avons ainsi corrugué le jet liquide lorsque celui-ci était lisse, à l'aide de pailles de 5 cm insérées dans le tube d'amenée liquide jusqu'à une profondeur de 2 cm de la sortie liquide. Le schéma de la figure 5.33 donne un aperçu de la réalisation. Nous pouvons donc passer d'un écoulement avec et sans flapping en enlevant ou en mettant les pailles en position.

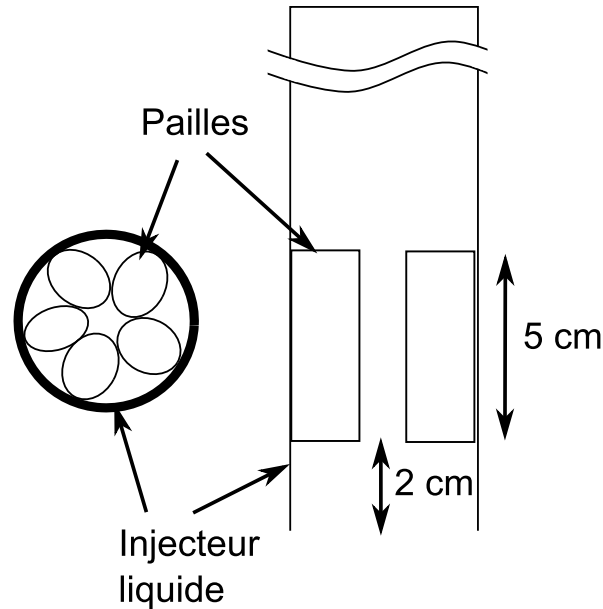
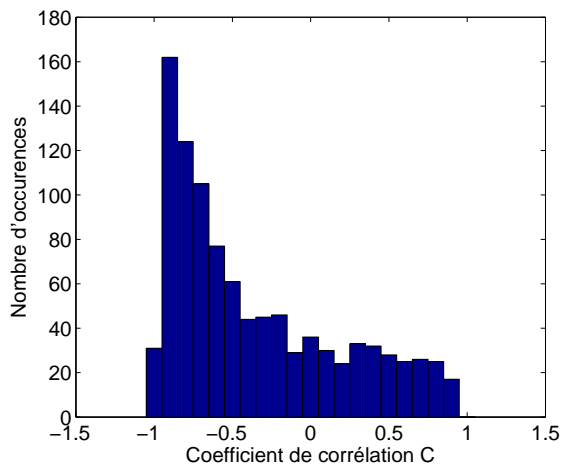


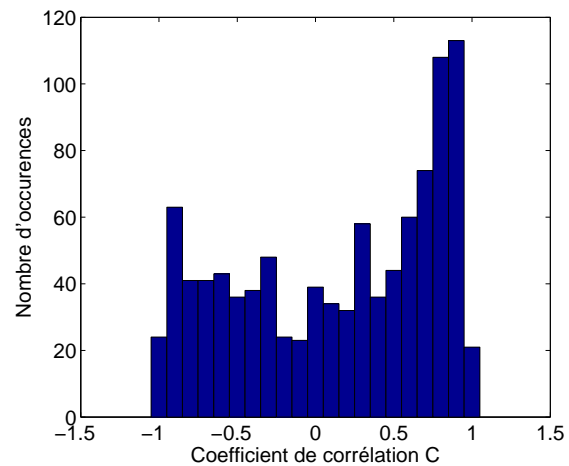
FIGURE 5.33 – Schéma de la position des pailles dans le tube d'injection du liquide

Il semble que la déformation des bords des pailles soit à l'origine de ces perturbations, à l'opposé de l'effet attendu initialement, à savoir de re-laminariser le jet, qui n'a pu être effectué. Il est possible que le profil de vitesse liquide moyen soit affecté, mais ce profil n'a pas été mesuré.

En conservant tous les paramètres de contrôle identiques, en ajoutant simplement trois pailles dans l'injecteur liquide, nous avons pu influencer sur la présence du mode  $n = 1$  et  $n = -1$ , comme le montre la figure 5.34.



(a)



(b)

FIGURE 5.34 – Histogramme du coefficient de corrélation des profils des bords du jet (méthode présentée en section 5.3) pour 1000 images pour un temps d’acquisition de 1 seconde. (a) : cas avec pailles, coefficient de corrélation des bords plutôt égal à -1, les signaux sont en opposition de phase, caractéristique du mode  $n = 0$ . (b) : cas naturel sans pailles, coefficient de corrélation des bords plutôt égal à 1, les signaux sont en phase, caractéristique du mode  $n = 1$  et d’une forme de jet sinueuse.

La figure 5.34 donne les histogrammes de coefficient de corrélation des bords du jet pour deux configurations d’écoulement, une de référence (b) et une où l’on a ajouté des pailles dans l’injecteur liquide, comme décrit juste au-dessus. La méthodologie d’obtention de ces histogrammes est décrite en section 5.3. Nous rappelons qu’un coefficient de corrélation de 1 est obtenu lorsque les signaux sont en phase, alors qu’un coefficient de corrélation de -1 est obtenu lorsque les signaux sont en opposition de phase. Pour notre configuration, les signaux en phase correspondent au mode sinueux  $n = 1$  et  $n = -1$ , et les signaux en opposition de phase au mode symétrique  $n = 0$ . Un coefficient de corrélation de -1 prépondérant indique statistiquement une plus grande présence du mode  $n = 0$  et un coefficient de corrélation de 1 prépondérant indique lui une plus grande présence du mode  $n = 1$  et  $n = -1$ . On peut en déduire des histogrammes de la figure 5.34 que la configuration sans pailles présente une prépondérance du mode  $n = 1$  et  $n = -1$  alors que celle avec pailles présente une prépondérance du mode  $n = 0$ .

A la présence de ces modes, nous pouvons comparer l’amplitude du jet, comme montré sur la figure 5.35 suivante, où l’amplitude radiale du jet est tracée fonction de la distance de l’injecteur, pour les cas naturels (en rouge) et avec pailles (en bleu). L’amplitude du déplacement radial du jet est plus importante lorsque les modes  $n = 1$  et  $n = -1$  sont prépondérants.

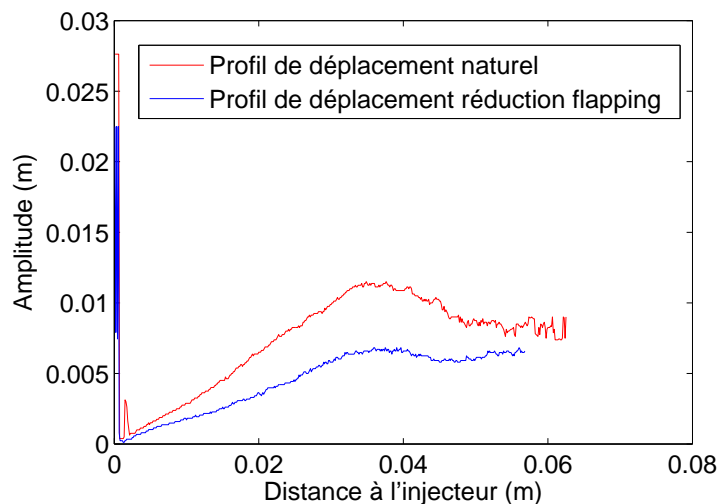


FIGURE 5.35 – Profils de déplacement radial du jet filtrés des 2% d’évènements rares pour deux conditions d’injection liquides différentes, favorisant (rouge) et limitant (bleu) le flapping. Données pour l’injecteur n°2,  $H_L = 5$  mm  $H_G = 5$  mm,  $U_G = 57$  m/s et  $U_L = 0,69$  m/s.

Cette différence d’angle d’ouverture du jet et du spray est également visible sur la figure 5.36 suivante :

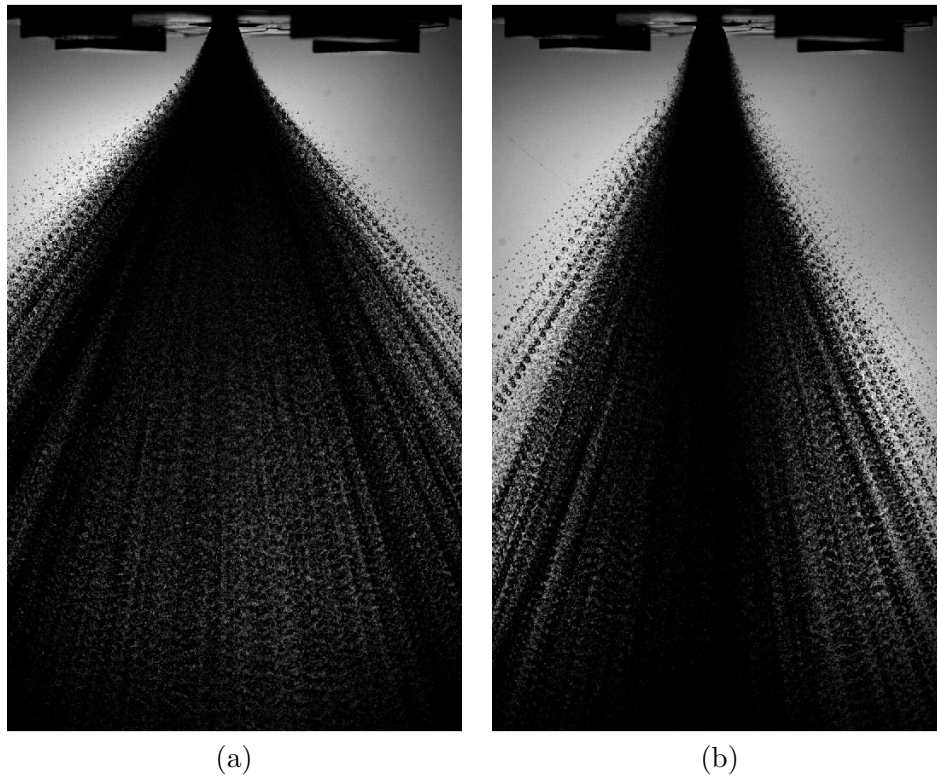


FIGURE 5.36 – Superposition d’images du jet pour l’injecteur n°2,  $H_L = 5$  mm  $H_G = 5$  mm,  $U_G = 57$  m/s et  $U_L = 0,69$  m/s. L’image (a) est la superposition d’images de la configuration naturelle, l’image (b) est la superposition d’images de la configuration à profil de vitesse liquide modifié.

Les modes  $n = 1$  et  $n = -1$  sont donc sensibles au profil de vitesse liquide et/ou au taux de turbulence liquide..

La mesure de fréquence du flapping conditionnée à la présence du mode symétrique ou de la combinaison des modes  $n = 1$  et  $n = -1$  n’a pas pu être réalisée faute de temps. Il n’est pas certain non plus que le découpage de portions de signal contenant un mode unique soit possible ou suffisamment représentatif.

En conclusion, les modes  $n = 0$  et  $n = 1/ - 1$  de l’instabilité de cisaillement pour un jeu de paramètres donnés ont été observés. Les paramètres qui ont changé sont probablement la forme du profil de vitesse liquide et donc  $\delta_L$  et  $\delta_d$ , soit le taux de turbulence, qui a un effet similaire à une viscosité turbulente sur l’instabilité, comme il a pu être observé par Matas et al 2015 [64].

Nous avons présenté une confirmation expérimentale que les modes  $n = 0$  et  $n = 1/ - 1$  pouvaient exister pour un jeu de paramètres géométriques et des vitesses débitantes fixes. L’amplitude du flapping (large échelle) est fortement plus importante lorsque le mode asymétrique est présent, ce qui montre qu’un lien existe entre le flapping et les modes  $n = 1/ - 1$  de l’instabilité de cisaillement.

Après nous être intéressés aux modes  $n = 1$  et  $n = -1$  de l’instabilité de cisaillement, nous allons maintenant nous intéresser à leur amplification spatiale.

### 5.3.2 Dynamique du flapping du comportement n°1 : amplitude et longueur d'onde

Pour le comportement n°1 identifié en section 5.3, nous allons maintenant regarder comment sont amplifiés les modes  $n = 1$  et  $n = -1$ . Le mécanisme d'amplification du jet sera explicité et nous donnerons les éléments nécessaires selon nous pour modéliser l'amplitude radiale du jet et sa longueur d'onde.

#### 5.3.2.1 Mécanisme d'amplification large échelle de vagues asymétriques

Nous rappelons que plusieurs éléments viennent étayer l'idée que le flapping du comportement n°1 est une amplification large échelle d'une combinaison des modes  $n = 1$  et  $n = -1$ . Pour des structures du flapping clairement établies, l'écoulement gaz autour des structures du flapping est schématisé tel que décrit en figure 5.37 suivante :

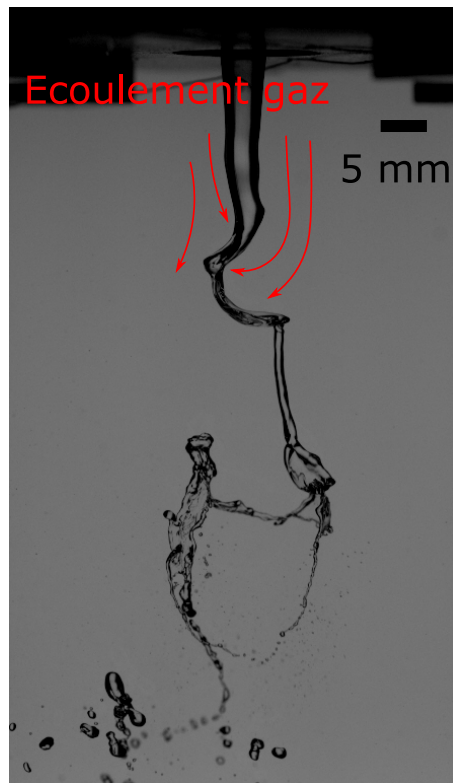


FIGURE 5.37 – Schéma de l'écoulement gaz autour d'une structure liquide typique du flapping pour l'injecteur n°2  $H_L = 5$  mm,  $H_G = 5$  mm,  $U_L = 0,28$  m/s et  $U_G = 28$  m/s.

Le premier est le développement visuel d'une vague, comme illustré ci-dessous, pour le régime de brisure de type membrane (voir figure 3.14), ce régime particulier montrant le mieux le mécanisme à l'œuvre.

Les séries temporelles d'images suivantes (figure 5.38) permettent de voir l'évolution temporelle de plusieurs structures liquides :

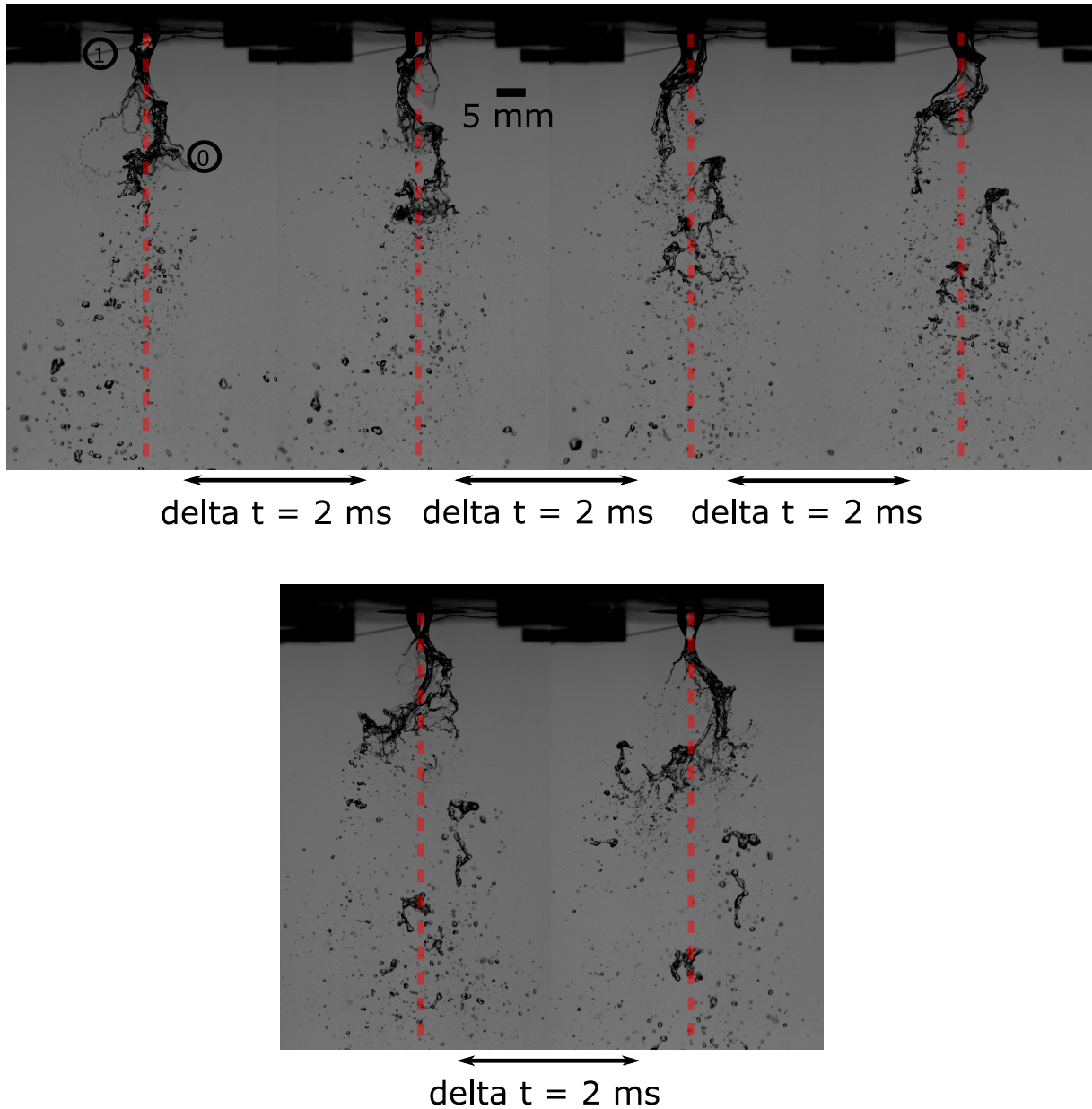


FIGURE 5.38 – Evolution temporelle du jet de l'injecteur n°2  $H_L = 5$  mm,  $H_G = 5$  mm,  $U_L = 0,28$  m/s et  $U_G = 28$  m/s. Le temps s'écoule positivement de gauche à droite et de haut en bas. La figure se propose de suivre temporellement l'évolution des vagues libellées 0 et 1. L'axe de symétrie de l'injecteur est tracé en ligne pointillée rouge.

Deux vagues sont suivies dans la figure 5.38, et sont libellées 0 et 1. La vague 0 est apparue avant la vague 1.

Le suivi de la vague 1 asymétrique caractéristique de la superposition des modes  $n = 1$  et  $n = -1$  montre, à l'aide de la matérialisation de l'axe de symétrie d'injection que la vague est étirée dans le plan horizontal, les deux extrémités de la vague s'éloignant de l'axe de symétrie. Nous pouvons également remarquer que la vague 1 s'aplatit au cours du temps jusqu'à former une membrane, ce qui est caractéristique de ce régime de flapping et de brisure que nous avons décrit en section 3.4. La comparaison de la première et dernière image de la figure 5.38 montre clairement une amplification large échelle relativement symétrique par rapport à l'axe de symétrie de l'injecteur. Comme nous l'avons déjà dit à propos de la figure 5.9, **la vague asymétrique évolue continûment vers une structure de type sac et d'envergure radiale importante, caractéristique du flapping**. Cette évolution en un sac est cependant propre au régime de brisure membrane, le régime de brisure de type fibre ne conduisant pas à des membranes, tout en permettant l'existence du flapping.

Ces structures associées à ce régime de brisure comportent schématiquement une membrane avec un bourrelet périphérique et un ligament vertical liant deux vagues successives.

L'évolution de la vague 0 déjà amplifiée sur la première image de la série permet de montrer la brisure des bourrelets et ligaments. Les plus grosses gouttes sont produites par l'extrémité extérieure de la vague, celle attenant au ligament qui relie deux vagues successives.

Afin d'apprécier la dynamique du flapping dans une direction orthogonale à la vue présentée en figure 5.38, la figure 5.39 suivante est proposée :

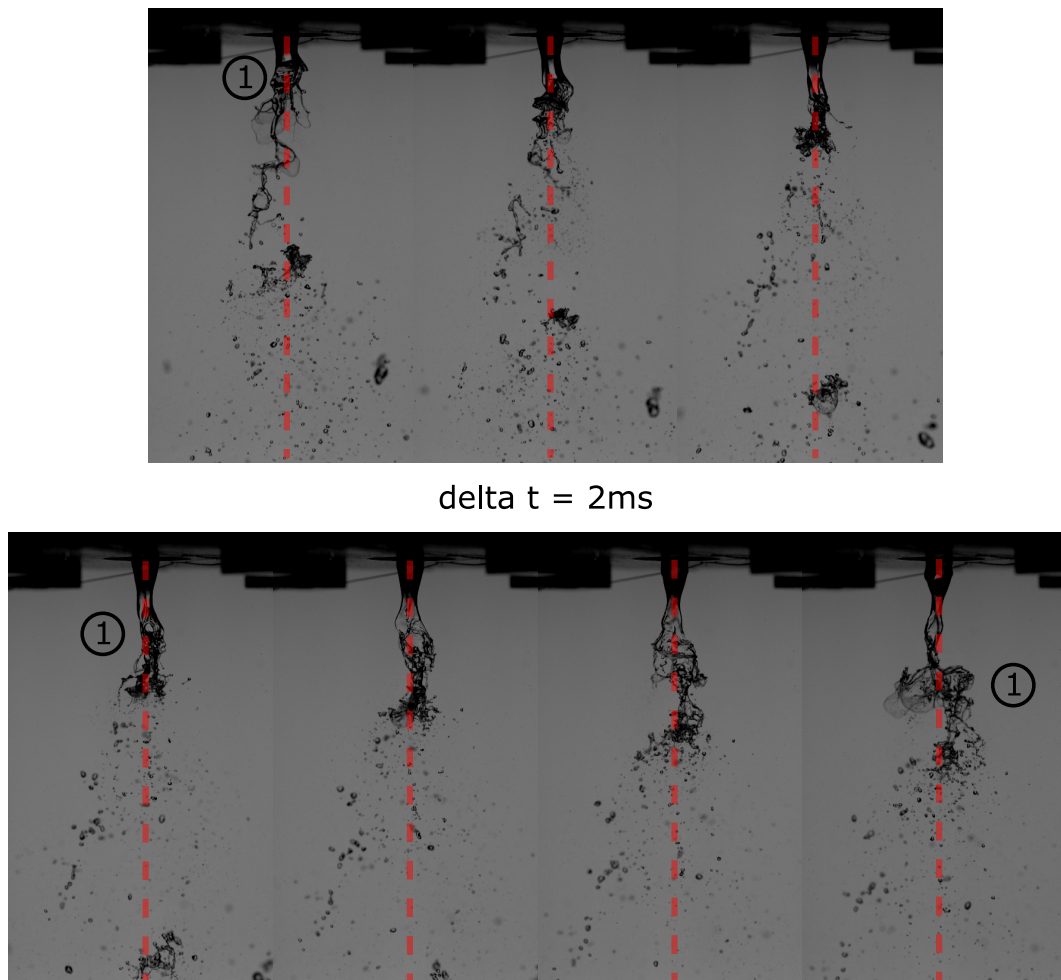
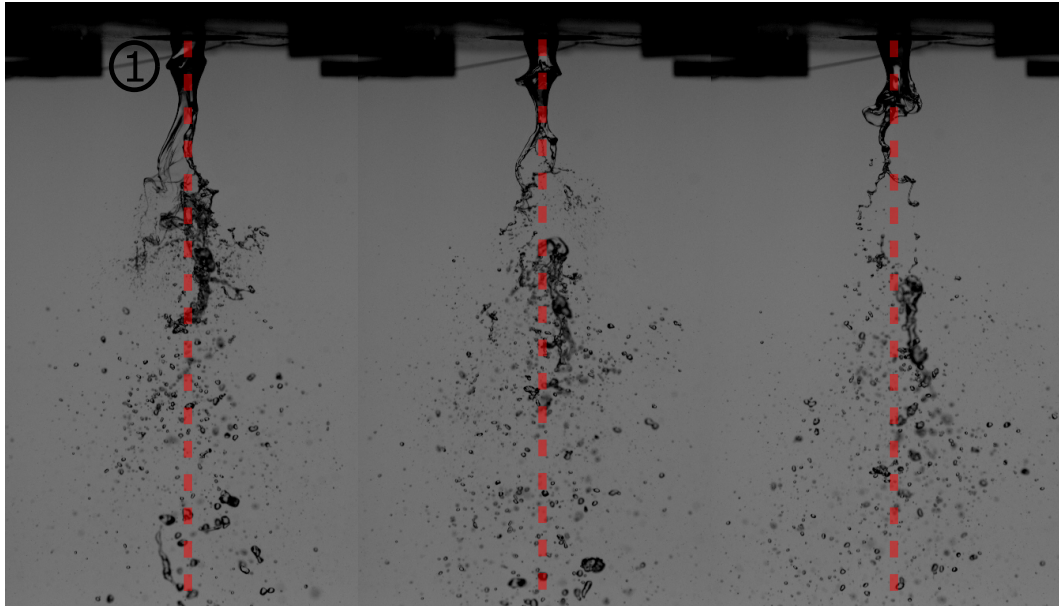


FIGURE 5.39 – Suivi d'une vague libellée 1 asymétrique vue de face. Ce point de vue est orthogonal à la vue présentée dans la figure 5.38, pour la même configuration expérimentale. L'axe de symétrie est représenté en pointillés rouges.



La figure 5.39 permet de montrer le développement d'une vague asymétrique dans un plan orthogonal à celui de la figure 5.38. Nous pouvons remarquer la symétrie au cours du temps de la structure liquide par rapport à l'axe d'injection. L'expansion latérale du jet liquide est également remarquable, bien visible sur la dernière image de la figure 5.39.

Cette évolution est sensiblement différente lorsque la vague n'est pas symétrique, comme il est proposé de la voir en figure 5.40 suivante, pour les mêmes conditions expérimentales que celles des figures 5.38 et 5.39.



delta t = 2 ms

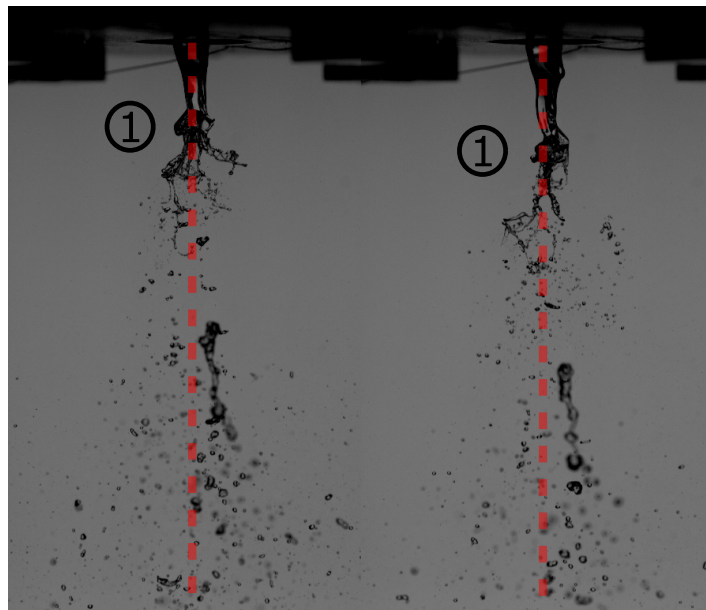


FIGURE 5.40 – Evolution temporelle d'une vague symétrique pour les conditions expérimentales de la figure 5.38.

La figure 5.40 montre en effet que la symétrie de la vague ne permet pas de produire un déplacement radial supérieur au rayon liquide et que l'extension radiale de la structure liquide est bien plus limitée que ce que nous voyons en figure 5.39.

Ainsi, le flapping du comportement n°1 de type membrane est caractérisé par l'amplification de vagues asymétriques en structures de types membranes, qui ont un étalement dans l'espace dans les deux directions principales orthogonales des structures liquides. La structure liquide produite par une vague symétrique est différente et n'est pas aussi étendue spatialement.

### 5.3.2.2 Dynamique de la structure du flapping, amplitude

Afin de donner des éléments de modélisation pour l'amplitude, nous avons besoin d'éléments quantitatifs sur la dynamique des structures du flapping, en particulier les vagues asymétriques.

Nous allons maintenant donner des éléments de mesure de l'accélération des points périphériques des vagues. La mesure du champ de vitesse liquide dans le jet étant difficile compte tenu de la forte déformation du liquide par le gaz, les points de mesure sont restreints aux extrémités de vagues faute de pouvoir faire mieux. Ces points décrivent malgré tout l'enveloppe connexe du jet, qui nous intéresse ici. Reconstituer les efforts aérodynamiques à partir des accélérations est cependant délicat, la forme du jet liquide et l'écoulement gaz autour des structures liquides étant complexes.

Les points de mesure que nous allons traiter concernent l'injecteur de diamètre liquide égal à 5 mm et d'épaisseur gaz égale à 5 mm. La vitesse liquide est égale à 0,28 m/s et la vitesse gaz est de 22 m/s. La vitesse gaz relativement faible permet de garder les structures liquides connexes suffisamment longtemps. Une mesure similaire réalisée à partir d'images prises à plus haute cadence permet un suivi de l'interface plus fin et une dérivation temporelle afin d'obtenir la vitesse et l'accélération de ces points au cours du temps.

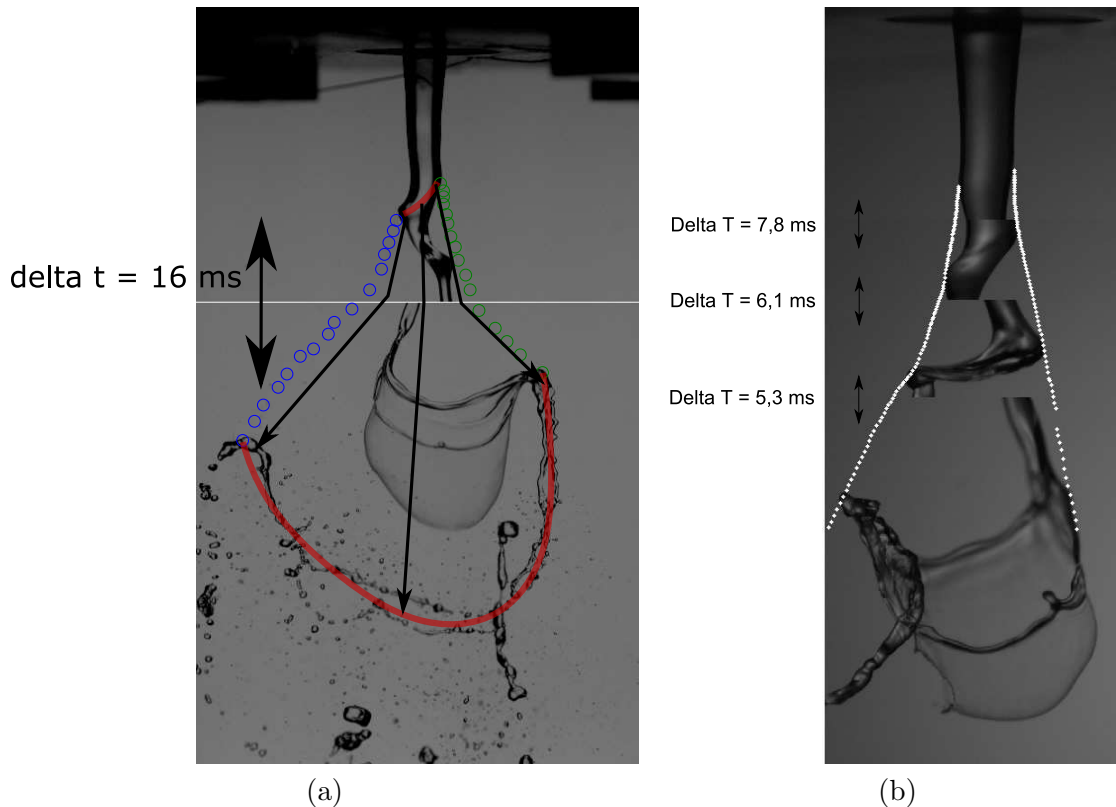


FIGURE 5.41 – Évolution d'une vague asymétrique combinaison des modes  $n = 1$  et  $n = -1$ . Les positions des extrémités de la vague sont représentés par des points creux bleus et verts pour l'image (a) et en points blancs pour l'image (b). La vague qui nous intéresse est surlignée en rouge afin de pouvoir remarquer sa déformation, au cours du temps. L'image (a) est le résultat d'un assemblage de deux prises de vues du jet prises à un intervalle de temps de 16 ms. L'image (b) est composée de 4 images découpées et séparées de 7,8, 6,1 et 5,3 millisecondes. Conditions expérimentales : (a) injecteur n°2  $H_L = 5$  mm  $H_G = 5$  mm,  $U_L = 0,28$  m/s,  $U_G = 19,5$  m/s, échantillonnage à 1kHz ; (b) injecteur n°2  $H_L = 5$  mm  $H_G = 5$  mm,  $U_L = 0,28$  m/s,  $U_G = 22$  m/s, échantillonnage à 5,1 kHz.

Les mesures de la position au cours du temps des extrémités des vagues du flapping sont réalisées à partir des profils du jet extraits à l'aide de la méthode décrite en section 2.4. La position dans l'espace de l'extrémité de la vague est ainsi réalisée précisément avec le moins de bruit possible. L'extrémité radiale de la vague est la position du maximum d'amplitude de la vague dont nous cherchons à mesurer la trajectoire. Le procédé est répété pour les deux extrémités de chaque vague, pour chaque image. Les points blancs matérialisant la trajectoire des extrémités de la vague sont ainsi représentés en blanc sur l'image 5.41 (b). Les mesures sont donc réalisées sur les points externes de la structure liquide, nous n'avons pas accès au champ de vitesse liquide à l'aide de traceurs par exemple.

La mesure concerne ainsi la dynamique de l'extrémité d'une vague, cette dernière étant assimilée à une onde lorsque celle-ci est de petite amplitude c'est à dire avec un champ de vitesse dans le liquide purement radial et devient ensuite un objet se déplaçant dans l'espace qui cause un champ de vitesse vertical au liquide. La vitesse de la vague passe donc d'une vitesse de phase à une vitesse de chute assistée d'une accélération provoquée par la force de traînée/portance du jet gaz sur le liquide.

Nous représentons ci-après les trajectoires horizontales et verticales des deux extrémités de la vague de la figure 5.41 (b).

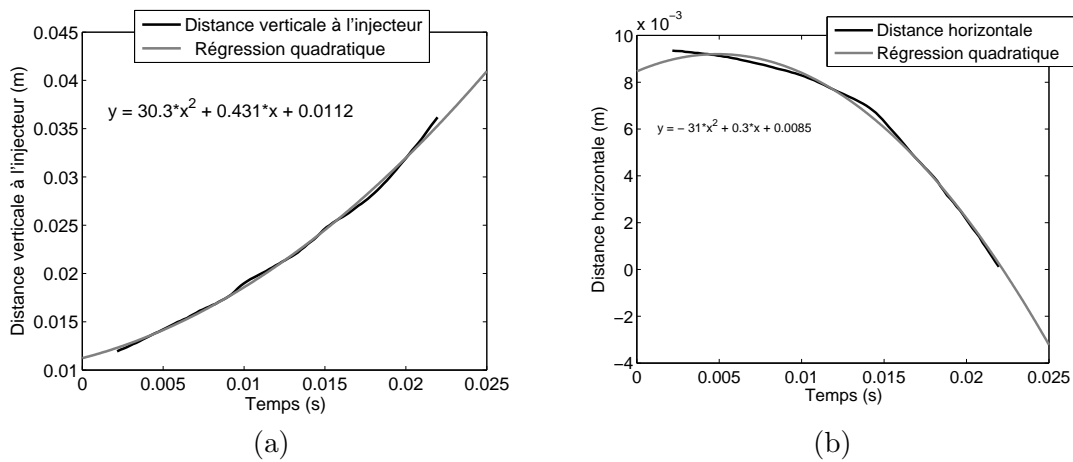


FIGURE 5.42 – Distance verticale (a) et horizontale (b) de l'extrémité gauche de la vague de l'image 5.41 (b). Les distances sont exprimées dans un repère dont l'origine des axes est prise dans le coin haut gauche de l'image 5.41 (b). Conditions expérimentales : injecteur n°2  $H_L = 5$  mm  $H_G = 5$  mm,  $U_L = 0,28$  m/s,  $U_G = 22$  m/s, échantillonnage à 5,1 kHz.

La figure 5.42 donne également des régressions quadratiques de ces signaux de position. L'accélération verticale moyenne est donc de  $30,3 \times 2$  soit  $60,6$   $m/s^2$ , qui représente 6,1 fois l'accélération de la pesanteur. La trajectoire verticale de l'extrémité de la vague peut être réduite à une parabole avec une précision satisfaisante, pour ce cas. La vitesse initiale de  $0,43$  m/s est différente de la vitesse liquide à l'injection de par le fait que la régression est réalisée sur une partie de la trajectoire d'un volume liquide, et pas sur un suivi d'une particule fluide depuis sa sortie de l'injecteur. L'accélération étant supérieure à l'accélération de la pesanteur, un certain effort aérodynamique s'exerce sur le liquide. Nous verrons plus loin pourquoi il est difficile de l'estimer. L'accélération verticale n'est a priori pas constante dans l'espace. Elle doit être égale à l'accélération de la pesanteur lorsque la vague est une

onde, la vitesse étant constante dans un référentiel liquide accéléré par la pesanteur, et plus importante lorsque le phénomène devient non-linéaire. Nous n'avons pas réalisé de mesure de trajectoire pour des vagues encore sous forme d'ondes.

La trajectoire horizontale de cette vague est elle composée de deux phases, avec une accélération importante à la date  $t = 15$  ms. L'accélération moyenne est de  $62 \text{ m/s}^2$ , soit 6,3 l'accélération de la pesanteur.

Voyons maintenant les positions verticale et horizontale de l'extrémité droite de la vague de l'image 5.41 (b), présentés en figure 5.43.

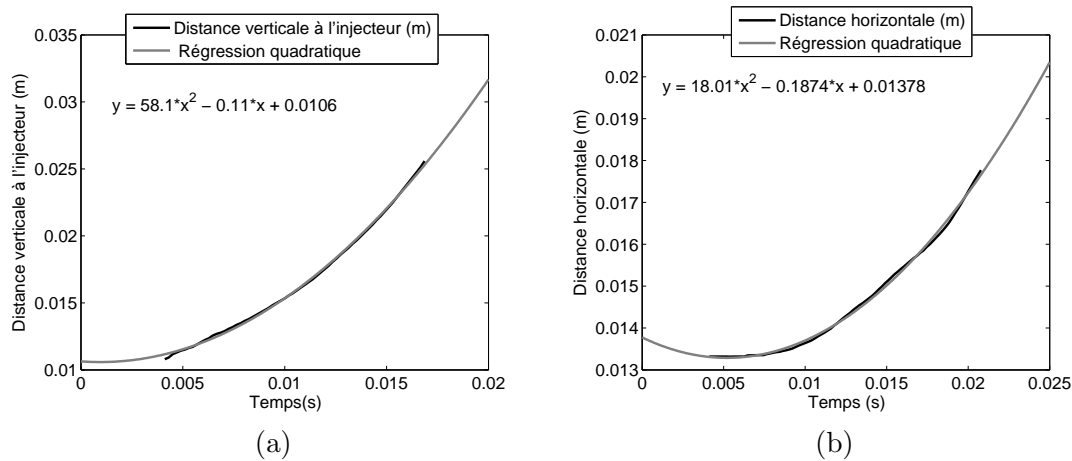


FIGURE 5.43 – Distance verticale (a) et horizontale (b) de l'extrémité droite de la vague de l'image 5.41 (b). Les distances sont exprimées dans un repère dont l'origine des axes est prise dans le coin haut gauche de l'image 5.41 (b). Conditions expérimentales : injecteur n°2  $H_L = 5 \text{ mm}$   $H_G = 5 \text{ mm}$ ,  $U_L = 0,28 \text{ m/s}$ ,  $U_G = 22 \text{ m/s}$ , échantillonnage à 5,1 kHz.

L'accélération verticale moyenne de la vague de droite de l'image 5.41 (b) est de  $116 \text{ m/s}^2$ , soit 11,8 fois l'accélération de la pesanteur, et presque le double de la crête gauche de la vague. L'accélération horizontale de l'extrémité droite de la vague est quant à elle de  $36 \text{ m/s}^2$ , soit 3,6 fois l'accélération de la pesanteur. Cette accélération est à peu près la moitié de l'extrémité gauche de la vague.

Sur cet exemple, nous pouvons constater que les accélérations subies par les extrémités de la vague sont variables d'un côté ou de l'autre. Les trajectoires sont donc différentes, ce que l'on peut remarquer sur l'image. De plus, ces accélérations sont élevées par rapport à l'accélération de la pesanteur, la vitesse gaz étant relativement faible ici, égale à 22 m/s.

Le déplacement radial du jet est ainsi une grandeur statistique, le phénomène présentant une certaine variabilité. Un exemple de profil d'amplitude du jet connexe est donné en figure 5.44 suivante. Ce profil est mesuré à partir du déplacement maximal du centre du jet, filtré de 2 % d'évènements (voir section 4.2.1.2).

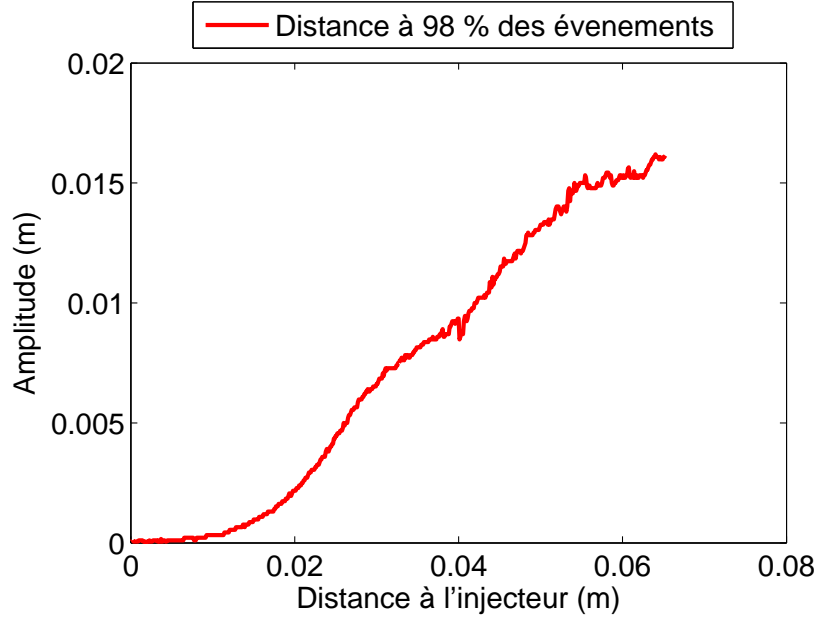


FIGURE 5.44 – Profil de l'amplitude du jet connexe à l'injecteur sans gouttes filtré et limité à 98 % des événements (voir 4.2.1 pour les détails sur l'obtention de ce profil). Conditions expérimentales : injecteur n°2  $H_L = 5$  mm,  $H_G = 5$  mm,  $U_L = 0,28$  ms/s  $U_G = 19,5$  m/s.

La trajectoire d'un point du jet dans le plan d'observation peut être décrite par une courbe paramétrique, dont le paramètre est le temps. Ces courbes sont de la forme :

$$A = \begin{cases} z(t) \\ r(t) \end{cases} \quad (5.9)$$

avec  $z$  distance verticale à l'injecteur et  $r$  distance horizontale, exprimées dans un repère cartésien pour plus de simplicité.

La courbe paramétrée de la figure 5.44 ne possède pas de paramétrage en temps, l'enveloppe du jet étant obtenue sans suivi temporel de vague. Ceci va donc rendre difficile l'identification à partir de la courbe de la figure 5.44 des paramètres physiques intéressants. Nous allons voir pourquoi.

Afin de lier la position de l'extrémité de vagues du jet avec les efforts subis par ces points matériels, le principe fondamental de la dynamique est à appliquer sur une portion de liquide représentant l'extrémité de la vague. Si cette portion a un volume  $V$  constant et une surface offerte à l'air  $S(t)$  et que l'on néglige les forces de tension de surface dans la dynamique globale de volume de liquide, les équations de la dynamique pour chaque directions  $z$  et  $r$  s'expriment par les équations suivantes :

$$\rho_L \cdot V \cdot \frac{dv_z}{dt} = \rho_L \cdot V \cdot g + \frac{1}{2} \cdot C_{Dz} \cdot \rho_G \cdot U_G^2 \cdot S_z \quad (5.10)$$

$$\rho_L \cdot V \cdot \frac{dv_r}{dt} = \frac{1}{2} \cdot C_{Dr} \cdot \rho_G \cdot U_G^2 \cdot S_l(t) \quad (5.11)$$

Les équations (5.10) et (5.11) sont les projections des équations du principe fondamental de la dynamique suivant la direction verticale (axe  $z$ ) et suivant la direction horizontale ( $r$ ) respectivement.  $V$  est le volume du cylindre liquide,  $g$  l'accélération de la pesanteur,  $C_{Dz}$  coefficient de traînée pour l'axe  $z$ ,  $C_{Dr}$  coefficient de traînée pour l'axe  $r$ ,  $v_z$  la vitesse verticale et  $v_r$  la vitesse horizontale. Les paramètres  $S_l(t)$  et  $S_z(t)$  sont respectivement la surface du tronçon projetée suivant l'axe  $r$  et l'axe  $z$ .

Les équations (5.10) et (5.11) deviennent, après simplification :

$$\frac{dv_z}{dt} = g + \frac{1}{2} \cdot C_{Dz} \cdot \frac{\rho_G}{\rho_L} \cdot U_G^2 \cdot \frac{S_z}{V} \quad (5.12)$$

$$\frac{dv_r}{dt} = \frac{1}{2} \cdot C_{Dr} \cdot \frac{\rho_G}{\rho_L} \cdot U_G^2 \cdot \frac{S_l(t)}{V} \quad (5.13)$$

Nous avons introduit une dépendance au temps pour les surfaces  $S_l$  et  $S_z$ , le liquide se déformant suite à la répartition de pression du gaz non uniforme sur son interface. Un éventuel angle d'incidence du gaz par rapport à la structure liquide n'a pas été pris en compte, sans compter que la normale de la structure liquide du sac dans le repère fixe du laboratoire peut passer continûment de la verticale à l'horizontale. De plus, la déviation du gaz par le liquide sur la crête de la vague produit une portance qui réalise probablement une partie de l'effort de déplacement horizontal. La forme du liquide comme l'orientation de la normale de sa surface au cours du temps sont donc essentiels à la description de la dynamique du flapping, mais complexes à estimer.

Des approches de modélisation telles que celles présentées par Villermaux et Bossa 2009 [82] ont décrit la déformation et la brisure d'une goutte d'eau liquide lorsque celle-ci a une vitesse relative non nulle dans un gaz sont un élément de modélisation pour aller plus loin. La taille des ligaments liquides produits par la structure membrane lors de la brisure de type membrane pourrait ainsi être prédit en utilisant la même description que celle proposée par Villermaux et Bossa 2009 [82].

Pour des vitesses gaz plus élevées, l'angle d'ouverture du jet connexe diminue, ce qui pourrait s'expliquer par le fait que les vagues conservent leur forme nécessaires à la déviation du jet gaz de moins en moins longtemps lorsque la vitesse gaz augmente, les vagues se faisant réduire en gouttes par le jet gaz. La durée et l'intensité de la force ne cesse de réduire lorsque la vitesse gaz augmente.

### 5.3.2.3 Dynamique de la structure du flapping, longueur d'onde

Après avoir parlé de l'amplitude, nous allons maintenant discuter de la longueur d'onde du flapping. Plusieurs problèmes surgissent lorsque l'on désire mesurer la longueur d'onde du flapping :

- la longueur d'onde n'est pas constante dans l'espace
- pour des vitesses gaz suffisamment élevées, il n'y a pas deux vagues consécutives sur le jet liquide
- la vague n'est pas déformée de façon homogène
- le traitement est ainsi manuel et limite l'obtention de mesures statistiquement convergées pour la gamme de paramètres de contrôles étudiée.

Deux stratégies peuvent être mises en place afin de mesurer la longueur d'onde.

Pour les points dont la vitesse gaz est faible, il y a deux vagues successives et la distance entre elles peut être mesurée. Les points de mesure choisis sont les extrémités des vagues car ce sont les seules parties de la vague qui sont assez peu déformées mais tout de même convectées, comme nous avons pu le voir en figure 5.9.

Pour les points de mesure pour lesquels une seule vague est observable à la fois, nous pouvons obtenir la longueur d'onde en mesurant la vitesse des extrémités des vagues. En considérant que la fréquence du flapping est constante dans l'espace, ce qui est observé expérimentalement, nous pouvons calculer la longueur d'onde à l'aide de la relation  $\lambda = c/f$ , où  $c$  est la vitesse mesurée, et  $f$  la fréquence de l'onde. Cette seconde stratégie de traitement a été mise en place avec un algorithme de tracking de vague, mais des améliorations seraient nécessaires afin de rendre le résultat moins bruité et plus utilisable. Cette méthode permettrait d'avoir accès à la dynamique de chaque extrémité de vague et ainsi de pouvoir réaliser des statistiques sur les accélérations subies.

Les deux méthodes permettent de montrer que la longueur d'onde augmente linéairement dans le temps, ce qui suggère que l'accélération verticale subie par les extrémités des vagues est constante, pour des configurations où la vitesse gaz ne dépasse pas 30 m/s, comme il est possible de le voir sur les figures donnant l'accélération verticale des points extrêmes du jet (figure 5.42 (b) et 5.43 (b)).

Ce comportement a été observé pour une quantité significative d'évènements, au moins 20 pour les quelques configurations étudiés, mais montre également une certaine dispersion dans les valeurs des accélérations subies.

La mesure et la modélisation de l'évolution de la longueur d'onde du flapping en régime d'amplification large échelle a juste été abordée, mais nécessiterait une étude plus approfondie.

Des modèles de déformation de gouttes existent dans la littérature, nous avons parlé de Villermaux et Bossa 2009 [82], nous pouvons citer également Zhao et al 2014 [86], Ortiz et al 2004 [69] et Sichani et al 2015 [77]. Ces modèles pourraient permettre de prédire une accélération verticale de manière plus précise et en tenant compte des propriétés des liquides utilisés.

Ces modèles sont également importants pour prédire la déformée de la goutte et la taille des gouttes produites par la brisure de ces structures (Villermaux et Bossa 2009 [82]).

## 5.4 Comportement n°2 : $f_{flapping}$ indépendante de $U_G$

Dans le cas où la fréquence du flapping est différente de la fréquence de l'instabilité de cisaillement, le lien de causalité entre l'instabilité de cisaillement et le flapping est moins net. Pour l'injecteur n°2  $H_L = 20$  mm  $H_G = 5$  mm, une vitesse liquide égale à 0,23 m/s, une cartographie spectre du signal de déplacement de l'interface est tracée en fonction de la distance à l'injecteur. La figure 5.45 suivante présente deux cartographies, obtenues pour deux vitesses gaz différentes.

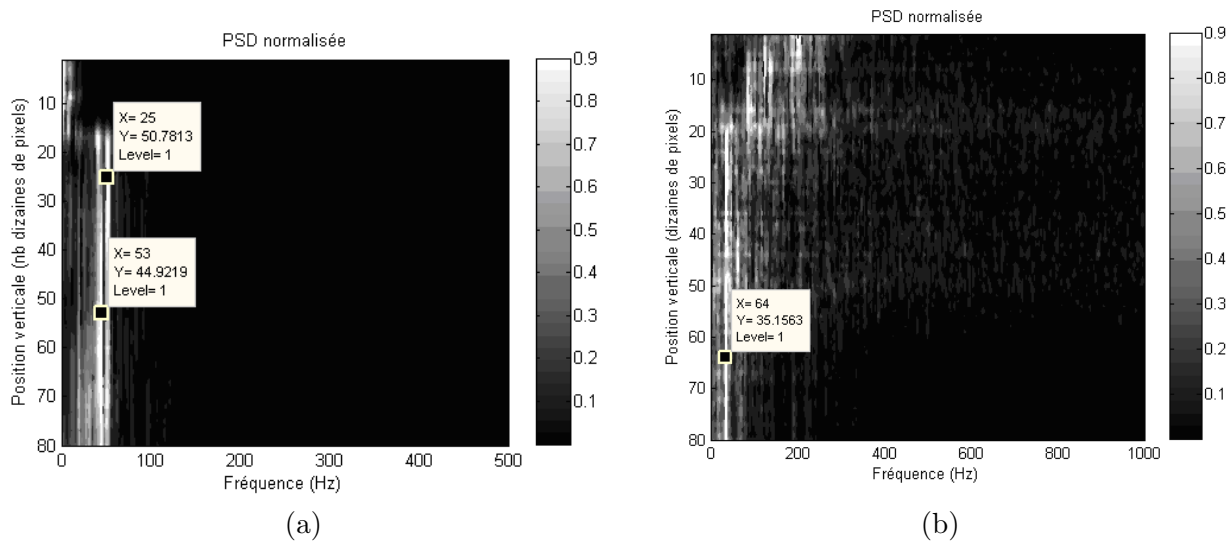


FIGURE 5.45 – Spectres du signal position de l'interface du jet pour l'injecteur n°2  $H_L = 20$  mm,  $H_G = 5$  mm,  $U_L$  0,23 m/s,  $U_G = 30$  m/s (a) et  $U_G = 80$  m/s (b). La densité spectrale de puissance est normalisée pour chaque distance à l'injecteur par son maximum.

Les cartographies des spectres de la figure 5.45 sont obtenues par le calcul de la densité spectrale de puissance du signal par transformée de Fourier Rapide de la position d'une interface du jet pour toutes les distances à l'injecteur dans l'image. Cette interface est obtenue à l'aide des profils du jet, obtenus à l'aide du traitement présenté en section 2.4. La densité spectrale de puissance est normalisée par son maximum, pour chaque ligne. Ce traitement permet de repérer facilement les fréquences qui sont prépondérantes dans l'écoulement, et leur évolution dans l'espace.

Pour la cartographie 5.45 (a), nous pouvons remarquer deux bandes majoritaires qui correspondent aux fréquences des modes symétrique  $n = 0$  (la plus élevée) et sinueux (combinaison des modes  $n = -1$  et  $n = 1$ ), la plus petite des deux. La distinction entre les deux modes est réalisée de la même manière que celle opérée pour le comportement n°1, par comparaison des spectres du signal rayon  $R(z, t)$  et des spectres de la position du centre du jet  $C(z, t)$ . Nous pouvons remarquer qu'il faut 2 cm (150 pixels) pour que les vagues de l'instabilité de cisaillement à la surface du jet soient majoritaires dans le

spectre. Pour des distances inférieures, du bruit basse fréquence caractéristique du système d'injection est présent, comme indiqué en figure 5.46. Les fréquences du mode  $n = 0$  et des modes  $n = 1$  et  $n = -1$  restent constantes dans l'espace et d'amplitude comparable. Ces fréquences sont présentes dans le spectre (même si elles n'apparaissent pas explicitement ici), entre la sortie de l'injecteur et les 2 cm de distance.

Pour la cartographie 5.45 (b), à plus forte vitesse gaz que pour (a), la zone où les vagues du mode  $n = 0$  sont prépondérantes est située proche de l'injecteur, sur une hauteur de 2,7 cm (200 pixels). Plus loin, c'est le flapping qui est prépondérant, avec une fréquence constante dans l'espace. Les vagues du mode  $n = 0$  sont atomisées par le jet gaz et n'existent plus sous leur forme initiale. Là encore, la fréquence correspondant au flapping est présente pour des distances inférieures à 2,7 cm, mais non prépondérante à ces distances. La fréquence du flapping est donc beaucoup plus petite (environ 35 Hz) que la fréquence de l'instabilité de cisaillement (environ 200 Hz). La différence de fréquence est trop grande pour associer la fréquence du flapping à la fréquence du mode  $n = 1$  de l'instabilité de cisaillement, cette dernière devant dépendre également de la vitesse gaz.

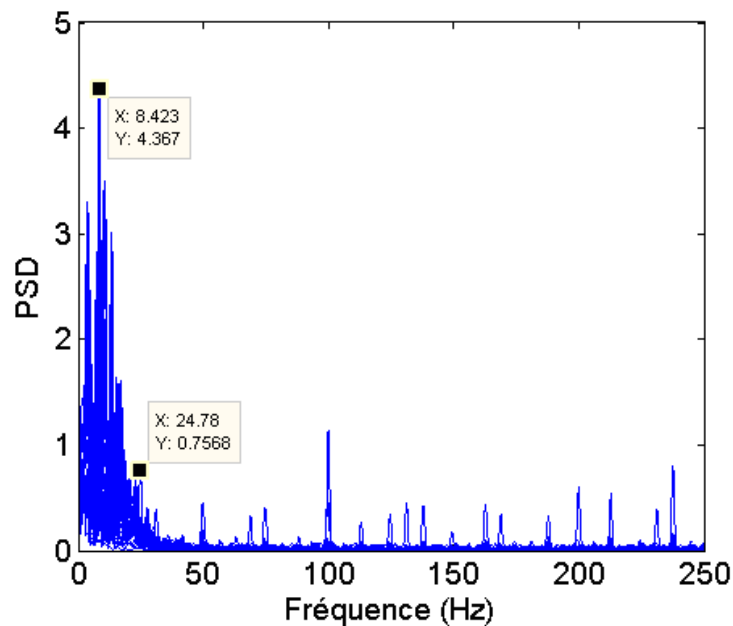


FIGURE 5.46 – Spectre du signal déplacement centre du jet pour l'injecteur n°2  $H_L = 20$  mm,  $H_G = 5$  mm,  $U_L = 0,28$  m/s et  $U_G = 0$  m/s, sans assistance gaz.

La question est donc de savoir d'où vient le flapping à forte vitesse gaz pour cet injecteur, l'instabilité de cisaillement ne semblant pas être reliée à ce phénomène, au moins pour les vitesses gaz importantes.

Comme nous l'avons vu en section 5.3.1.3, le taux de croissance du mode  $n = 1$  comparativement au mode  $n = 0$  est plus important lorsque la longueur d'onde du mode  $n = 0$  est suffisamment grande, par rapport au rayon liquide. La longueur d'onde du mode  $n = 0$  serait dans ce cas présent trop petite par rapport au rayon pour que le mode  $n = 1$  soit amplifié.

Deux hypothèses peuvent être formulées :

- Soit le flapping provient de l'amplification large échelle des modes  $n = 1$  et  $n = -1$ . L'existence de ces modes dans le cas de jet monophasiques a été montré par Batchelor et Gill 1962 [6] (voir section 1.2.1). La fréquence du flapping étant constante avec la vitesse gaz, ceci implique que la fréquence de l'instabilité de cisaillement serait constante avec la vitesse gaz pour notre plage étudiée, ce qui est hautement improbable, vu la physique de l'instabilité.
- Soit le flapping n'est pas provoqué par un mécanisme aval, on aurait un mécanisme de sillage, piloté par la vitesse liquide et le diamètre du jet liquide. Le flapping serait ainsi opportuniste et



amplifierait préférentiellement du bruit avec des grandes échelles, comme nous l'avons observé lorsqu'une forme sinueuse du jet a été forcée (voir section 5.3.1.4). Ce bruit est présent dans l'écoulement, comme nous pouvons le voir en figure 5.46. On notera au passage que la fréquence du flapping sans assistance gaz est faible, de l'ordre de 4 Hz avec un spectre s'étendant jusqu'à 40 Hz, comme nous pouvons le voir en figure 5.46. La fréquence du flapping en présence de l'écoulement gaz est de l'ordre de 35 Hz, différente de celle sans écoulement gaz : le rôle du gaz semble donc être de sélectionner l'échelle amplifiée (celle qui correspond à la fréquence de 35 Hz), même si cette fréquence elle-même ne dépendra pas de la valeur de  $U_G$  dès que le gaz est présent (voir figures 5.45 et 5.46).

## 5.5 Analyse dimensionnelle sur la fréquence du flapping

Nous réalisons à présent une analyse dimensionnelle, et commençons par lister les paramètres qui sont impliqués dans le phénomène :

- Les vitesses débitantes  $U_G$  et  $U_L$ .
- Les épaisseurs gaz et liquide  $H_G$  et  $H_L$ .
- La viscosité cinématique du liquide  $\nu_L$ . Celle du gaz n'est pas prise en compte.
- L'épaisseur de vorticité  $\delta_G$  est un paramètre important de l'instabilité de cisaillement, c'est elle qui est une mesure du cisaillement côté gaz. En pratique, nous savons que cette grandeur est une fonction du nombre de Reynolds gaz construit sur  $H_G$  (voir section 2.5.1) de la forme  $\delta_G/H_G = K/\sqrt{Re_{H_G}}$ . Le coefficient  $K$  est constant pour une géométrie d'injection donnée mais dépend de la forme interne de l'injecteur.
- La longueur d'onde de l'instabilité de cisaillement  $\lambda_{KH}$  : nous incluons ce paramètre car nous avons vu dans le paragraphe précédent qu'il jouait probablement un rôle dans la sélection du comportement 1 ou 2.
- L'accélération de la pesanteur  $g$  a également un effet important, qui en accélérant le jet liquide réduit son diamètre. Cette réduction de diamètre change la valeur de  $H_L$  à une hauteur de chute, d'autant que la réduction de diamètre est forte près de la sortie de l'injecteur, particulièrement aux vitesses liquides faibles, de l'ordre de 10 cm/s.
- La tension de surface  $\sigma$ .
- Les masses volumiques des fluides  $\rho_G$  et  $\rho_L$ .

Les paramètres que nous avons écarté de cette analyse, outre la viscosité gaz  $\nu_G$ , sont :

- Le taux de turbulence liquide ou gaz. Il est possible que celui-ci ait un rôle, il a été démontré par Matas et al 2015 [64] que le taux de turbulence gaz affectait l'instabilité de cisaillement. Nous n'introduirons cependant ni  $U'$  pour le gaz ni pour le liquide dans l'analyse ci-dessous.
- Un autre paramètre qui est à considérer est l'épaisseur de lèvres. Son influence sur l'instabilité de cisaillement a été traitée par Ben Rayana 2007 [7] et son influence commence à être significative lorsque l'épaisseur de cette lèvre est d'une taille de l'ordre de 2,5 fois l'épaisseur de la couche de vorticité gaz. Les mesures de couche de vorticité gaz présentées en section 2.5.1 montrent que l'épaisseur de lèvres de 0,2 mm pour tout nos injecteurs est toujours inférieure sinon égale à l'épaisseur de couche limite, ce paramètre n'a donc a priori pas d'influence sur l'instabilité de cisaillement. Son influence sur l'instabilité de flapping n'a pas été évaluée avec des expériences dédiées.

D'où finalement la liste de paramètres suivante :

$$f_{flapping}, U_G, U_L, H_L, H_G, \nu_L, \rho_G, \rho_L, \sigma, \delta_G, \lambda_{KH}, g \quad (5.14)$$

Avec trois dimensions caractéristiques, nous pouvons ainsi former huit groupes adimensionnels. Nous proposons les nombres suivants :

$$\frac{f_{flapping} \cdot \delta_G}{U_G}, \frac{U_G}{U_L}, \frac{U_L \cdot H_L}{\nu_L}, \frac{\rho_G \cdot U_G^2 \cdot H_L}{\sigma}, \frac{\rho_G}{\rho_L}, \frac{\delta_G}{H_L}, \frac{H_G}{H_L}, \frac{H_L}{\lambda_{KH}}, \frac{U_L}{\sqrt{g \cdot H_L}}$$

Nous notons  $F_0$  la fonctionnelle permettant d'exprimer le nombre de Strouhal en fonction des sept autres groupes adimensionnels.

$$\frac{f_{flapping} \cdot \delta_G}{U_G} = F_0 \left( \frac{U_G}{U_L}, \frac{U_L \cdot H_L}{\nu_L}, \frac{\rho_G \cdot U_G^2 \cdot H_L}{\sigma}, \frac{\rho_G}{\rho_L}, \frac{\delta_G}{H_L}, \frac{H_G}{H_L}, \frac{H_L}{\lambda_{KH}}, \frac{U_L}{\sqrt{g \cdot H_L}} \right) \quad (5.15)$$

Cette écriture fait volontairement apparaître un adimensionnement de la fréquence cohérent avec le comportement n°1, le lien avec l'instabilité de cisaillement imposant un nombre de Strouhal basé sur l'épaisseur de vorticité gaz et la vitesse gaz (voir entre autres Raynal 1997 [75], Matas et al 2011 [63], Matas 2015 [61]).

L'équation 5.15 est cependant censée rester valable dans le cas du comportement n°2. Nous avons vu dans le paragraphe précédent que le passage à ce comportement était probablement piloté par le ratio  $H_L/\lambda_{KH}$ , où  $\lambda_{KH}$  est la longueur d'onde de l'instabilité de cisaillement. L'idée est donc que lorsque le comportement de type 2 se met en place le paramètre  $H_L/\lambda_{KH}$  modifie la dépendance de la fonctionnelle  $F_0$  aux paramètres impliquant  $U_G$  et  $\delta_G$ . Afin de voir si ce paramètre est pertinent pour trier les données des deux comportements, nous avons calculé la longueur d'onde pour les points dont le mécanisme était inviscide à partir de la vitesse de Dimotakis (Dimotakis 1986 [20]) et de la fréquence du mode symétrique de l'instabilité de cisaillement (voir section 5.2.1). Les figures 5.47 et 5.48 montrent le paramètre  $H_L/\lambda_{KH}$  avec le diamètre liquide et la vitesse gaz respectivement.

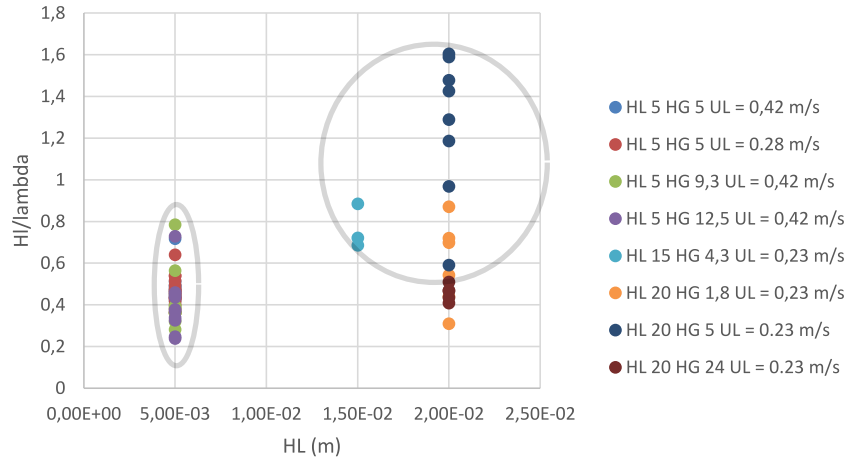


FIGURE 5.47 –  $H_L/\lambda_{KH}$  fonction du diamètre liquide  $H_L$ . La longueur d'onde est calculée à partir de la vitesse de Dimotakis (Dimotakis 1986 [20]) et de la fréquence majoritaire dans le signal  $R(t)$  ou encore la fréquence du mode symétrique de l'instabilité de cisaillement.

Hormis les injecteurs  $H_L = 20$  mm  $H_G = 1,8$  mm dont la fréquence du mode symétrique est bruitée et a été difficile à mesurer, ainsi que l'injecteur  $H_L = 20$  mm  $H_G = 24$  mm qui possède un flapping assez similaire à celui du comportement n°1, le paramètre  $H_L/\lambda_{KH}$  a une valeur plus élevée pour les injecteurs de gros diamètres liquide que pour les injecteurs de petit diamètre liquide. La longueur d'onde comparativement au diamètre liquide pour les gros injecteurs est donc plus petite que pour les injecteurs de diamètre liquide égal à 5 mm. Ce comportement est plus visible en figure 5.48. Le paramètre  $H_L/\lambda_{KH}$  semble donc être le paramètre discriminant entre les deux régimes, bien que nous n'ayons pas mesuré la longueur d'onde pour chaque configuration.

Les données expérimentales suggèrent que le nombre de Strouhal pertinent pour le comportement n°2 est de la forme  $f_{flapping} \cdot H_L/U_L$ , indépendant de  $U_G$  et de  $\delta_G$ , qui varie avec la vitesse gaz. Nous pouvons également supposer que ce Strouhal ne dépend pas de la tension de surface, ce qui revient à supposer que  $F_0$  est indépendante du nombre de Weber  $We = \frac{\rho_G \cdot U_G^2 \cdot H_L}{\sigma}$ , il faut donc nécessairement que pour les grands  $H_L/\lambda_{KH}$  la dépendance de  $F_0$    la vitesse gaz et à  $\delta_G$  soit telle que :

$$\frac{f_{flapping} \cdot \delta_G}{U_G} = \frac{U_L}{U_G} \frac{\delta_G}{H_L} F_1 \left( \frac{U_L \cdot H_L}{\nu_L}, \frac{\rho_G}{\rho_L}, \frac{H_G}{H_L}, \frac{H_L}{\lambda_{KH}}, \frac{U_L}{\sqrt{g \cdot H_L}} \right) \quad (5.16)$$

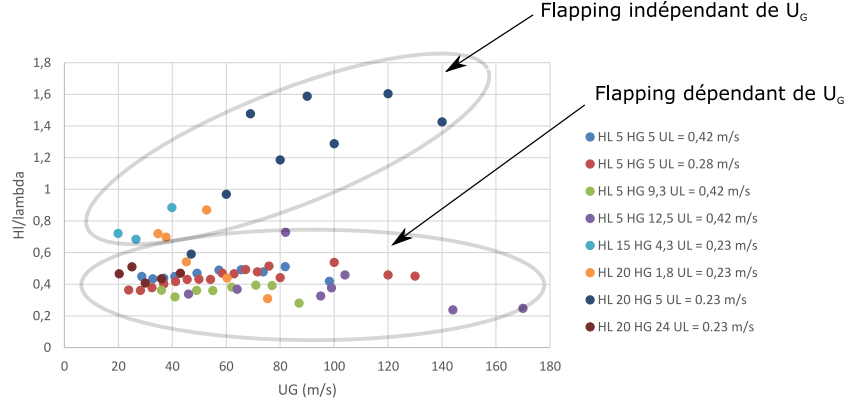


FIGURE 5.48 –  $H_L/\lambda_{KH}$  fonction du diamètre liquide  $U_G$ . La longueur d'onde est calculée à partir de la vitesse de Dimotakis (Dimotakis 1986 [20]) et de la fréquence majoritaire dans le signal  $R(t)$  ou encore la fréquence du mode symétrique de l'instabilité de cisaillement.

qui conduit à une dépendance de la forme :

$$\frac{f_{flapping} \cdot H_L}{U_L} = F_1 \left( \frac{U_L \cdot H_L}{\nu_L}, \frac{\rho_G}{\rho_L}, \frac{H_G}{H_L}, \frac{H_L}{\lambda_{KH}}, \frac{U_L}{\sqrt{g \cdot H_L}} \right) \quad (5.17)$$

L'effet de la gravité est pris en compte dans le nombre de Froude  $\frac{U_L}{\sqrt{g \cdot H_L}}$ . Nous avons vu qu'en pratique le Strouhal pertinent pour le comportement n°2 était plutôt construit avec la vitesse de chute libre  $U_{cl}$  après une longueur  $z$  de l'ordre de la longueur d'établissement du flapping. La vitesse liquide évolue en effet fortement sur cette distance caractéristique. Cette vitesse est directement liée à  $U_L$  via le nombre de Froude  $Fr = \frac{U_L}{\sqrt{g \cdot H_L}}$  :

$$U_{cl} = U_L \sqrt{1 + 2Fr^2 H_L^2 / z^2}$$

Si nous faisons le changement de variable  $Fr \rightarrow U_{cl}/U_L$  dans  $F_1$ , nous arrivons alors à :

$$\frac{f_{flapping} \cdot H_L}{U_L} = F_2 \left( \frac{U_L \cdot H_L}{\nu_L}, \frac{\rho_G}{\rho_L}, \frac{H_G}{H_L}, \frac{H_L}{\lambda_{KH}}, \frac{U_{cl}}{U_L} \right) = \frac{U_{cl}}{U_L} F_3 \left( \frac{U_L \cdot H_L}{\nu_L}, \frac{\rho_G}{\rho_L}, \frac{H_G}{H_L}, \frac{H_L}{\lambda_{KH}} \right) \quad (5.18)$$

Soit

$$\frac{f_{flapping} \cdot H_L}{U_{cl}} = F_3 \left( \frac{U_L \cdot H_L}{\nu_L}, \frac{\rho_G}{\rho_L}, \frac{H_G}{H_L}, \frac{H_L}{\lambda_{KH}} \right) \quad (5.19)$$

Nous allons maintenant tester si les données de fréquence du flapping sont correctement représentées par ces nombres de Strouhal.

### 5.5.1 Discussion pour le comportement n°2

Nous pouvons tracer le nombre de Strouhal du comportement n°2 en fonction du nombre de Reynolds liquide.

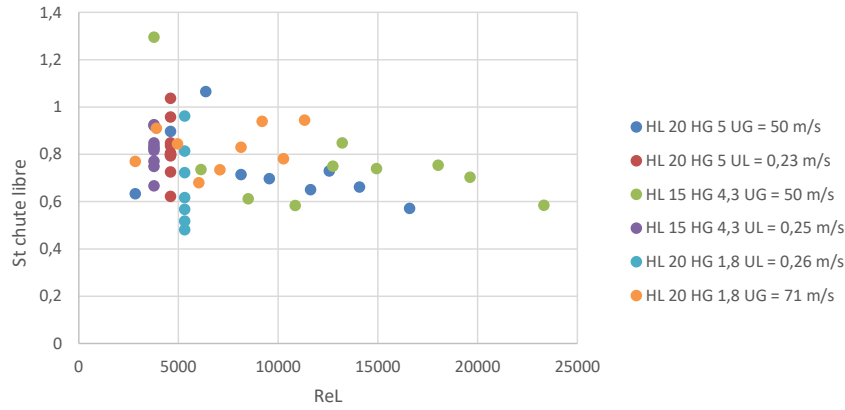


FIGURE 5.49 – Nombre de Strouhal défini par la vitesse liquide de chute libre  $U_{cl} = \sqrt{U_L^2 + 2 \cdot g \cdot h}$  et le diamètre liquide  $H_L$  en fonction du nombre de Reynolds  $Re = U_L \cdot H_L / \nu_L$ . Le paramètre  $h$  est fixé égal à 3 cm, l'ordre de grandeur de la longueur d'onde du flapping pour les injecteurs concernés.

La figure 5.49 montre que la fonction  $F_3$  ne dépend pas (ou faiblement) du nombre de Reynolds liquide. Notons que le nombre de Reynolds n'est varié dans les expériences qu'avec la vitesse liquide et pas avec la viscosité du liquide.

La figure 5.50 montre que l'effet du rapport  $H_G/H_L$  sur le nombre de Strouhal proposé est également faible.

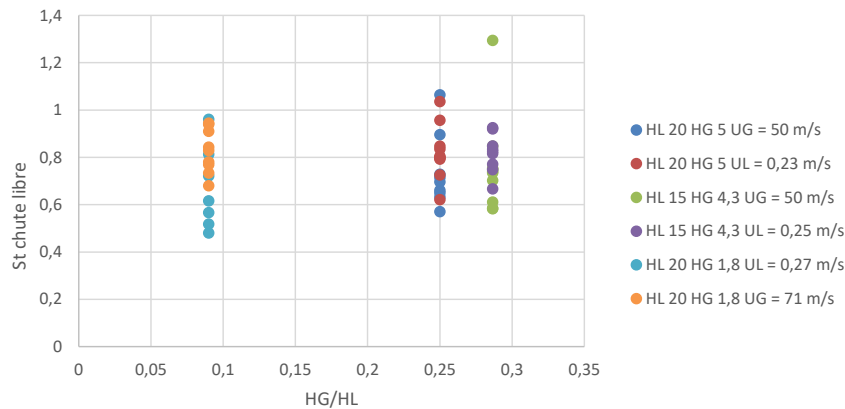


FIGURE 5.50 – Nombre de Strouhal défini par la vitesse liquide de chute libre  $U_{cl} = \sqrt{U_L^2 + 2 \cdot g \cdot h}$  et le diamètre liquide  $H_L$  en fonction du rapport  $H_G/H_L$ . Le paramètre  $h$  est fixé égal à 3 cm, l'ordre de grandeur de la longueur d'onde du flapping pour les injecteurs concernés.

En ce qui concerne les dépendances aux deux autres nombres sans dimension :

- Le rapport de densité n'a pas été varié expérimentalement. Nous n'avons donc pas d'élément sur l'impact qu'il peut avoir sur le nombre de Strouhal.
- Le paramètre  $H_L/\lambda_{KH}$  : nous pensons que ce nombre intervient juste pour déterminer le type de flapping (comportement 1 subordonné à l'instabilité de cisaillement, ou 2 indépendant de  $U_G$ ), mais qu'il n'affecte pas les variations de fréquence pour un comportement donné. Un argument en faveur de cette hypothèse est que  $\lambda_{KH}$  dépend de la vitesse gaz (Raynal 1997 [75], Marmottant 2001 [57]) alors que précisément la fréquence du flapping et le Strouhal  $F \cdot H_L / U_{cl}$  sont indépendants de  $U_G$ .

Nous pouvons remarquer également que la formule (5.19) suggère que le nombre de Strouhal proposé est indépendant du nombre de Froude  $Fr = U_L / \sqrt{g \cdot H_L}$ . Nous pouvons vérifier cette affirmation sur le graphe suivant :

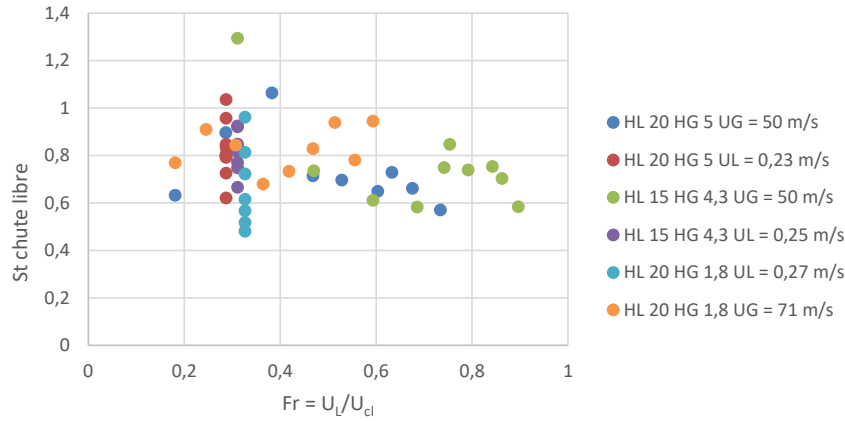


FIGURE 5.51 – Nombre de Strouhal défini par la vitesse liquide de chute libre  $U_{cl} = \sqrt{U_L^2 + 2 \cdot g \cdot h}$  et le diamètre liquide  $H_L$  en fonction du nombre de Froude adapté  $Fr = U_L / \sqrt{U_L^2 + 2 \cdot g \cdot h}$ . Le paramètre  $h$  est fixé égal à 3 cm, l'ordre de grandeur de la longueur d'onde du flapping pour les injecteurs concernés.

Pour résumer, l'analyse dimensionnelle montre que le Strouhal du comportement n°2 ne dépend donc a priori que du rapport de densité. Ainsi qu'argumenté dans la section précédente, ce flapping du comportement n°2 serait une manifestation d'un flapping non lié à l'instabilité de cisaillement. Nous pensons que ce cas survient quand la longueur d'onde proposée par l'instabilité de cisaillement est trop petite par rapport à  $H_L$  : le système amplifie alors préférentiellement une longueur de l'ordre de  $H_L$  à partir du bruit présent dans l'écoulement liquide. Le taux de turbulence liquide (et peut-être gaz), qui impacte le "bruit" disponible en sortie du jet, a été négligé dans l'analyse dimensionnelle mais il est possible au vu du mécanisme évoqué ci-dessus qu'il faille le prendre en compte et qu'il ait un impact sur le Strouhal  $fH_L/U_{cl}$ .

### 5.5.2 Discussion pour le comportement n°1

Nous commençons par distinguer parmi les points du comportement n°1 les cas où l'instabilité de cisaillement dépend d'un mécanisme inviscide et les cas où elle dépend d'un mécanisme du type mis en évidence par Otto et al 2013 (mécanisme visqueux).

Dans le cas où le flapping du comportement n°1 est lié à l'instabilité de cisaillement dépendant d'un mécanisme inviscide, nous savons que le nombre de Strouhal (5.15) proposé dans les études précédentes varie essentiellement en fonction du rapport des pressions dynamiques  $M = \frac{\rho_G \cdot U_G^2}{\rho_L \cdot U_L^2}$ .

Pour le cas où le flapping du comportement n°1 est lié à l'instabilité de cisaillement dépendant d'un mécanisme décrit par Otto et al 2013 [70], la tendance n'est pas connue. La fréquence va probablement dépendre du cisaillement gaz mais également de la vitesse liquide (Otto et al 2013 [70], Boeck et Zaleski 2005 [8]). Nous n'avons pas assez d'éléments pour vérifier la forme de  $F_0$  dans ce régime vu le nombre de groupements dimensionnels en jeu. C'est pourquoi nous nous focalisons sur les points dont le mécanisme est inviscide. La limite entre les deux mécanismes n'est pas caractérisée et sa dépendance aux paramètres de contrôle non connue, mais il est possible de l'apercevoir sur les graphes de fréquence de l'instabilité de cisaillement - flapping (quand celle-ci est liée à l'instabilité de cisaillement). Il semble que la vitesse liquide ait un effet particulier sur cette transition, comme les mesures de Marmottant et Villermaux 2004 [59] le montrent :

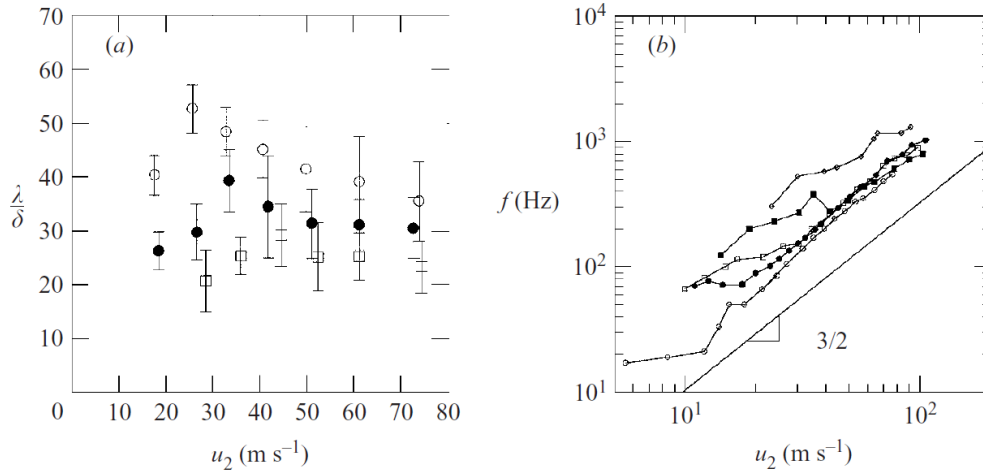


FIGURE 5. (a) Ratio of the wavelength of the initial instability to the thickness of the air boundary layer as a function of the air Reynolds number  $Re = hu_2/\nu_2$  ( $\circ$ ,  $u_1 = 0.45 \text{ m s}^{-1}$ ,  $\bullet$ ,  $0.94 \text{ m s}^{-1}$ ,  $\square$ ,  $2 \text{ m s}^{-1}$ ). (b) Frequency of occurrence of the undulations;  $\circ$ ,  $u_1 = 0.20 \text{ m s}^{-1}$ ;  $\bullet$ ,  $0.32 \text{ m s}^{-1}$ ;  $\square$ ,  $0.45 \text{ m s}^{-1}$ ;  $\blacksquare$ ,  $0.80 \text{ m s}^{-1}$ ;  $\diamond$ ,  $1.69 \text{ m s}^{-1}$ .

FIGURE 5.52 – Fréquence de l’instabilité de cisaillement mesurée et extrait de Marmottant et Villermaux 2004 [59] pour plusieurs vitesses gaz, en figure (b). Nous pouvons remarquer que les points dont la vitesse gaz est supérieure à 25-30 m/s ont un comportement similaire à celui de la pente en  $U_G^{3/2}$ , les points dont la vitesse gaz est inférieure suivent une autre tendance.

Nous pouvons remarquer en figure 5.52 que les points de mesure qui ne suivent pas la tendance inviscide sont présents à basse vitesse gaz et/ou à forte vitesse liquide. Ce sont ces points qui sont dépendants du mécanisme de type visqueux (Otto et al 2013) [70]).

Pour le cas où le flapping est lié à l’instabilité de cisaillement dépendant d’un mécanisme inviscide (cas de tous les points à fort  $U_G$ ), nous pouvons tester la loi d’échelle inviscide. Nous rappelons que la fréquence de l’instabilité de cisaillement inviscide est proportionnelle à  $U_G/\delta_G \cdot \rho_G/\rho_L \cdot (1+5\sqrt{2}M^{-1/2}/2)$  (voir Matas et al 2011 [63],  $M$  rapport des pressions dynamiques gaz sur liquide). Cette corrélation est obtenue avec un déficit de vitesse afin d’ajuster au mieux les données.

Nous testons la dépendance du nombre de Strouhal  $\frac{f_{flapping} \cdot \delta_G}{U_G}$  au groupe  $M = \left(\frac{U_G}{U_L}\right)^2 \cdot \frac{\rho_G}{\rho_L}$  dans la figure 5.53 suivante :

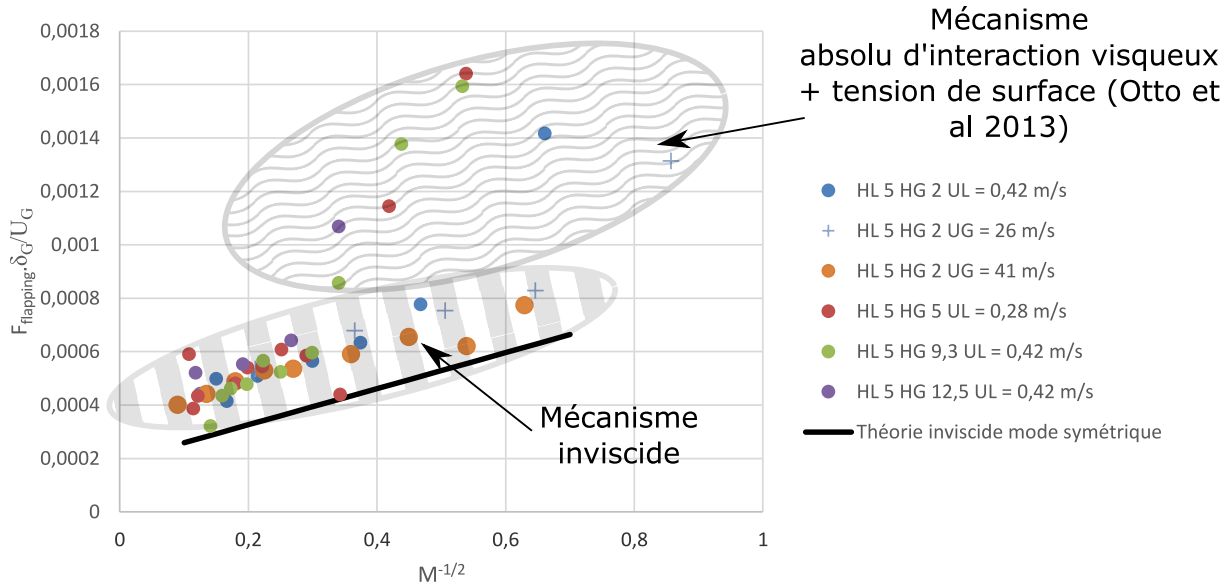


FIGURE 5.53 – Tracé du nombre de Strouhal  $F_{Flapping} \cdot \delta_G / U_G$  fonction de  $M^{-1/2}$  et de la loi d'échelle issue de l'analyse de stabilité inviscide plane  $\rho_G / (2\pi\rho_L) \cdot (1 + 5\sqrt{2}M^{-1/2}/2)$  sur les données de fréquence du flapping de l'injecteur n°2 de diamètre d'injection liquide 5 mm.

La figure 5.53 montre le nombre de Strouhal issu de l'analyse de stabilité inviscide pour une géométrie d'injection plane, représentative du mode symétrique (voir figure 5.23) en fonction de  $M$ . Nous pouvons remarquer que la pente expérimentale est proche de la tendance inviscide, sauf à faible rapport de pressions dynamique  $M$ , ce qui est normal puisque le mécanisme n'est pas inviscide pour les points concernés. Le nombre  $M$  ne semble pas pertinent pour séparer les différents types de mécanismes.

Il est difficile de discuter la dépendance aux autres paramètres sans dimension ( $Re$ ,  $We$ ,  $Fr$ , rapports d'aspect...). Il faudrait pour cela disposer de suffisamment de points où ces nombres varient à  $M$  fixé. L'analyse inviscide simplifiée prédit une faible dépendance au Weber, et forcément ne prévoit rien pour le nombre de Reynolds. L'impact de ces paramètres sur la fréquence dans le cadre du comportement n°1 reste à clarifier.

En conclusion, cette analyse dimensionnelle confirme que :

- Le flapping du comportement n°1 est lié à l'instabilité de cisaillement et au rapport de quantité de mouvement  $M$  lorsque le mécanisme de l'instabilité de cisaillement est inviscide. Les lois d'échelles pertinentes sont alors les lois mises en évidence dans les travaux antérieurs ([63]). Lorsque le mécanisme de l'instabilité de cisaillement est visqueux les lois d'échelle et nombres sans dimension pertinents restent à clarifier.
- Le flapping du comportement n°2 est quant à lui lié à l'amplification opportuniste de grandes longueurs d'ondes présentes dans l'écoulement liquide sous forme de bruit. Ceci conduit à définir un nombre de Strouhal basé sur la taille du jet liquide et sur la vitesse liquide de chute libre calculée à une distance d'environ une longueur d'onde à la sortie de l'injecteur.

Nous avons cherché à adapter la loi d'échelle issue de l'analyse de stabilité inviscide plane  $F_{Flapping} \cdot \delta_G / U_G \propto \rho_G / (2\pi\rho_L) \cdot (1 + 5\sqrt{2}M^{-1/2}/2)$  à nos données de fréquence du flapping, par l'introduction d'un coefficient multiplicatif (1,1) et la modification de la constante additive (1,6 au lieu de 1 dans la version initiale). Cette dernière devient :

$$F_{Flapping} \cdot \delta_G / U_G = 1,1 \rho_G / (2\pi\rho_L) \cdot (1,6 + 5\sqrt{2}M^{-1/2}/2)$$

La relation précédente est testée sur nos données, la figure 5.54 suivante permet d'apprécier l'efficacité à réduire nos données. Pour les points de mesure étant pilotés par un mécanisme inviscide, l'écart est d'environ 30%.

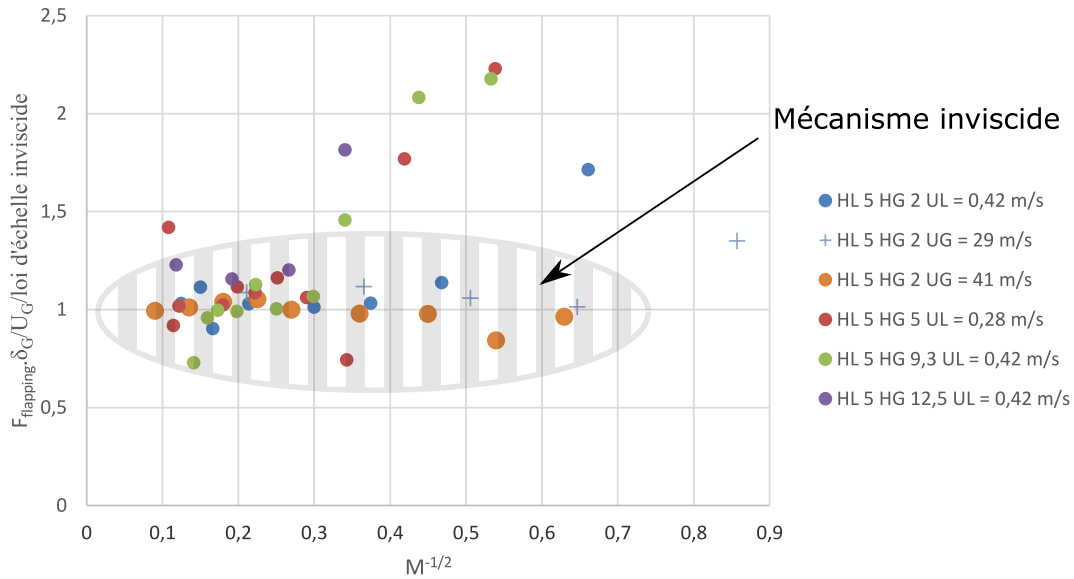


FIGURE 5.54 – Rapport du nombre de Strouhal  $F_{Flapping} \cdot \delta_G / U_G$  par la loi d'échelle issue de l'analyse de stabilité inviscide plane  $\rho_G / (2\pi\rho_L) \cdot (1 + 5\sqrt{2}M^{-1/2}/2)$  fonction de  $M^{-1/2}$  sur les données de fréquence du flapping de l'injecteur n°2 de diamètre d'injection liquide 5 mm.

## 5.6 Fréquence du flapping en configuration de nappes liquides

Le flapping du comportement n°1 est piloté par l'instabilité de cisaillement, et il est probable que ce mécanisme existe également dans le cas du battement des nappes liquides. De la même manière que pour le flapping de jets, les paramètres qui contrôlent la fréquence et les modes de l'instabilité de cisaillement dans le cas des nappes sont divers, et cette instabilité peut apparaître sous divers régimes, absolu ou convectif.

Les comparaisons de la fréquence du flapping coaxial avec les loi d'échelles proposées par les études de Lozano et al. 2005 [53], Couderc 2007 [17] et Odier 2014 [68] sont données en annexe I. Les différents nombre de Strouhal proposés dans les études précédemment citées appliqués à nos données de fréquence du flapping ne permettent pas de collapser nos données, d'obtenir un nombre de Strouhal constant et de même valeur.

Lozano et al 2012 [54] observent différents modes pour le flapping, avec des discontinuités de la fréquence du flapping de nappe avec la vitesse gaz. Dans le cas où le flapping de nappes est lié à l'instabilité de cisaillement (ce qui n'est pas mis en évidence), l'instabilité de cisaillement présenterait également des modes dont la prédominance évolue avec la vitesse gaz et pourquoi pas la longueur d'onde de cette instabilité, comme ce que nous avons évoqué dans notre analyse de stabilité simplifiée. Il est possible d'imaginer également des transitions entre des modes convectifs et absolus, de nature diverses.

En conclusion, les lois d'échelles proposées dans la bibliographie pour la fréquence du flapping de nappes ne semblent pas adaptées pour décrire nos données de fréquence du flapping. Une analyse de stabilité complète sur les configurations de nappe pourrait montrer les différents types de mécanismes impliqués dans le flapping de nappes. Il est probable que ces mécanismes soient différents, ce qui expliquerait les différences entre toutes les configurations d'injection et aussi qu'un flapping non lié à l'instabilité de cisaillement puisse apparaître. Les données proposées par les auteurs cités plus haut ne présentent cependant pas de cas atypiques comme celui de notre flapping du comportement n°2, sauf pour des valeurs de paramètres de contrôle extrêmes (forte vitesse liquide ou gaz par exemple).



## 5.7 Conclusion sur l'instabilité de flapping

Un schéma du raisonnement suivi est proposé en figure 5.55 suivante :

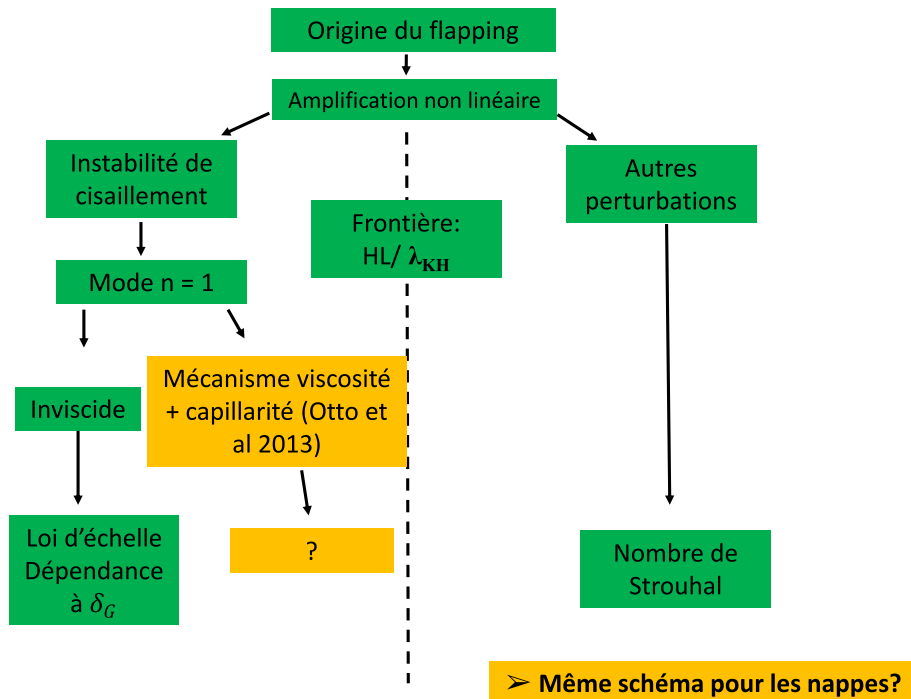


FIGURE 5.55 – Schéma récapitulatif de l'origine du flapping dans la configuration étudiée dans cette thèse.

La fréquence de flapping est majoritairement pilotée par la vitesse gaz et la vitesse liquide. Nous avons pu mettre en évidence l'existence de deux comportements très différents de la fréquence du flapping avec la vitesse gaz. Le diamètre liquide modifie en effet sensiblement la dépendance avec la vitesse gaz, ce qui n'avait pas été observé auparavant. En effet, pour les injecteurs de diamètre liquide égal à 15 et 20 mm, la fréquence de flapping est même quasi-indépendante de la vitesse gaz, alors qu'elle en est nettement dépendante pour l'injecteur de diamètre liquide égal à 5 mm. Nous avons ainsi identifié deux types de flapping, un dont la fréquence dépend de la vitesse gaz (comportement n°1) et un autre dont la fréquence ne dépend pas de la vitesse gaz (comportement n°2).

Nous avons pu mettre en évidence expérimentalement la présence de la combinaison de modes  $n = 1$  et  $n = -1$  dans l'écoulement. Une analyse de stabilité linéaire a pu confirmer que ces modes peuvent être plus amplifiés que le mode symétrique  $n = 0$  à condition que la longueur d'onde de l'instabilité de cisaillement soit suffisamment grande. Un forçage transverse de formes sinueuses pour le jet liquide a pu confirmer qu'une grande longueur d'onde produisait un flapping de plus grande amplitude que pour une petite longueur d'onde de forçage, à amplitude de forçage constante. Nous n'avons cependant pas pu vérifier s'il existait une longueur d'onde optimale, comme la théorie le prévoit, ce qui pourrait être une perspective de mesure intéressante.

Le flapping dont la fréquence est dépendante de la vitesse gaz (comportement n°1) est le résultat de l'amplification large échelle de la combinaison des modes  $n = 1$  et  $n = -1$  via un mécanisme de trainée/portance aérodynamique dépendant de la forme que prend le liquide au cours du temps et de l'écoulement gaz autour de ces structures, qu'il est difficile de modéliser. La prédiction des forces en présence est donc délicate. Sans cette prédiction, ni la longueur d'onde ni l'amplitude ne peuvent être à leur tour prédites. L'accélération radiale et longitudinale des structures liquides est importante et dépasse une dizaine de fois l'accélération de la pesanteur, même pour des vitesses gaz faibles. Le flapping du jet liquide présenté n'est pas du même type que celui d'un drapeau, les structures liquides ayant une trajectoire balistique, au contraire du flapping de drapeaux, qui ont une position moyenne

parallèle à l'écoulement gaz moyen. Ce flapping du comportement n°1 est issu de vagues asymétrique de l'instabilité de cisaillement, qui peut être de type inviscide, auquel cas les lois d'échelles inviscides restent pertinentes et peuvent modéliser la fréquence du flapping dans ce cas. S'il est par contre issu d'une instabilité de cisaillement au mécanisme visqueux, les lois d'échelles sont a priori différentes (figure 5.53). Pour ce comportement, l'épaisseur de vorticité gaz influe sur le flapping via son influence sur l'instabilité de cisaillement. En perspectives, la mesure statistiques des acc lations subies par les structures du jet liquide serait intéressante afin d'avoir des données d'entrée pour proposer une modélisation de la dynamique du flapping pour ce comportement.

Le flapping du comportement n°2 est le résultat de l'amplification opportuniste de grandes échelles présentes dans l'écoulement liquide sous forme de bruit, la longueur d'onde produite par l'instabilité de cisaillement étant trop petite pour ces cas là. Une longueur d'onde préférée est amplifiée, ce qui conduit à définir un nombre de Strouhal construit sur le diamètre du jet liquide et sur la vitesse liquide de chute libre calculée à une distance d'environ une longueur d'onde à la sortie de l'injecteur. Pour ce comportement, l'épaisseur de vorticité gaz n'a a priori pas d'influence sur la fréquence du flapping, l'épaisseur de vorticité variant avec la vitesse gaz alors que la fréquence du flapping n'évolue pas ou peu avec la vitesse gaz. Le mécanisme d'amplification du flapping pour ce comportement n'est pas aussi clairement identifié que pour le comportement n°1.

Le flapping de nappes, s'il est dépendant de l'instabilité de cisaillement, nécessiterait d'être étudié avec le même type d'analyse, y compris celle de modes absolus, et pas seulement convectifs, un exemple étant celui de Lozano et al 2001 [52], différentes transitions entre des modes étant également observés en configuration de nappes Lozano et al 2012 [54], ce qui montre que les mécanismes de l'instabilité de cisaillement en configuration de nappe liquide peuvent être multiples, comme ce que l'on peut observer en configuration de jet rond.

Passons maintenant aux caractéristiques du spray produit en aval de la brisure des structures du flapping.



## Chapitre 6

# Caractéristiques du spray produit

Comme nous l'avons dit en introduction, de nombreuses équipes ont étudié le spray en une position fixe. Ces corrélations permettent d'obtenir les dépendances de grandeurs caractéristiques du spray avec les paramètres de contrôle, ces paramètres pouvant être les vitesses de chaque phase, la géométrie de l'injecteur comme les dimensions de sortie de l'injecteur, les propriétés des fluides comme la tension de surface, la viscosité et la densité. Lorsque la phase dispersée est atomisée par un comburant ou le contraire, la combustion a un effet sur le spray et modifie les distributions de taille de goutte de manière non homogène.

Les quelques études de référence (Lefebvre 1988 [45]) existantes ne mentionnent pas la position à laquelle la mesure des caractéristiques du spray est mesurée.

A l'inverse, des études plus précises sur le spray ont été réalisées, comme celles de Marmottant et Villermaux 2004 [59] et Hong 2003 [36] pour le stripping, qui est la désintégration des vagues de l'instabilité de cisaillement en ligaments sous l'effet de l'instabilité de Rayleigh-Taylor. Ces travaux ont été accompagnés de mesures de taille de gouttes, en position fixe pour Marmottant et Villermaux 2004 [59] et Hong 2003 [36]. Marty 2015 [60] a quant à lui réalisé une étude des caractéristiques des gouttes produites par le stripping en position fixe et en position homothétique au dard liquide et a montré que les lois d'échelles étaient différentes entre ces deux approches. La position de mesure est donc importante, ainsi que la position de mesure relative à la structure du jet comme la longueur de brisure par exemple.

Varga et al 2003 [81] ont impliqué l'instabilité de Rayleigh-Taylor lors de la fragmentation des structures liquides de type de celles que nous observons lorsque le flapping est présent, pour des vitesses liquides (16 m/s) bien plus importantes que ce que nous avons réalisé pour nos expériences. L'étude concerne cette fois-ci la taille de goutte sur l'axe. Varga et al [81] ont proposé une corrélation liant le diamètre moyen de Sauter avec un nombre de Weber construit sur la vitesse relative du gaz et du liquide et sur la longueur d'onde de l'instabilité de cisaillement. Dans le cas de nappes liquides atomisées par un jet gaz, un lien entre le diamètre de Sauter et la fréquence de flapping d'une nappe a été mis en évidence (Arai et Hashimoto 1985 [4]).

Nous proposons ainsi d'analyser l'effet du flapping sur la taille de goutte loin de l'injecteur à l'aval des structures créées par le flapping, à l'aide d'une expérience où nous avons pu à paramètres de contrôle fixes avoir deux configurations, l'une où le flapping est présent et une autre où celui-ci est absent. Cette expérience est déjà décrite en section 5.3.1.6.

Avant cela, nous présenterons quelques éléments présentant la topologie du spray et sa distribution dans l'espace. Nous présenterons également quelques résultats sur l'incidence de la géométrie sur les propriétés du spray sur l'axe, comme le diamètre liquide et l'épaisseur gaz. Le spray évoluant spatialement et afin de limiter le nombre de points de mesures, nous montrerons en premier lieu comment les caractéristiques du spray évoluent avec la distance à l'injecteur.

Les données de mesure du spray sont obtenues à l'aide d'une sonde optique dont le principe de mesure et l'obtention des différentes grandeurs sont décrits en section 2.3.4.

## 6.1 Profil vertical de corde moyenne, choix d'une distance de mesure

La question de la distance de mesure est en effet importante : le spray évoluant spatialement, nous avons le choix entre réaliser un balayage vertical pour chaque point de mesure et qualifier l'évolution verticale du spray, ce qui est un travail long et gourmand en ressources, ou réaliser une mesure ponctuelle à une distance donnée de l'injecteur pour chaque condition d'écoulement. Avant de choisir une distance de mesure, nous avons réalisé une mesure des propriétés du spray sur l'axe de symétrie de l'injecteur pour une seule condition expérimentale, qui est présentée ci-après :

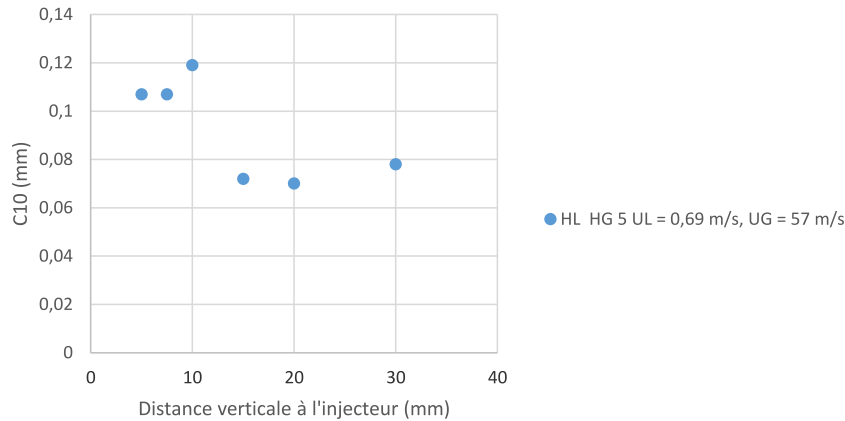


FIGURE 6.1 – Profil vertical de corde moyenne sur l'axe d'injection. Conditions expérimentales : injecteur n°2  $H_L = 5$  mm,  $H_G = 5$  mm,  $U_L = 0,69$  m/s,  $U_G = 57$  m/s.

La figure 6.1 montre un profil vertical de corde moyenne sur l'axe d'injection. Nous pouvons remarquer que la corde moyenne sur l'axe d'injection a deux valeurs avec la distance à l'injecteur, une première valant  $0,15 \mu\text{m}$  pour une distance inférieure à 10 mm, et une deuxième valant  $0,075 \mu\text{m}$  pour une distance supérieure à 10 mm. Ce comportement serait à confirmer pour d'autres vitesses gaz. Afin de donner une distance de mesure relative à  $L_B$ , nous avons tracé le même graphe que la figure 6.1 mais cette fois-ci en fonction de la position de mesure divisée par  $L_B$  :

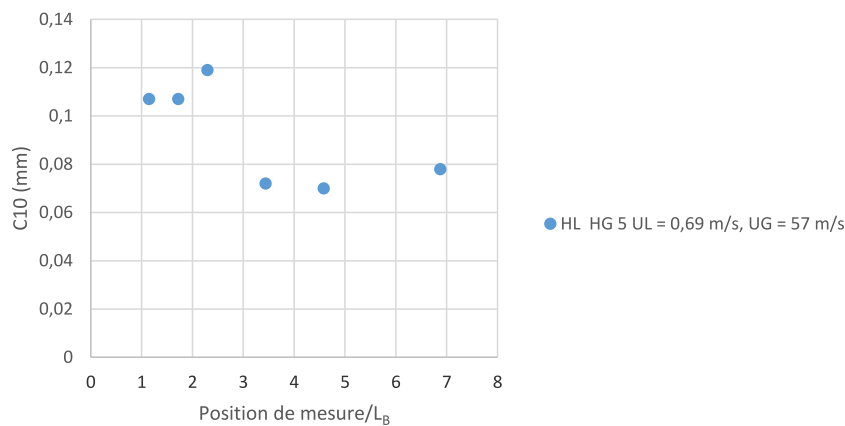


FIGURE 6.2 – Corde moyenne fonction de la position de mesure divisée par la longueur de brisure moyenne sur l'axe d'injection. Conditions expérimentales : injecteur n°2  $H_L = 5$  mm,  $H_G = 5$  mm,  $U_L = 0,69$  m/s,  $U_G = 57$  m/s.

Pour cette configuration, la longueur de brisure  $L_B$  est égale à 4,1 cm. La figure 6.2 montre que tous les points du profil vertical ont une position de mesure supérieure à une longueur de brisure. La distance où se produit la fracture de taille de corde se situe vers  $2,5 L_B$ . Nos points de mesure ont une distance de mesure comprise entre  $L_B$  et  $4,79 L_B$ , la mesure étant réalisée en un point fixe lorsque nous faisons varier les paramètres de contrôle. La distance de mesure est de 10 cm pour l'injecteur de

diamètre liquide égal à 5 mm, et de 30 cm pour les injecteurs de diamètre liquide égal à 15 et 20 cm. Les positions de mesure relatives à  $L_B$  sont indiquées en annexe F.3 pour tous les points de mesure. Une image du spray est donnée ci-après avec l'indication de la position de quelques points de mesure et de la position du profil radial de mesure réalisé, qui sera présenté par la suite.

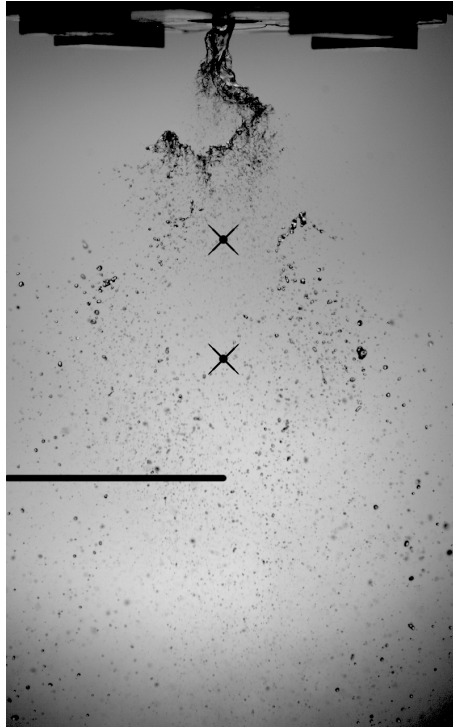


FIGURE 6.3 – Exemple d'image du spray et position des points de mesure. Conditions expérimentales : injecteur n°2  $H_L = 5$  mm,  $H_G = 5$  mm,  $U_L = 0,69$  m/s,  $U_G = 57$  m/s.

Le trait horizontal de la figure 6.3 représente les positions pour lesquelles un profil de mesure a été réalisé. Nous verrons ces données plus loin.

La densité de flux volumique  $J_L$  diminue avec la distance à l'injecteur comme montré en figure 6.4, ce qui indique que le spray est de plus en plus dilué sur l'axe à mesure que l'on s'éloigne de l'injecteur. Il ne faut pas oublier que l'angle de spray n'est pas négligeable sur nos injecteurs et que la trajectoire des gouttes n'est pas nécessairement verticale.

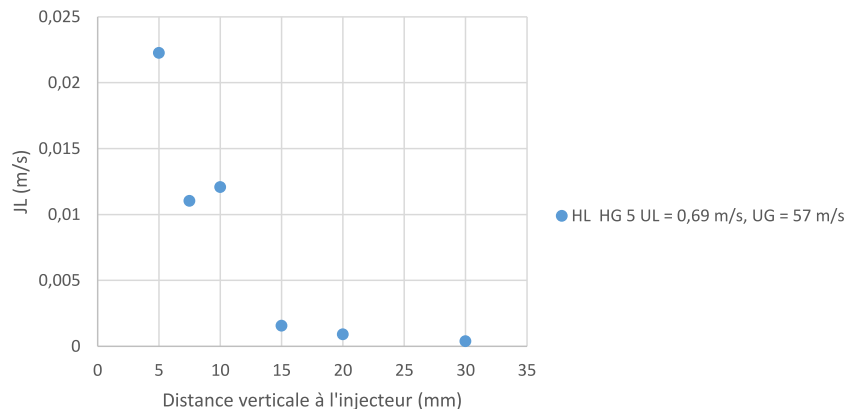


FIGURE 6.4 – Profil vertical de densité de flux volumique sur l'axe d'injection. Conditions expérimentales : injecteur n°2  $H_L = 5$  mm,  $H_G = 5$  mm,  $U_L = 0,69$  m/s,  $U_G = 57$  m/s.

La distance de mesure doit être supérieure à la distance de brisure moyenne  $L_B$  du jet liquide, afin que les mesures prennent en compte uniquement des gouttes détachées du jet. La longueur de

brisure  $L_B$  n'est cependant pas la seule variable permettant de caractériser l'état d'évolution spatial du spray, le spray ayant une dynamique propre qui peut être indépendante de la dynamique du jet liquide connexe.

Nous rappelons également que la distribution de  $L_B$  est assez étendue, celle-ci étant donnée en figure 6.5 suivante :

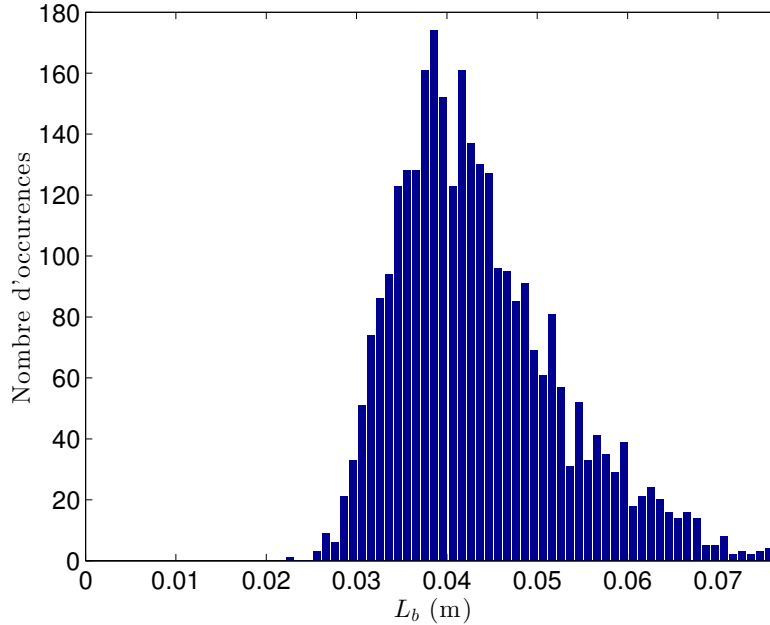


FIGURE 6.5 – Histogramme de la longueur de brisure de la configuration étudiée dans cette section. Conditions expérimentales : injecteur n°2  $H_L = 5$  mm,  $H_G = 5$  mm,  $U_L = 0,69$  m/s,  $U_G = 57$  m/s.

La mesure de taille de la figure 6.1 indique ainsi qu'une distance de mesure d'au moins 15 mm (environ  $3 L_B$ ) est nécessaire pour ne plus récupérer de morceaux de jet non fragmentés, la taille de goutte étant ensuite constante. Il est possible que cette distance diminue lorsque la vitesse gaz augmente, la turbulence et la vitesse relative augmentant la vitesse de fragmentation de ces éléments, mais nous ne l'avons pas vérifié. La taille de goutte est également constante pour une distance inférieure, même si le spray contient a priori des inclusions non sphériques de taille importante.

Nous rappelons également que la longueur de brisure  $L_B$  atteint un régime asymptotique pour une vitesse gaz d'environ 50 m/s. Les points de mesure deviennent ainsi à distance constante de  $L_B$  dès que la vitesse gaz est suffisante.

Les distributions de cordes associés aux données de la figure 6.1 sont détaillées ci-après, pour deux distances verticales, de part et d'autre de la position  $2,5 L_B$  :

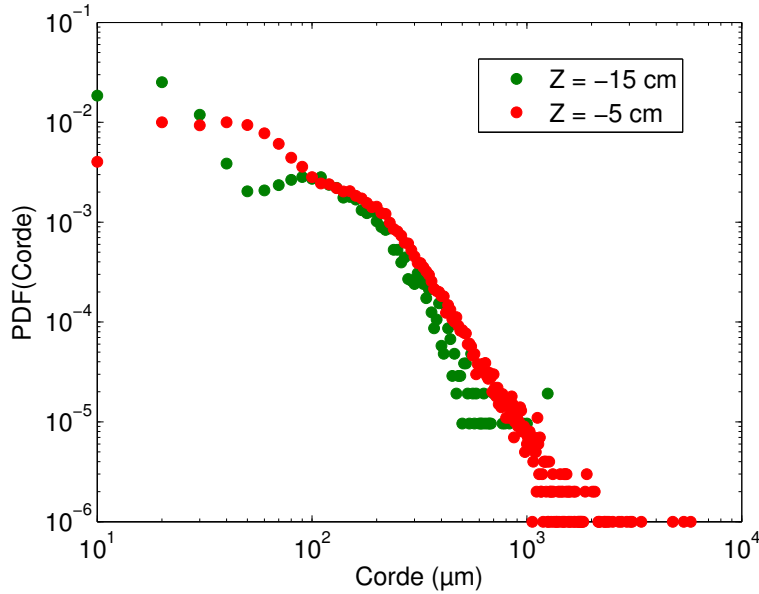


FIGURE 6.6 – Fonctions densités de probabilité de corde pour les positions verticales 5 et 15 cm sous l’injecteur. Conditions expérimentales : injecteur n°2  $H_L = 5$  mm,  $H_G = 5$  mm,  $U_L = 0,69$  m/s,  $U_G = 57$  m/s.

La figure 6.6 montre l’évolution de la fonction densité de probabilité entre deux positions verticales pour lesquelles la corde moyenne change. Nous pouvons remarquer qu’à une distance de 15 cm sous l’injecteur ( $3,5 L_B$ ), la forme de la fonction densité de probabilité a évolué, la bi-modalité de la distribution étant accentuée, avec un net recul de la proportion des gouttes de taille importantes, et un regain de gouttes de plus petite taille. Les gros éléments se sont ainsi fragmentés en éléments plus petits. Afin d’éclaircir le mécanisme, nous pouvons calculer les nombres de Weber gaz et Weber turbulents, basés sur une taille de goutte de 2 mm, cette taille semblant être la taille maximale rencontrée pour le point de mesure à 15 cm sous l’injecteur. Dans l’hypothèse où la vitesse gaz est la même à 5 cm sous l’injecteur, nous obtenons un nombre de Weber gaz de 88, ce qui est supérieur au nombre de Weber gaz critique de 12 pour provoquer la brisure de ces gouttes. Le nombre de Weber basé sur la fluctuation de vitesse, pour une taille de goutte toujours égale à 2 mm et une fluctuation de vitesse de 5,7 m/s (10% de taux de turbulence), vaut 0,54, inférieur au nombre critique de 1 pour provoquer la brisure. Les plus grosses gouttes sont donc brisées à cause d’une pression dynamique gaz trop importante, ce qui explique la présence moindre de grosses gouttes à une distance de 15 cm sous l’injecteur, en comparaison de la distance à l’injecteur de 5 cm.

## 6.2 Fonctions de densités de probabilités de la corde au sein du spray

Afin de caractériser les distributions de corde, nous avons besoin d’un ou de plusieurs estimateurs. Si l’on s’en tient à un mécanisme de brisure de ligaments produits par une instabilité de Rayleigh-Taylor ou par les membranes liquides (voir Villermaux et Bossa [82]) dont la majeure partie du liquide est contenu dans son bourrelet liquide périphérique, la distribution modélisant la distribution de cordes est une distribution gamma (voir Marmottant et Villermaux 2004 Physics of fluids [58]), cette dernière nécessitant deux paramètres. Le mécanisme de la brisure du jet sur l’axe et pour une plage de vitesse suffisante n’étant pas réduit à la seule brisure de ligaments, des ligaments de plusieurs tailles étant également présents à l’amont, la description de la distribution nécessiterait plusieurs paramètres, mais



nous n'avons pas de proposition de distribution à donner. En première analyse, nous proposons de regarder la corde moyenne et l'évolution des distributions de corde avec les paramètres de contrôle. Nous quantifierons pour certains cas la dispersion de la distribution en ajoutant l'écart type sur les graphes de corde moyenne.

Nous commençons par regarder l'évolution de la distribution de corde normalisée par la corde moyenne fonction de la vitesse gaz, présentée en figure 6.7 suivante :

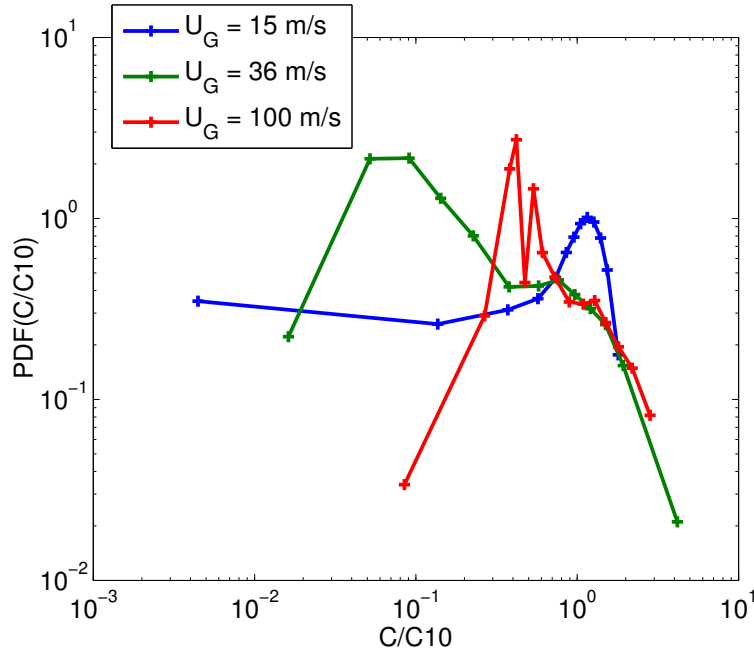


FIGURE 6.7 – Distributions de corde normalisées par la corde moyenne fonction de la vitesse gaz  $U_G$  pour l'injecteur n°2  $H_L = 5$  mm,  $H_G = 5$  mm,  $U_L = 0,28$  m/s.

Nous pouvons remarquer en figure 6.7 que les distributions de corde normalisées possèdent une ( $U_G = 15$  m/s) à deux bosses ( $U_G = 36$  et  $100$  m/s). Seule la bosse de la distribution obtenue pour la vitesse gaz égale à  $15$  m/s est centrée sur la moyenne des cordes. Pour des vitesses gaz plus élevées, la corde moyenne est située à la position de l'épaule de la distribution, la population la plus probable étant située à des cordes plus petites. Pour des vitesses gaz strictement supérieures à  $15$  m/s, il semble donc exister deux populations de gouttes de tailles différentes dans le spray. Il est possible que ces gouttes fines proviennent de la désintégration de structures liquides présentes sur le bord du jet, là où la vitesse gaz est importante, ce qui serait un résultat de l'épluchage de ces structures. Il faut souligner également que des migrations latérales peuvent exister au sein du spray, comme l'a montré Hong 2003 [36]. Les multiples modes observés sont probablement une conséquence de la diversité des structures liquides présentes dans l'écoulement à l'amont ainsi que de la diversité des mécanismes de brisure associés. Il est possible que la taille de goutte produite par l'épluchage des vagues du jet, par la désintégration des structures du flapping et l'épluchage éventuel de ces structures du flapping soit différente, ce qui expliquerait les différents modes observés.

La figure 6.8 suivante propose de regarder l'effet de l'épaisseur gaz sur les distributions de cordes, à vitesse gaz fixée égale à  $50$  m/s.

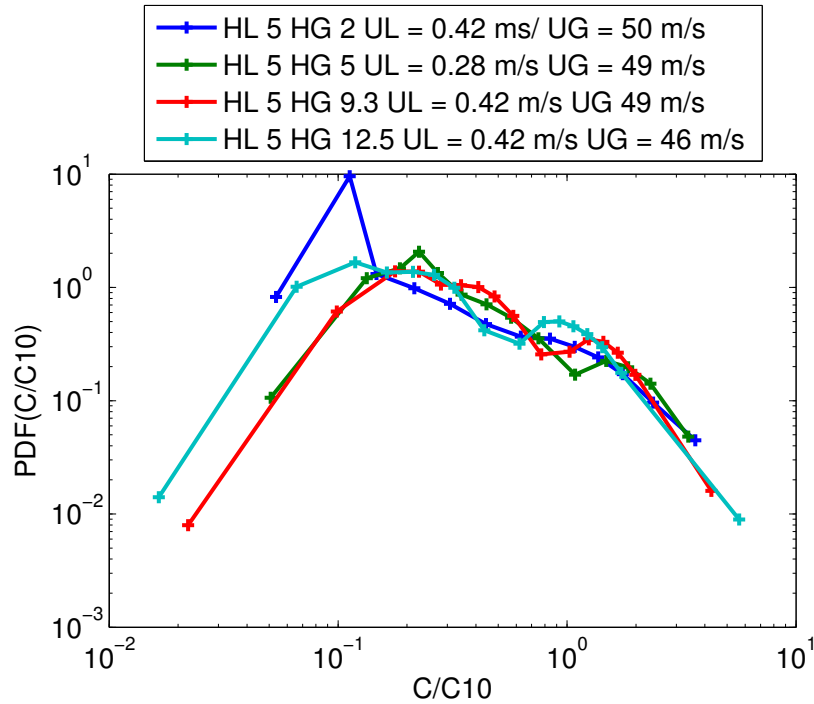


FIGURE 6.8 – Distributions de corde normalisées par la corde moyenne fonction de l'épaisseur gaz  $H_G$  pour l'injecteur n°2  $H_L = 5$  mm,  $U_G = 50$  m/s.

La figure 6.8 montre que l'épaisseur gaz lorsqu'elle augmente étire les distributions vers les petites tailles lorsque  $H_G$  augmente. Une bi-modalité des distributions est observée, qui est plus marquée pour les épaisseurs gaz supérieures à 5 mm.

En conclusion, la corde moyenne  $C_{10}$  n'est pas nécessairement pertinente pour caractériser la distribution de corde, étant donné que la forme de la distribution évolue assez fortement avec la vitesse gaz. Nous remarquons également qu'il y a plusieurs modes sur les distributions de cordes, il y a donc plusieurs populations de gouttes et ainsi plusieurs mécanismes de brisure ou plusieurs structures liquides amont de tailles différentes. La dispersion de taille de corde autour de la corde moyenne est importante, nous la qualifierons en ajoutant la mesure de l'écart type dans certaines analyses de corde moyenne.

### 6.3 Profil radial de caractéristiques du spray

Nous avons réalisé un profil radial de mesures sur le spray sur l'injecteur n°2,  $H_L = 5$  mm,  $H_G = 5$  mm,  $U_L = 0,69$  m/s,  $U_G = 57$  m/s, cette configuration particulière nous ayant servi à étudier l'influence du flapping sur le spray, en contrôlant sa présence dans l'écoulement, nous y reviendrons.

Tout d'abord, en intégrant le profil radial de flux volumique  $J_L$  et en supposant que ce profil est axisymétrique, nous obtenons le débit liquide d'injection à 7% près en valeur inférieure, ce qui montre que la mesure est de bonne qualité.

La figure 6.9 montre un profil de corde moyenne obtenu à une distance de 10 cm sous l'injecteur. Nous pouvons remarquer que la corde moyenne diminue d'abord avec la distance à l'axe d'injection pour augmenter ensuite. L'écart type de la distribution augmente également avec la distance à l'axe d'injection, la population de gouttes est donc plus variée en termes de taille en périphérie du spray qu'au centre.

Le profil de densité de flux volumique  $J_L$  est représenté en figure 6.10 et cette figure montre que  $J_L$  ne fait que décroître lorsque la distance à l'axe d'injection augmente. Le débit liquide local est donc de moins en moins important lorsque l'on s'éloigne de l'axe.

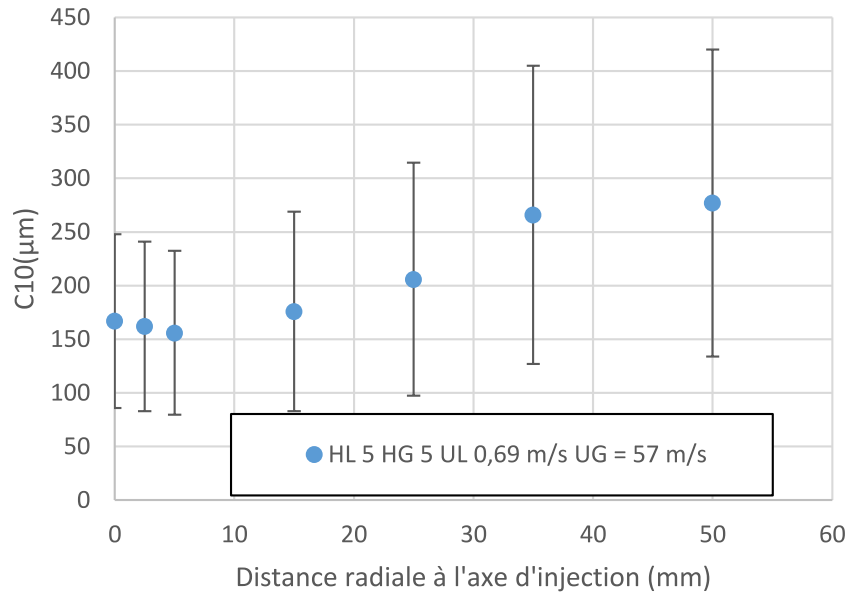


FIGURE 6.9 – Profil radial de corde moyenne. Les barres d'erreur représentent l'écart type des cordes. Conditions expérimentales : injecteur n°2  $H_L = 5$  mm,  $H_G = 5$  mm,  $U_L = 0,69$  m/s,  $U_G = 57$  m/s.

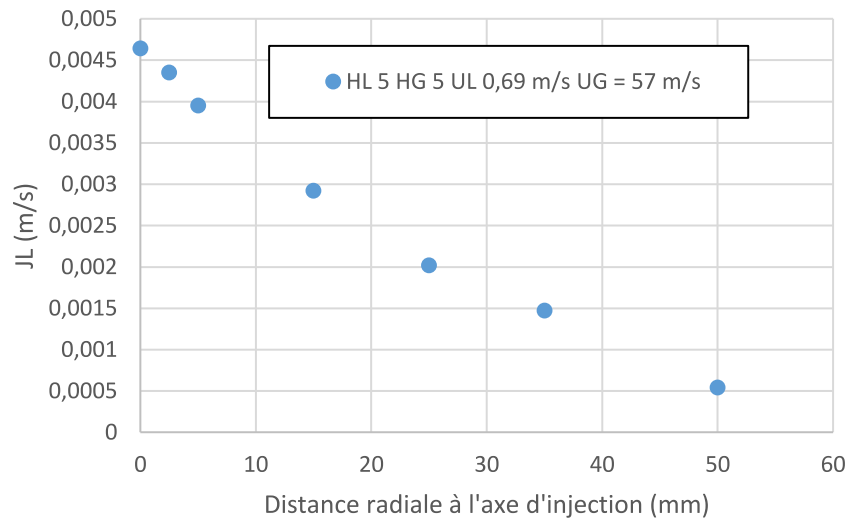


FIGURE 6.10 – Profil radial de densité de flux volumique  $J_L$ . Conditions expérimentales : injecteur n°2  $H_L = 5$  mm,  $H_G = 5$  mm,  $U_L = 0,69$  m/s,  $U_G = 57$  m/s.

Malgré tout, le débit de liquide est plus important en périphérie, comme le montre le résultat de l'intégration de la densité de flux volumique sur des anneaux centrés sur la position de mesure de  $J_L$  tracé en figure 6.11, en considérant une axisymétrie des caractéristiques du spray. Le profil de vitesse des gouttes présenté en figure 6.13 montre une décroissance de la vitesse moyenne des gouttes avec la distance à l'axe d'injection.

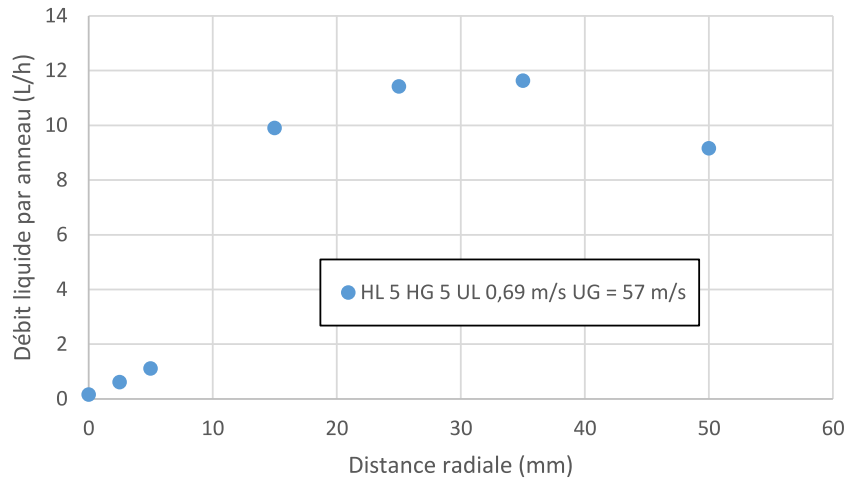


FIGURE 6.11 – Profil radial de débit liquide intégré par anneaux autour de chaque position de mesure de  $J_L$ . Nous avons tracé  $\int 2\pi J_L(R) R dR$  pour chaque position de mesure de  $J_L$ . Conditions expérimentales : injecteur n°2  $H_L = 5$  mm,  $H_G = 5$  mm,  $U_L = 0,69$  m/s,  $U_G = 57$  m/s.

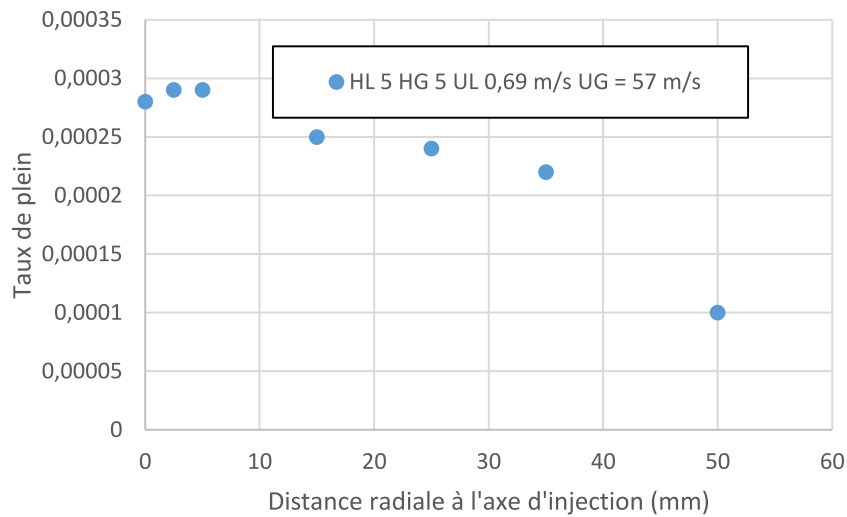


FIGURE 6.12 – Profil radial de taux de plein  $\alpha$ . Conditions expérimentales : injecteur n°2  $H_L = 5$  mm,  $H_G = 5$  mm,  $U_L = 0,69$  m/s,  $U_G = 57$  m/s.

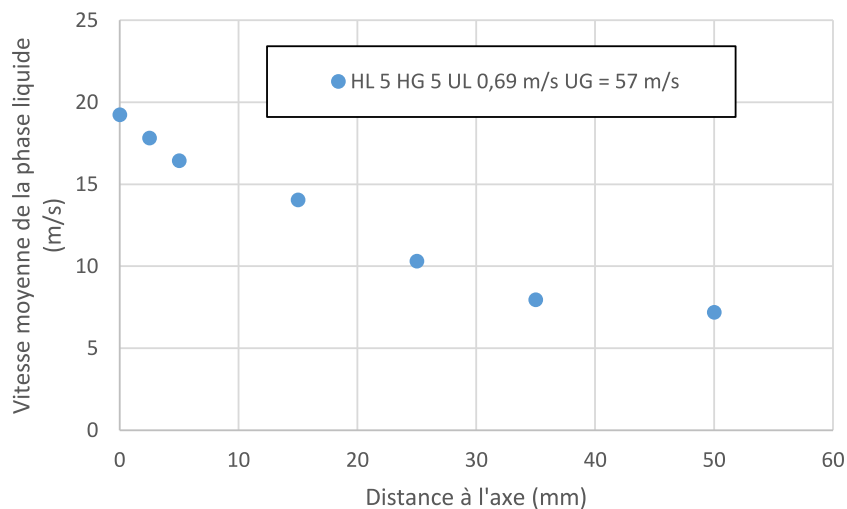


FIGURE 6.13 – Profil radial de la vitesse arithmétique de la vitesse des gouttes. Conditions expérimentales : injecteur n°2  $H_L = 5$  mm,  $H_G = 5$  mm,  $U_L = 0,69$  m/s,  $U_G = 57$  m/s.

Nous comparerons en section 6.6 ces profils à ceux obtenus en absence de flapping.

## 6.4 Comportement du spray sur l'axe avec les paramètres de contrôle

Le comportement du spray avec les paramètres de contrôle est maintenant présenté. La position de mesure pour les injecteurs de diamètre liquide égal à 5 mm est de 10 cm sous l'injecteur, sur l'axe de symétrie. Pour les injecteurs de diamètre liquide égal à 15 et 20 mm, la position de mesure est égale à 30 cm. La position de mesure relative à la longueur de brisure est précisée pour chaque point de mesure en annexe F.3. La différence entre les deux positions de mesure présentée en section 6.1 sera précisée sur les graphes. La position de mesure relative à  $L_B$  n'est pas constante avec les paramètres de contrôle.

### 6.4.1 Effet de la vitesse gaz

Nous proposons maintenant d'examiner l'effet de la vitesse gaz sur la corde moyenne et la densité de flux volumique pour tous nos points de mesure.

#### 6.4.1.1 Corde moyenne

L'effet de la vitesse gaz sur la corde moyenne sur l'axe d'injection pour tous nos points de mesure est présenté en figure 6.14. Nous rappelons que la position de mesure est de 10 cm sous l'injecteur sur l'axe pour les injecteurs de diamètre liquide égal à 5 mm, et est de 30 cm sur l'axe pour les injecteurs de diamètre liquide égal à 15 et 20 mm. Le changement de régime entre une position de mesure de  $2,5 L_B$  est précisée pour les injecteurs  $H_L = 5$  mm  $H_G = 5$  mm et  $H_L = 5$  mm  $H_G = 12,5$  mm. L'injecteur  $H_L = 15$  mm  $H_G = 4,3$  mm possède quant à lui tout ses points de mesure à une position de mesure supérieure à  $2,5 L_B$ . Nous pouvons remarquer en figure 6.14 que la corde moyenne suit une tendance globale proche en  $U_G^{-2}$ , indiquée en trait noir. Les changements de régimes de brisure présentés en section 3.4 ne coïncident pas clairement avec les ruptures de tendances que nous pouvons observer pour certains injecteurs. Toutefois, la frontière entre deux régimes de brisure n'est pas net, et est défini sur des critères visuels subjectifs, pas sur la taille des gouttes produites. La taille de goutte s'étend sur une décade, cette dispersion étant imputée à l'influence de la géométrie.

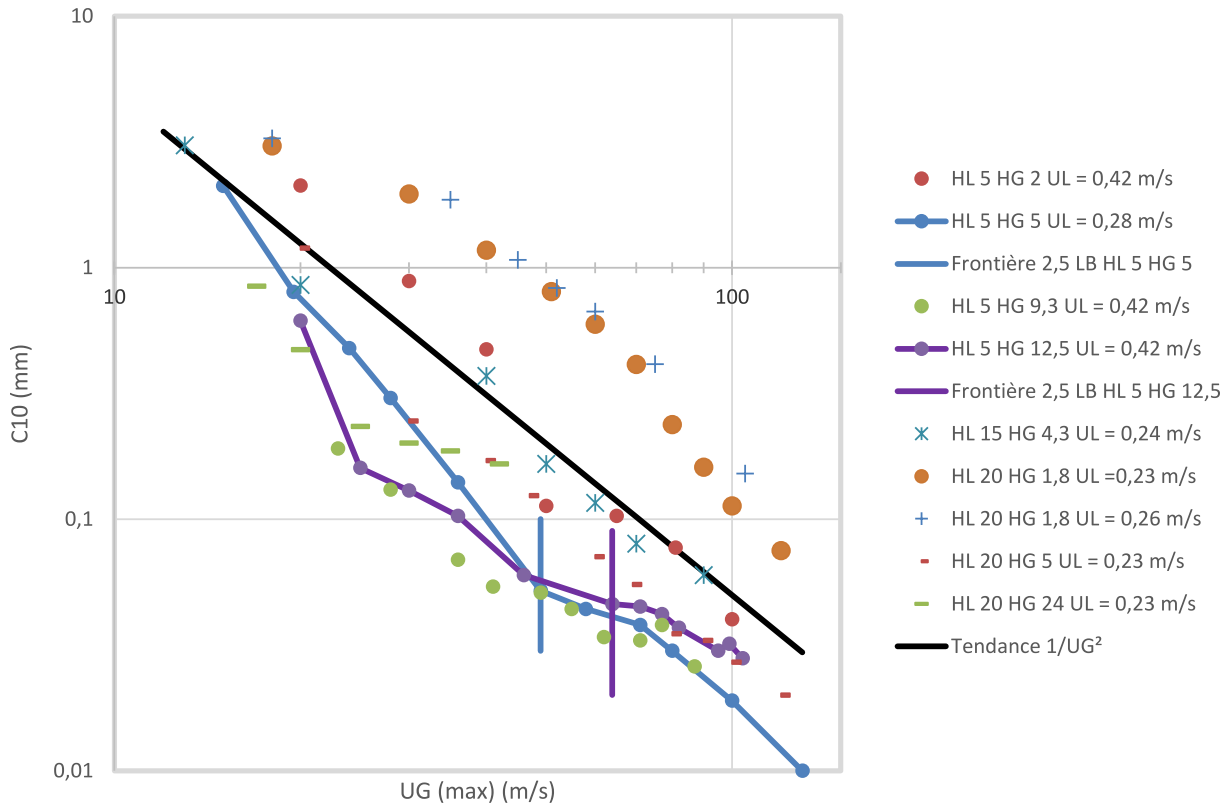


FIGURE 6.14 – Taille de corde moyenne fonction de la vitesse gaz pour l’injecteur n°2.

6.4.1.2 Densité de flux volumique

Après avoir regardé la corde moyenne, nous nous intéressons à l’évolution de la densité de flux volumique avec la vitesse gaz, en figure 6.27, pour tout nos points de mesure de l’injecteur n°2.

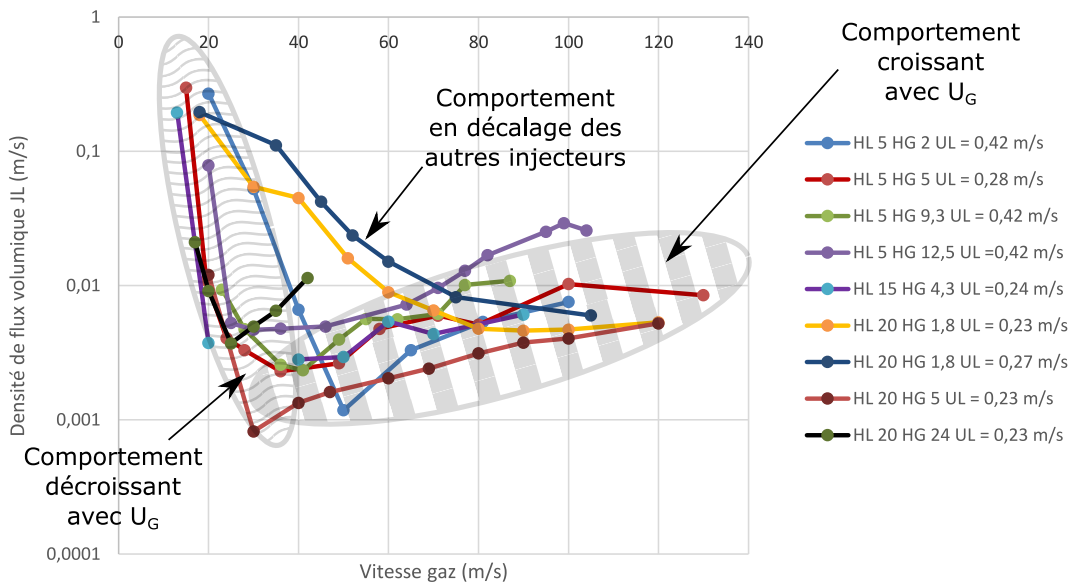


FIGURE 6.15 – Densité de flux volumique fonction de la vitesse gaz pour l’injecteur n°2.

Nous pouvons faire un parallèle entre le comportement de la densité de flux volumique et celui de l’angle d’ouverture du spray et par là même à la dynamique du flapping. Nous rappelons en figure 6.16 (a) suivante l’évolution de l’angle de spray avec la vitesse gaz.

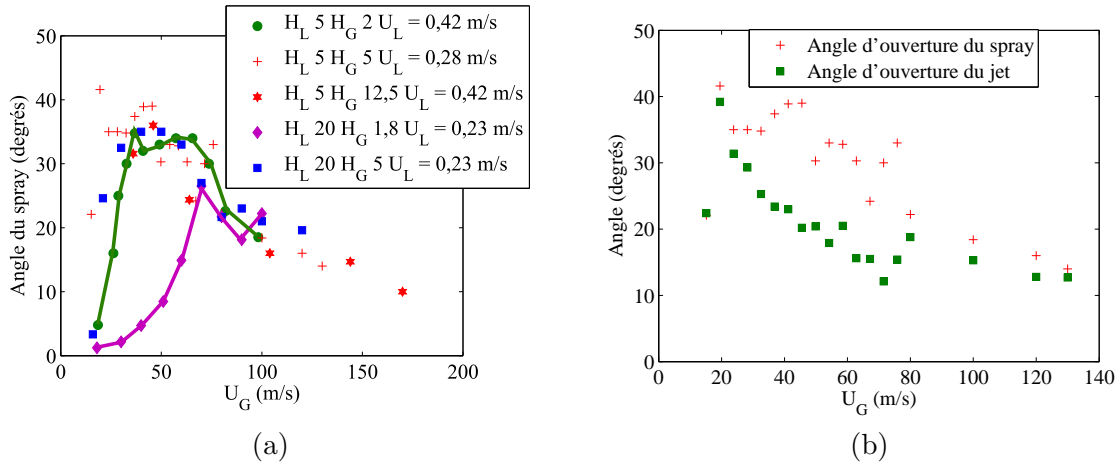


FIGURE 6.16 – Angle de spray fonction de la vitesse gaz pour cinq géométries de l’injecteur n°2 (a) et angle d’ouverture du spray et du jet connexe à l’injecteur fonction de la vitesse gaz (b). Dimensions de l’injecteur en millimètres. Image (b) : Données pour l’injecteur n°2,  $H_L = 5$  mm,  $H_G = 5$  mm,  $U_L = 0,28$  m/s.

L’angle d’ouverture du spray de l’injecteur  $H_L = 20$  mm  $H_G = 1,8$  mm  $U_L = 0,23$  m/s est clairement décalé par rapport aux autres injecteurs, de la même manière que ce que nous pouvons voir sur la figure 6.27 (a). La figure 6.27 (b) rappelle que l’angle d’ouverture du spray et l’angle d’ouverture du jet connexe sont différents. La densité de flux volumique se comporte de manière inverse avec l’angle d’ouverture du spray. Ce comportement s’explique par le fait que la totalité du débit de liquide passe dans un cône, dont le demi angle au sommet est l’angle de spray. Cet angle étant lié à l’angle d’ouverture du jet connexe (6.16 (b)) et l’angle d’ouverture du jet connexe étant lié au flapping, la densité de flux volumique est ainsi en partie liée à l’amplitude du flapping et sa dynamique. Le flapping contribue ainsi à répartir le liquide dans l’espace. L’angle d’ouverture du spray est cependant dépendant presque pour moitié de l’angle d’éjection des gouttes, qui est un mécanisme dont la dépendance au flapping est difficile à déterminer en l’état.

### 6.4.2 Effet de la vitesse liquide

#### 6.4.2.1 Corde moyenne

Concernant la vitesse liquide, Guillard 2016 [31] a montré que la corde moyenne évoluait linéairement avec la vitesse liquide, dans une configuration d’atomisation coaxiale proche de la notre. Nous testons cette observation ici malgré le faible volume de données adapté à disposition. La figure 6.17 montre les données de corde moyenne fonction de la vitesse gaz pour deux vitesses liquides et pour l’injecteur n°2  $H_L = 20$  mm  $H_G = 1,8$  mm.

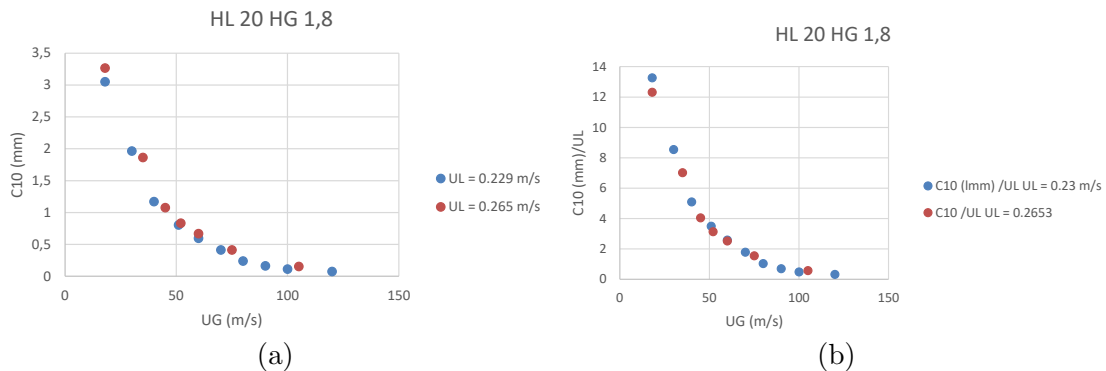


FIGURE 6.17 – (a) :  $C_{10}$  fonction de la vitesse gaz. (b) :  $C_{10}/U_L$  fonction de la vitesse gaz

La figure 6.17 (b) montre que la corde moyenne semble effectivement proportionnelle à la vitesse liquide, le rapport  $C_{10}/U_L$  étant particulièrement bien collapsé, même si l'écart de vitesse liquide est faible. Si la fraction de la puissance gaz nécessaire à création d'aire interfaciale est indépendante de la vitesse liquide, ce qui est une hypothèse raisonnable si la topologie de l'écoulement ne change pas avec cette même vitesse liquide, nous pouvons montrer que la taille moyenne de corde ou le diamètre moyen de Sauter est proportionnel à la vitesse liquide (voir annexe J).

#### 6.4.2.2 Densité de flux volumique

Concernant la densité de flux volumique, celle-ci augmente avec la vitesse liquide (voir figure 6.27 ci-dessous) et ne semble pas être liée à la vitesse liquide d'injection aussi simplement que la corde moyenne. Nous pouvons noter que pour l'injecteur étudié ici, presque tout le débit d'injection liquide passe sur l'axe, le rapport  $J_L/U_L$  étant proche de l'unité.

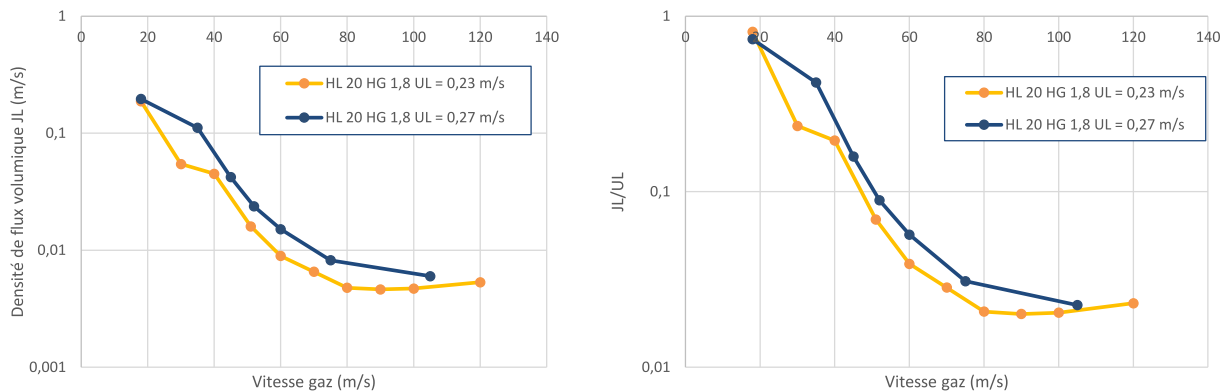


FIGURE 6.18 – Densité de flux volumique fonction de la vitesse gaz et pour deux vitesses liquides pour l'injecteur n°2. Conditions expérimentales : injecteur n°2  $H_L = 20$  mm  $H_G = 1,8$  mm.

### 6.4.3 Effet de la géométrie

Nous nous intéressons maintenant à l'effet de la géométrie sur les propriétés du spray.

#### 6.4.3.1 Corde moyenne

La figure 6.19 montre la corde moyenne fonction de la vitesse gaz pour les quatre épaisseurs gaz de l'injecteur n°2 de diamètre liquide égal à 5 mm. Cette figure montre que globalement, la corde moyenne varie inversement avec l'épaisseur gaz. La variation est forte entre l'injecteur d'épaisseur gaz égale à 2 mm et celui de 5 mm, mais la différence est plus faible entre l'injecteur d'épaisseur gaz égale à 5, 9,3 et 12,5 mm. En d'autres termes, il y a une sorte de saturation de la corde moyenne avec l'épaisseur gaz. La tendance avec la vitesse gaz n'est globalement pas affectée par l'épaisseur gaz. La plage de  $C_{10}$  varie de presque une décade, mais l'écart de taille de corde produite entre les épaisseurs gaz a tendance à diminuer lorsque la vitesse augmente.



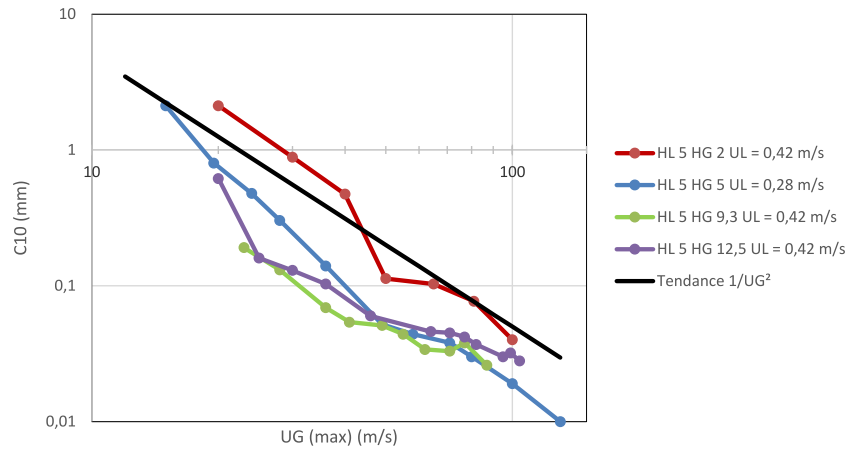


FIGURE 6.19 – Taille de corde moyenne fonction de la vitesse gaz pour plusieurs épaisseurs gaz  $H_G$  de l'injecteur n°2, à diamètre liquide  $H_L$  fixé égal à 5 mm.

Le comportement de la figure 6.19 et de l'injecteur n°2 de diamètre liquide égal à 5 mm est aussi observé pour l'injecteur n°2 de diamètre liquide égal à 20 mm. La combinaison d'un gros diamètre liquide et d'une petite épaisseur gaz est particulièrement peu efficace. Pour cet injecteur aussi, la dépendance de la corde moyenne avec  $U_G^{-2}$  est assez bien suivie, même si la gamme de vitesse gaz de l'injecteur n°2  $H_L = 20$  mm  $H_G = 24$  mm n'est pas très étendue.

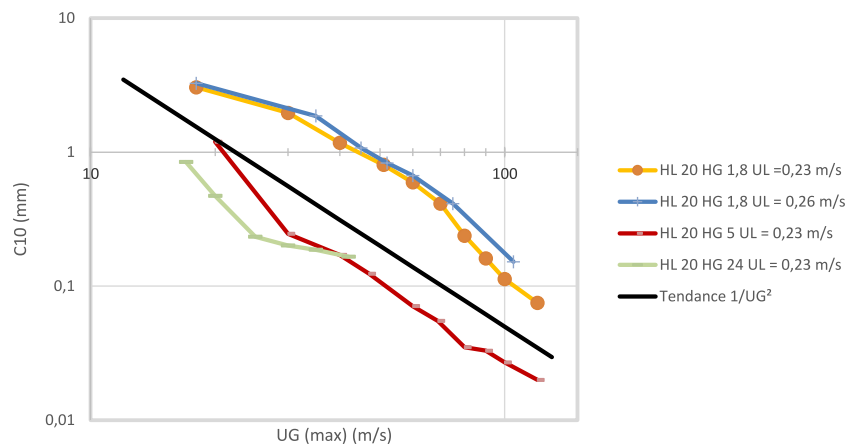


FIGURE 6.20 – Taille de corde moyenne fonction de la vitesse gaz pour plusieurs épaisseurs gaz  $H_G$  de l'injecteur n°2, à diamètre liquide  $H_L$  fixé égal à 20 mm.

L'influence de l'épaisseur gaz peut-être condensée dans la figure 6.21 suivante :

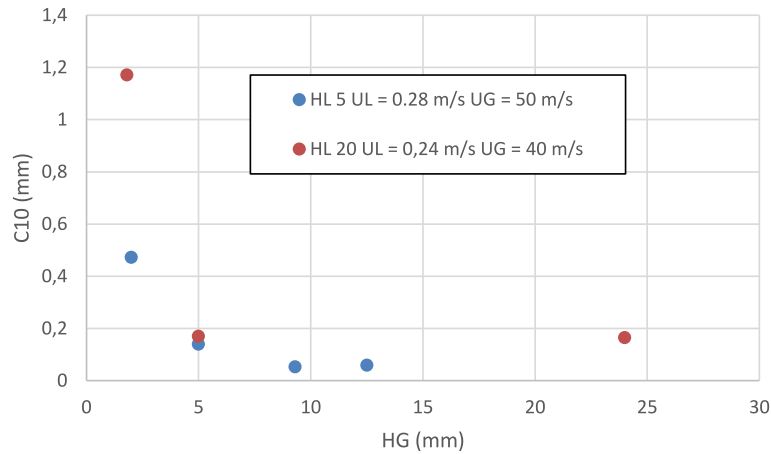


FIGURE 6.21 – Taille de corde moyenne fonction de l'épaisseur gaz pour l'injecteur n°2, pour deux diamètres liquides  $H_L = 5$  et  $20$  mm,  $U_G = 50$  m/s,  $U_L = 0,23$  m/s.

La figure 6.21 montre qu'à paramètres de contrôles fixés, l'épaisseur gaz contribue à diminuer la taille de goutte, et qu'une saturation apparaît lorsque l'épaisseur gaz est supérieure à  $10$  mm environ.

Enfin, pour des injecteurs à épaisseur gaz fixée égale à  $5$  mm, l'influence du diamètre liquide est présentée en figure 6.14. La corde moyenne ne varie pas de façon monotone avec le diamètre liquide (comme il est possible de le voir en figure 6.22), l'injecteur n°2  $H_L = 15$  mm  $H_G = 4,3$  mm ayant une corde moyenne plus importante que les deux autres. Nous rappelons que cet injecteur a ses points de mesure réalisés à des distances à l'injecteur toutes supérieures à  $2,5 L_B$ . Cependant, nous avons vu que les cordes moyennes pour des distances supérieures à  $2,5 L_B$  étaient inférieures à celles obtenues pour des distances inférieures à  $2,5 L_B$  (figure 6.2). L'écart entre l'injecteur de diamètre liquide égal à  $5$  et  $20$  mm est cependant faible, et la dépendance à  $U_G^{-2}$  semble toujours correcte.

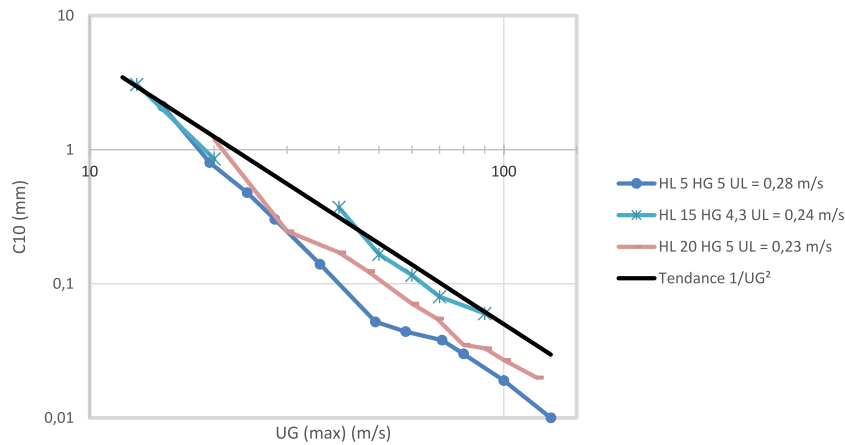


FIGURE 6.22 – Taille de corde moyenne fonction de la vitesse gaz pour plusieurs diamètres liquides  $H_L$  de l'injecteur n°2, à épaisseur gaz  $H_G$  fixée égale à  $5$  mm environ, pour une vitesse liquide égale à  $0,24$  m/s et la vitesse gaz fixée à  $50$  m/s.

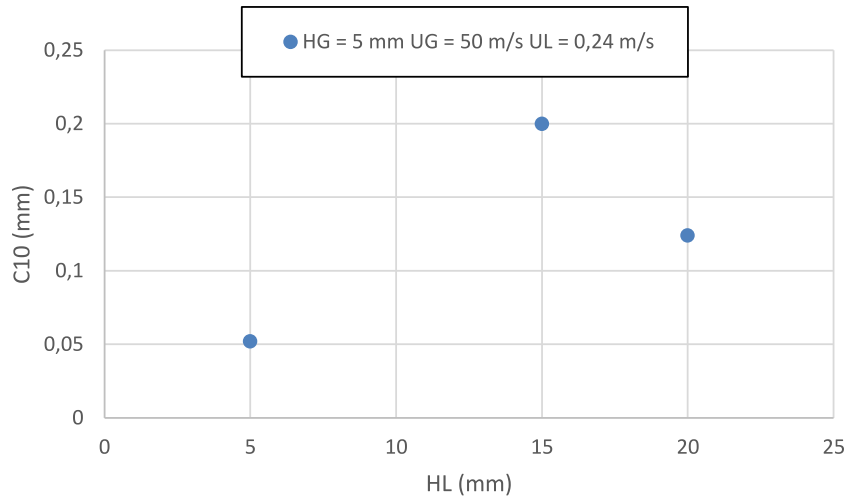


FIGURE 6.23 – Taille de corde moyenne fonction de la vitesse gaz pour plusieurs diamètres liquides  $H_L$  de l'injecteur n°2, à épaisseur gaz  $H_G$  fixée égale à 5 mm pour les injecteurs de diamètre liquide égal à 5 et 20 mm, 4,3 pour l'injecteur de diamètre liquide égal à 15 mm.

La figure 6.23 montre que la taille de goutte augmente avec le diamètre liquide, si l'on écarte l'injecteur de diamètre liquide égal à 15 mm, son épaisseur gaz étant égale à 4,3 mm, ce qui est inférieure aux 5 mm des deux autres. Comme indiqué en figure 6.21, la taille de goutte moyenne évolue fortement avec l'épaisseur gaz, surtout pour des injecteurs d'épaisseur gaz inférieure à 10 mm, ce qui est le cas de l'injecteur d'épaisseur gaz égale à 4,3 mm. En corrigeant la taille de goutte de cet injecteur avec la fonction reliant le  $C_{10}$  à l'épaisseur gaz, nous obtenons une taille de corde égale à 0,162 mm, ce qui est encore supérieur à la valeur de 0,124 mm de l'injecteur de diamètre liquide égal à 20 mm. Avec les données dont nous disposons, nous ne savons pas si cet injecteur est particulier ou si la tendance avec  $H_L$  est plus complexe.

#### 6.4.3.2 Densité de flux volumique

Concernant la densité de flux volumique, la figure 6.24 montre que la densité de flux volumique sur l'axe augmente lorsque  $H_G$  augmente. L'injecteur n°2  $H_L = 5$  mm  $H_G = 2$  mm a une densité de flux volumique légèrement décalée en vitesse gaz par rapport aux autres injecteurs. La figure 6.25 montre l'angle d'ouverture du jet connexe (voir section 4.2.1.2 pour plus de détails sur son obtention) fonction de la vitesse gaz, et l'angle de spray pour l'injecteur n°2  $H_L = 5$  mm  $H_G = 2$  mm. Nous pouvons observer que le maximum d'angle d'ouverture du spray est légèrement décalé pour l'injecteur n°2  $H_L = 5$  mm  $H_G = 2$  mm, alors qu'il ne l'est pas pour l'injecteur n°2  $H_L = 5$  mm  $H_G = 5$  mm. Il semble bien que le flux volumique soit lié à l'angle d'ouverture du spray, et pas seulement à l'angle d'ouverture du jet connexe. L'angle d'ouverture du spray ne permet cependant pas d'expliquer pourquoi la densité de flux volumique pour la partie croissante avec la vitesse gaz croît avec l'épaisseur gaz, les angles de spray pour les injecteurs n°2  $H_L = 5$  mm d'épaisseurs gaz 5, 9,3 et 12,5 n'ayant pas été triés de la même manière que les densités de flux volumiques respectifs. Intuitivement, une épaisseur gaz plus importante produit un « guidage » plus fort de l'écoulement et ainsi contribue à diminuer la densité du flux volumique. L'angle du spray ne confirme pas nettement cette intuition. Il est possible qu'il y ait un autre phénomène que nous ne connaissons pas qui contribue à la densité de flux volumique, comme la forme des structures liquides.

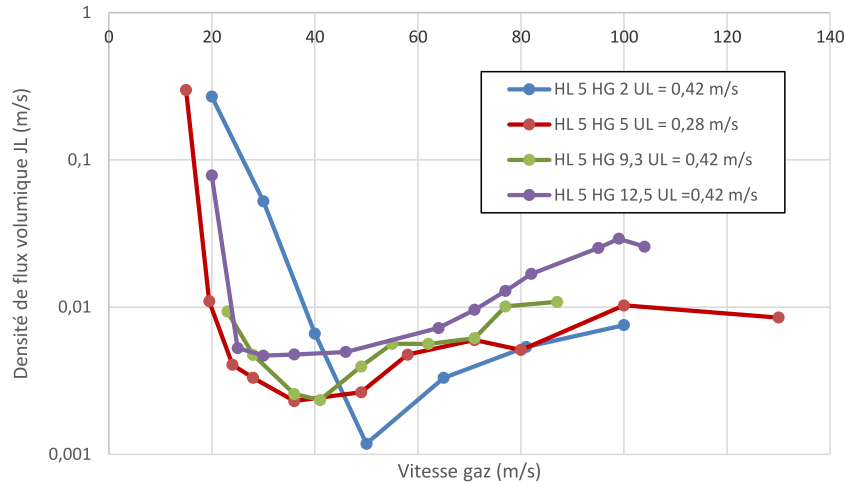


FIGURE 6.24 – Densité de flux volumique fonction de la vitesse gaz pour plusieurs épaisseurs gaz  $H_G$  de l'injecteur n°2, à diamètre liquide  $H_L$  fixé égal à 5 mm.

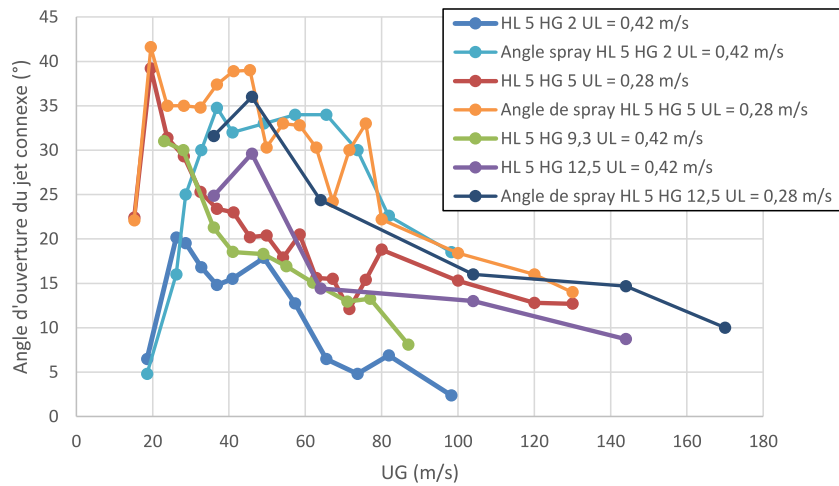


FIGURE 6.25 – Angle d'ouverture du jet connexe fonction de la vitesse gaz pour plusieurs épaisseurs gaz  $H_G$  de l'injecteur n°2, à diamètre liquide  $H_L$  fixé égal à 5 mm.

L'effet de l'épaisseur gaz pour les injecteurs de diamètre liquide égal à 20 mm est présenté en figure 6.26. Hormis l'injecteur n°2  $H_L = 20$  mm  $H_G = 1,8$  mm qui possède un angle d'ouverture du spray se développant à vitesse gaz élevée (voir figure 6.16), la conclusion est la même que pour les injecteurs de diamètre liquide égal à 5 mm : l'augmentation de l'épaisseur conduit à augmenter la densité de flux volumique liquide sur l'axe, bien que la plage de vitesse gaz pour l'injecteur n°2  $H_L = 20$  mm  $H_G = 24$  mm soit réduite.

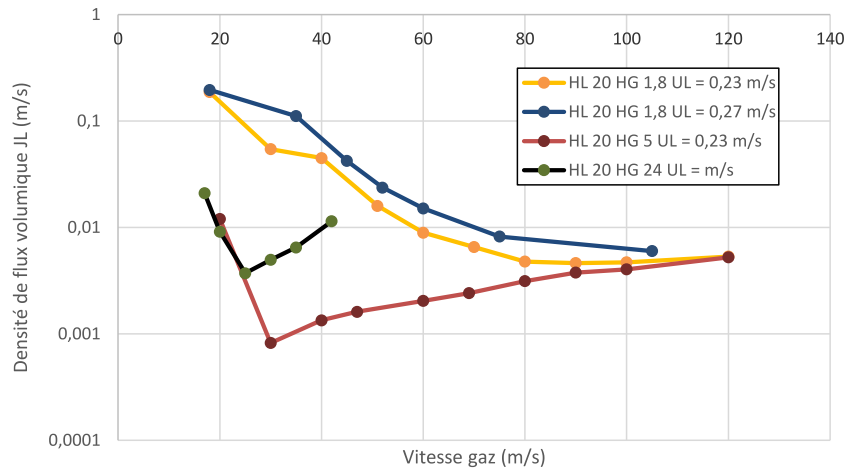


FIGURE 6.26 – Densité de flux volumique fonction de la vitesse gaz pour plusieurs épaisseurs gaz  $H_G$  de l’injecteur n°2, à diamètre liquide  $H_L$  fixé égal à 20 mm.

L’effet du diamètre liquide pour les injecteurs d’épaisseur gaz d’environ égale à 5 mm est présenté en figure 6.27 suivante. La densité de flux volumique est plus importante pour l’injecteur de diamètre liquide égal à 5 mm, et plus faible pour l’injecteur de diamètre liquide égal à 20 mm.

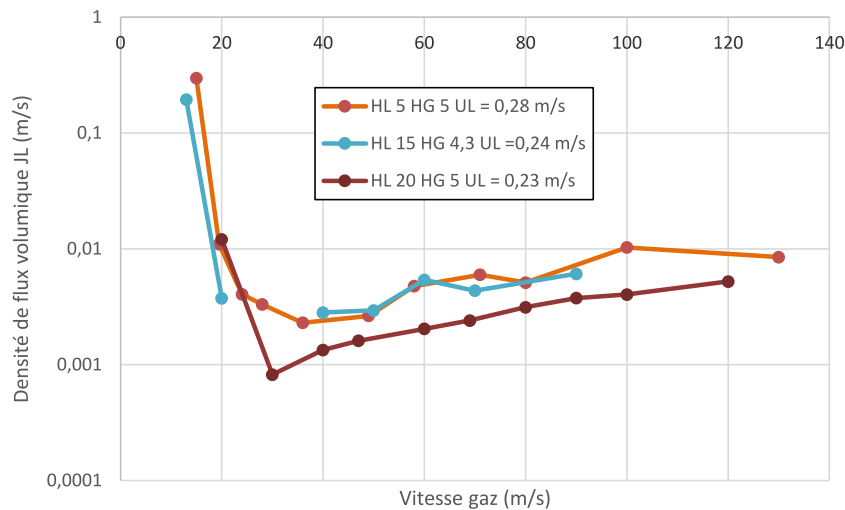


FIGURE 6.27 – Densité de flux volumique fonction de la vitesse gaz pour plusieurs diamètres liquides  $H_L$  de l’injecteur n°2, à épaisseur gaz  $H_G$  fixée égal à 5 mm environ.

Nous avons vu que la densité de flux volumique diminuait avec la distance à l’injecteur (figure 6.4). Les distances à l’injecteur relativement à  $L_B$  sont plus importantes pour l’injecteur  $H_L = 5 H_G = 5$  mm que pour l’injecteur  $H_L = 20 H_G = 5$  mm (annexe F.3), ce qui va dans le sens contraire à ce que nous devrions attendre.

#### 6.4.4 Tentative de réduction des données de corde

Nous avons également cherché à réduire les données de taille de corde, sous la forme suivante :

$$C_{10} = K U_L U_G^{Expo} UG(H_G, H_L) K_{H_G} H_G^{Expo} H_G$$

et à identifier les paramètres de cette loi fonction de la géométrie. La corde moyenne et l’épaisseur gaz sont indiqués en mm, la vitesse gaz et liquide est en m/s. Le rapport de la loi d’échelle proposée ci-dessus sur la taille de corde moyenne est présenté en figure 6.28 suivante :

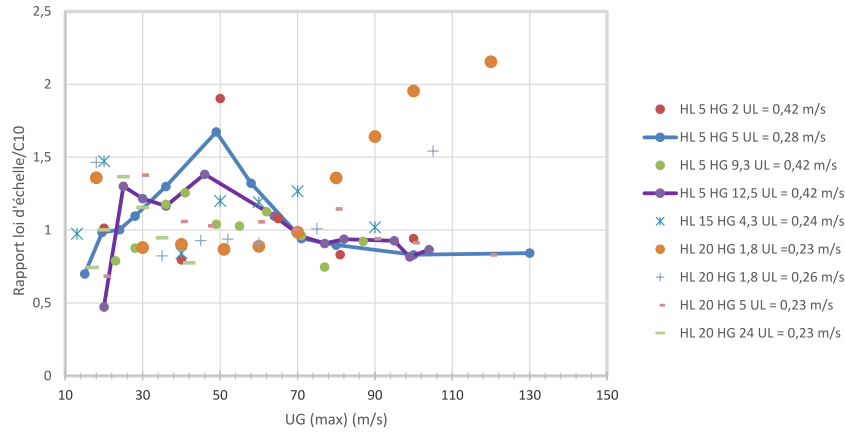


FIGURE 6.28 – Rapport de la loi d'échelle de la forme  $KU_L U_G^{Expo} UG(H_G, H_L) K_{HG} H_G^{Expo} H_G$  sur la taille de corde moyenne.

La dispersion est due en grande partie aux écarts à la dépendance à la vitesse gaz, même lorsque l'exposant sur la vitesse gaz est varié. Les coefficients utilisés sont donnés dans le tableau 6.29. L'exposant de la vitesse gaz a tendance à diminuer (en valeur absolue) avec l'épaisseur gaz.

Géométrie (mm)	$K$	$Expo UG(H_G, H_L)$	$K_{HG}$	$Expo H_G$
$H_L 5 H_G 2 U_L = 0,42 \text{ m/s}$	18 500	-2,512	1,3298	-1,39
$H_L 5 H_G 5 U_L = 0,28 \text{ m/s}$	24 000	-2,393	1,3298	-1,39
$H_L 5 H_G 9,3 U_L = 0,42 \text{ m/s}$	450	-1,381	1,3298	-1,39
$H_L 5 H_G 12,5 U_L = 0,42 \text{ m/s}$	900	-1,508	0,003	1,2464
$H_L 15 H_G 4,3 U_L = 0,24 \text{ m/s}$	12 500	-2	1,3298	-1,39
$H_L 20 H_G 1,8 U_L = 0,23 \text{ m/s}$	4 300	-1,71	1,3298	-1,39
$H_L 20 H_G 5 U_L = 0,23 \text{ m/s}$	17 000	-2,176	1,3298	-1,39
$H_L 20 H_G 24 U_L = 0,23 \text{ m/s}$	2 500	-1,754	0,003	1,2464

FIGURE 6.29 – Coefficients de l'expression de la forme  $C_{10} = KU_L U_G^{Expo} UG(H_G, H_L) K_{HG} H_G^{Expo} H_G$ .

Une loi écrite sous forme adimensionnelle serait préférée, cependant l'échelle de longueur pertinente pour le  $C_{10}$  n'est pas aisée à identifier.

### 6.4.5 Conclusion

En conclusion sur cette partie, la corde moyenne sur l'axe se comporte globalement en  $U_G^{-2}$ , l'exposant sur la vitesse gaz dépendant de l'épaisseur gaz, variant entre -1,4 et -2,5. La corde moyenne s'écarte cependant d'une loi puissance sur la vitesse gaz, ceci pouvant être en partie expliqué par le changement de type de brisure et des tailles caractéristiques des structures liquides. Nous rappelons que la corde moyenne est une vue simplifiée de distributions de cordes à plusieurs bosses. La corde moyenne semble linéaire avec la vitesse liquide, même si nos données sont trop limitées pour le confirmer. La corde moyenne décroît lorsque l'épaisseur gaz s'accroît et sature lorsque l'épaisseur gaz devient importante. La tendance de la corde moyenne avec le diamètre liquide n'est pas monotone, il semble toutefois que la combinaison d'une épaisseur gaz petite et d'un diamètre liquide important produise des gouttes de taille plus importantes relativement aux autres injecteurs et à vitesses des phases similaires. La plage de taille de corde varie sur près d'une décade entre les géométries, cette dispersion étant principalement liée à l'épaisseur gaz.

Concernant la densité de flux volumique sur l'axe, cette dernière commence par décroître avec la vitesse gaz pour ré-augmenter ensuite. La vitesse liquide tend à augmenter la densité de flux, même

si les vitesses liquide ont été peu variées. Le diamètre liquide lorsqu'il augmente tend à diminuer la densité de flux volumique sur l'axe, ce qui semble étonnant, un jet liquide de plus gros diamètre étant a priori plus difficile à fragmenter et à disperser. La densité de flux volumique semble dépendre de l'angle d'ouverture du spray, et dépendre ainsi en partie de l'angle d'ouverture du jet connexe et donc du flapping.

## 6.5 Éléments de modélisation

Nous revenons ici sur la proposition de Araï et Hashimoto 1985 [4] concernant le diamètre de Sauter pour une nappe liquide cisailée. Nous rappelons que la corde moyenne  $C_{10}$  est proportionnelle au diamètre moyen de Sauter  $d_{32}$  (voir section 2.3.4). Ces auteurs proposent la relation suivante pour le SMD :

$$\frac{D_{32}}{H_L} \propto \left( \frac{H_L \cdot f_{flapping}}{V_*} \right)^{-2} \quad (6.1)$$

où  $V_*$  est la vitesse capillaire :  $V_* = \sqrt{\frac{\sigma}{\rho_L \cdot H_L}}$ . La relation (6.1) faisant intervenir la fréquence du flapping qui présente deux comportements avec la vitesse gaz, nous devons tester la relation (6.1) pour ces deux comportements.

La relation (6.1) ne permet de collapser raisonnablement nos données de fréquence mesurées pour le flapping du comportement n°1, comme nous pouvons le remarquer en figure 6.30. L'effet de l'épaisseur gaz n'est pas pris en compte par cette loi d'échelle.

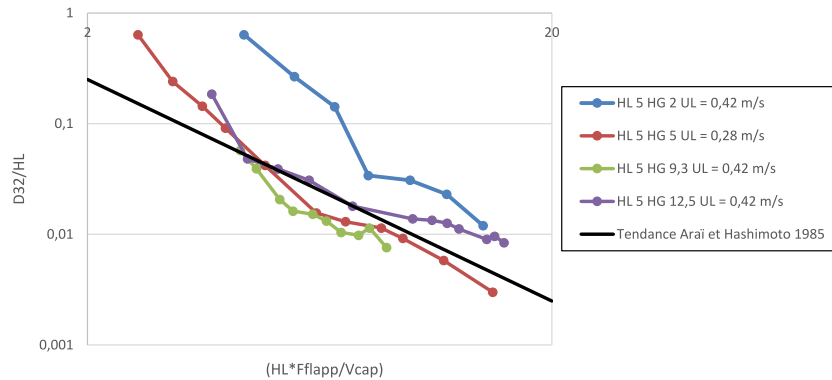


FIGURE 6.30 – Test de la loi d'échelle proposée par Araï et Hashimoto 1985 [4]  $\frac{D_{32}}{H_L} \propto \left( \frac{H_L \cdot f_{flapping}}{V_*} \right)^{puissance}$  sur les données de SMD de l'injecteur n°2 de diamètre liquide égal à 5 mm. La puissance n'est pas forcée à -2 afin de vérifier le lien entre les deux groupes adimensionnels.

Pour le comportement n°1, la fréquence du flapping est en première approximation proportionnelle à la vitesse gaz. Le diamètre de Sauter dans la relation 6.1 étant proportionnel à  $f_{flapp}^{-2}$ , la tendance pour le  $d_{32}$  prédite par la relation 6.1 est donc en  $U_G^{-2}$ .

L'indépendance de la fréquence du flapping pour le comportement n°2 produirait à l'aide de la relation 6.1 un diamètre moyen de Sauter constant. Cette loi d'échelle n'est donc pas suffisante pour décrire la taille de goutte dans le flapping du comportement n°2.

Une autre limitation de cette loi d'échelle est la dépendance du diamètre de Sauter avec le diamètre liquide. La dépendance de la taille de goutte prédite par la relation 6.1 est en  $H_L^{-2}$ , ce qui n'est pas observé. La dépendance proposée du diamètre de Sauter à  $H_L$  n'est donc pas la bonne. Les données de Araï et Hashimoto 1985 [4] à épaisseur de nappe variée ne sont également pas bien collapsées.

N'ayant pas fait varier la tension de surface, il n'est donc pas certain que la vitesse capillaire soit pertinente dans cette loi d'échelle. La dépendance du  $d_{32}$  à la fréquence du flapping ne semble pas universelle non plus, alors que la tendance en  $U_G^{-2}$  est plus robuste.

Nous avons remarqué à faible vitesse gaz que les gouttes produites provenaient de la fragmentation de fragments du jet liquide. Ces derniers se fragmentent à l'aide de l'instabilité de Rayleigh-Plateau, et leur diamètre est donc lié au diamètre des fragments initiaux. Ces fragments initiaux sont quant à eux des produits de l'instabilité de flapping : cette instabilité étire le jet liquide. En connaissant la longueur du tronçon de liquide et le nombre de tronçons produits par seconde (proche de la fréquence du flapping), il est possible de calculer à l'aide de la conservation du débit liquide le diamètre du tronçon, qui est le même que celui des fragments qui produiront les gouttes. Un schéma du processus est donné en figure 6.31.

Nous partons du diamètre de goutte final, en partant de l'hypothèse d'une brisure d'un tronçon de liquide de diamètre  $D_{ligament}$  en gouttes à l'aide de l'instabilité de Rayleigh-Plateau, ce qui donne :

$$D_{goutte} = 1,89D_{ligament} \quad (6.2)$$

Nous cherchons à présent à exprimer le diamètre du ligament à partir de l'étirement du jet liquide. Nous pouvons relier des grandeurs géométriques et temporelles : chaque longueur d'onde du flapping  $\lambda$  apparaît à la fréquence du flapping  $f_{flapping}$ . Ceci nous permet d'exprimer le débit liquide en fonction de la géométrie du tronçon (volume) et de la fréquence du flapping, comme suit :

$$Q_L = \pi \frac{D_{ligament}^2}{4} \cdot L_{ligament} \cdot f_{flapping} \quad (6.3)$$

Il ne nous reste plus qu'à expliciter la longueur du ligament  $L_{ligament}$ . Nous pouvons relier cette longueur avec l'amplitude du flapping à la brisure et la longueur d'onde également à la brisure de la manière suivante :

$$L_{ligament} = 2 \cdot Amplitude_{brisure} + \lambda_{brisure} \quad (6.4)$$

Ce qui nous permet d'obtenir la relation suivante pour le diamètre de goutte. On obtient ainsi :

$$D_{goutte} = 2 \cdot 1,89 \cdot \sqrt{\frac{Q_L}{\pi \cdot (2 \cdot Amplitude_{brisure} + \lambda_{brisure}) \cdot f_{flapping}}} \quad (6.5)$$

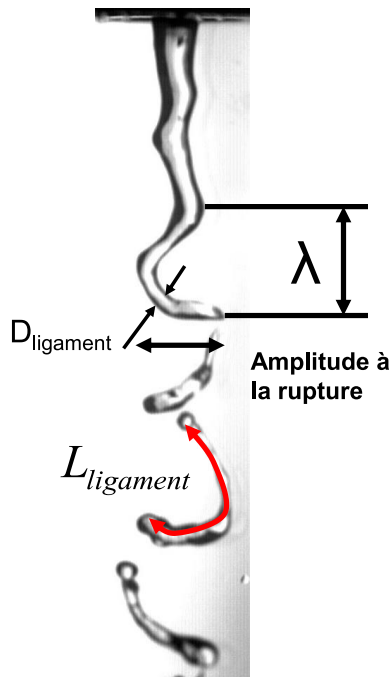


FIGURE 6.31 – Schéma des grandeurs présentes lors de la fragmentation du jet à basse vitesse gaz.



Nous avons testé la relation (6.5) à partir de mesures de longueur d'onde à la brisure, d'amplitude à la brisure et de la fréquence de flapping, ce qui nous permet de comparer les résultats du modèle à la mesure, présenté en figure 6.32 suivante :

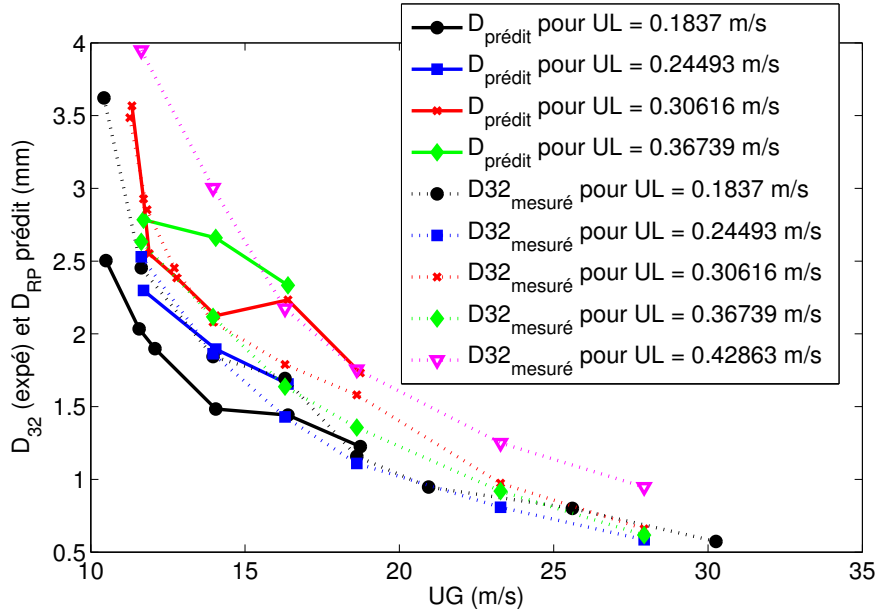


FIGURE 6.32 – Prédiction ( $D_{RP} = D_{goutte}$ ) et mesure de taille de goutte  $D_{32}$  sur données de l'injecteur n°1.

La prédiction de la relation est relativement correcte, les données d'entrée nécessaires au modèle sont des mesures de la longueur d'onde à la brisure, de l'amplitude à la brisure et bien sûr de la longueur de brisure, ainsi que la fréquence du flapping. La gamme de vitesse gaz étudiée est très étroite, le travail de mesure notamment de la longueur d'onde étant assez long et délicat. Ce travail n'a pas été réalisé sur l'injecteur n°2.

La relation (6.5) montre que la taille de goutte produite par la désintégration de structures liquides du flapping à basse vitesse gaz est pilotée par la longueur d'onde, qui n'est pas constante dans l'espace à cause de l'accélération du jet liquide par la pesanteur et la trainée gaz, et l'amplitude du flapping à la brisure. Afin de tester cette relation, il est nécessaire d'avoir quatre lois d'échelles : une pour la longueur de brisure, pour l'amplitude du flapping, pour la longueur d'onde et une dernière pour la fréquence du flapping. Avec ce que nous avons vu dans les précédents chapitre, nous n'avons que la loi d'échelle pour la fréquence du flapping, celle pour la longueur de brisure n'étant disponible que pour le régime asymptotique avec la vitesse gaz, et nous n'avons que peu d'éléments pour la longueur d'onde et l'amplitude, ces dernières étant dépendantes de la forme du jet au cours du temps et des vagues, ainsi que de l'écoulement gaz autour de ces structures liquides. Aller jusqu'à la dépendance aux paramètres de contrôle pour cette relation est donc pour l'instant hors de portée, mais les résultats semblent encourageants. Le diamètre du ligament doit également être adapté au régime de brisure rencontré. La dépendance de la brisure au flapping semble plus compliquée pour les injecteurs ayant un flapping de comportement n°2. La tendance avec la vitesse gaz étant relativement robuste, il semble donc que le mécanisme de brisure du jet et la production de fragments liquides ne soit pas uniquement lié au flapping, surtout à forte vitesse gaz.

Nous allons maintenant regarder plus précisément l'effet du flapping sur le spray.

## 6.6 Organisation spatiale du spray et flux volumique : effet du flapping

La configuration d'écoulement a déjà été présentée en section 5.3.1.6. La configuration d'écoulement (injecteur n°2  $H_L = 5$  mm,  $H_G = 5$  mm,  $U_L = 0,69$  m/s,  $U_G = 57$  m/s) permet en ajoutant des pailles dans le Pitot liquide d'éliminer le mode  $n = -1/1$  et le flapping. Sans changer les paramètres de contrôle, il est donc possible d'avoir une configuration avec ou sans flapping, ce qui permet d'étudier entre autres l'impact du flapping sur le spray.

### 6.6.1 Effet du flapping sur la fonction densité de probabilité

Pour commencer, nous regardons simultanément les distributions de corde sur l'axe pour la configuration forcée (mode  $n = 0$ ), et la configuration naturelle (mode  $n = 1$ ), en figure 6.33 suivante :

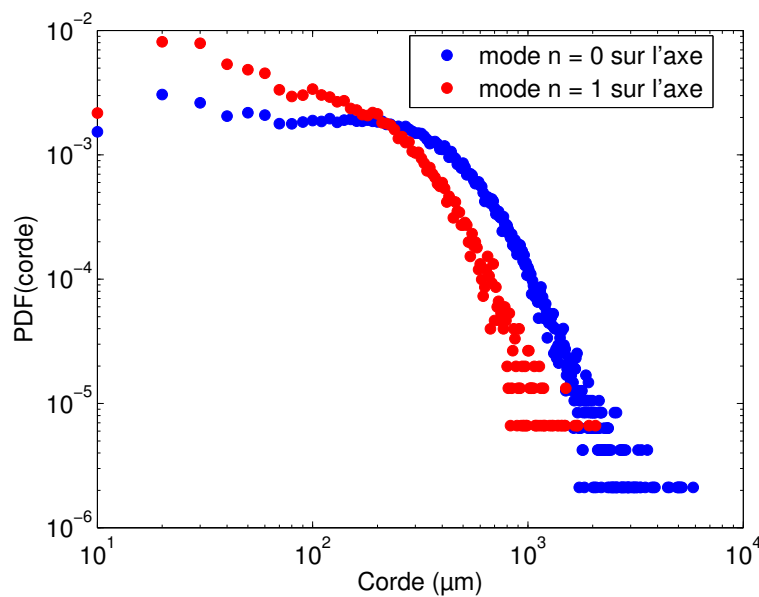


FIGURE 6.33 – Distributions de corde pour les configurations avec et sans flapping, pour la condition expérimentale injecteur n°2  $H_L = 5$  mm,  $H_G = 5$  mm,  $U_L = 0,69$  m/s,  $U_G = 57$  m/s.

Nous pouvons remarquer sur la figure 6.33 que la présence du mode  $n = -1/1$  produit de plus petites gouttes et moins de grosses que lorsque le mode  $n = 0$  seul est présent.

A 25 mm de l'axe, la figure 6.34 montre les deux distributions obtenues en présence prédominante des modes  $n = 0$  et  $n = -1/1$ . Les distributions sont à cette distance équivalentes.

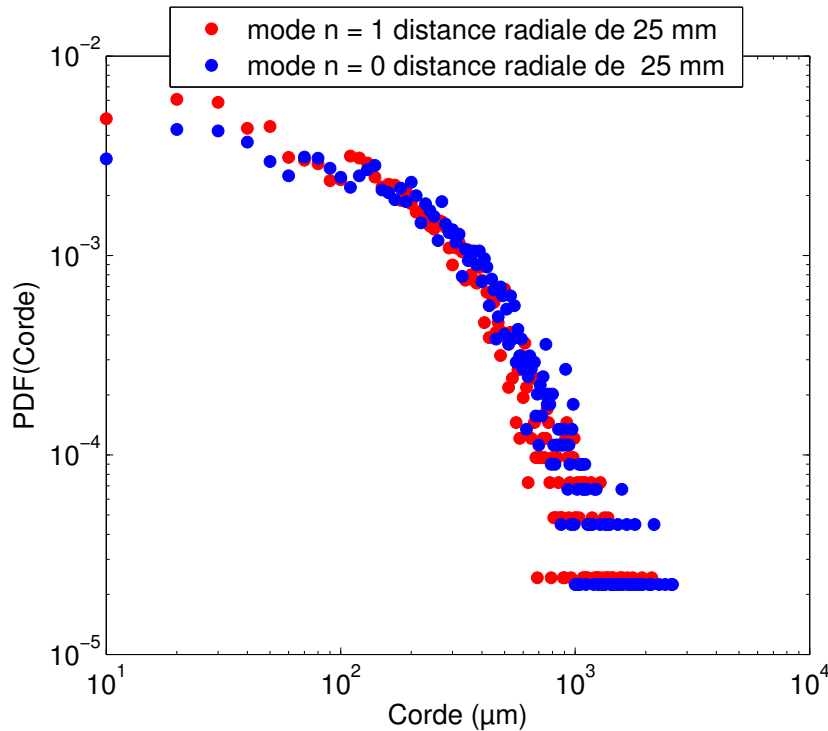


FIGURE 6.34 – Prédiction et mesure de taille de goutte D32 sur données de l’injecteur n°1.

Il semble donc que le mécanisme de brisure avec ou sans flapping produise le même type de distribution de taille de gouttes en périphérie du jet, mais la distribution au centre du spray est différente suivant que le mode  $n = 1$  soit présent ou non. Ceci illustre l’influence de l’instabilité de cisaillement sur le spray sur l’axe. Il serait intéressant de faire la même mesure à vitesse gaz plus élevée, afin de regarder si l’écart entre les deux distributions est toujours aussi marqué.

### 6.6.2 Effet du flapping sur la corde moyenne

Nous nous intéressons maintenant à l’effet de la présence du mode sur le profil de corde moyenne, en présence et absence du mode  $n = -1/1$  et ainsi du flapping. La figure 6.35 montre un profil de corde moyenne lorsque le mode  $n = 0$  est dominant et un autre profil lorsque le mode  $n = -1/1$  est dominant. Nous pouvons remarquer sur cette figure 6.35 que la valeur de corde moyenne sur l’ensemble du profil radial est plus petite lorsque le mode  $n = -1/1$  et le flapping est présent (presque un facteur 2 sur l’axe). Il semble donc que les structures liquides produites par le mode  $n = 0$  sont moins efficacement brisées par l’écoulement gaz que les structures liquides produites par le mode  $n = -1/1$  et le flapping.

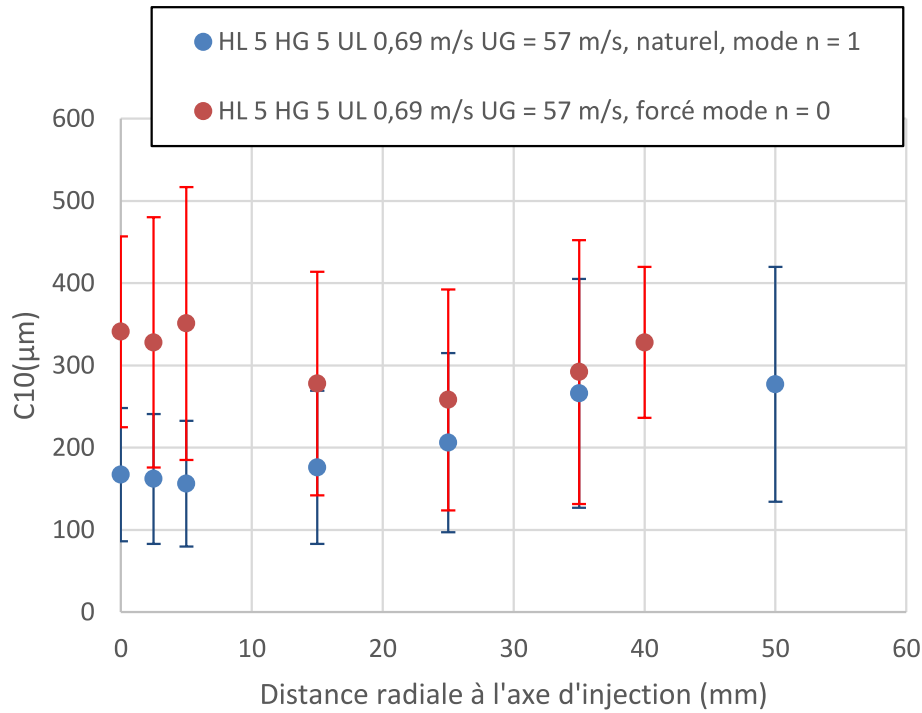


FIGURE 6.35 – Profil radial de taux de plein  $\alpha$ . Conditions expérimentales : injecteur n°2  $H_L = 5$  mm,  $H_G = 5$  mm,  $U_L = 0,69$  m/s,  $U_G = 57$  m/s.

La différence de taille de gouttes avec la présence du flapping mis en évidence ici ouvre une perspective de contrôle de la taille de goutte sur l'axe, moyennant le contrôle du profil de vitesse liquide et/ou du taux de turbulence liquide.

### 6.6.3 Effet du flapping sur la densité de flux volumique

Concernant la densité de flux volumique, nous avons tracé deux profils de densité de flux, pour les deux configurations où chaque mode est prépondérant séparément. Les profils sont présentés en figure 6.36 suivante :

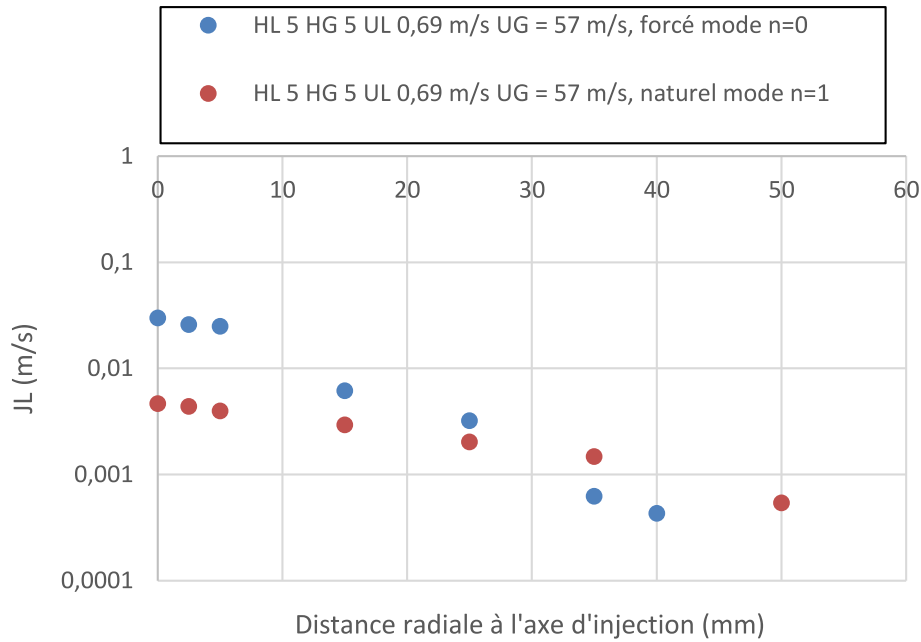


FIGURE 6.36 – Profil radial de taux de plein  $\alpha$ . Conditions expérimentales : injecteur n°2  $H_L = 5$  mm,  $H_G = 5$  mm,  $U_L = 0,69$  m/s,  $U_G = 57$  m/s.

Le profil de densité de flux volumique est affecté par différence suivant la présence ou non de la combinaison des modes  $n = -1/1$ . Quand le mode  $n = -1/1$  est présent, le profil de flux volumique est plus plat et sa valeur sur l'axe plus faible. Nous faisons remarquer que l'intégration de ce profil de densité de flux permet de retrouver le débit liquide d'injection à moins de 10 % près pour les deux profils. La brisure des structures du flapping à ces vitesses gaz et liquide distribue donc mieux dans l'espace le liquide que lorsque les structures produites par le mode  $n = 0$  sont présentes.

Pour ce cas présent, un plus grand angle d'ouverture du jet liquide (voir figure 4.44) conduit à une valeur de densité de flux volumique sur l'axe plus faible.

#### 6.6.4 Effet du flapping sur le profil de débit liquide par anneau

Le débit liquide par anneau est l'intégration de la densité de flux sur des anneaux concentriques, autour de chaque point de mesure de la densité de flux. Le graphe de la figure 6.37 permet de constater que le mode  $n = 0$  et le mode  $n = 1/-1$  ne produisent pas la même répartition de débit liquide dans le spray. Comme nous l'avons déjà vu, le flapping (associé à l'amplification du mode  $n = 1/-1$ ) répartit mieux dans l'espace le liquide que le mode  $n = 0$ . Ce dernier produit une zone du spray de fort débit beaucoup plus localisée que pour le mode  $n = -1/1$ .

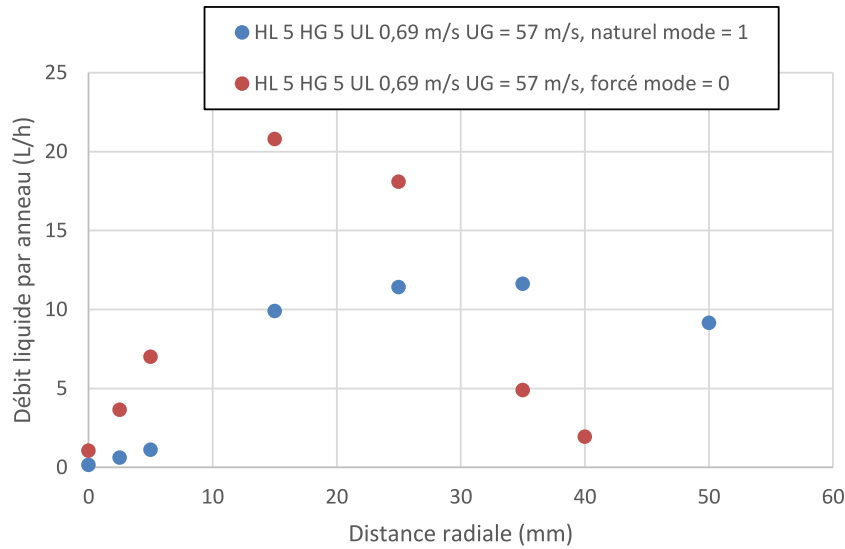


FIGURE 6.37 – Profil radial de débit liquide intégré par anneaux autour de chaque position de mesure de  $J_L$ . Nous avons tracé  $\int 2\pi J_L(R) R dR$  pour chaque position de mesure de  $J_L$ . Conditions expérimentales : injecteur n°2  $H_L = 5$  mm,  $H_G = 5$  mm,  $U_L = 0,69$  m/s,  $U_G = 57$  m/s.

### 6.6.5 Effet du flapping sur la vitesse arithmétique des gouttes

La présence du flapping a également un fort effet sur la vitesse des gouttes, comme il est possible de le voir en figure 6.38. Le mode  $n = 1/ - 1$  produit des vitesses moyenne plus élevées au centre et décroissantes avec la distance à l'axe d'injection. Le mode  $n = 0$  produit quant à lui un profil en cloche, avec un maximum de vitesse situé entre 5 et 15 mm de rayon, ce qui explique en partie d'ailleurs le fort débit liquide par anneaux dans cette section. La vitesse des gouttes est par contre plus faible au centre pour ce mode  $n = 0$ . Nous pouvons supposer que le jet liquide est moins bien entraîné et brisé par le jet gaz car moins bien exposé à celui-ci. La taille de goutte est donc plus grande sur l'axe que pour le mode  $n = 1/ - 1$ .

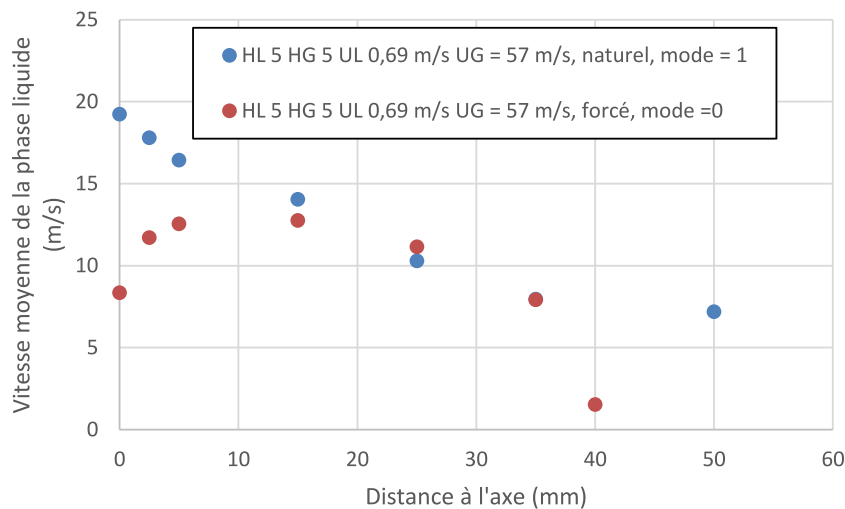


FIGURE 6.38 – Profil radial de la vitesse arithmétique de la vitesse des gouttes. Conditions expérimentales : injecteur n°2  $H_L = 5$  mm,  $H_G = 5$  mm,  $U_L = 0,69$  m/s,  $U_G = 57$  m/s.

### 6.6.6 Conclusion sur l'organisation du spray dans l'espace

Le forçage de l'absence du mode  $n = -1/1$  pour une configuration d'injection à paramètres de contrôle fixés a permis de mettre en évidence quelques propriétés de la désintégration des structures du flapping et les comparer au spray produit par la désintégration des structures produites par le mode  $n = 0$ . La taille de corde produite par la désintégration des structures du flapping est ainsi plus petite (presque 2 fois) que la taille de corde produite par la brisure des structures produites par le mode  $n = 0$ . La densité de flux volumique est plus homogène en présence du flapping qu'en son absence.

## 6.7 Conclusion sur le spray

Nous avons vu que les caractéristiques du spray évoluaient dans l'espace et avec les paramètres de contrôle. En particulier, la corde moyenne diminue avec la distance verticale. Pour une configuration donnée, une distance verticale à l'injecteur pour laquelle la taille change est environ  $2,5 L_B$ . Ce comportement est cependant à confirmer pour d'autres conditions d'injection.

Nous avons vu également que les distributions de corde variaient fortement avec la vitesse gaz, et que ces dernières étaient bi-modales. Le spray sur l'axe à grande distance de l'injecteur serait donc un mélange de plusieurs populations de gouttes, issues de plusieurs mécanismes de brisure sur des structures liquides différentes. Ces mécanismes de brisure associés aux structures liquides seraient l'épluchage des vagues de l'instabilité de cisaillement, l'épluchage des structures produites par le flapping, la brisure des structures en forme de sac du flapping et des ligaments qui relient les vagues entre elles. Les distributions de gouttes issues de la brisure de ligaments et de sacs est plutôt décrite par une distribution Gamma, qui nécessite deux paramètres. La réduction de la distribution en un seul scalaire comme nous l'avons fait est réalisée faute de mieux, les distributions mesurées étant au moins la superposition de deux distributions, et nécessitant au moins deux paramètres. L'écart-type de ces distributions est importante.

Des profils radiaux de caractéristiques du spray ont été réalisés, et montrent que la taille de goutte augmente avec la distance à l'axe d'injection, ce qui est consistant avec un mécanisme d'éjection des gouttes et leur entraînement par le jet gaz. Les plus petites gouttes sont en effet plus facilement entraînées que les grosses. La densité de flux volumique diminue elle avec la distance radiale, le débit liquide passant par des anneaux concentriques étant cependant plus important en périphérie qu'au centre.

A position de mesure fixe, 10 cm sous l'axe pour l'injecteur de diamètre liquide égal à 5 mm et à 30 cm sous l'injecteur pour l'injecteur de diamètre liquide égal à 15 et 20 mm, une tendance assez forte avec la vitesse gaz est présente. La corde moyenne évolue ainsi en  $U_G^{-2}$  grossièrement, l'exposant sur la vitesse gaz dépendant cependant de l'épaisseur gaz. Des écarts à cette loi puissance subsistent néanmoins, ceci pouvant être attribué au changement de type de brisure et des tailles caractéristiques des structures liquides. Même si notre jeu de données est limité concernant la vitesse liquide, la corde moyenne semble proportionnelle à la vitesse liquide. L'épaisseur gaz lorsqu'elle augmente tend à diminuer la corde moyenne tous paramètres fixés, jusqu'à une valeur limite, la taille n'évoluant plus ensuite. La quantité de mouvement gaz totale  $\rho_G U_G^2 H_G$  n'est en effet utilisée que dans la couche de mélange gaz liquide, qui a une épaisseur finie. Toute augmentation de l'épaisseur gaz au-delà de ce qui est utilisable ne sert pas à briser le jet. L'évolution de la taille de corde avec le diamètre liquide n'est quant à elle pas monotone. La densité de flux volumique sur l'axe semble liée à l'angle d'ouverture du spray surtout à faible vitesse gaz. La densité de flux volumique augmente sur l'axe lorsque l'épaisseur gaz est accrue. Ce comportement n'est cependant pas vraiment corrélé à l'évolution de l'angle de spray, la densité de flux volumique sur l'axe ne dépend pas seulement de l'angle d'ouverture du spray. L'augmentation du diamètre liquide conduit à diminuer la densité de flux sur l'axe, ce qui est étonnant, un jet de gros diamètre étant a priori plus difficile à briser et à disperser. Le flapping déplace latéralement un jet qui est plus difficile à disperser qu'un jet de petit diamètre, à vitesse gaz égale, et enverrait donc plus de liquide en périphérie que pour les injecteurs de diamètre liquide plus petits.

Cette hypothèse reste cependant à vérifier par des mesures. La plage de taille de corde varie sur près d'une décade entre les géométries, cette dispersion étant principalement liée à l'épaisseur gaz.

Concernant la taille de goutte, la proposition de Araï et Hashimoto [4] donne des résultats mitigés sur nos données et ne permet pas de prendre en compte l'effet de l'épaisseur gaz. En particulier, elle ne donne une taille de goutte décroissante avec la vitesse gaz (ce qui est observé) que pour le régime de flapping qui dépend de la vitesse gaz. La fréquence du flapping du comportement  $n^2$  étant indépendante de la vitesse gaz, ceci conduirait à prédire une taille de goutte constante, ce qui n'est pas observé expérimentalement. Nous avons proposé un modèle lié à l'étirement du jet par le flapping. Ce modèle est basé sur le fait qu'à basse vitesse gaz, des segments de jet sont produits, qui se brisent en gouttes sous l'effet de l'instabilité de Rayleigh-Plateau. Le diamètre des gouttes est ainsi lié au diamètre du ligament, sa taille dépendant de la fréquence du flapping, de la longueur d'onde et de l'amplitude à la brisure. La prédiction de ces grandeurs est cependant complexe, une loi d'échelle n'a donc pas pu être formulée. Son domaine de validité n'a pas pu être précisé non plus.

Enfin, l'effet du flapping sur le spray a pu être étudié à l'aide d'une configuration particulière, où la présence du mode  $n = 1/ - 1$  a pu être contrôlée, tous les paramètres de contrôle étant fixés ( $U_G$ ,  $U_L$ ,  $H_L$ ,  $H_G$ ). Nous avons pu montrer que la taille de corde est diminuée lorsque le mode  $n = 1/ - 1$  est prépondérant sur le mode  $n = 0$  par rapport à la configuration où le mode  $n = 0$  est seul présent. L'effet sur la corde est principalement visible au coeur du spray, l'effet en périphérie étant plus limité. Le profil radial de densité de flux volumique est également modifié, et devient plus plat lorsque le mode  $n = 1/ - 1$  est présent. La densité de flux est plus faible sur l'axe quand le mode  $n = 1/ - 1$  est prépondérant. Le profil de débit liquide par anneaux concentriques est également différente lorsque la prépondérance des deux modes est modifiée.

Pour aller plus loin, il serait intéressant de regarder si la différence entre les deux configurations est toujours aussi nette pour des vitesses gaz plus élevées, afin de tester jusqu'à quelle vitesse gaz les modes de l'instabilité de cisaillement ont un impact sur le spray produit.

Les expériences de forçage n'ont pas non plus été exploitées en terme de mesure de taille de goutte. Il serait intéressant d'étudier les caractéristiques du spray en fonction de la fréquence du forçage et de l'amplitude du flapping atteinte. Cette configuration permettrait également d'étudier la brisure de structures liquides « sur mesure » dans une certaine limite.

Il reste une question qui demeure : comment la tendance pour la taille de corde sur l'axe avec la vitesse gaz est assez robuste alors qu'il y a une grande diversité de phénomènes à l'amont qui évoluent avec la vitesse gaz ? Cette question pourrait être en partie traitée en regardant l'effet de la vitesse gaz sur les différences de caractéristiques du spray avec et sans flapping.

La quantification du flux de liquide lié à l'épluchage des vagues de l'instabilité de cisaillement n'a pas été étudié et permettrait de confirmer les contributions de ce mécanisme au débit liquide une fois le jet brisé, comme l'avait déjà étudié Hong 2003 [36].





# Chapitre 7

## Conclusion générale

L'existence de déplacements latéraux de grande amplitude ou *flapping* pour des jets liquides atomisés a été observée à de nombreuses reprises, y compris sur des objets imparfaitement atomisés par le processus d'épluchage. Ce mécanisme qui produit des gouttes de taille plus importantes que le stripping (Hong 2003 [36]) a été très peu étudié dans le cas de jets coaxiaux axisymétriques. Le flapping de nappes liquides cisailées par un écoulement gaz a quant à lui été largement étudié, mais les mécanismes pilotant cette instabilité ne sont toujours pas bien compris, les lois d'échelles et les analyses de stabilité proposées ne permettant pas de réduire correctement les données avec la variation des paramètres de contrôle (Lozano et al 2001 [52] et Lozano et al 2005 [53]). En particulier, les différentes corrélations ne sont pas universelles, et l'effet de la géométrie ( $H_G$ ,  $H_L$ ) par exemple sur la fréquence du flapping de nappes n'est pas capturé. De plus, les études numériques de Couderc 2007 [17] et Odier 2014 [68] ont montré que la fréquence dépendait de l'épaisseur de vorticité, une dépendance qui n'a toutefois pas été clairement confirmée expérimentalement.

Afin de clarifier ces questions, nous avons ainsi entrepris une campagne de mesure sur des injecteurs ayant des dimensions de section liquide et gaz variables, le diamètre liquide variant de 5 à 20 mm (facteur 4) et l'épaisseur gaz variant de 1,8 à 24 mm (facteur 13). Nous avons également considéré une plage de fonctionnement étendue : la vitesse liquide a été variée de 0,2 à 1,4 m/s, et la vitesse gaz de 10 à 150 m/s.

Nous avons montré que le flapping était présent pour la quasi totalité de nos injecteurs et points de mesure. Le flapping s'établit à partir d'une vitesse gaz de l'ordre de 10 m/s, qui varie avec la géométrie et la vitesse liquide.

**La structure du jet** est affectée par le flapping :

- La longueur de dard est pilotée par le flapping dans la configuration d'atomisation axisymétrique, et donc ne se comporte pas en  $1/\sqrt{M}$ , comme pour la configuration d'atomisation plane, où seul l'épluchage intervient. Nous avons aussi montré que la longueur de dard liquide s'apparente à la longueur d'établissement du flapping, et qu'elle se comporte avec la vitesse gaz de deux manières différentes : un premier régime où elle décroît avec la vitesse gaz, et un deuxième observé pour une vitesse gaz supérieure à environ 40 m/s, où cette longueur est constante avec la vitesse gaz. Ce deuxième régime semble correspondre à un épluchage significatif des structures du jet avant la brisure. Pour ce deuxième régime, la longueur d'établissement du flapping croît avec le diamètre et vaut environ 5 fois le diamètre.
- De même, la longueur de brisure présente deux comportements distincts avec la vitesse gaz : un premier à faible vitesse gaz où cette dernière décroît fortement avec la vitesse gaz, et un second, typiquement au delà de 25 à 50 m/s suivant la géométrie de l'injecteur, où elle est constante avec la vitesse gaz. Pour ce dernier régime, que nous avons qualifié d'asymptotique, nous avons pu relier la longueur de brisure au rapport de la vitesse liquide d'injection sur la vitesse capillaire par la relation  $\frac{L_b}{H_L} = 1,02 \cdot \frac{\sqrt{2}}{4} \frac{U_{L0}}{\sqrt{\frac{\sigma}{\rho_L H_L}}} + 3,2$ . La longueur de brisure est ainsi proportionnelle à la vitesse liquide. La dépendance de la longueur de brisure à la vitesse capillaire lorsque la vitesse gaz devient importante est assez étonnante, la structure d'un jet liquide épluché et malmené

par le gaz étant loin de la configuration du jet liquide à faible vitesse gaz où la rupture par capillarité est bien observée.

- L'angle du spray est le résultat de l'angle de battement du jet non brisé et d'un angle d'éjection des gouttes qui évolue avec la vitesse gaz. Les mécanismes d'éjection/brisure des gouttes sont en effet multiples : le bag break-up, la brisure capillaire des tronçons liquides entre les vagues, l'éjection balistique des gouttes produites au sommet des vagues, l'épluchage sur les structures liquides du jet, et le mécanisme d'éjection par recirculation gaz proposé par Soundar et al 2013 [78].

Concernant la dynamique de **l'instabilité de flapping**, nous avons pu mettre en évidence l'existence de deux comportements très différents : la fréquence de flapping dépend nettement de la vitesse gaz pour le comportement n°1, alors qu'elle en est indépendante pour le comportement n°2. Ce second comportement, plutôt observé pour des injecteurs de grand diamètre liquide, n'est pas mentionné dans la littérature. Pour ces deux comportements, les structures larges échelles du flapping sont le résultat de l'amplification de déformées d'interface par un mécanisme de traînée/portance aérodynamique due à l'action du gaz sur cette déformée. Nous avons en effet montré que l'accélération radiale et longitudinale des structures liquides sont importantes et dépassent une dizaine de fois l'accélération de la pesanteur, même pour des vitesses gaz faibles. Notons au passage que le flapping observé ici n'est pas du même type que celui d'un drapeau, les structures liquides étant convectées, au contraire de l'instabilité de drapeau, qui présente un mouvement oscillant.

- Nous avons montré que le flapping dont la fréquence est dépendante de la vitesse gaz (**comportement n°1**) est le résultat de **l'amplification large échelle de la combinaison des modes  $n = 1$  et  $n = -1$**  de l'instabilité de cisaillement. Nous avons pu mettre en évidence expérimentalement la présence de cette combinaison de modes  $n = 1$  et  $n = -1$  dans l'écoulement. Une analyse de stabilité linéaire a confirmé que ces modes peuvent être plus amplifiés que le mode symétrique à condition que la longueur d'onde de l'instabilité de cisaillement ne soit pas trop petite devant  $H_L$ . Ce flapping du comportement n°1 est donc issu de vagues asymétriques de l'instabilité de cisaillement : cette instabilité peut être de type inviscide, auquel cas les lois d'échelles inviscides restent pertinentes pour modéliser la fréquence du flapping, ou elle résulte d'un mécanisme visqueux, les lois d'échelles à priori différentes du cas inviscide ne sont pas connues dans ce cas (Otto et al 2013 [70] et Matas 2015 [61]) (figure 5.53). Pour la majorité de nos points de mesure à vitesse gaz supérieure à 20 m/s, l'origine de l'instabilité de cisaillement est inviscide et le nombre de Strouhal pour le flapping de ce comportement s'exprime comme suit :

$$\frac{f_{flapping} \cdot \delta_G}{U_G} = 1,1 \rho_G / (2\pi \rho_L) \cdot (1,6 + 5\sqrt{2}M^{-1/2}/2)$$

Deux différences subsistent par rapport à la loi inviscide proposée par Matas et al 2011 [63] : un coefficient multiplicatif étant ajouté (1,1 au lieu de 1) et le terme constant additif est aussi modifié (il passe de 1 à 1,6). Cette prédiction est correcte à 30%. Pour ce comportement, l'influence de l'épaisseur de vortacité gaz sur la fréquence du flapping est donc clarifiée.

- Le flapping du **comportement n°2** est le résultat de **l'amplification opportuniste de grandes échelles** présentes dans l'écoulement liquide sous forme de bruit, la longueur d'onde produite par l'instabilité de cisaillement étant trop petite par rapport à  $H_L$  pour ces cas là. Une longueur d'onde préférée est amplifiée, ce qui conduit à définir un nombre de Strouhal construit sur le diamètre du jet liquide et sur la vitesse liquide de chute libre  $U_{cl}$  calculée à une longueur d'onde de la sortie de l'injecteur. Pour ce comportement, l'épaisseur de vortacité gaz n'a pas d'influence sur la fréquence du flapping, la fréquence du flapping n'évoluant pas avec la vitesse gaz. Le nombre de Strouhal  $\frac{f_{flapping} \cdot H_L}{U_{cl}}$  est trouvé égal à 0,8 avec une dispersion de plus ou moins 40%.
- Le paramètre  $H_L/\lambda_{KH}$  que nous avons proposé semble pertinent pour identifier la frontière entre les comportements 1 et 2. Nous avons d'ailleurs retrouvé une partie de cette frontière en

forçant un mode sinueux.

Un schéma de la proposition est donné en figure 7.1 suivante :

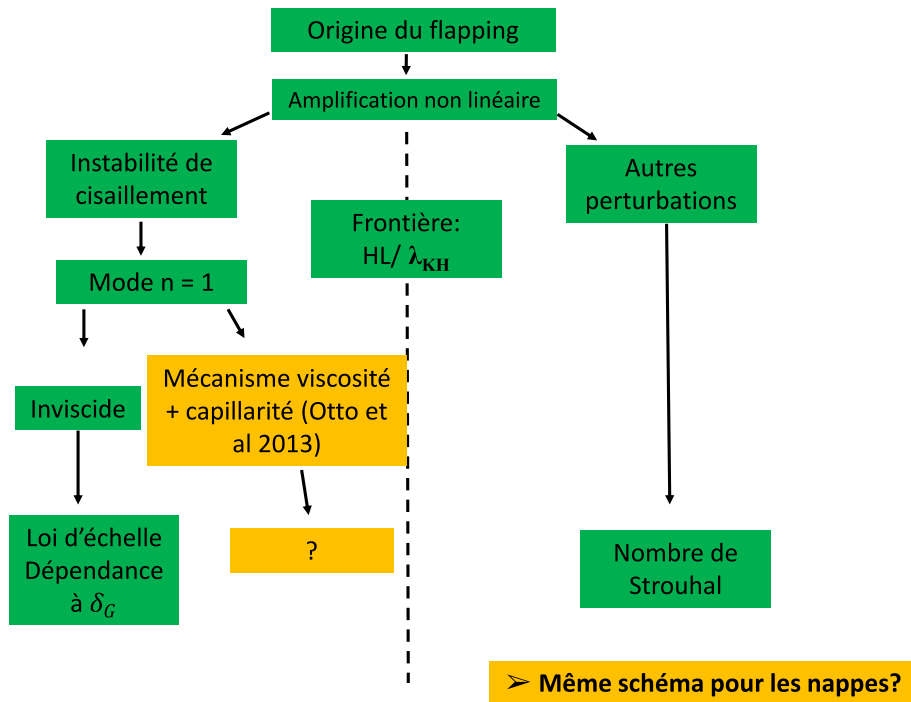


FIGURE 7.1 – Schéma récapitulatif de l'origine du flapping dans la configuration étudiée dans cette thèse.

**Le flapping influe également sur les caractéristiques et la distribution des gouttes.**

En contrôlant la présence du flapping, nous avons montré que celui-ci diminue la taille de goutte sur l'axe et répartit de manière plus homogène le flux volumique dans l'espace, pour une configuration d'injection donnée. Les caractéristiques du spray évoluent significativement dans l'espace :

- la taille de goutte est plus petite sur l'axe qu'en périphérie,
- la taille de goutte diminue avec la distance à l'injecteur, et se stabilise à une distance d'environ  $2,5 L_b$ ,
- la densité de flux volumique diminue lorsque l'on s'éloigne de l'axe de l'injecteur et elle croît avec l'épaisseur de gaz.

Les distributions de taille de goutte évoluent fortement avec la vitesse gaz et ont des formes complexes, parfois bi-modales. Ces formes complexes sont probablement issues des différents mécanismes de brisure mis en oeuvre. La caractérisation de ces distributions avec une seule valeur moyenne n'est donc pas nécessairement représentative. Nous avons néanmoins examiné comment la taille moyenne de goutte évoluait avec les paramètres de contrôle :

- pour l'ensemble des géométries, la taille de goutte est proportionnelle à  $U_G^{-2 \pm 0,5}$ ,
- la taille de goutte semble proportionnelle à la vitesse liquide. Un argument a été proposé,
- la taille de goutte diminue lorsque  $H_G$  augmente, et sature lorsque  $H_G$  est supérieur à 10 mm,
- le diamètre liquide a tendance à augmenter la taille de goutte, mais cette tendance nécessite d'être confirmée par des mesures complémentaires.

La plage de taille de corde varie sur près d'une décade entre les géométries, cette variation étant principalement liée à l'épaisseur gaz à vitesses phasiques fixées. Une loi dimensionnelle a été proposée pour la taille moyenne des gouttes. La construction d'une loi d'échelle adimensionnelle nécessiterait de déterminer l'échelle pertinente pour le  $C_{10}$ , entre autres.

Cette thèse a permis de mettre en évidence l'effet du flapping sur la structure du jet et du spray. Le lien avec l'instabilité de cisaillement a notamment été précisé. Des questions subsistent néanmoins :

- La pertinence de la vitesse capillaire dans la loi d'échelle de la longueur de brisure nécessiterait d'être validée en faisant varier les masses volumiques des fluides et la tension de surface. L'impact du changement des propriétés physiques des fluides sur la longueur de dard est également à étudier.
- Pour consolider le critère  $H_L/\lambda_{KH}$  pour la sélection du type de flapping, il serait également utile de vérifier s'il existe une longueur d'onde optimale, comme la théorie le prévoit. La mesure de la longueur d'onde dans l'espace (cette dernière variant spatialement) des vagues de l'instabilité de cisaillement et des structures du flapping est donc nécessaire. Ces mesures de longueur d'onde permettraient aussi de vérifier jusqu'où le modèle de brisure lié à l'étirement du jet liquide que nous avons proposé reste valide.
- Une analyse de stabilité des modes  $n = -1/1$  en régime visqueux serait à réaliser pour compléter l'analyse inviscide et disposer d'une loi d'échelle pour la fréquence de ces modes. Cela permettrait aussi de clarifier la frontière entre le mécanisme inviscide absolu et le mécanisme proposé par Otto et al 2013 [70]. Plusieurs paramètres influencent cette transition, la différence entre la vitesse interfaciale et la vitesse liquide pourrait être l'un de ces paramètres. La difficulté provient du découplage des perturbations de pression et de vitesse dans les équations linéarisées (cf stabilité des écoulements de Poiseuille étudiés par Heaton 2008 [33]).
- La quantification du flux de liquide lié à l'épluchage des vagues de l'instabilité de cisaillement n'a pas été étudiée et permettrait de confirmer les contributions de ce mécanisme au débit liquide une fois le jet brisé, comme l'avait déjà étudié Hong 2003 [36].
- Une loi d'échelle adimensionnelle pour la taille de goutte moyenne reste à construire. La dépendance de la corde moyenne avec la vitesse liquide, observée sur d'autres injecteurs, mérite d'être confirmée sur nos géométries, en étendant la gamme de vitesse liquide.
- L'épaisseur de lèvres sur l'épaisseur de lèvres  $e$  est un paramètre qui a une certaine influence sur l'instabilité de cisaillement, comme montré par Ben Rayana 2007 [7]. L'influence de ce paramètre sur le flapping mériterait d'être étudiée (López-Pagés et al 2004 [50]).

Plus globalement, des comparaisons quantitatives avec les résultats d'expériences numériques seraient intéressantes à mener sur l'ensemble des grandeurs caractéristiques présentées dans ce mémoire. Il serait parallèlement nécessaire de poursuivre l'effort sur le contrôle des instabilités et du spray. En particulier l'impact de la turbulence dans le gaz sur l'instabilité de cisaillement qui s'est avérée importante pour l'épluchage (Matas et al 2015 [64]) n'a pas été examinée dans ce travail.

Enfin, à la lumière de ce que nous avons vu sur le jet coaxial, existe-t-il un flapping de comportement n°2 dans la configuration de nappes liquides ? Le flapping de nappes pour lequel le comportement n°2 n'a pas été observé pourrait être étudié à l'aide du même type d'analyse de stabilité spatio-temporelle utilisé dans ce mémoire, afin d'identifier la nature des modes absolus et convectifs, et de répondre à la question de l'existence de ce comportement n°2 et sous quelles conditions.

# Annexe A

## Profils de vitesse et turbulence gaz

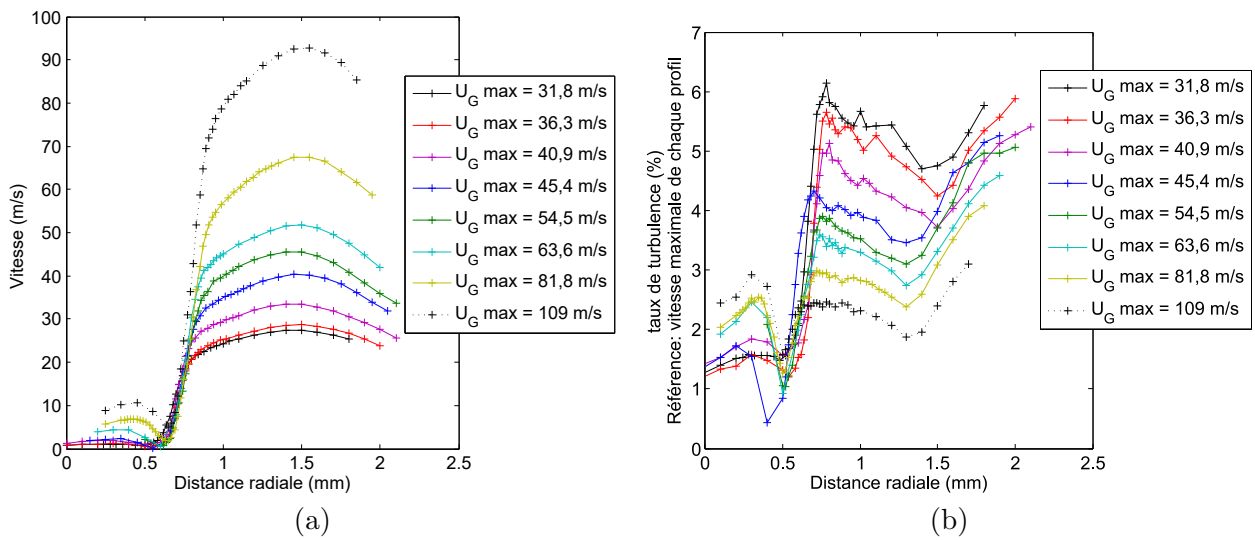


FIGURE A.1 – Profil de vitesse et turbulence gaz pour l'injecteur  $H_L = 5$  mm  $H_G = 2$  mm.

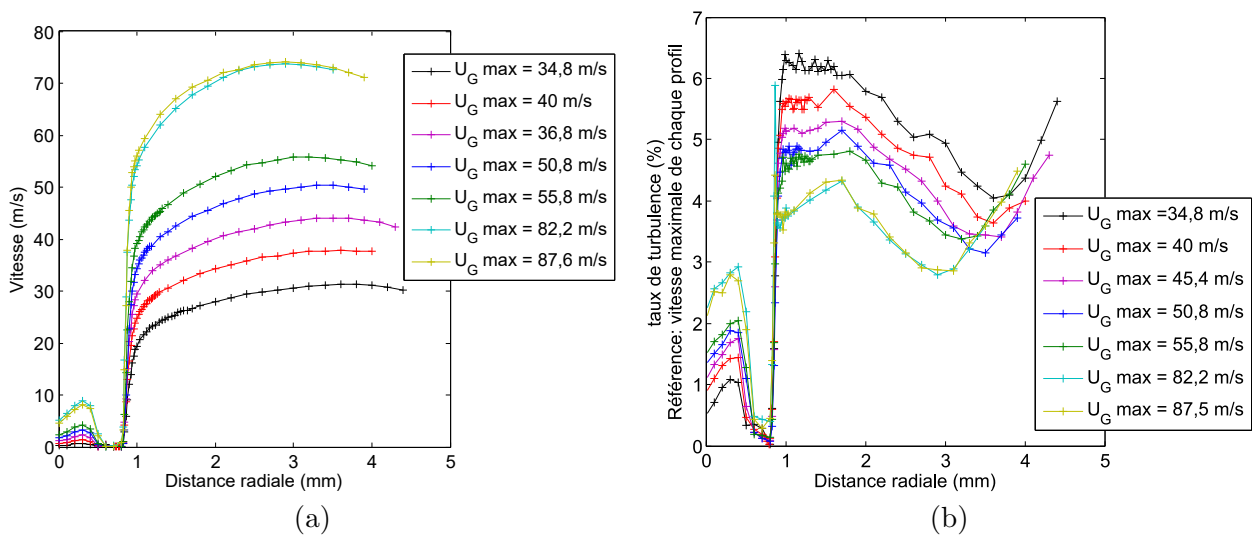


FIGURE A.2 – Profil de vitesse et turbulence gaz pour l'injecteur  $H_L = 5$  mm  $H_G = 5$  mm.

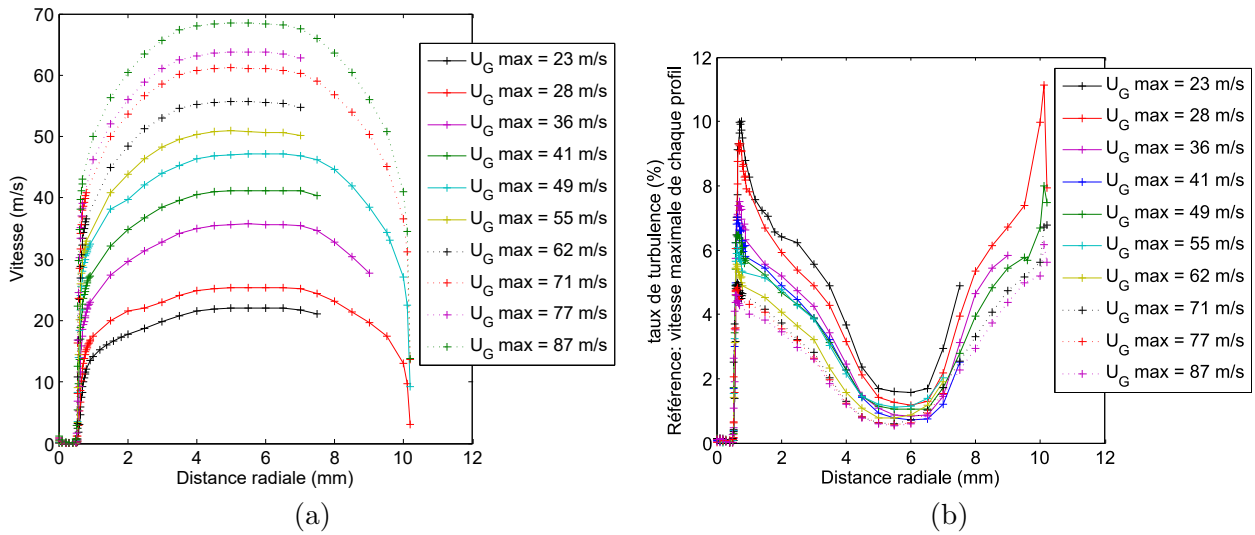


FIGURE A.3 – Profil de vitesse et turbulence gaz pour l’injecteur  $H_L = 5$  mm  $H_G = 9,3$  mm.

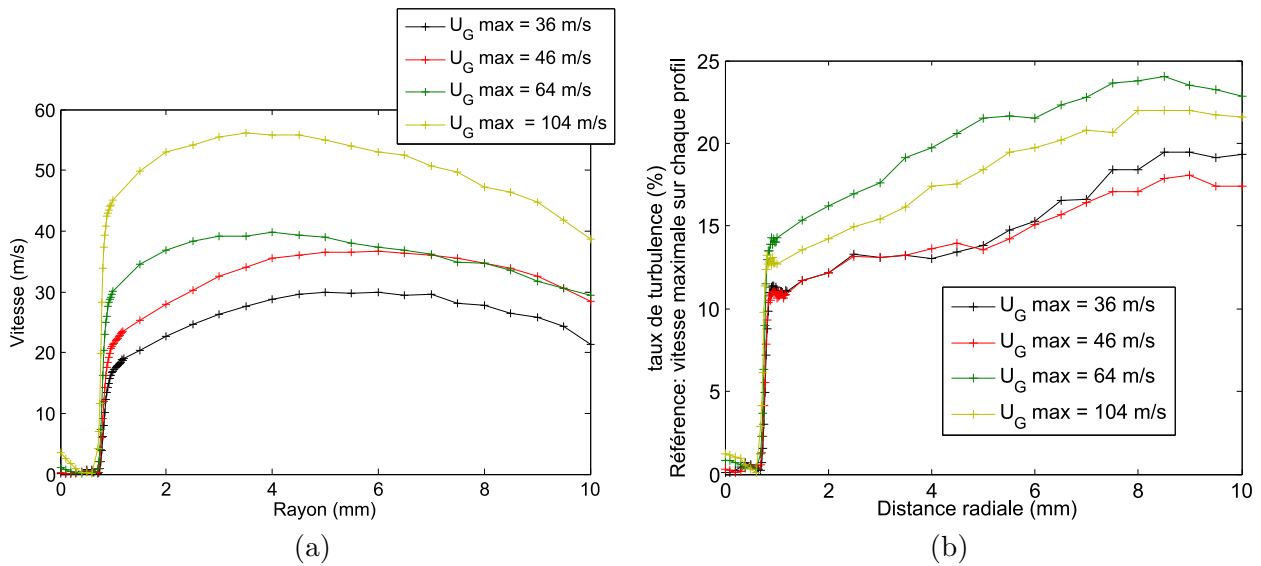


FIGURE A.4 – Profil de vitesse et turbulence gaz pour l’injecteur  $H_L = 5$  mm  $H_G = 12,5$  mm.

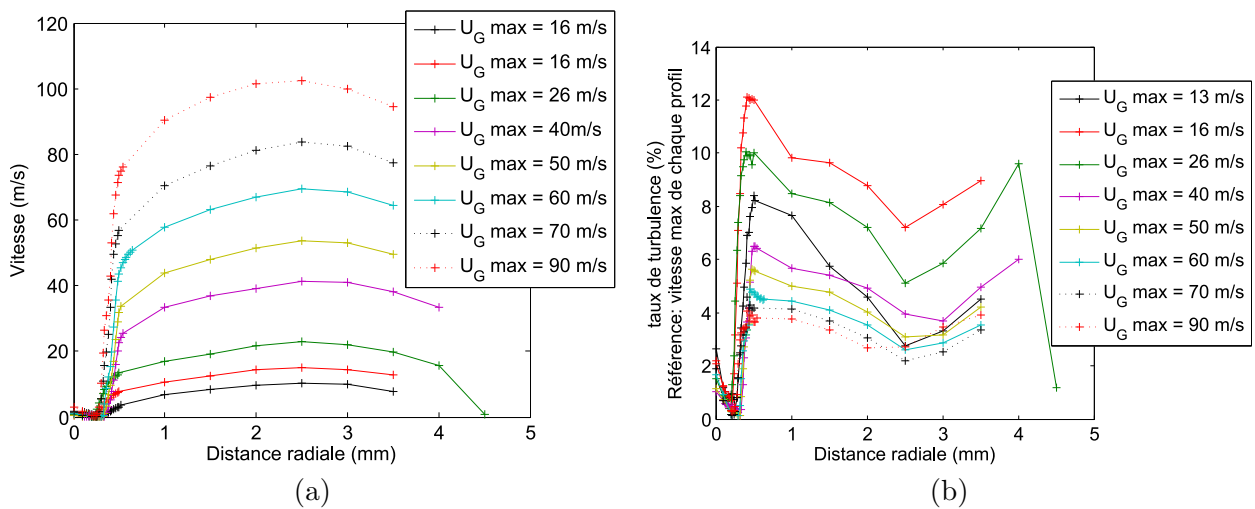


FIGURE A.5 – Profil de vitesse et turbulence gaz pour l’injecteur  $H_L = 15$  mm  $H_G = 4,3$  mm.

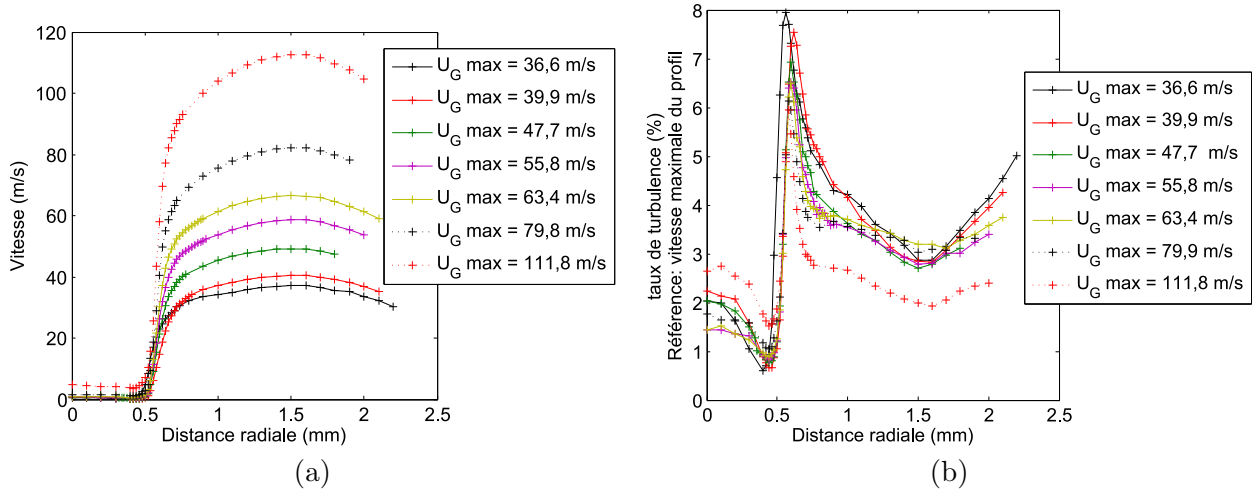


FIGURE A.6 – Profil de vitesse et turbulence gaz pour l’injecteur  $H_L = 20$  mm  $H_G = 1,8$  mm.

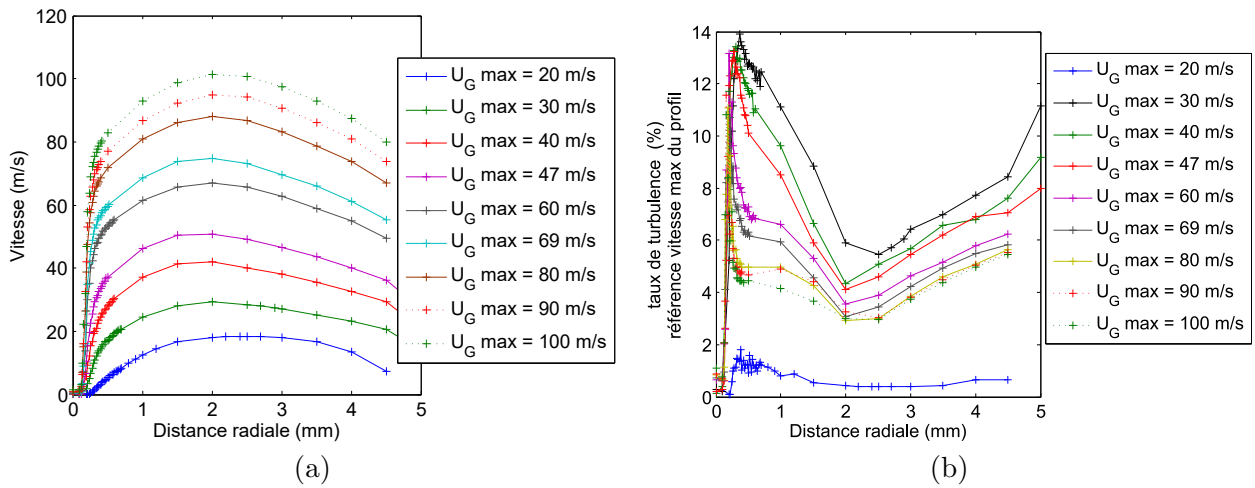


FIGURE A.7 – Profil de vitesse et turbulence gaz pour l’injecteur  $H_L = 20$  mm  $H_G = 5$  mm.

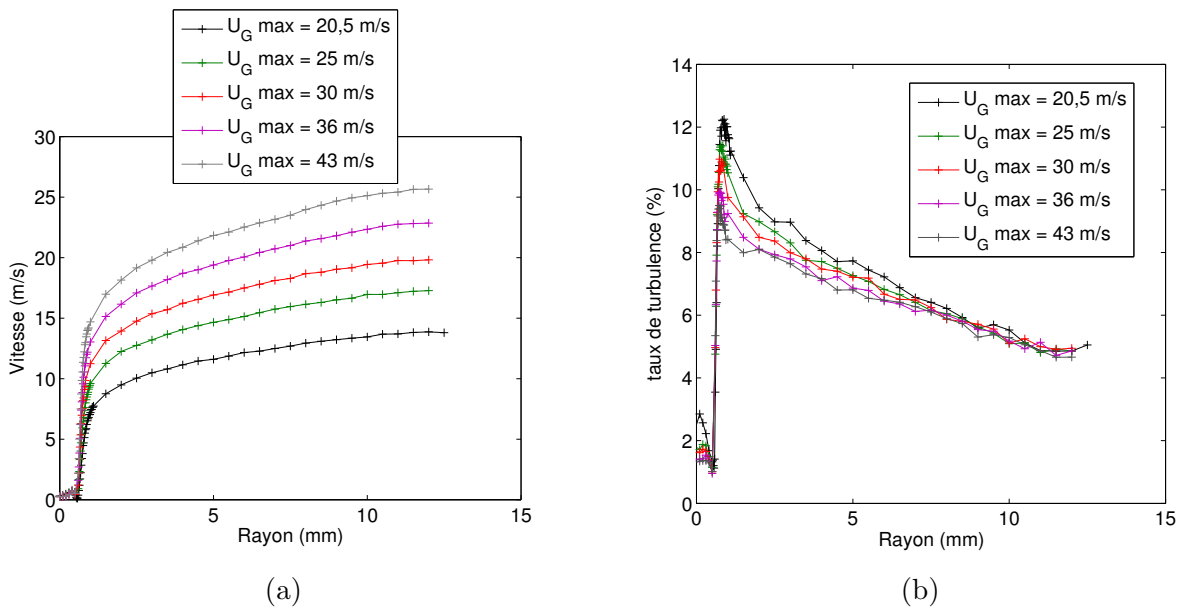


FIGURE A.8 – Profil de vitesse et turbulence gaz pour l’injecteur  $H_L = 20$  mm  $H_G = 24$  mm.





## Annexe B

# Profils de vitesse liquide en similitude de nombre de Reynolds

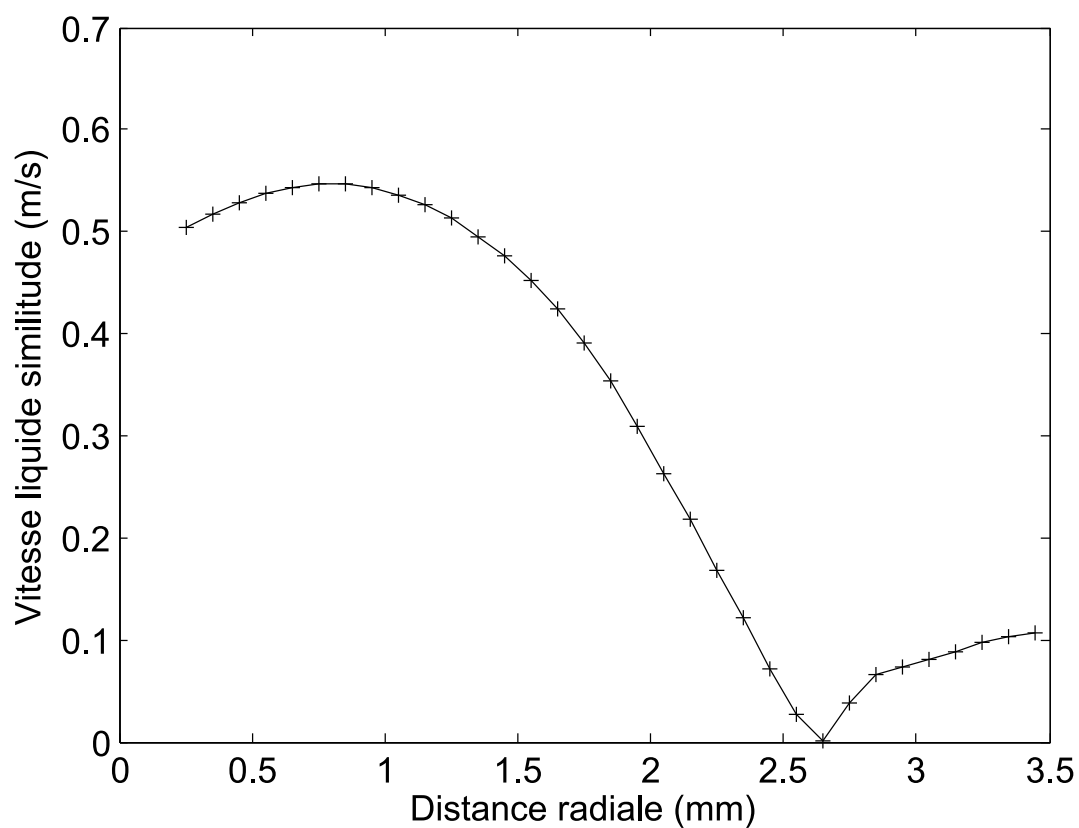


FIGURE B.1 – Profil de vitesse liquide obtenu pour un écoulement gaz en similitude de nombre de Reynolds pour une vitesse débitante liquide égale à 0,42 m/s. Géométrie injecteur n°2  $H_L = 5$  mm.

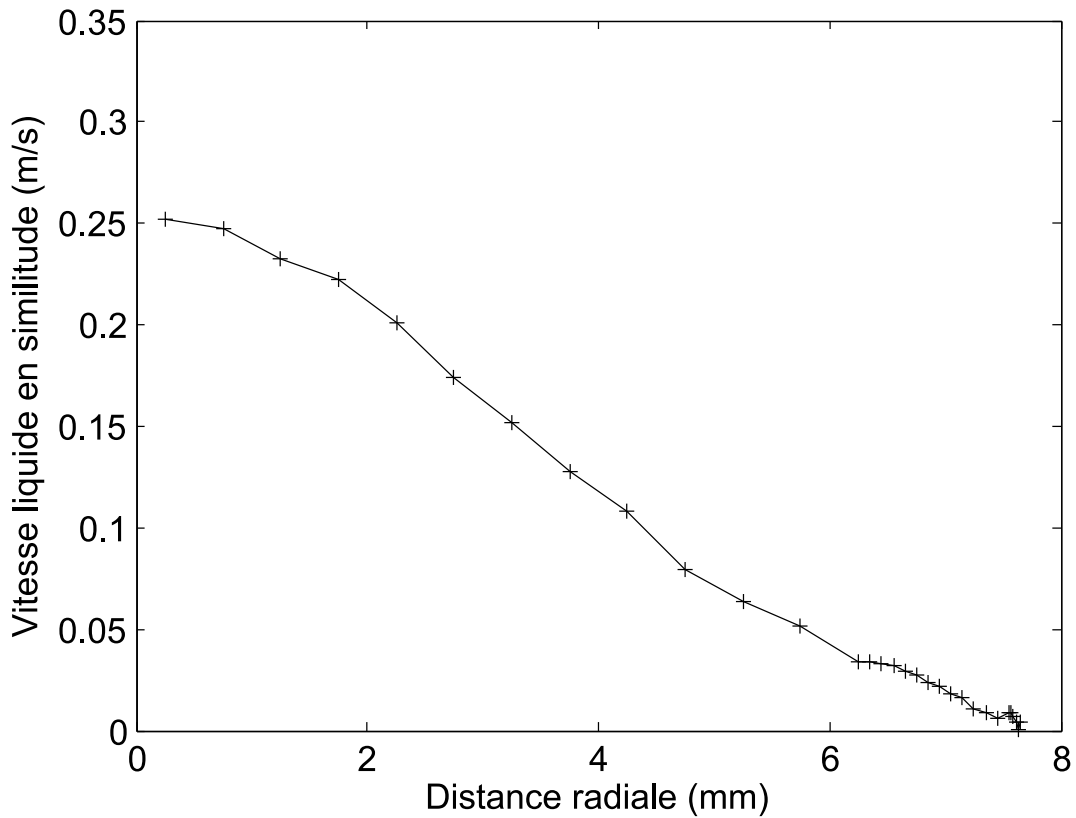


FIGURE B.2 – Profil de vitesse liquide obtenu pour un écoulement gaz en similitude de nombre de Reynolds pour une vitesse débitante liquide égale à 0,23 m/s. Géométrie injecteur n°2  $H_L = 15$  mm.

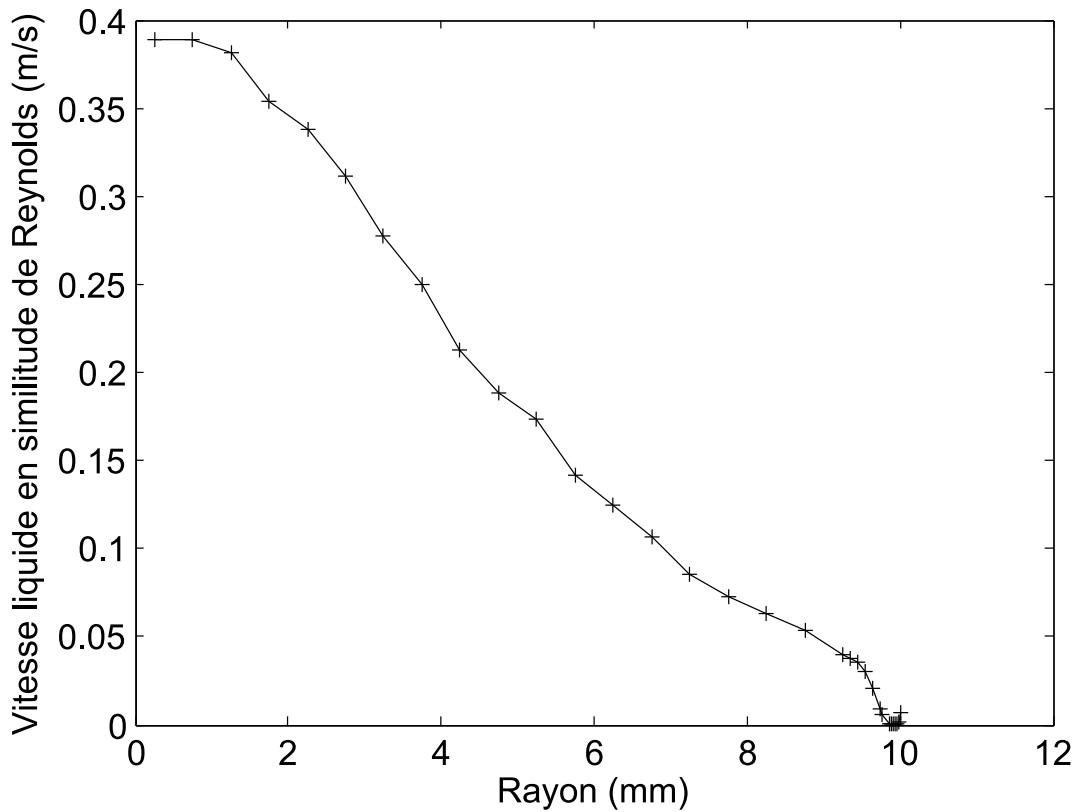
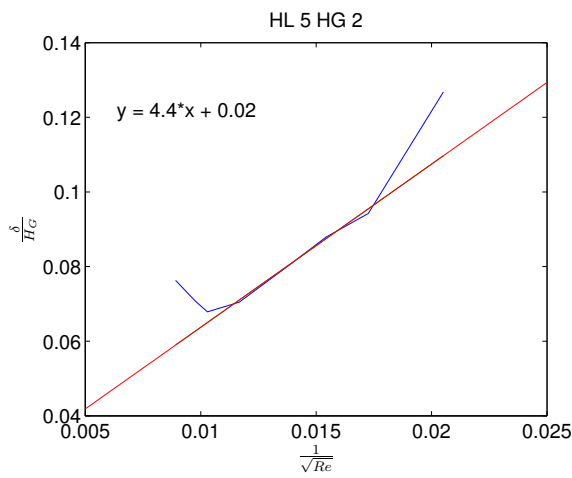


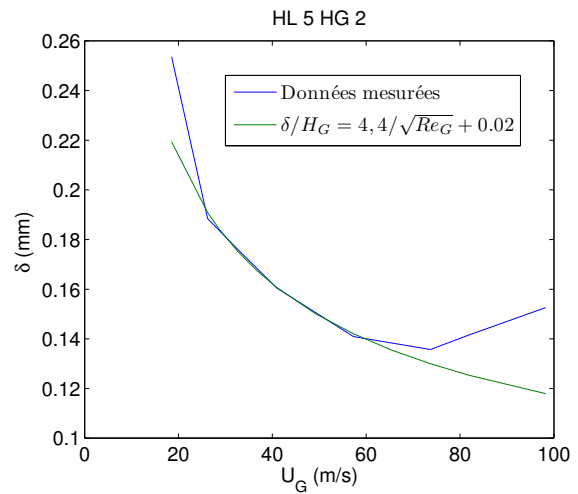
FIGURE B.3 – Profil de vitesse liquide obtenu pour un écoulement gaz en similitude de nombre de Reynolds pour une vitesse débitante liquide égale à 0,27 m/s. Géométrie injecteur n°2  $H_L = 20$  mm.

# Annexe C

## Épaisseur de vorticité gaz

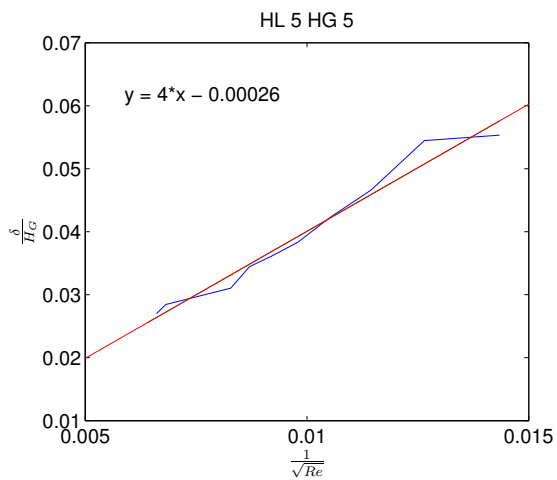


(a)

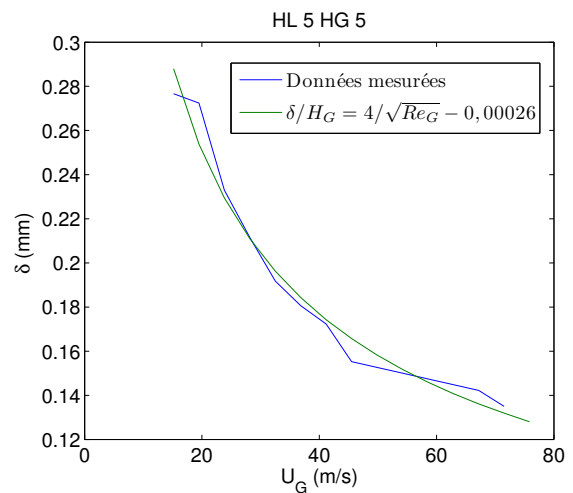


(b)

FIGURE C.1 –  paisseur de vorticité  $H_L = 5$  mm  $H_G = 2$  mm.



(a)



(b)

FIGURE C.2 –  paisseur de vorticité  $H_L = 5$  mm  $H_G = 5$  mm.

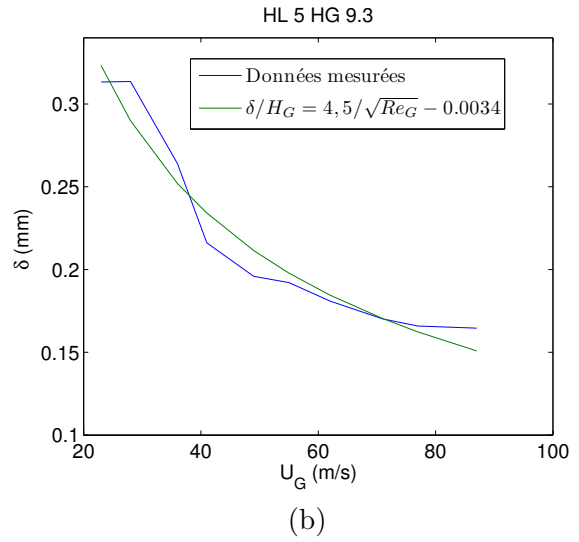
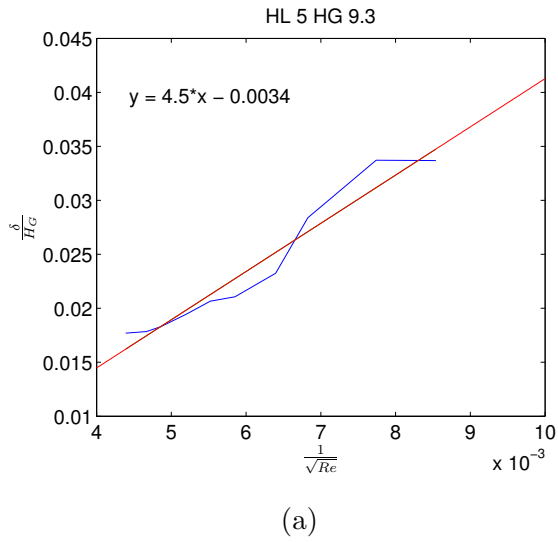


FIGURE C.3 – Épaisseur de vorticité  $H_L = 5$  mm  $H_G = 9,3$  mm.

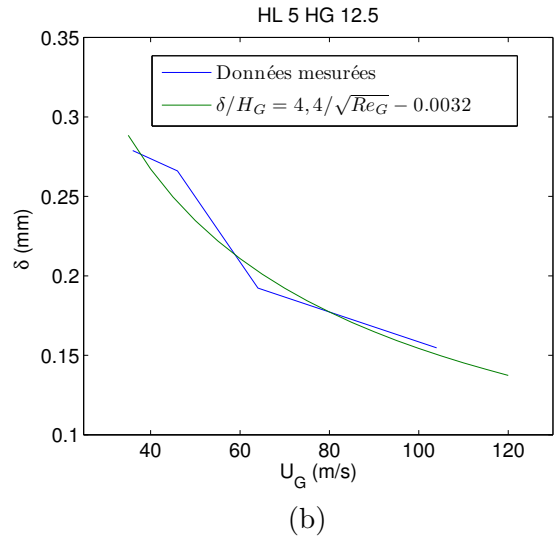
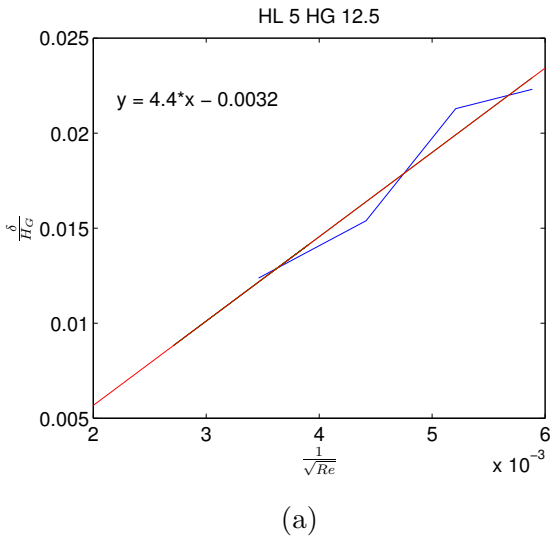


FIGURE C.4 – Épaisseur de vorticité  $H_L = 5$  mm  $H_G = 12,5$  mm.

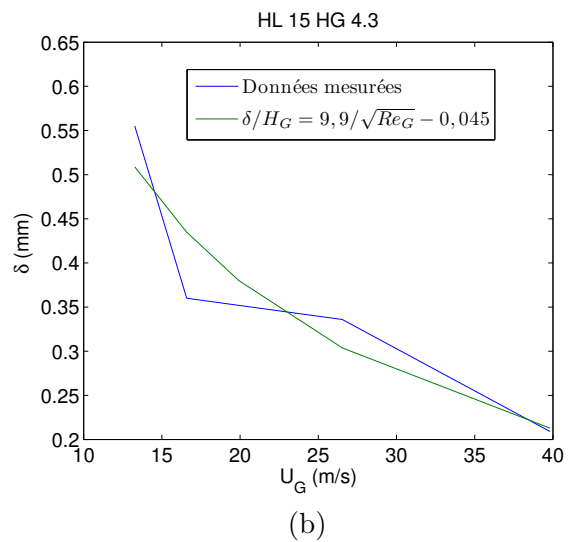
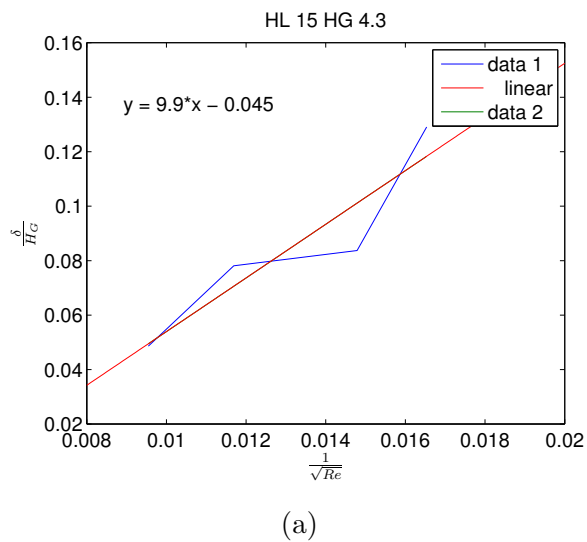


FIGURE C.5 – Épaisseur de vorticité  $H_L = 15$  mm  $H_G = 4,3$  mm.

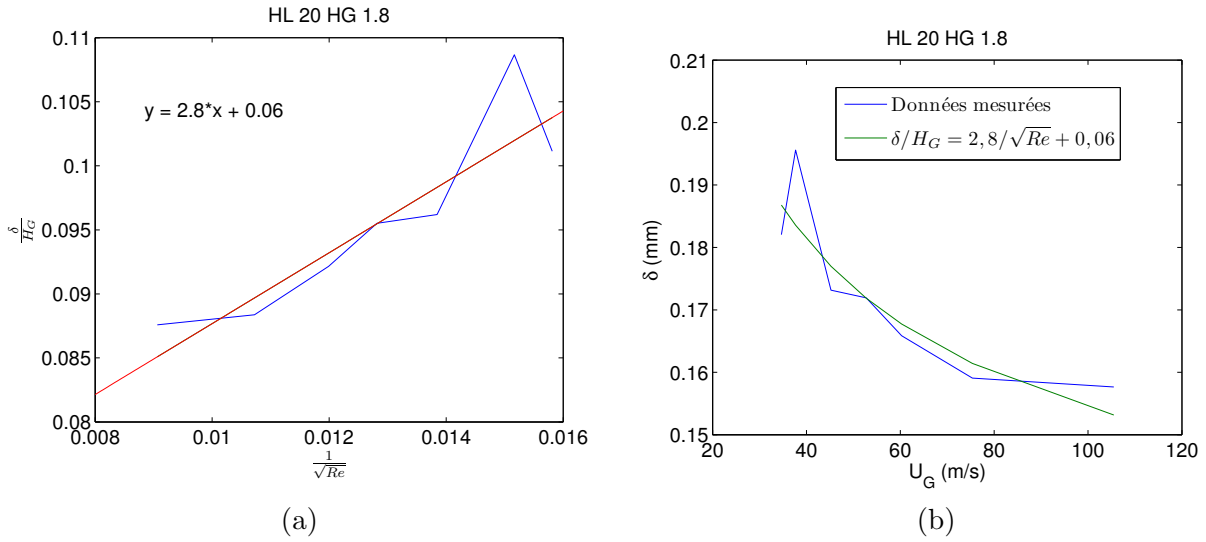


FIGURE C.6 – Épaisseur de vorticité  $H_L = 20$  mm  $H_G = 1,8$  mm.

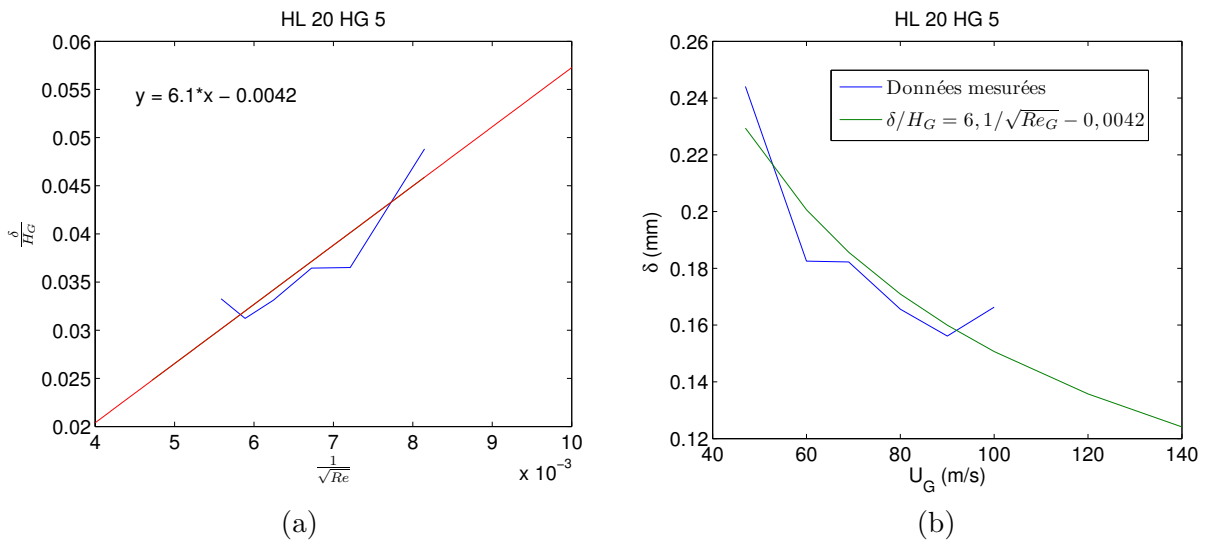


FIGURE C.7 –  paisseur de vorticité  $H_L = 20$  mm  $H_G = 5$  mm.

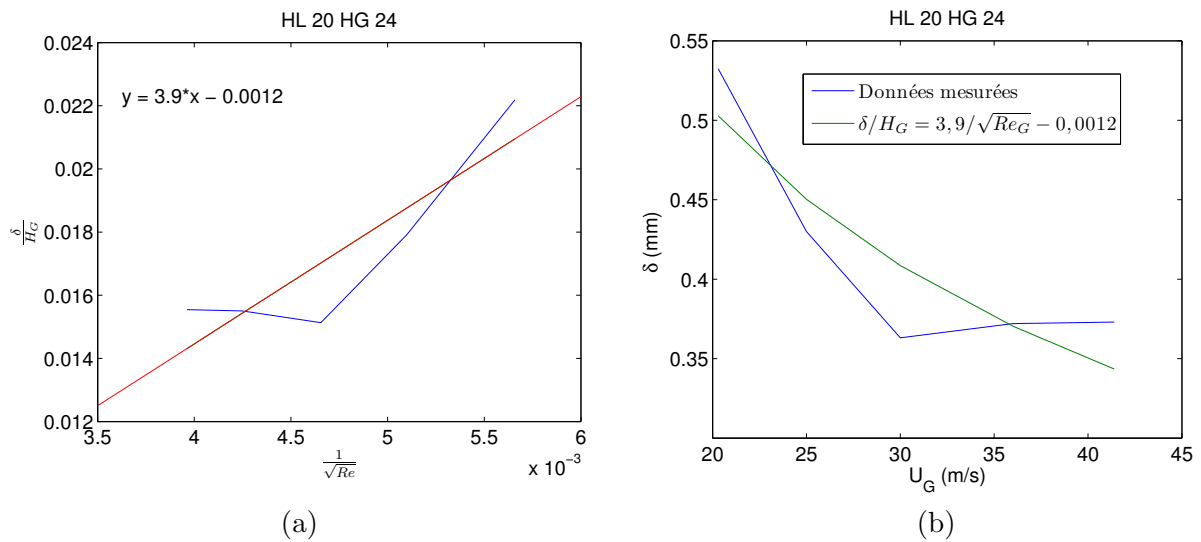


FIGURE C.8 –  paisseur de vorticité  $H_L = 20$  mm  $H_G = 24$  mm.



## Annexe D

### Equivalence de $L_i$ et $L_f$

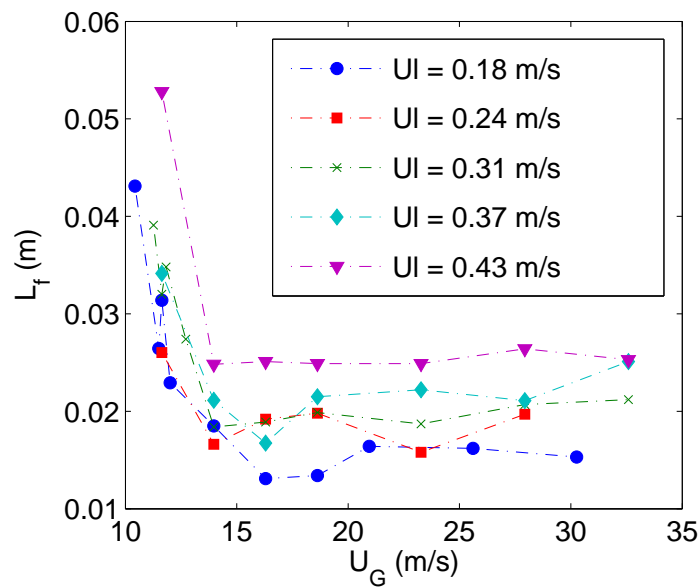


FIGURE D.1 – Longueur d'apparition du flapping fonction de  $U_G$  pour quatre vitesses liquides. Données sur l'injecteur de géométrie injecteur n°1,  $H_L$  7.6 mm  $H_G$  7.4 mm

La figure D.1 est le graphe de la longueur d'apparition du flapping fonction de la vitesse gaz, pour plusieurs vitesses liquides. On peut remarquer deux zones principales qui dépendent de la vitesse gaz : une décroissance forte à faible vitesse gaz et une zone constante pour une plage de vitesse gaz allant de 15 à 35 m/s. Ce comportement avec la vitesse gaz est similaire à celui observé pour la longueur intacte. Nous allons regarder le comportement de la longueur d'établissement du flapping  $L_f$  avec la vitesse gaz et comparer cette longueur à la longueur intacte.



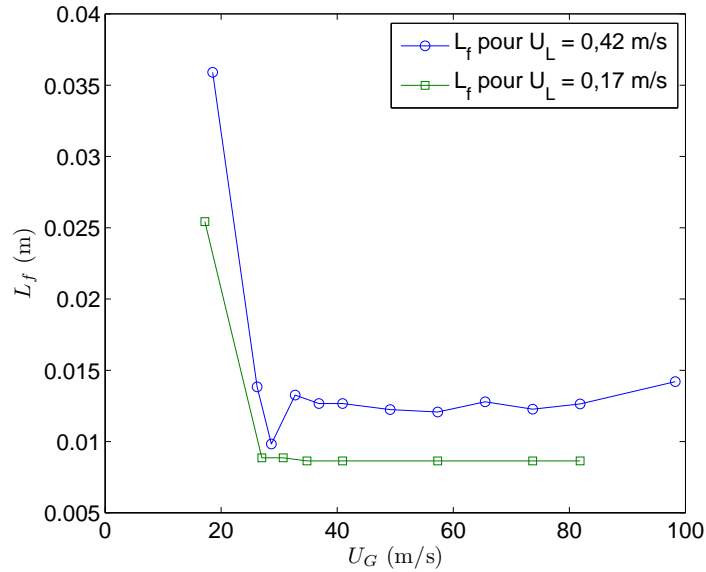


FIGURE D.2 – Longueur d'apparition du flapping fonction de  $U_G$ . Données sur l'injecteur de géométrie injecteur n°2,  $H_L$  5 mm  $H_G$  2 mm

La figure D.2 précédente présente un tracé de la longueur d'établissement fonction de la vitesse gaz, pour deux vitesses liquides, en symboles creux. De la même couleur et en symboles pleins est représenté les graphes de longueur intactes correspondants.

Nous pouvons remarquer que le comportement de la longueur d'établissement du flapping est similaire à celui de la longueur intacte, moyennant un décalage. Ce décalage varie avec la vitesse gaz, il semble plus faible à faible vitesse gaz qu'à plus forte. La forme des courbes étant similaire, le comportement de la longueur intacte présenté en section précédente est donc fortement lié à celui du déplacement radial du jet. La valeur de cette longueur est simplement fonction de la référence du rayon de référence que nous considérons. La longueur d'établissement du flapping considère le rayon d'injection comme unité de longueur pertinente, la longueur intacte par une mesure directe compare le déplacement radial au rayon variable de l'espace. Les deux mesures sont donc équivalentes à la définition de la longueur caractéristique de déplacement près, et confirment que le dard liquide est principalement façonné par le déplacement radial. Afin d'être complet, nous proposons de suivre la même analyse de dépendance aux paramètres que celle effectuée pour la longueur intacte.

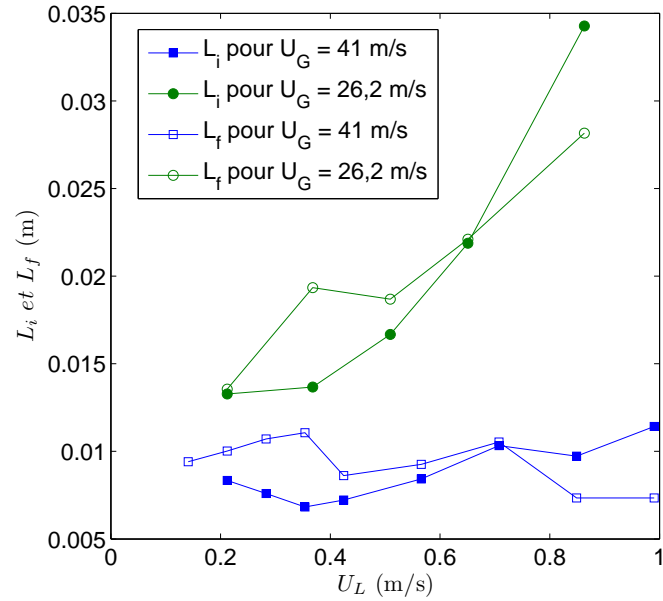


FIGURE D.3 – Longueur d'apparition du flapping fonction de  $U_L$ . Données sur l'injecteur de géométrie injecteur n°2,  $H_L$  5 mm  $H_G$  2 mm

En figure D.3 est représenté  $L_f$  fonction de la vitesse liquide pour deux vitesses gaz d'injection, en symboles creux. De la même manière que pour la figure précédente, la longueur intacte est également représentée en symboles pleins. Là encore, les deux courbes ont une forme équivalente, malgré quelques différences. Ici encore, le mécanisme de façonnage du dard semble être principalement piloté par le déplacement radial. Continuons avec l'effet de la géométrie.

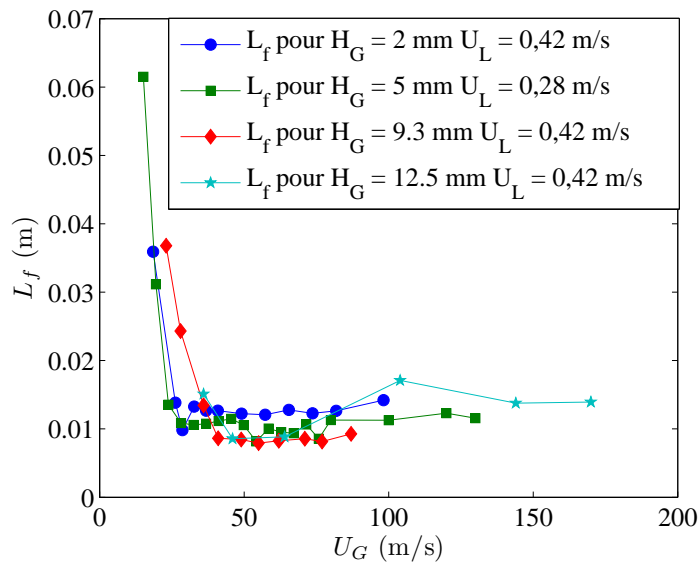


FIGURE D.4 – Longueur d'apparition du flapping fonction de  $U_G$ , pour différentes épaisseurs gaz. Données sur l'injecteur de géométrie injecteur n°2,  $H_L$  5 mm pour  $H_G = [2 \ 5 \ 9,3 \ 12,5]$  mm

En figure D.5 est tracé  $L_f$  en fonction de la vitesse gaz pour plusieurs épaisseurs gaz, les autres paramètres étant fixés, en symboles creux. Comme pour la longueur intacte (figure ??), il n'y a pas de réel effet de l'épaisseur gaz sur  $L_f$ , mis à part une vitesse gaz de transition plus importante pour

$H_G$  égal à 9,3 et 12,5 mm. Une amplitude de déplacement du jet importante est donc maintenue pour une vitesse gaz plus forte à une épaisseur gaz importante que pour une épaisseur de gaz faible. Nous reviendrons sur l'amplitude du jet liquide dans la section 5.3.2.1.

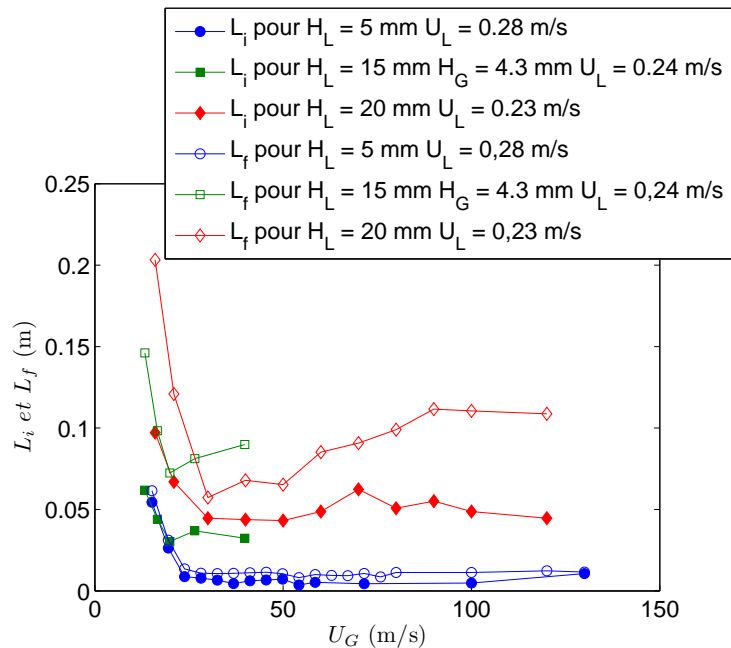


FIGURE D.5 – Longueur d'apparition du flapping fonction de  $U_G$ , pour différents diamètres liquides. Données sur l'injecteur de géométrie injecteur n°2,  $H_G$  5 mm (sauf  $H_L = 15$  mm,  $H_G = 4,3$  mm) pour  $H_L = [5 \ 15 \ 20]$  mm

Enfin, en figure D.5 est présenté en symboles creux  $L_f$  fonction de la vitesse gaz pour plusieurs diamètres liquides  $H_L$ , à épaisseur de gaz fixée égale à 5 mm. Les graphes de longueurs intacte sont représentés en symboles pleins et de couleurs correspondantes à  $L_f$ . Ici encore, le comportement des grandeurs avec la vitesse gaz est similaire, même si le décalage entre les courbes de  $L_i$  et  $L_f$  est dépendant du diamètre d'injection liquide. Ceci suggère que la variation spatiale du rayon liquide est d'une part liée au diamètre d'injection liquide et que d'autre part elle est plus élevée pour les diamètres liquides 15 et 20 mm que pour un diamètre liquide de 5 mm. Néanmoins, le lien entre la longueur intacte et le déplacement radial du jet semble fort et indépendant de la géométrie et pilote la dépendance à la vitesse gaz, même si la variation de rayon liquide pilote le décalage en valeur, comme ce que nous avons vu dans la section dédiée à la longueur intacte.

L'indépendance de la longueur d'établissement pour une certaine vitesse gaz est interprétée comme un angle limite de déplacement du jet. L'angle de déplacement du jet varie ainsi pour la zone plateau de 10 à 16 degrés pour l'injecteur de diamètre liquide 15 mm et pour les différentes épaisseurs gaz disponibles pour cet injecteur. Pour l'injecteur de diamètre liquide 15 et 20 mm, cet angle est de 6 degrés, sauf pour l'injecteur de diamètre liquide 20 mm et d'épaisseur gaz 24 mm, pour lequel cet angle vaut 10 degrés. Le mécanisme de déplacement radial du jet est décrit en section 5.3.2.1.

En guise de conclusion pour la longueur d'établissement du flapping, son comportement avec la vitesse gaz est directement liée à l'évolution du déplacement radial du jet liquide proche de l'injecteur avec ce paramètre. Ce déplacement est donc à distinguer du déplacement large échelle observé plus loin de l'injection, après cette longueur d'établissement du flapping.

## Annexe E

# Compléments modélisation brisure

Nous rappelons ici l'équation (4.8) :

$$\frac{dU_L(x)}{dt} = U_L(x) \frac{dU_L(x)}{dx} = g + C_d \frac{\rho_G U_G^2}{\rho_L 2a}$$

Cette relation peut s'intégrer par séparation des variables et en réalisant un changement de variable. En remplaçant  $a$  par (4.6) et le rappel de cette expression ci-dessous

$$2a = H_L \left( \frac{U_L}{U_{L0}} \right)^{-\frac{1}{2}}$$

nous obtenons :

$$U_L(x) \frac{dU_L(x)}{dx} = g + C_d \frac{\rho_G U_G^2}{\rho_L H_L \left( \frac{U_L}{U_{L0}} \right)^{-\frac{1}{2}}} = g + C_d \frac{\rho_G U_G^2}{\rho_L H_L \sqrt{U_{L0}}} \sqrt{U_L} \quad (\text{E.1})$$

Ou encore

$$U_L(x) \frac{dU_L(x)}{A + B \cdot \sqrt{U_L(x)}} = dx \quad (\text{E.2})$$

Avec  $A = g$  et  $B = C_d \frac{\rho_G U_G^2}{\rho_L H_L \sqrt{U_{L0}}}$ . En réalisant le changement de variable  $Y = \sqrt{U_L}$ , on obtient  $dU_L = 2Y dY$  et finalement en remplaçant le tout, on obtient :

$$2Y^3 \frac{dY}{A + BY} = dx \quad (\text{E.3})$$

Ce qui devient après décomposition en éléments simples :

$$2dY \left[ \frac{Y^2}{B} - \frac{AY}{B^2} + \frac{A^2}{B^3} - \frac{A^3}{B^3(Bx + A)} \right] = dx \quad (\text{E.4})$$

Qui s'intègre ensuite en :

$$2 \left[ \frac{Y^3}{3B} - \frac{AY^2}{2B^2} + \frac{A^2Y}{B^3} - \frac{A^3 \ln(Bx + A)}{B^4} \right] = x + cst \quad (\text{E.5})$$

Cette dernière pouvant être résolue analytiquement, la solution du polynôme d'ordre trois admettant une seule racine réelle, qui est trop longue pour être intégrable de manière lisible à la largeur de la page.



## Annexe F

# Données brutes

Les données sont précisées ici sous forme de tableau de valeurs triées par injecteur.

### F.1 Données structure du jet

HL 5 HG 2							
HL (mm)	HG (mm)	UL (m/s)	UG (m/s)	Li (m)	Lb (m)	Angle spray (degrés)	Angle structure (degrés)
5	2	0,424	20,578	0,0262	0,0538	4,8000	6,4814
5	2	0,424	29,072	0,0202	0,0450	16,0000	20,1553
5	2	0,424	31,798	0,0166	X	25,0000	19,5265
5	2	0,424	36,340	0,0140	0,0420	30,0000	16,8169
5	2	0,424	40,883	0,0136	0,0387	34,7700	14,8116
5	2	0,424	45,425	0,0155	0,0352	32,0000	15,5228
5	2	0,424	54,511	0,0137	X	33,0000	17,8636
5	2	0,424	63,596	0,0118	0,0391	34,0000	12,7247
5	2	0,424	72,681	0,0126	X	34,0000	6,4623
5	2	0,424	81,766	0,0124	0,0363	30,0000	4,8005
5	2	0,424	90,851	0,0128	0,0384	22,6000	6,8906
5	2	0,424	109,021	0,0148	X	18,5200	2,3796
5	2	0,170	19,079	0,0305	X	X	21,0000
5	2	0,170	29,981	0,0092	0,0329	X	31,0000
5	2	0,170	34,069	0,0079	0,0293	X	29,3400
5	2	0,170	38,612	0,0078	0,0255	X	24,1600
5	2	0,170	45,425	0,0072	0,0233	X	28,4000
5	2	0,170	63,596	0,0075	0,0219	X	14,8600
5	2	0,170	81,766	0,0064	0,0219	X	11,4700
5	2	0,170	90,851	0,0063	X	X	4,4300
5	2	0,170	109,021	X	0,0176	X	9,6224
5	2	0,141	45,425	X	0,0237	37,0000	16,4964
5	2	0,212	45,425	0,0080	0,0244	39,0000	18,4878
5	2	0,283	45,425	0,0073	0,0304	34,0000	16,8974
5	2	0,354	45,425	0,0066	0,0326	33,7000	16,9471
5	2	0,424	45,425	0,0070	0,0334	37,0000	23,3476
5	2	0,566	45,425	0,0082	0,0398	36,0000	31,9686
5	2	0,707	45,425	0,0101	0,0451	28,0000	27,0893
5	2	0,849	45,425	0,0095	0,0437	33,0000	16,6755
5	2	0,990	45,425	0,0112	X	29,7000	11,6849
5	2	0,212	29,072	0,0133	0,0343	X	21,7355
5	2	0,368	29,072	0,0137	0,0443	X	21,0474
5	2	0,509	29,072	0,0167	0,0548	X	9,7635
5	2	0,651	29,072	0,0219	0,0634	X	5,7482
5	2	0,863	29,072	0,0343	0,0737	X	1,8214

FIGURE F.1 – Données de mesure structure du jet pour l'injecteur n°2 de diamètre liquide égal à 5 mm épaisseur gaz de 2 mm.

HL 5 HG 5							
HL (mm)	HG (mm)	UL (m/s)	UG (m/s)	li (m)	lb (m)	Angle spray (degrés)	Angle structure (degrés)
5	5	0,283	18,037	0,0357	X	21,0000	22,4000
5	5	0,283	23,499	0,0197	X	39,7000	39,2000
5	5	0,283	29,150	0,0069	0,0349	33,3000	31,4000
5	5	0,283	34,850	0,0068	0,0351	27,5400	29,3000
5	5	0,283	40,098	0,0069	0,0329	31,0000	25,3000
5	5	0,283	45,425	0,0058	0,0291	35,0000	23,4000
5	5	0,283	50,770	0,0057	0,0300	38,0000	23,0000
5	5	0,283	55,795	0,0065	0,0299	32,0000	20,2000
5	5	0,283	61,109	0,0060	0,0281	30,0000	20,4000
5	5	0,283	66,423	0,0060	0,0248	25,6000	17,9000
5	5	0,283	71,737	0,0073	0,0231	26,0000	20,5000
5	5	0,283	76,906	X	0,0230	24,0000	15,6000
5	5	0,283	82,210	X	0,0222	22,0000	15,5000
5	5	0,283	87,514	0,0066	0,0241	20,0000	12,1000
5	5	0,283	92,818	X	0,0229	23,6000	15,4000
5	5	0,283	80,000	X	0,0225	19,0000	18,8000
5	5	0,283	100,000	0,0050	0,0212	17,3000	15,3000
5	5	0,283	120,000	X	0,0217	8,0000	12,8000
5	5	0,283	130,000	0,0060	0,0215	6,0000	12,7000
5	5	0,750	25,000	0,0446	X	X	X
5	5	0,750	30,000	0,0278	0,0747	X	X
5	5	0,750	40,000	0,0119	0,0494	X	X
5	5	0,750	50,000	0,0074	0,0381	X	X
5	5	0,750	60,000	0,0078	0,0445	X	X
5	5	0,750	80,000	0,0062	0,0392	X	X
5	5	0,750	100,000	0,0066	0,0292	X	X
5	5	0,750	130,000	0,0079	0,0352	X	X

FIGURE F.2 – Données de mesure structure du jet pour l’injecteur n°2 de diamètre liquide égal à 5 mm épaisseur gaz de 5 mm.



HL 5 HG 9,3							
HL (mm)	HG (mm)	UL (m/s)	UG (m/s)	Li (m)	Lb (m)	Angle spray (degrés)	Angle structure (degrés)
5	9,3	0,424	23,000	0,0340	X	29,5300	31,0000
5	9,3	0,424	28,000	0,0217	0,0656	34,3500	30,0000
5	9,3	0,424	36,000	0,0096	0,0516	22,6500	21,2800
5	9,3	0,424	41,000	0,0076	0,0351	34,4800	18,5292
5	9,3	0,424	49,000	0,0075	0,0381	28,6700	18,2991
5	9,3	0,424	55,000	0,0062	0,0364	27,5200	16,9236
5	9,3	0,424	62,000	0,0068	0,0346	24,1000	15,0824
5	9,3	0,424	71,000	0,0090	0,0380	22,7400	12,9513
5	9,3	0,424	77,000	0,0073	0,0367	22,8000	13,2650
5	9,3	0,424	87,000	0,0096	0,0337	20,7600	8,0986

FIGURE F.3 – Données de mesure structure du jet pour l'injecteur n°2 de diamètre liquide égal à 5 mm épaisseur gaz de 9,3 mm.

HL 5 HG 12,5							
HL (mm)	HG (mm)	UL (m/s)	UG (m/s)	Li (m)	Lb (m)	Angle spray (degrés)	Angle structure (degrés)
5	12,5	0,424	36,000	0,0120	0,0510	31,5900	24,8500
5	12,5	0,424	46,000	0,0067	0,0363	36,0000	29,6000
5	12,5	0,424	64,000	0,0061	0,0321	24,3700	14,4182
5	12,5	0,424	104,000	0,0076	0,0289	16,0000	13,0000
5	12,5	0,424	144,000	0,0087	0,0321	14,6800	8,7100
5	12,5	0,424	170,000	0,0074	0,0356	10,0000	6,8508

FIGURE F.4 – Données de mesure structure du jet pour l'injecteur n°2 de diamètre liquide égal à 5 mm épaisseur gaz de 12,5 mm.

HL 15 HG 4,3							
HL (mm)	HG (mm)	UL (m/s)	UG (m/s)	Li (m)	Lb (m)	Angle spray (degrés)	Angle structure (degrés)
15	4,3	0,236	13,271	0,0668	X	8,0000	5,3100
15	4,3	0,236	16,589	0,0491	0,1709	11,5700	7,5900
15	4,3	0,236	19,907	0,0354	0,1328	22,6400	12,1200
15	4,3	0,236	26,542	0,0426	0,1072	16,7000	9,3100
15	4,3	0,236	39,814	0,0378	0,1040	20,0000	9,3700

FIGURE F.5 – Données de mesure structure du jet pour l'injecteur n°2 de diamètre liquide égal à 15 mm épaisseur gaz de 4,3 mm.

HL 20 HG 1,8							
HL (mm)	HG (mm)	UL (m/s)	UG (m/s)	Li (m)	Lb (m)	Angle spray (degrés)	Angle structure (degrés)
20	1,8	0,230	18,000	0,0913	X	1,2300	2,6000
20	1,8	0,230	30,000	0,0696	X	2,1700	2,6000
20	1,8	0,230	40,000	0,0623	0,2652	4,7200	3,0000
20	1,8	0,230	51,000	0,0490	0,2059	8,4600	4,2000
20	1,8	0,230	60,000	0,0586	0,1876	14,9000	5,4000
20	1,8	0,230	70,000	0,0530	0,1737	26,5000	6,2000
20	1,8	0,230	80,000	0,0565	0,1772	21,7300	5,4000
20	1,8	0,230	90,000	0,0646	0,1711	18,1300	4,3000
20	1,8	0,230	100,000	0,0539	0,1651	22,2200	4,7200
20	1,8	0,230	120,000	0,0559	0,1614	28,6500	4,9500

FIGURE F.6 – Données de mesure structure du jet pour l’injecteur n°2 de diamètre liquide égal à 20 mm épaisseur gaz de 1,8 mm.

HL 20 HG 5							
HL (mm)	HG (mm)	UL (m/s)	UG (m/s)	Li (m)	Lb (m)	Angle spray (degrés)	Angle structure (degrés)
20	5	0,230	16,000	0,0971	0,268431552	3,3400	2,5700
20	5	0,230	21,000	0,0670	0,257810567	24,6000	4,0000
20	5	0,230	30,000	0,0446	0,1439	32,5000	6,8200
20	5	0,230	40,000	0,0438	0,1399	35,0000	7,0000
20	5	0,230	50,000	0,0432	0,1465	35,0000	5,5700
20	5	0,230	60,000	0,0487	0,1679	33,0000	4,5300
20	5	0,230	70,000	0,0623	0,1843	27,0000	5,6000
20	5	0,230	80,000	0,0507	0,1743	21,6700	5,4200
20	5	0,230	90,000	0,0551	0,1784	23,0000	4,4800
20	5	0,230	100,000	0,0487	0,1728	21,0000	4,9000
20	5	0,230	120,000	0,0446	0,1654	19,6000	4,7000

20	5	0,141	50,000	0,0359	0,1279	X	X
20	5	0,230	50,000	0,0496	0,1353	X	X
20	5	0,318	50,000	0,0626	0,1712	X	X
20	5	0,407	50,000	0,0704	0,1892	X	X
20	5	0,477	50,000	0,0733	0,2141	X	X

FIGURE F.7 – Données de mesure structure du jet pour l’injecteur n°2 de diamètre liquide égal à 20 mm épaisseur gaz de 5 mm.

HL 20 HG 24							
HL (mm)	HG (mm)	UL (m/s)	UG (m/s)	Li (m)	Lb (m)	Angle spray (degrés)	Angle structure (degrés)
20	24	0,230	17,000	0,0612	0,298857613	19,8200	3,6000
20	24	0,230	20,000	0,0453	0,212080613	19,7000	5,2000
20	24	0,230	25,000	0,0360	0,1626	27,0000	8,0000
20	24	0,230	30,000	0,0332	0,1273	35,8000	8,9000
20	24	0,230	35,000	0,0271	0,1339	32,2000	7,3600
20	24	0,230	42,000	0,0285	0,1364	22,0500	6,6200

FIGURE F.8 – Données de mesure structure du jet pour l’injecteur n°2 de diamètre liquide égal à 20 mm épaisseur gaz de 24 mm.

## F.2 Données fréquence

HL 5 HG 2					
HL (mm)	HG (mm)	UL (m/s)	UG (m/s)	F KH (Hz)	F Flapping (Hz)
5	2	0,424	20,578	148,0000	115,0000
5	2	0,424	29,072	119,0000	120,0000
5	2	0,424	31,798	123,0000	125,0000
5	2	0,424	36,340	131,0000	131,0000
5	2	0,424	40,883	144,0000	142,0000
5	2	0,424	45,425	160,0000	160,0000
5	2	0,424	54,511	193,0000	196,0000
5	2	0,424	63,596	228,0000	230,0000
5	2	0,424	72,681	256,0000	242,0000
5	2	0,424	81,766	275,0000	250,0000
5	2	0,424	90,851	322,0000	320,0000
5	2	0,424	109,021	310,0000	316,0000
5	2	0,170	19,079	78,0000	47,0000
5	2	0,170	29,981	82,0000	85,0000
5	2	0,170	34,069	94,0000	94,0000
5	2	0,170	38,612	111,0000	114,0000
5	2	0,170	45,425	129,0000	130,0000
5	2	0,170	63,596	219,0000	214,0000
5	2	0,170	81,766	320,0000	
5	2	0,170	90,851	360,0000	230,0000
5	2	0,170	109,021	400,0000	340,0000
5	2	0,141	45,425	129,0000	118,0000
5	2	0,212	45,425	136,0000	130,0000
5	2	0,283	45,425	146,0000	144,0000
5	2	0,354	45,425	156,0000	156,0000
5	2	0,424	45,425	158,0000	158,0000
5	2	0,566	45,425	174,0000	174,0000
5	2	0,707	45,425	195,0000	193,0000
5	2	0,849	45,425	185,0000	183,0000
5	2	0,990	45,425	227,0000	228,0000
5	2	0,212	29,072	86,0000	86,0000
5	2	0,368	29,072	109,0000	109,0000
5	2	0,509	29,072	125,0000	121,0000
5	2	0,651	29,072	184,0000	133,0000
5	2	0,863	29,072	250,0000	211,0000

FIGURE F.9 – Données de mesure fréquence pour l'injecteur n°2 de diamètre liquide égal à 5 mm épaisseur gaz de 2 mm.

HL 5 HG 5					
HL (mm)	HG (mm)	UL (m/s)	UG (m/s)	F KH (Hz)	F flapping (Hz)
5	5	0,283	18,037	100,0000	90,0000
5	5	0,283	23,499	100,0000	82,0000
5	5	0,283	29,150	78,0000	45,0000
5	5	0,283	34,850	88,0000	78,0000
5	5	0,283	40,098	103,0000	103,0000
5	5	0,283	45,425	121,0000	111,0000
5	5	0,283	50,770	138,0000	129,0000
5	5	0,283	55,795	155,0000	141,0000
5	5	0,283	61,109	168,0000	148,0000
5	5	0,283	66,423	180,0000	160,0000
5	5	0,283	71,737	210,0000	170,0000
5	5	0,283	76,906	222,0000	190,0000
5	5	0,283	82,210	249,0000	205,0000
5	5	0,283	87,514	255,0000	205,0000
5	5	0,283	92,818	290,0000	217,0000
5	5	0,283	80,000	261,0000	250,0000
5	5	0,283	100,000	390,0000	312,0000
5	5	0,283	120,000	394,0000	328,0000
5	5	0,283	130,000	418,0000	328,0000
5	5	0,750	25,000	177,0000	185,0000
5	5	0,750	30,000	185,0000	185,0000
5	5	0,750	40,000	78,0000	178,0000
5	5	0,750	50,000	143,0000	144,0000
5	5	0,750	60,000	185,0000	182,0000
5	5	0,750	80,000	254,0000	254,0000
5	5	0,750	100,000	316,0000	301,0000
5	5	0,750	130,000	383,0000	344,0000

FIGURE F.10 – Données de mesure fréquence pour l'injecteur n°2 de diamètre liquide égal à 5 mm épaisseur gaz de 5 mm.

HL 5 HG 9,3					
HL (mm)	HG (mm)	UL (m/s)	UG (m/s)	F KH (Hz)	F flapping (Hz)
5	9,3	0,424	23,000	185,0000	117,0000
5	9,3	0,424	28,000	152,0000	123,0000
5	9,3	0,424	36,000	117,0000	117,0000
5	9,3	0,424	41,000	114,0000	113,0000
5	9,3	0,424	49,000	148,0000	131,0000
5	9,3	0,424	55,000	162,0000	162,0000
5	9,3	0,424	62,000	190,0000	164,0000
5	9,3	0,424	71,000	220,0000	193,0000
5	9,3	0,424	77,000	234,0000	202,0000
5	9,3	0,424	87,000	187,0000	170,0000

FIGURE F.11 – Données de mesure fréquence pour l'injecteur n°2 de diamètre liquide égal à 5 mm épaisseur gaz de 9,3 mm.

HL 5 HG 12,5					
HL (mm)	HG (mm)	UL (m/s)	UG (m/s)	F KH (Hz)	F flapping (Hz)
5	12,5	0,424	36,000	141,0000	138,0000
5	12,5	0,424	46,000	132,0000	111,0000
5	12,5	0,424	64,000	188,0000	184,0000
5	12,5	0,424	104,000	357,0000	350,0000
5	12,5	0,424	144,000	249,0000	200,0000
5	12,5	0,424	170,000	302,0000	273,0000

FIGURE F.12 – Données de mesure fréquence pour l'injecteur n°2 de diamètre liquide égal à 5 mm épaisseur gaz de 12,5 mm.

HL 15 HG 4,3					
HL (mm)	HG (mm)	UL (m/s)	UG (m/s)	F KH (Hz)	F flapping (Hz)
15	4,3	0,236	13,271	57,0000	39,0000
15	4,3	0,236	16,589	55,0000	41,0000
15	4,3	0,236	19,907	43,0000	33,2000
15	4,3	0,236	26,542	51,0000	47,0000
15	4,3	0,236	39,814	92,0000	56,0000

FIGURE F.13 – Données de mesure fréquence pour l'injecteur n°2 de diamètre liquide égal à 15 mm épaisseur gaz de 4,3 mm.

HL 20 HG 1,8					
HL (mm)	HG (mm)	UL (m/s)	UG (m/s)	F KH (Hz)	F flapping (Hz)
20	1,8	0,265	36,600	51,0000	19,5
20	1,8	0,265	39,900	53,0000	33
20	1,8	0,265	47,700	48,0000	21,0000
20	1,8	0,265	55,800	88,0000	39,0000
20	1,8	0,265	63,400	50,0000	25,0000
20	1,8	0,265	79,879	43,0000	23,0000
20	1,8	0,265	111,830	x	29,3000

FIGURE F.14 – Données de mesure fréquence pour l'injecteur n°2 de diamètre liquide égal à 20 mm épaisseur gaz de 1,8 mm.

HL 20 HG 5					
HL (mm)	HG (mm)	UL (m/s)	UG (m/s)	F KH (Hz)	F flapping (Hz)
20	5	0,230	47,000	53,0000	30
20	5	0,230	60,000	108,0000	33,2
20	5	0,230	69,000	187,0000	27,0000
20	5	0,230	80,000	172,0000	35,0000
20	5	0,230	90,000	257,0000	35,0000
20	5	0,230	100,000	230,0000	27,0000
20	5	0,230	120,000	340,0000	58,6000
20	5	0,230	140,000	350,0000	40,0000
20	5	0,230	15,000	57,0000	39,0000
20	5	0,230	20,000	60,0000	31,0000
20	5	0,230	30,000	51,0000	37,0000
20	5	0,230	40,000	47,0000	35,0000

FIGURE F.15 – Données de mesure fréquence pour l'injecteur n°2 de diamètre liquide égal à 20 mm épaisseur gaz de 5 mm.

HL 20 HG 24					
HL (mm)	HG (mm)	UL (m/s)	UG (m/s)	F KH (Hz)	F flapping (Hz)
20	24	0,230	20,300	21,0000	21,5
20	24	0,230	25,000	27,0000	20
20	24	0,230	30,000	25,0000	25,0000
20	24	0,230	36,000	31,0000	33,0000
20	24	0,230	43,000	39,0000	35,0000

FIGURE F.16 – Données de mesure fréquence pour l'injecteur n°2 de diamètre liquide égal à 20 mm épaisseur gaz de 24 mm.

### F.3 Données taille de goutte

HL 5 HG 2						
HL (mm)	HG (mm)	UL (m/s)	UG (m/s)	C10(mm)	JL (m/s)	Position mesure/LB
5	2	0,424413182	20	2,12	0,26955	1,58
5	2	0,424413182	30	0,886	0,0524	1,87
5	2	0,424413182	40	0,473	0,00662	2,00
5	2	0,424413182	50	0,113	0,00118	2,01
5	2	0,424413182	65	0,103	0,00331	1,97
5	2	0,424413182	81	0,077	0,00537	1,94
5	2	0,424413182	100	0,04	0,00755	1,80

HL 5 HG 5						
HL (mm)	HG (mm)	UL (m/s)	UG (m/s)	C10(mm)	JL(m/s)	Pos mesure/LB
5	5	0,282942121	15	2,115	0,29805	Non disponible
5	5	0,282942121	19,5	0,802	0,01096	Non disponible
5	5	0,282942121	24	0,479	0,00406	2,27
5	5	0,282942121	28	0,303	0,00331	2,30
5	5	0,282942121	36	0,14	0,0023	2,42
5	5	0,282942121	49	0,052	0,00264	2,76
5	5	0,282942121	58	0,044	0,00476	3,06
5	5	0,282942121	71	0,038	0,00598	3,49
5	5	0,282942121	80	0,03	0,00512	3,68
5	5	0,282942121	100	0,019	0,01028	3,62
5	5	0,282942121	130	0,01	0,00849	3,18

HL 5 HG 9,3						
HL (mm)	HG (mm)	UL (m/s)	UG (m/s)	C10(mm)	JL (m/s)	distance mesure/LB
5	9,3	0,424413182	23	0,191	0,00934	
5	9,3	0,424413182	28	0,131	0,00474	1,283168081
5	9,3	0,424413182	36	0,069	0,00257	1,481330605
5	9,3	0,424413182	41	0,054	0,00234	2,145780221
5	9,3	0,424413182	49	0,051	0,00396	1,916051838
5	9,3	0,424413182	55	0,044	0,00564	1,963596327
5	9,3	0,424413182	62	0,034	0,00562	2,074217477
5	9,3	0,424413182	71	0,033	0,00616	1,849740513
5	9,3	0,424413182	77	0,038	0,01012	2,033227537
5	9,3	0,424413182	87	0,026	0,01085	2,210569945

HL 5 HG 12,5						
HL (mm)	HG (mm)	UL (m/s)	UG (m/s)	C10(mm)	JL (m/s)	distance mesure/LB
5	12,5	0,424413182	20	0,616	0,07855	1,357524905
5	12,5	0,424413182	25	0,16	0,00527	1,486799215
5	12,5	0,424413182	30	0,13	0,00469	1,625631027
5	12,5	0,424413182	36	0,103	0,00477	1,803385776
5	12,5	0,424413182	46	0,06	0,00496	2,117742366
5	12,5	0,424413182	64	0,046	0,00722	2,658709533
5	12,5	0,424413182	71	0,045	0,0096	2,822033214
5	12,5	0,424413182	77	0,042	0,01289	2,92683998
5	12,5	0,424413182	82	0,037	0,01684	2,985982869
5	12,5	0,424413182	95	0,03	0,02521	3,019156589
5	12,5	0,424413182	99	0,032	0,02917	2,998301668
5	12,5	0,424413182	104	0,028	0,02575	2,95618675

FIGURE F.17 – Données de mesure de taille de goutte pour l'injecteur n°2 de diamètre liquide égal à 5 mm.

HL 15 HG 4,3						
HL (mm)	HG (mm)	UL (m/s)	UG (m/s)	C10(mm)	Flux vol (m/s)	Pos mesure/LB
15	4,3	0,235785101	13	3,061	0,19453	2,240564276
15	4,3	0,235785101	20	0,853	0,00374	3,204800608
15	4,3	0,235785101	26			4,212591899
15	4,3	0,235785101	40	0,371	0,00282	4,798051431
15	4,3	0,235785101	50	0,166	0,00294	non disponible
15	4,3	0,235785101	60	0,116	0,0054	non disponible
15	4,3	0,235785101	70	0,08	0,00436	non disponible
15	4,3	0,235785101	90	0,06	0,00609	non disponible

HL 20 HG 1,8						
HL (mm)	HG (mm)	UL (m/s)	UG (m/s)	C10(mm)	Flux vol (m/s)	pos mesure/LB
20	1,8	0,229890473	18	3,049	0,187	non disponible
20	1,8	0,229890473	30	1,964	0,05442	non disponible
20	1,8	0,229890473	40	1,172	0,04493	0,99773467
20	1,8	0,229890473	51	0,804	0,01596	1,209431675
20	1,8	0,229890473	60	0,595	0,00892	1,355301698
20	1,8	0,229890473	70	0,412	0,00654	1,463944237
20	1,8	0,229890473	80	0,238	0,00477	1,512669033
20	1,8	0,229890473	90	0,161	0,00462	1,520516468
20	1,8	0,229890473	100	0,113	0,0047	1,518170279
20	1,8	0,229890473	120	0,075	0,00532	1,619817208
20	1,8	0,265258238	18	3,266	0,19592	non disponible
20	1,8	0,265258238	35	1,864	0,11109	non disponible
20	1,8	0,265258238	45	1,075	0,04212	non disponible
20	1,8	0,265258238	52	0,831	0,02369	non disponible
20	1,8	0,265258238	60	0,669	0,01511	non disponible
20	1,8	0,265258238	75	0,413	0,0082	non disponible
20	1,8	0,265258238	105	0,152	0,00599	non disponible

HL 20 HG 5						
HL (mm)	HG (mm)	UL (m/s)	UG (m/s)	C10(mm)	Flux vol (m/s)	Pos mesure/LB
20	5	0,229890473	20	1,196	0,01204	1,118637101
20	5	0,229890473	30	0,246	0,00082	1,599950838
20	5	0,229890473	40	0,171	0,00134	1,837592119
20	5	0,229890473	47	0,124	0,00161	1,805337296
20	5	0,229890473	60	0,071	0,00204	1,584578507
20	5	0,229890473	69	0,055	0,00241	1,461277275
20	5	0,229890473	80	0,035	0,00313	1,397938278
20	5	0,229890473	90	0,033	0,00376	1,42188747
20	5	0,229890473	100	0,027	0,00404	1,503314745
20	5	0,229890473	120	0,02	0,00523	1,523435212

HL 20 HG 24						
HL (mm)	HG (mm)	UL (m/s)	UG (m/s)	C10(mm)	Flux vol (m/s)	Pos mesure/LB
20	24	0,229890473	17	0,845	0,02104	0,903729839
20	24	0,229890473	20	0,472	0,00913	1,249060015
20	24	0,229890473	25	0,234	0,00371	1,609574929
20	24	0,229890473	30	0,201	0,00496	2,058564158
20	24	0,229890473	35	0,187	0,00649	1,91025852
20	24	0,229890473	42	0,166	0,01141	1,836528795

FIGURE F.18 – Données de mesure de taille de goutte pour l’injecteur n°2 de diamètre liquide égal à 15 et 20 mm.





## Annexe G

# Comparaison des mesures de la fréquence du flapping en 3D et 2D

Le traitement des images du jet tri-dimensionnelles est décrit en section 2.4. Nous allons justifier de la qualité de la mesure de fréquence du flapping sur des images seulement bi-dimensionnelles.

A cette fin, nous allons chercher à calculer au sens statistique les axes principaux de la projection des points du centre du jet sur un plan horizontal. Les axes principaux sont calculés à partir d'une méthode d'analyse en composantes principales (ACP), bien connue des statisticiens. Le principe réside au calcul d'une matrice de variance-covariance pour le nuage de points de centre du jet. Les variables au nombre de deux sont les positions  $x$  et  $y$  de chaque point du profil vertical du centre du jet. Il y a autant d'individus que de position verticales d'échantillonnage  $N_z$ . La matrice de variance-covariance  $M$  est ainsi une matrice de  $N_z$  lignes et de deux colonnes, remplie avec les coordonnées de chaque point auquel nous avons retiré la position moyenne de tous les individus. La position des individus est donc centrée. Nous n'avons pas réduit les données pour justement prendre en compte la différence d'étalement des points dans l'espace. Les axes principaux correspondent aux vecteurs propres de la matrice  $P = M'M$ , où  $M'$  est la transposée de  $M$ . La matrice  $P$  est ainsi de dimension  $2 \times 2$ . La valeur propre associée à chaque axe est la variance des données sur chaque axe. L'axe qui représente le mieux les données est donc celui qui a la valeur propre associée la plus grande. Le rapport des deux valeurs propres donne un rapport statistique entre l'étalement des données sur chaque axe. Il faut noter cependant que les images du jet qui servent à l'analyse peuvent contenir plusieurs vagues ou structures du flapping, avec pour chacune des orientations différentes et une amplitude différentes, leur âge n'étant pas le même. Cette différence d'amplitude donne cependant plus de poids à la vague la plus âgée, mais limite la forte directivité que l'on peut observer sur les images de la structure liquide. Le vecteur propre associé permet en outre de calculer un angle d'orientation des données.

Un exemple de données et d'axe principal est donné en figure G.1 suivante :

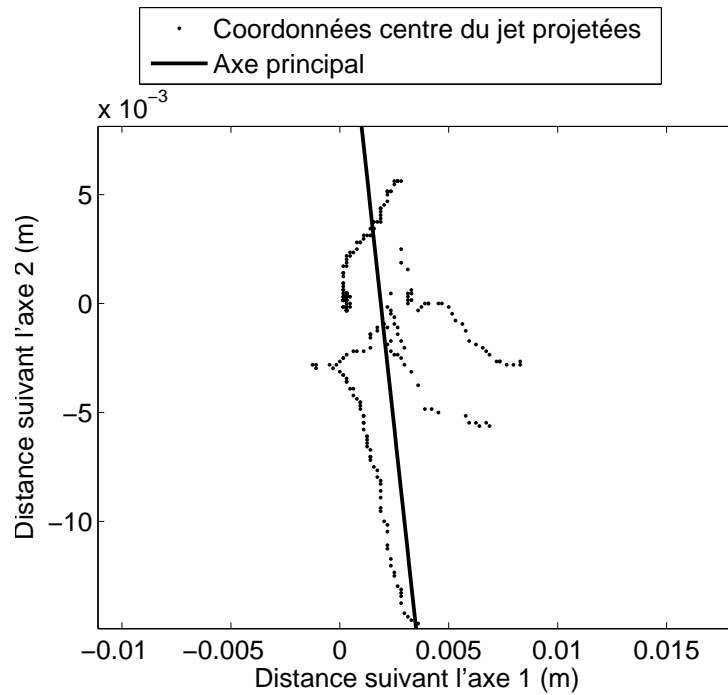


FIGURE G.1 – Projection des coordonnées du centre du jet sur un plan horizontal. Un ajustement linéaire a été ajouté afin d'indiquer la direction principale prise par le jet. Configuration expérimentale : injecteur n°2  $H_L = 5$  mm,  $H_G = 9,3$  mm,  $U_L = 0,28$  m/s,  $U_G = 16,1$  m/s.

Le traitement peut être répété pour toute la série d'image et l'on obtient ainsi un signal de position angulaire de la structure du jet au cours du temps et des statistiques sur le rapport des variances de chaque axe. Pour les données du point injecteur n°2  $H_L = 5$  mm,  $H_G = 9,3$  mm,  $U_L = 0,28$  m/s,  $U_G = 16,1$  m/s, le rapport moyen des variances axe principal/axe secondaire orthogonal est de 18,2. La structure du jet tend donc à être 18,2 fois plus allongée dans sa direction principale que dans la direction orthogonale à cette direction principale.

A partir du calcul de l'axe principal, nous pouvons calculer un angle d'orientation principal de la structure liquide au cours du temps. La figure G.2 (a) montre le signal obtenu pour les conditions expérimentales suivantes : injecteur n°2  $H_L = 5$  mm,  $H_G = 9,3$  mm,  $U_L = 0,28$  m/s,  $U_G = 16,1$  m/s.

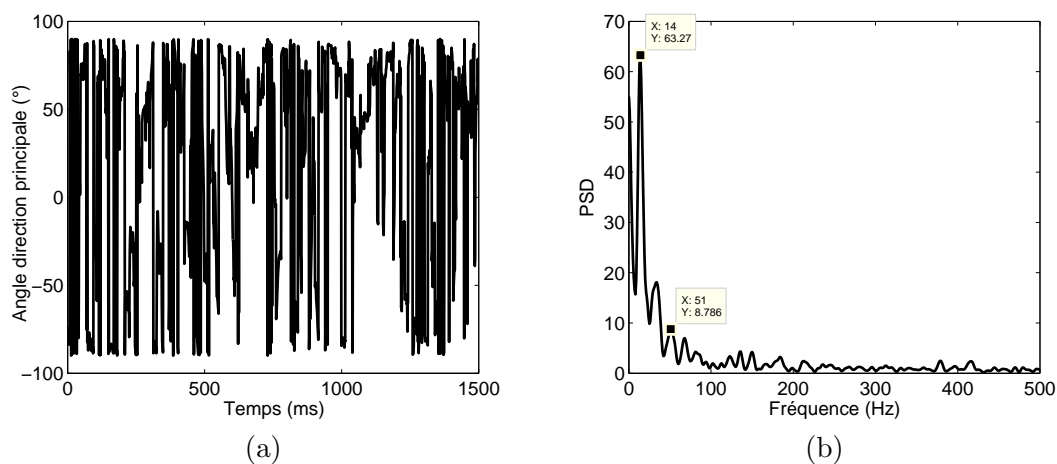


FIGURE G.2 – (a) : Signal angle de la direction principale de la structure liquide en fonction du temps. (b) Spectre de ce signal. Conditions expérimentales : injecteur n°2  $H_L = 5$  mm,  $H_G = 9,3$  mm,  $U_L = 0,28$  m/s,  $U_G = 16,1$  m/s.

Le spectre de ce signal est donné en figure G.2 (b), et la fréquence majoritaire est 14 Hz. A titre de comparaison, la fréquence du flapping pour ce point est de 50 Hz. Le spectre du signal position du centre du jet en deux dimensions est donné en figure G.3 (a) et celui de la position radiale du centre du jet en trois dimensions est donné en figure (b).

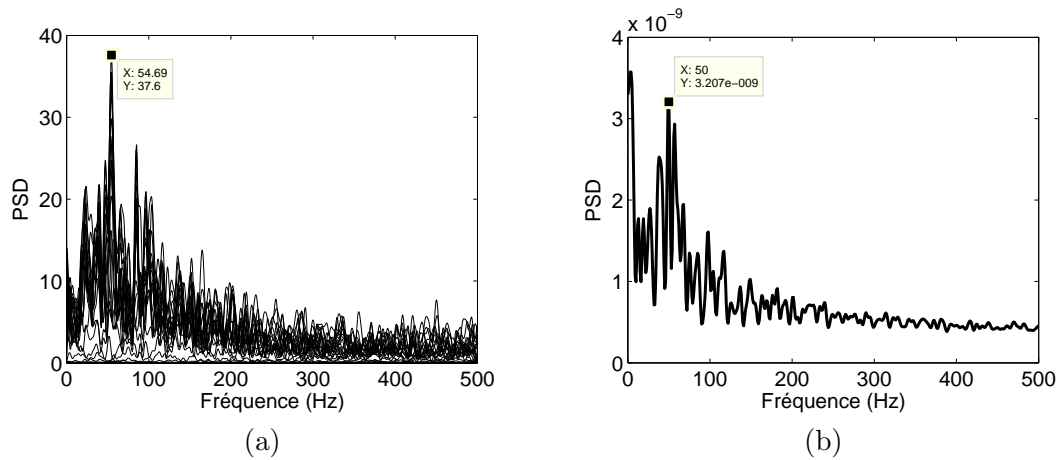


FIGURE G.3 – Spectres du signal déplacement radial du jet, pour les conditions expérimentales suivantes : injecteur n°2  $H_L = 5$  mm,  $H_G = 9,3$  mm,  $U_L = 0,28$  m/s,  $U_G = 16,1$  m/s. Ces spectres sont obtenus à l'aide de la méthode de Welch, avec un découpage du signal en 10 segments sans recouvrement. (a) : spectre obtenu à partir d'images bi-dimensionnelles et de la méthodologie de calcul donné en section 5.1.1. Le graphe est la superposition de spectres du signal déplacement latéral pour plusieurs altitudes. (b) : spectre obtenu à partir du signal position radiale du jet obtenu à partir de deux images orthogonales du jet, voir section 2.4, pour une seule altitude.

Nous pouvons remarquer que les deux spectres sont très semblables, les deux méthodologie de traitement donnant les mêmes résultats.

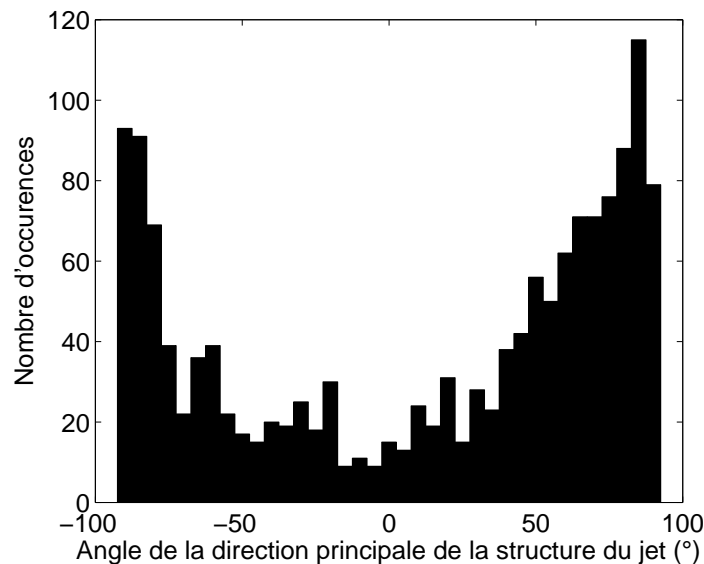


FIGURE G.4 – Histogramme des angles de la direction principale d'étalement du jet. Configuration expérimentale : injecteur n°2  $H_L = 5$  mm,  $H_G = 9,3$  mm,  $U_L = 0,28$  m/s,  $U_G = 16,1$  m/s.

L'histogramme des angles de la direction principale d'étalement du jet donne une explication de la bonne similitude des mesures entre la configuration bi-dimensionnelle et tri-dimensionnelle : le jet a une direction privilégiée, ce qui peut s'expliquer par le fait que le mode ou l'écoulement est sensible aux

variations de vitesse, dimensions et grandeurs pilotant le phénomène suivant l'angle polaire, malgré le soin apporté à la réalisation et au réglage du dispositif.

En conclusion, les méthodes bi et tri-dimensionnelles donnent des résultats équivalents en ce qui concerne la mesure de fréquence, la méthode bi-dimensionnelle est cependant plus facile à mettre en place expérimentalement et au niveau du traitement des images.

## Annexe H

# Mise en équations de l'analyse de stabilité linéaire

### H.1 Analyse de stabilité visqueuse : mode symétrique

Les équations sont les mêmes que pour le papier de Matas et al 2014 [62], mais il faut inverser les indices gaz et liquide dans les équations, et supprimer la condition à la limite paroi, qui n'est pas présente pour le jet libre.

### H.2 Analyse de stabilité inviscide : modes supérieurs à 0

Nous notons  $\mathbf{U} = (0, 0, U)$  le profil de vitesse de base, et  $\mathbf{u} = (u, v, w)$  la perturbation de vitesse, exprimé dans le référentiel cylindrique  $(r, \theta, x)$ . La position de l'interface est donnée par  $\eta$ . La perturbation de pression est  $p$ . Nous notons  $U_i$  la vitesse de base à l'interface. La gravité n'est pas prise en compte. La tension de surface du liquide est notée  $\sigma$ .

La linéarisation des équations de Navier-Stokes s'écrit :

$$\rho \frac{\partial u}{\partial t} + \rho U \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{\partial p}{\partial r} + \sigma \left( \frac{\eta}{R^2} + \frac{\partial^2 \eta}{\partial z^2} + \frac{1}{R^2} \frac{\partial^2 \eta}{\partial \theta^2} \right) \delta(r - R) \quad (\text{H.1})$$

$$\rho \frac{\partial v}{\partial t} + \rho U \frac{\partial v}{\partial z} = -\frac{1}{r} \frac{\partial p}{\partial \theta} \quad (\text{H.2})$$

$$\rho \frac{\partial w}{\partial t} + \rho U \frac{\partial w}{\partial z} + \rho u \frac{\partial U}{\partial r} = -\frac{\partial p}{\partial z} \quad (\text{H.3})$$

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + U_i \frac{\partial \eta}{\partial z} = u(R) \quad (\text{H.4})$$

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (\text{H.5})$$

Nous cherchons des solutions de ce système sous forme normales, qui s'écrivent  $\tilde{\mathbf{u}}(r, n, k, \omega) e^{i(n\theta + kz + \omega t)}$ . Le système du dessus devient alors :

$$i\rho(\omega + kU)\tilde{u} = -\frac{d\tilde{p}}{dr} + \sigma \frac{\tilde{\eta}}{R^2} (1 - n^2 - k^2 R^2) \delta(r - R) \quad (\text{H.6})$$

$$i\rho(\omega + kU)\tilde{v} = -i\frac{n}{r}\tilde{p} \quad (\text{H.7})$$

$$i\rho(\omega + kU)\tilde{w} + \rho\tilde{u} \frac{dU}{dr} = -ik\tilde{p} \quad (\text{H.8})$$

$$i\rho(\omega + kU_i)\tilde{\eta} = \tilde{u} \quad (\text{H.9})$$

$$\frac{\tilde{u}}{r} + \frac{d\tilde{u}}{dr} + i\frac{n}{r}\tilde{v} + ik\tilde{w} = 0 \quad (\text{H.10})$$

Loin de l'interface,  $\rho$  est constant et en gardant la perturbation de pression  $\tilde{p}$  nous obtenons l'équation suivante :

$$\frac{d^2\tilde{p}}{dr^2} + \frac{d\tilde{p}}{dr} \left( \frac{1}{r} - 2\frac{k}{\omega + kU} \frac{dU}{dr} \right) - (k^2 + \frac{n^2}{r^2})\tilde{p} = 0 \quad (\text{H.11})$$

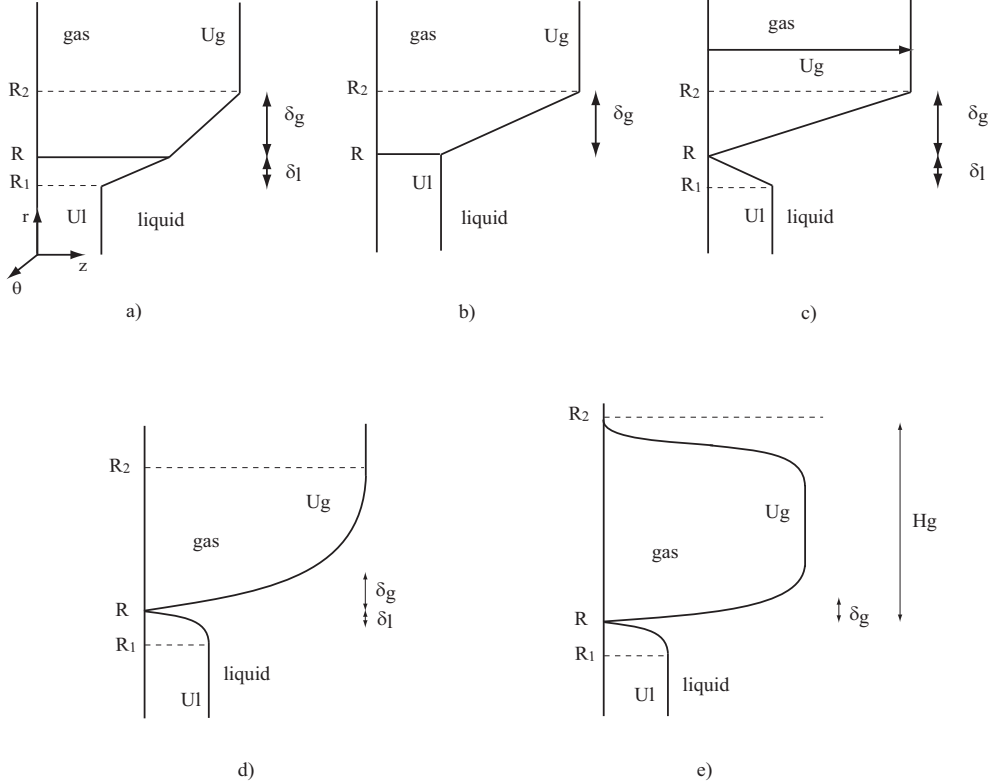


FIGURE H.1 – a) Profil de vitesse avec deux épaisseurs de vortacité; b) profil de vitesse avec une épaisseur de vortacité gaz seulement; c) Profil avec un déficit de vitesse à l'interface; d) Profil en fonction erreur avec un déficit de vitesse à l'interface; e) Profil en fonction erreur avec un déficit de vitesse et une épaisseur gaz finie  $H_G$ .

Le profil de vitesse de bas doit être spécifié afin de résoudre cette équation : nous considérons que l'écoulement est composé de quatre régions : les couches limites gaz et liquides, et au-delà des régions où la vitesse liquide et gaz est constante. Nous notons  $R_1$  le rayon limite de la couche limite liquide et  $R_2$  le rayon extérieur de la couche limite gaz. Le profil de vitesse dans le liquide peut être un profil réaliste (ici un profil en fonction erreur), ou un simple profil linéaire par morceaux avec  $\delta_l = R_1$  (voir figure H.1b).

Dans les régions liquide et gaz où l'écoulement de base est constant, l'équation H.11 se réduit à une équation de Bessel modifiée : la perturbation de pression dans le liquide est de la forme  $\tilde{p} \sim I_n(kr)$ ; dans le gaz, et au-delà de la couche limite, l'expression est similaire, de la forme  $\tilde{p} \sim K_n(kr)$ .  $I_n$  et  $K_n$  sont les fonctions de Bessel modifiées d'ordre  $n$ .

La vitesse est ainsi obtenue à partir de l'équation H.6, de la forme  $\tilde{u} = AI'_n(kr)$ , dans le liquide à vitesse de base constante, et  $\tilde{u} = BK'_n(kr)$  dans le gaz à vitesse de base constante.

Dans la couche limite gaz, la perturbation de pression peut être obtenue à partir de la résolution numérique de l'équation H.11, mais la perturbation de vitesse  $\tilde{u}$  est obtenue directement. La combinaison des équations H.6, H.7, H.8 et H.10 donne :

$$\frac{d}{dr} \left[ \rho \frac{(\omega + kU) \left( \frac{d\tilde{u}}{dr} + \frac{\tilde{u}}{r} \right) - k\tilde{u} \frac{dU}{dr}}{\frac{n^2}{r^2} + k^2} \right] = \rho(\omega + kU)\tilde{u} + \frac{\sigma}{R^2} \frac{\tilde{u}}{\omega + kU} (1 - n^2 - k^2 r^2) \delta(r - R) \quad (\text{H.12})$$

qui donne ensuite l'équation différentielle pour  $\tilde{u}$  (loin de l'interface) :

$$\frac{d\tilde{u}^2}{d\alpha^2} + \frac{3n^2 + \alpha^2}{\alpha(n^2 + \alpha^2)} \frac{d\tilde{u}}{d\alpha} + \left[ \frac{k}{\alpha(\omega + kU)} \frac{\alpha^2 - n^2}{\alpha^2 + n^2} \frac{dU}{d\alpha} + \frac{n^2 - \alpha^2}{\alpha^2(n^2 + \alpha^2)} - \frac{k}{\omega + kU} \frac{dU^2}{d\alpha^2} - \frac{n^2 + \alpha^2}{\alpha^2} \right] \tilde{u} \quad (\text{H.13})$$

où  $\alpha = kr$ .

Deux solutions indépendantes pour cette équation peuvent être trouvées numériquement dans chaque couche limite, en introduisant quatre constantes. Nous notons  $\phi_g = C\phi_{g1} + D\phi_{g2}$  et  $\phi_l = E\phi_{l1} + F\phi_{l2}$  les solutions dans les phases gaz et liquide respectivement. Six relations sont nécessaires entre les six constantes. Trois sont données par la condition de continuité de  $\tilde{u}$  à l'interface gaz/liquide, et à l'extrémité de chaque couche limite  $R_1$  et  $R_2$  :

$$AI'_n(kR_1) = E\phi_{l1}(R_1) + F\phi_{l2}(R_1) \quad (\text{H.14})$$

$$E\phi_{l1}(R) + F\phi_{l2}(R) = C\phi_{g1}(R) + D\phi_{g2}(R) \quad (\text{H.15})$$

$$C\phi_{g1}(R_2) + D\phi_{g2}(R_2) = BK'_n(kR_2) \quad (\text{H.16})$$

Trois relations supplémentaires sont trouvées par intégration de l'équation H.12 aux mêmes position (i.e. à partir des points de raccord du profil de base de vitesse) :

$$(\omega + kU_2) \left[ kBK''_n(kR_2) - C\phi'_{g1}(R_2) - D\phi'_{g2}(R_2) \right] + kBK'_n(kR_2)\gamma(R_2) = 0 \quad (\text{H.17})$$

$$\begin{aligned} (\omega + kU_i) \left[ \rho_g(C\phi'_{g1}(R) + D\phi'_{g2}(R)) - \rho_l(E\phi'_{l1}(R) + F\phi'_{l2}(R)) + \frac{C\phi_{g1}(R) + D\phi_{g2}(R)}{R}(\rho_g - \rho_l) \right] \\ - k(C\phi_{g1}(R) + D\phi_{g2}(R))(\rho_g\gamma_g - \rho_l\gamma_l) - \frac{\sigma(1 - n^2 - k^2R^2)}{R^4(\omega + kU_i)}(n^2 + \alpha^2)(C\phi_{g1}(R) + D\phi_{g2}(R)) = 0 \end{aligned} \quad (\text{H.18})$$

$$(\omega + kU_1) \left[ E\phi'_{l1}(R_1) + F\phi'_{l2}(R_1) - kAI''_n(kR_1) \right] - kAI'_n(kR_1)\gamma(R_1) = 0 \quad (\text{H.19})$$

Où  $\gamma = \frac{dU}{dr}$  est le cisaillement du profil de vitesse de base dans la couche limite.

Chaque fonction  $\phi_g$  et  $\phi_l$  est trouvée par intégration numérique (résolution de l'équation H.12 à l'aide d'une méthode de type Runge-Kutta) : pour chaque couche limite deux valeurs de  $\phi$  and  $\phi'$  sont choisies d'un côté, et intégrées dans la couche limite afin de donner les deux solutions indépendantes désirées. Il faut ensuite écrire que le déterminant du système constitué par les équations H.14 à H.19 doit être nul. Cette équation est résolue pour une analyse spatiale : la variable est  $\omega$  qui est réel, et la relation de dispersion est calculée pour le nombre d'onde complexe  $k = k_r + ik_i$ . La fréquence retenue est celle qui minimise le taux de croissance spatial  $k_i$  (la convention de notation sur  $k$  implique que  $k_i$  est négatif).





## Annexe I

# Fréquence du flapping en configuration de nappes liquides

La fréquence du flapping coaxial est ici comparée avec celle des nappes liquides, et particulièrement avec les études de Lozano et al. 2005 [53] et Couderc 2007 [17]. Ces deux groupes d'auteurs ont proposé des corrélations pour la fréquence de flapping de nappes. Nous allons maintenant tester ces loi d'échelles sur nos données afin de comparer les situations planes et coaxiales.

Couderc, à partir de simulations numériques 2D diphasiques d'une nappe plane atomisée par un courant gaz des deux côtés de la nappe a proposé la loi d'échelle suivante :

$$St_{Couderc} = \frac{f_{flapping} \cdot R_L \cdot \sqrt{\delta}}{U_G \cdot \sqrt{H_G}} \quad (I.1)$$

Couderc [17] a proposé 0,02 comme valeur pour ce Strouhal caractérisant ses expériences numériques. La figure I.1 présente l'application de cette loi d'échelle sur nos données de fréquence de flapping. Nous avons mesuré conjointement à la fréquence du flapping l'épaisseur de vorticité gaz pour tous nos points de mesure ce qui permet de calculer le Strouhal proposé par Couderc (voir section validation de l'expérience 2.5.1).

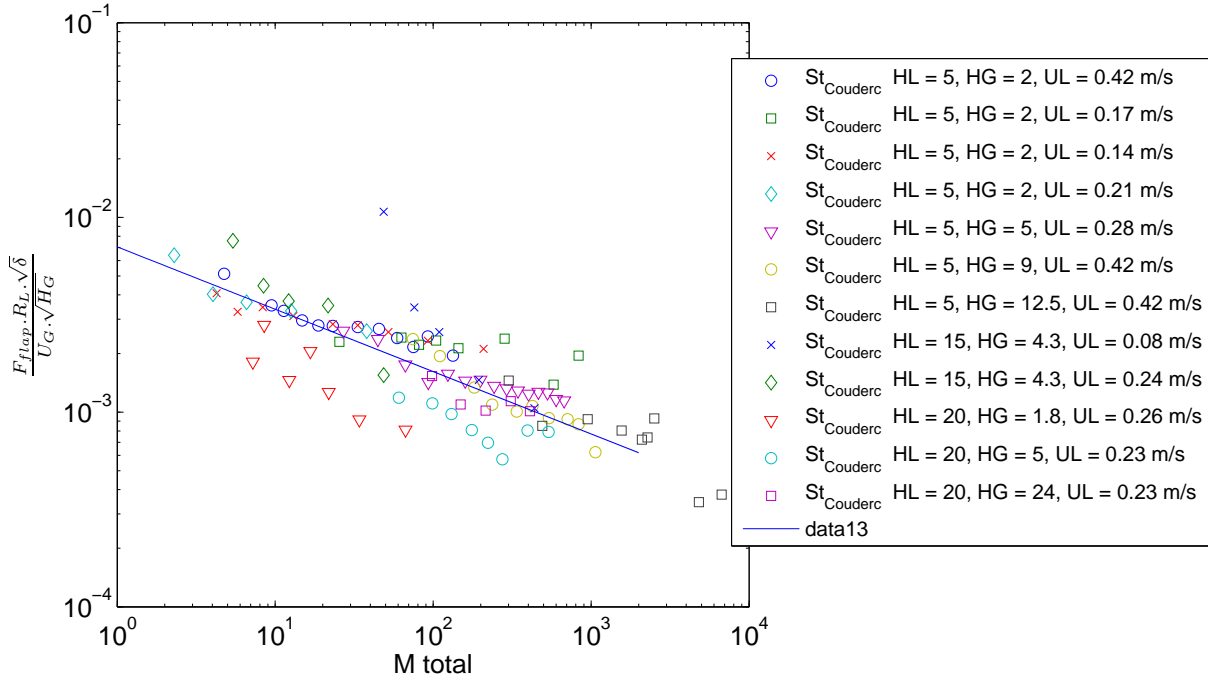


FIGURE I.1 – Test de la loi d'échelle proposée par Couderc 2007 [17]  $F_{flapping} \cdot R_L \cdot \sqrt{\delta} / (U_G \cdot \sqrt{H_G})$  fonction de  $M_{total} = \frac{\rho_G \cdot U_G^2 \cdot S_G}{\rho_L \cdot U_L^2 \cdot S_L}$ , avec  $S_G$  et  $S_L$  surface de l'anneau gaz et du disque d'injection liquide respectivement.

Nous pouvons remarquer sur la figure I.1 que le Strouhal proposé par Couderc et appliqué sur nos données n'est pas constant, variant d'un ordre de grandeur sur la plage du paramètre proposé  $M_{total}$ . La différence de comportement du Strouhal proposé sur nos données coaxiales laisse à penser que le comportement du flapping en géométrie coaxiale est différent de celui du battement de nappes liquides planes tel qu'étudié par Couderc.

Une autre loi d'échelle expérimentale pour la fréquence de battement de nappes liquides a été proposé par Lozano et al 2005 [53]. Cette loi d'échelle est la suivante :

$$St = \frac{F_{flapping} \cdot \sqrt{H_L \cdot H_G}}{U_G - U_{G \min}} \quad (I.2)$$

Avec  $U_{G \min}$  vitesse gaz pour laquelle la droite des moindres carrés des données  $F_{flapping} = f(U_G)$  coupe l'axe des abscisses, selon la définition de Lozano. Ce paramètre supplémentaire permet de modéliser le comportement affine de la fréquence de battement avec la vitesse gaz et est interprété comme une vitesse gaz minimale afin de voir apparaître le battement, qui apparaît effectivement à partir d'une certaine vitesse gaz. Pour nos données, cette valeur de vitesse minimale ne correspond pas à celle que nous avons mesuré un réalisant une interpolation de nos données, elle est négative pour la plupart des cas. Lozano et al 2005 [53] ont observé une légère dépendance de la fréquence de battement à la vitesse liquide pour des vitesses liquides inférieures à 1 m/s, et une indépendance pour des vitesses liquides supérieures. Néanmoins, la figure suivante présente la loi d'échelle I.2, afin de tester si la dépendance géométrique proposée est correcte pour notre injecteur.

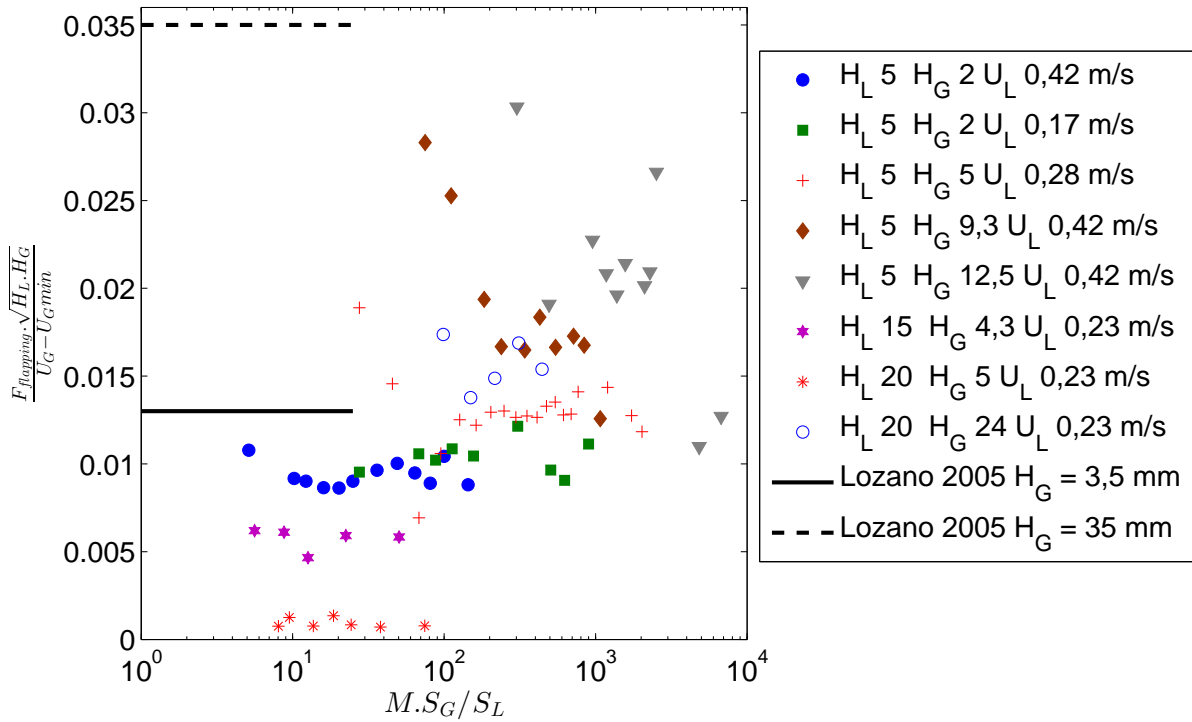


FIGURE I.2 – Test de la loi d'échelle proposée par Lozano 2005 [53]  $\frac{F_{flapping} \cdot \sqrt{H_L \cdot H_G}}{U_G - U_{Gmin}}$  fonction de  $M_{total} = \frac{\rho_G \cdot U_G^2 \cdot S_G}{\rho_L \cdot U_L^2 \cdot S_L}$ , avec  $S_G$  et  $S_L$  surface de l'anneau gaz et du disque d'injection liquide respectivement.

Nous pouvons remarquer en figure I.2 que la loi d'échelle proposée par Lozano et al 2005 [53] ne permet pas de collapser nos données et leur dépendance aux paramètres de contrôle. De plus, dans le paramétrage choisi par Lozano et al 2005 [53] deux valeurs de leur proposition de Strouhal sont obtenues, dépendantes de l'épaisseur gaz. Leur proposition ne permet pas de prendre en compte correctement l'effet de l'épaisseur gaz sur le flapping.

Des différences de dépendances aux paramètres de contrôle vitesses et géométrie étant observées entre les données de fréquence en géométries coaxiales et nappes, les mécanismes causant le flapping semblent se manifester différemment pour les deux géométries. Ce fait est également souligné par Odier [68], qui propose un nombre de Strouhal construit sur la fréquence de flapping constant avec  $\delta_G/H_L$ , pour des simulations numériques de nappes liquides cisailées par deux nappes gaz parallèles. Ce Strouhal est égal à  $St_{Odier} = \frac{F_{flapping} L_i}{U_c}$ , où  $L_i$  est la longueur intacte du jet liquide (voir 4.1) et  $U_c$  est la vitesse de convection des vagues de l'instabilité de cisaillement inviscide (Dimotakis et al 1986 [20]). Nous rappelons que  $U_c = \frac{\sqrt{\rho_L} U_L + \sqrt{\rho_G} U_G}{\sqrt{\rho_L} + \sqrt{\rho_G}}$ . La figure I.3 suivante montre l'application de ce Strouhal à nos données tracé comme proposé par Odier [68] en fonction de  $\delta_G/H_L$  :

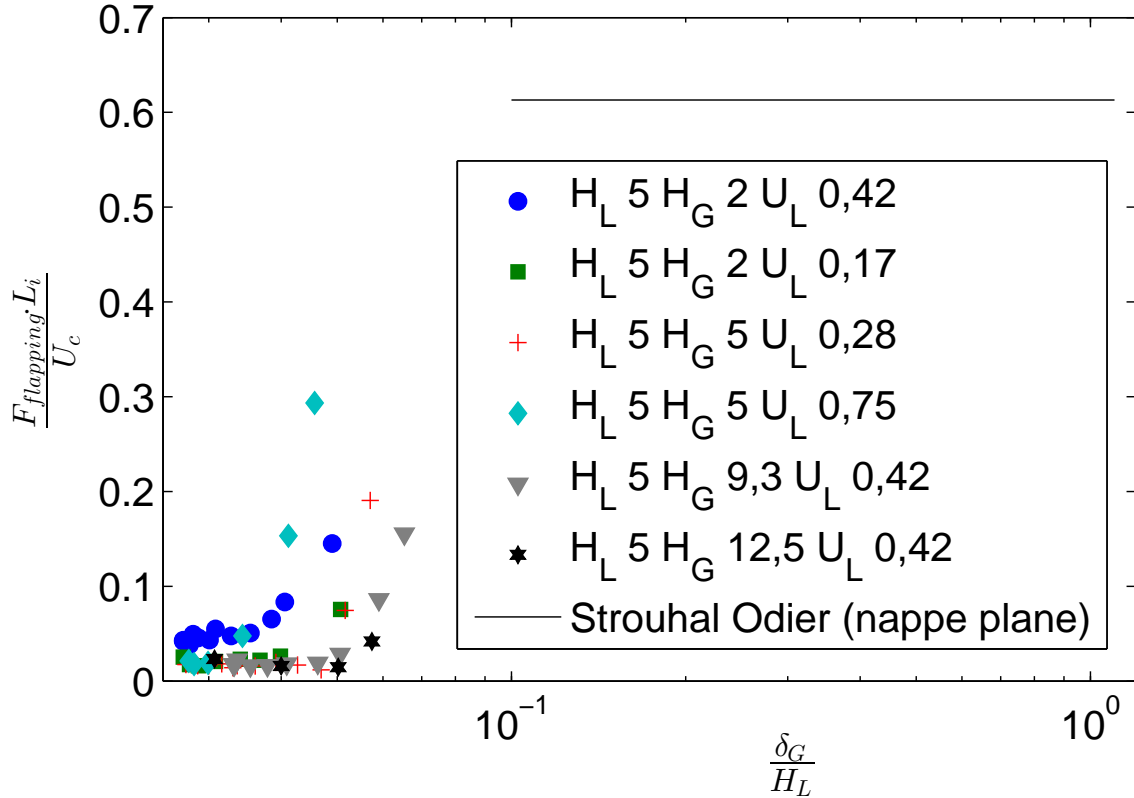


FIGURE I.3 – Test de la loi d'échelle proposée par Odier 2014 [68]  $St_{Odier} = \frac{F_{flapping} \cdot L_i}{U_c}$  fonction de  $\delta_G/H_L$  pour les données expérimentales de l'injecteur n°2, restreint à l'injecteur de diamètre liquide égal à 5 mm.

Plusieurs remarques peuvent être formulées :

- La plage de paramètre  $\delta_G/H_L$  n'est pas la même : la plage de  $\delta_G/H_L$  de notre étude est un ordre de grandeur inférieure à celle retenue chez Odier [68]
- Le nombre de Strouhal proposé par Odier [68] appliqué à nos données expérimentales n'est pas constant avec  $\delta_G/H_L$ . Le Strouhal proposé augmente lorsque la vitesse gaz diminue. Nous rappelons que l'épaisseur de vorticité gaz  $\delta_G$  diminue avec la vitesse gaz, comme nous l'avons présenté en section 2.5.1.
- Une dépendance du nombre de Strouhal proposé à l'épaisseur gaz et à la vitesse liquide laisse entendre que ces paramètres supplémentaires doivent être pris en compte pour que ce paramétrage soit applicable à nos données.

Comme nous l'avons déjà indiqué, Odier [68] souligne la différence de comportement entre les configurations planes et axisymétriques. Le couplage de l'écoulement gaz avec le liquide semble différent entre les deux configurations.

## Annexe J

# Linéarité de la corde moyenne avec la vitesse liquide

La puissance nécessaire à la création d'interface est obtenue à partir d'une fraction de la puissance contenue dans l'écoulement gaz. Nous pouvons ainsi relier ces deux grandeurs par la relation suivante :

$$P_{gaz} \cdot \eta_{creation\ aire} = \sigma Q_A \quad (J.1)$$

où  $P_{gaz} = \frac{1}{2}U_G^2 Q_v$  est la puissance dynamique du jet gaz (pression d'arrêt multiplié par le débit volumique gaz),  $\eta_{creation\ aire}$  le rendement de création d'aire, et  $\sigma Q_A$  la puissance de création d'aire,  $Q_A$  étant homogène à un débit d'aire créé, homogène à des  $m^2/s$ . L'aire du liquide varie entre la configuration jet liquide qui sort de l'injecteur et le spray complètement atomisé. La variation d'aire entre ces deux états est :

$$\Delta A = A_{spray} - A_{jet} \quad (J.2)$$

La relation (J.2) peut encore être écrite sous la forme suivante si l'on relie  $Q_A$  ( $m^2/s$ ) débit d'aire ou taux de création d'aire et  $Q_N$  nombre de gouttes créées par seconde :

$$Q_A dt = Q_N \pi d_{20} dt - \pi H_L U_L dt \quad (J.3)$$

Chaque membre de (J.3) étant ainsi homogène à une aire.

Le débit de gouttes  $Q_N$  (nombre de gouttes par seconde, avec des tailles représentatives de la distribution du spray) est calculé à l'aide de la conservation du débit liquide :

$$S_{inj\ liq} U_L dt = Q_N d_{30} \frac{\pi}{6} dt \quad (J.4)$$

Avec  $S_{inj\ liq} = \pi \frac{H_L^2}{4}$  Ou encore :

$$Q_N = \frac{6 S_{inj\ liq} U_L}{\frac{\pi}{d_{30}}} \quad (J.5)$$

En remplaçant (J.5) dans la relation (J.3) on obtient :

$$Q_A = 6 S_{inj\ liq} \frac{d_{20}}{d_{30}} U_L - \pi H_L U_L \quad (J.6)$$

En reconnaissant que  $\frac{d_{20}}{d_{30}} = \frac{1}{d_{32}}$  et que le  $d_{32}$  est proportionnel à la corde moyenne  $C_{10}$ , nous pouvons écrire (J.7) ainsi :

$$Q_A = 6 S_{inj\ liq} \frac{4U_L}{3C_{10}} - \pi H_L U_L \quad (J.7)$$

Si nous considérons maintenant que la puissance transférée au liquide afin de créer de la surface ne dépend pas de la vitesse liquide, que nous pouvons exprimer comme  $\frac{d\eta_{creation\ aire}}{dU_L} = 0$ , ce qui est

justifié tant que la structure de l'écoulement n'est pas modifiée. Il vient alors que le terme de droite de (J.1) est lui aussi indépendant de la vitesse liquide, ce qui conduit à écrire :

$$\frac{d\left(6S_{inj\ liq}\frac{4U_L}{3C_{10}} - \pi H_L U_L\right)}{dU_L} = 0 \quad (\text{J.8})$$

Qui peut s'écrire :

$$\frac{d\left(\frac{U_L}{C_{10}}\right)}{dU_L} = \frac{3\pi H_L}{18S_{inj\ liq}} \quad (\text{J.9})$$

Ou encore

$$\frac{dC_{10}}{dU_L} = \frac{C_{10}}{U_L} \left[1 - \frac{3\pi H_L C_{10}}{18S_{inj\ liq}}\right] \quad (\text{J.10})$$

Le terme  $\frac{3\pi H_L C_{10}}{18S_{inj\ liq}}$  représentant 3% de 1 pour un  $C_{10}$  de 1 mm et un diamètre d'injecteur de 5 mm, nous le négligeons, ce qui permet d'écrire :

$$\frac{dC_{10}}{C_{10}} = \frac{dU_L}{U_L} \quad (\text{J.11})$$

Dont l'ensemble des solutions est de la forme :

$$C_{10} = K \cdot U_L$$

avec K exponentielle de la constante d'intégration.

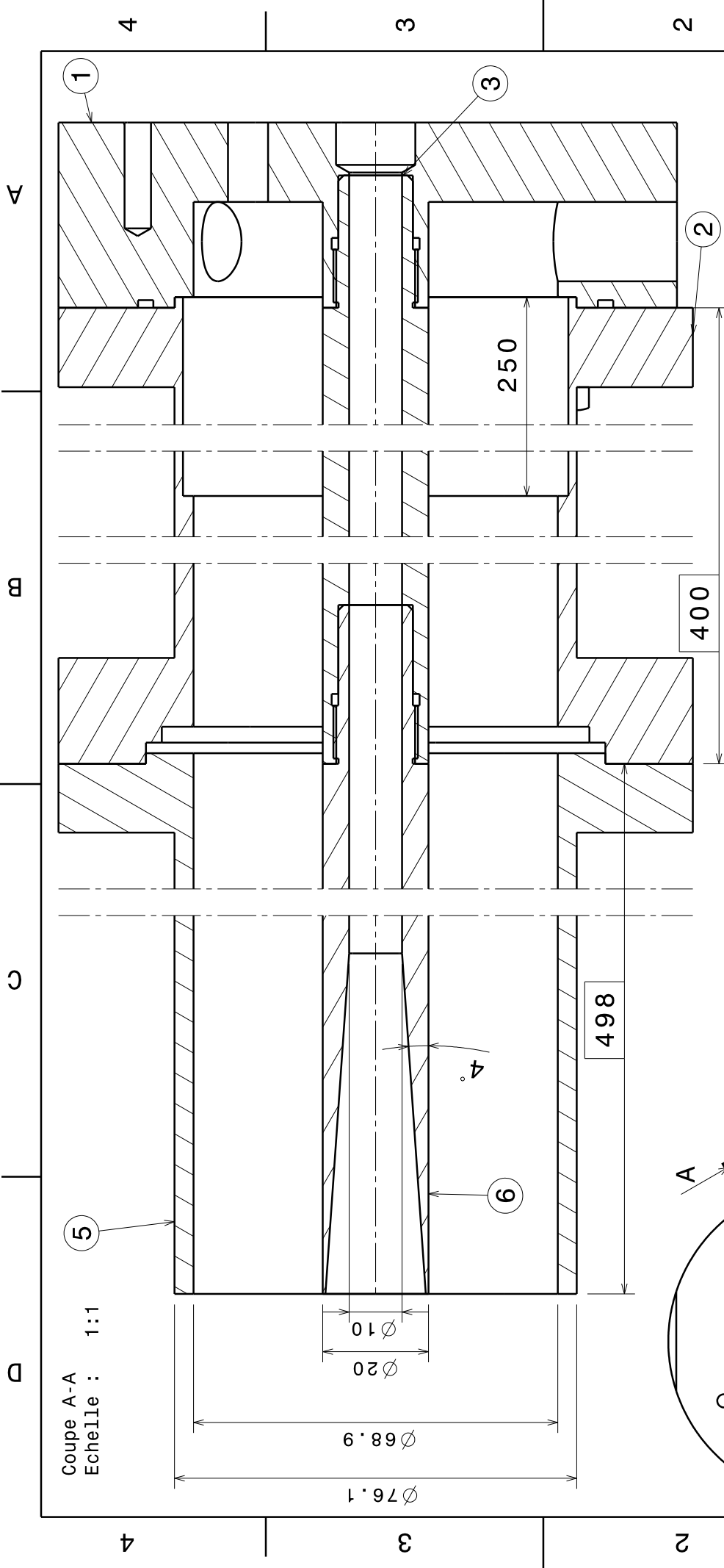
## Annexe K

# Plans de l'injecteur n°2

Les plans de l'injecteur n°2 des pièces de l'étage supérieur sont présentés dans les 5 pages suivantes en version initiale. La page suivante présente le plan de l'architecture générale de l'injecteur avec l'injecteur de diamètre liquide égal à 20 mm et de diamètre gaz égal à 68.9 mm, avant modification. C'est donc le plan de l'injecteur  $H_L = 20$  mm  $H_G = 24$  mm. Les pages suivantes présentent respectivement la tête d'injection dont le plan de la version définitive est donnée 9 pages plus loin. Le plan du tube liquide de diamètre liquide égal à 20 mm est donné 6 pages plus loin, l'angle d'ouverture du divergent et l'épaisseur de la lèvre ayant été modifiés. Les plans des deux autres tubes liquides de diamètre 5 et 15 mm sont donnés 7 et 8 pages plus loin. Enfin, les plans des réductions de section permettant de passer d'un diamètre gaz de 68.9 mm à 23,6 et 30 mm sont donnés 11 et 12 pages plus loin respectivement. Les plans des autres réductions de section ne sont pas données, mais leur construction est basée sur le même principe, à savoir qu'un angle de  $10^\circ$  est utilisé pour le convergent interne. Les plans des adaptateurs pour la turbosoufflante ou le système d'air comprimé du laboratoire ne sont pas indiqués.

Important pour le montage des tubes liquides : Avant montage, même si le tube vient d'être dévissé, nettoyer les portées de guidage avec un chiffon propre et bien enduire de graisse la portée. La graisse facilite l'insertion des tubes, et permet de ne pas extruder le joint en nitrile dans l'alésage.





Coupe A-A  
Echelle : 1:1

$\varnothing 76.1$   
 $\varnothing 68.9$   
 $\varnothing 20$   
 $\varnothing 10$

4°

498

400

250

LEGI  
Domaine Universitaire  
BP 53  
38041 Grenoble CEDEX 9

Ensemble injecteur

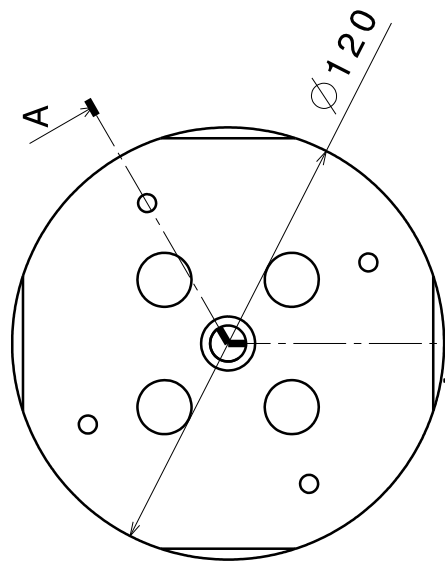
A4

DATE 5/12/2011  
UNITES mm  
SHEET 1/6

Tolérance générale  
 $\pm 0.1$

MATIERE  
Inox

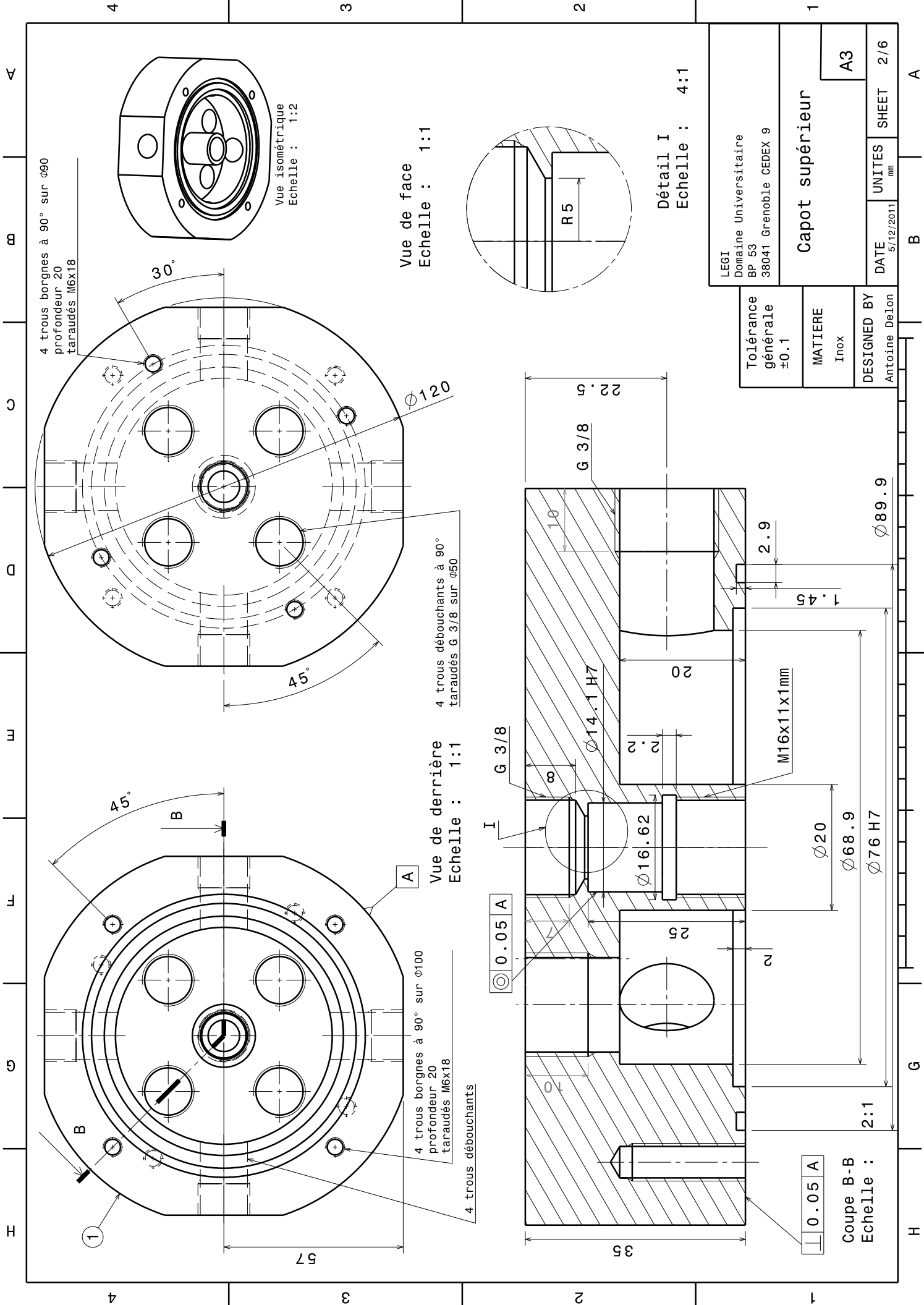
DESIGNED BY  
Antoine Delon



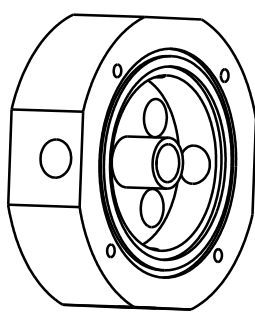
Vue de face  
Echelle : 1:2

A

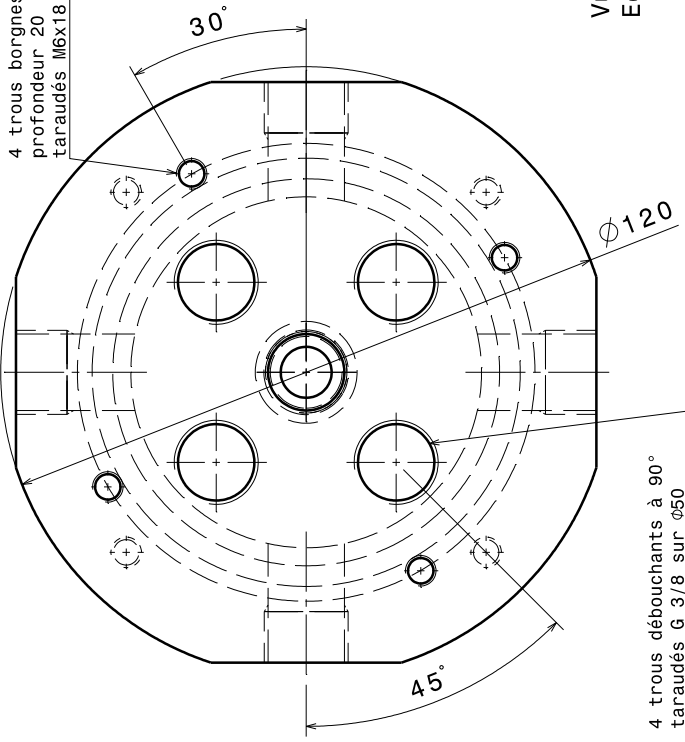
D



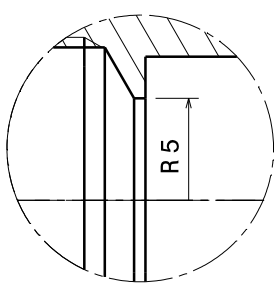
4 trous borgnes à 90° sur  $\phi 90$   
profondeur 20  
taraudés M6x18



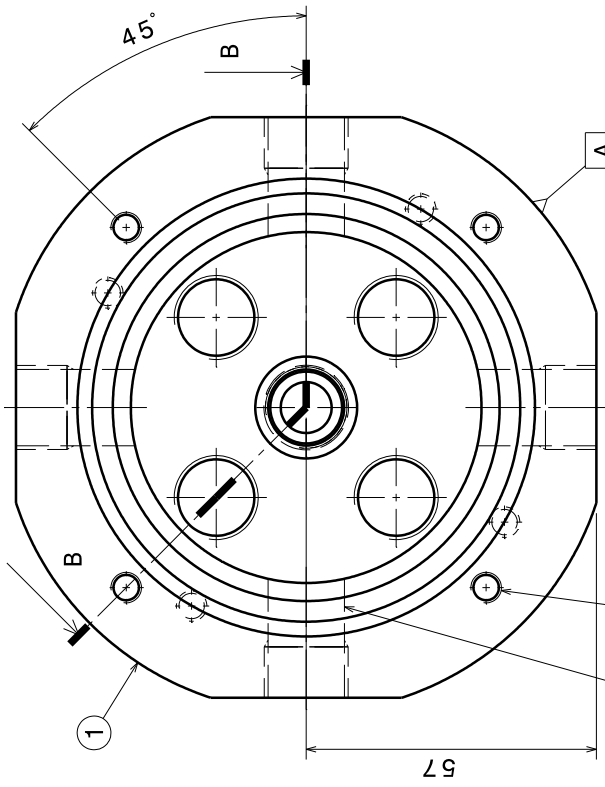
Vue isométrique  
Echelle : 1:2



Vue de face  
Echelle : 1:1



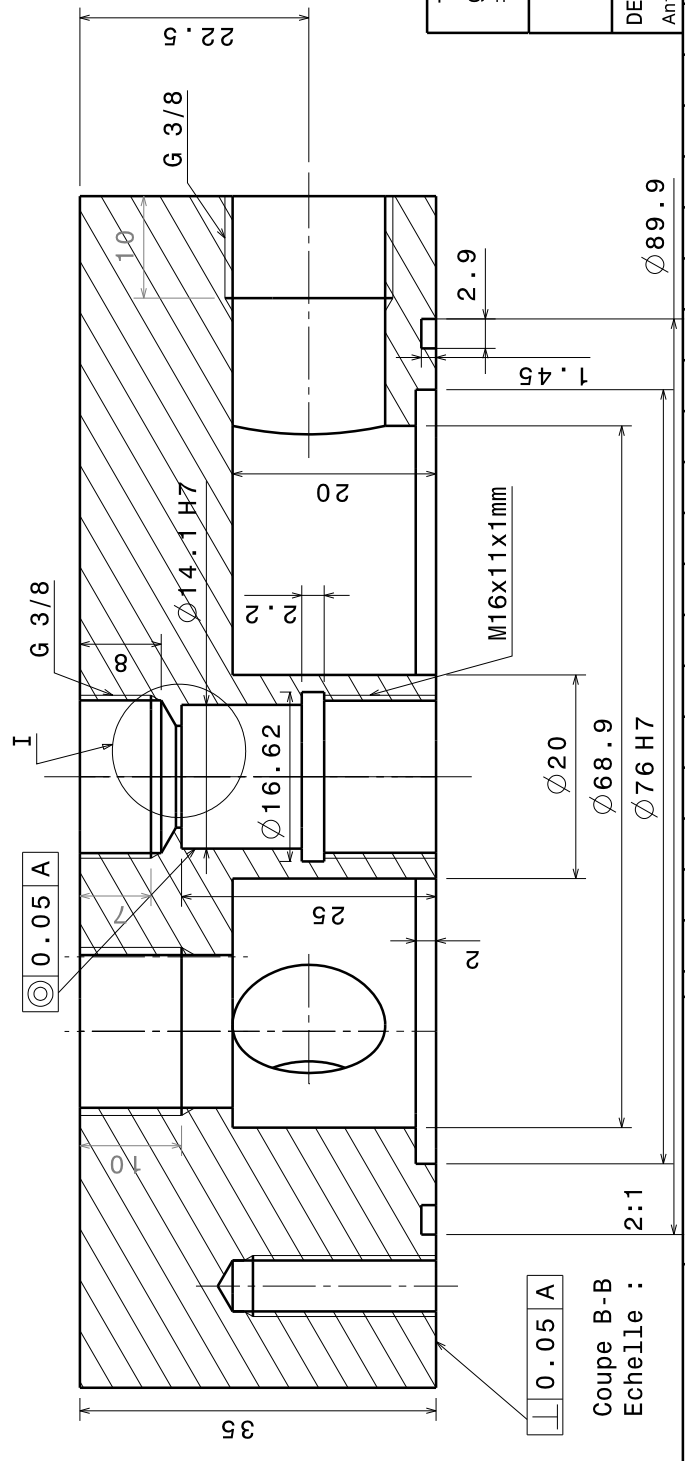
Détail I  
Echelle : 4:1



Vue de derrière  
Echelle : 1:1

4 trous débouchants à 90°  
taraudés G 3/8 sur  $\phi 50$

4 trous débouchants



Coupe B-B  
Echelle : 2:1

Tolérance générale ±0.1		MATIERE Inox		DESIGNED BY Antoine Delon	
LEGI Domaine Universitaire BP 53 38041 Grenoble CEDEX 9		<b>Capot supérieur</b>		A3	
DATE 5/12/2011	UNITES mm	SHEET 2/6	A		

A

m

C

D

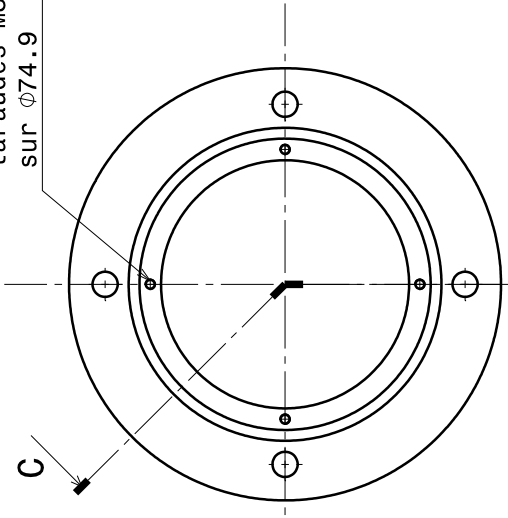
4

3

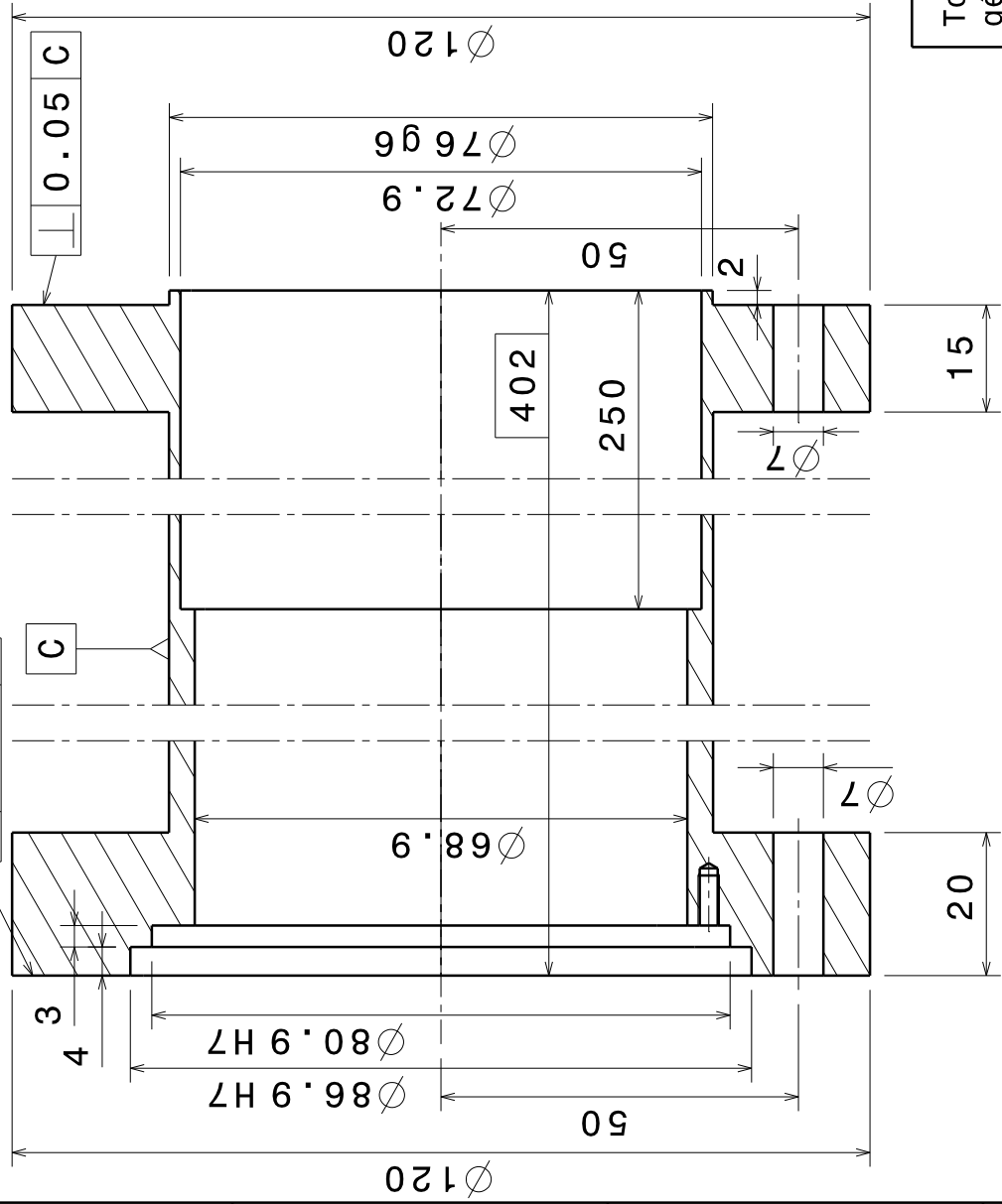
2

1

4 trous borgnes  
profondeur 8  
taraudés M3x7  
sur  $\phi 74.9$



Vue de dessous  
C Echelle : 1:2



Coupe C-C  
Echelle : 1:1

LEGI  
Domaine Universitaire  
BP 53  
38041 Grenoble CEDEX 9

tube extérieur

A4

Tolérance  
générale  
 $\pm 0.1$

MATIERE  
Inox

DESIGNED BY  
Antoine DeLon

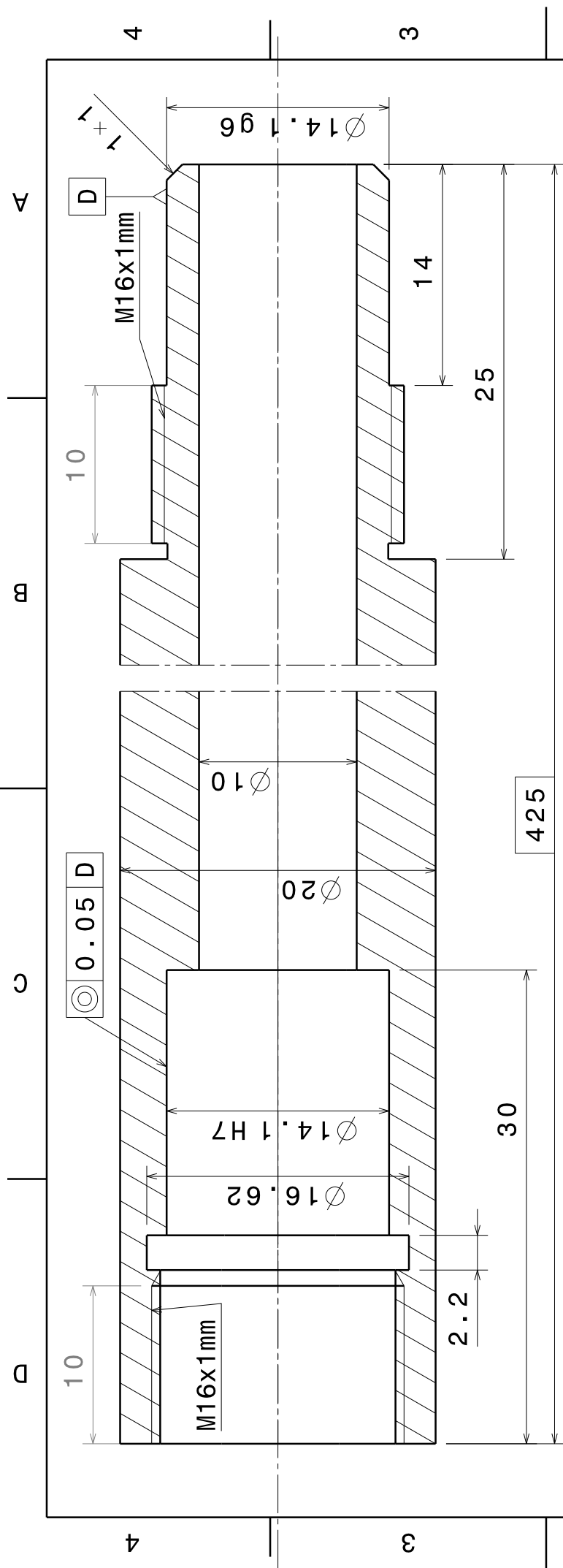
DATE  
5/12/2011

UNITES  
mm

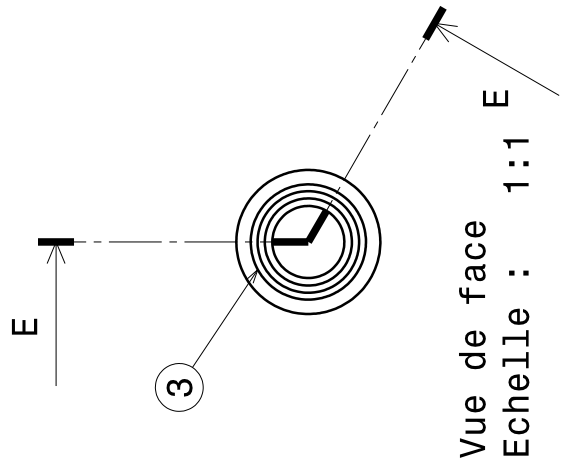
SHEET  
3/6

A

D



Coupe E-E  
Echelle : 3:1



LEGI  
Domaine Universitaire  
BP 53  
38041 Grenoble CEDEX 9

Tube intérieur

A4

DATE 5/12/2011  
UNITES mm  
SHEET 4/6

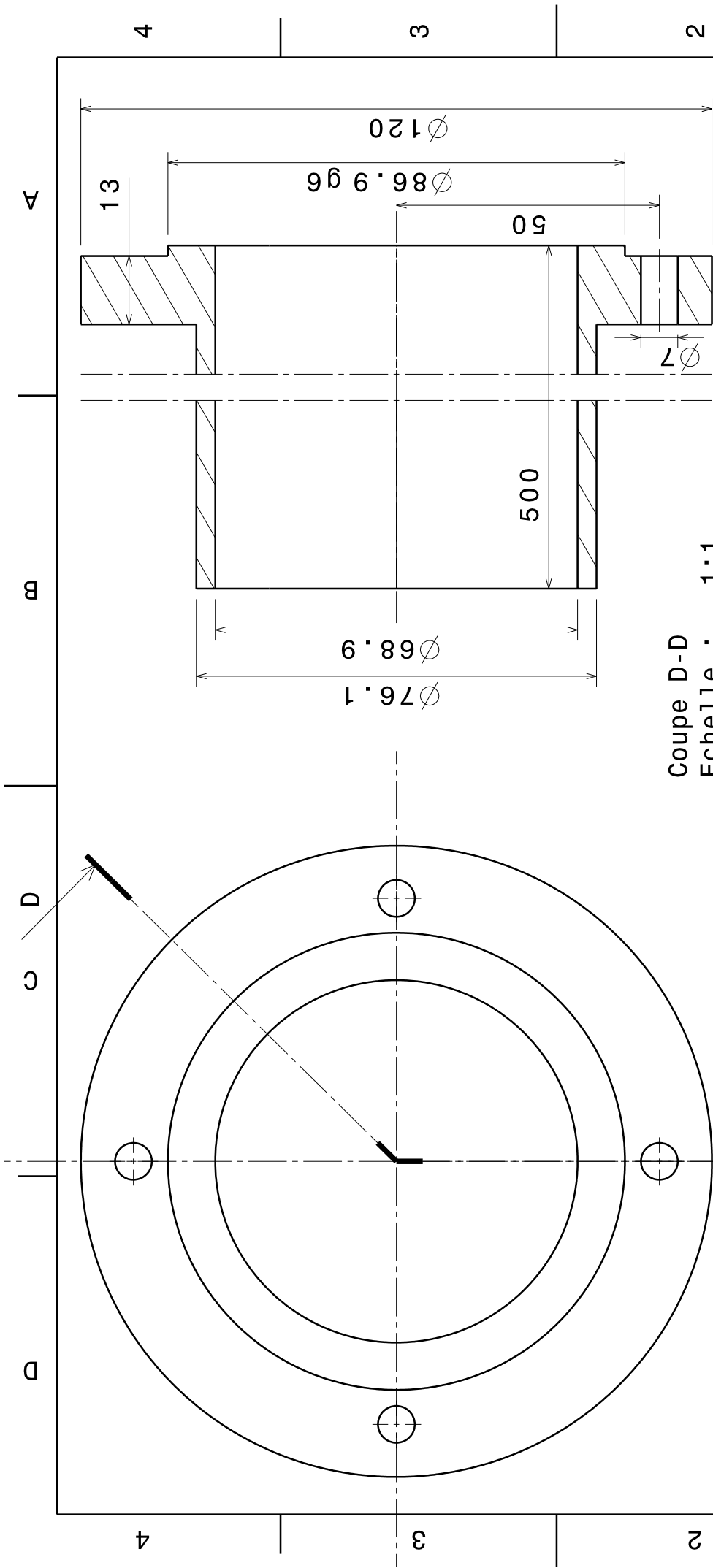
Tolérance générale  
±0.1

MATIERE  
Inox

DESIGNED BY  
Antoine Delon

A

D

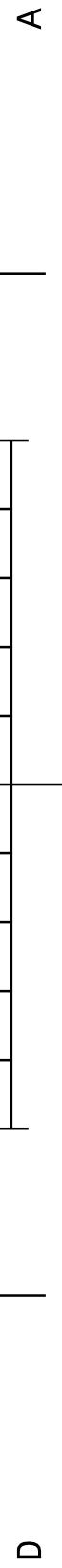


LEGI Domaine Universitaire BP 53 38041 Grenoble CEDEX 9		injecteur gaz bas		A4	5/6
DATE	5/12/2011	UNITES	mm	SHEET	5/6

Tolérance générale $\pm 0.1$	MATIERE Inox	DESIGNED BY Antoine Delon
---------------------------------	-----------------	------------------------------

Vue de face  
Echelle : 1:1

Coupe D-D  
Echelle : 1:1



4

3

2

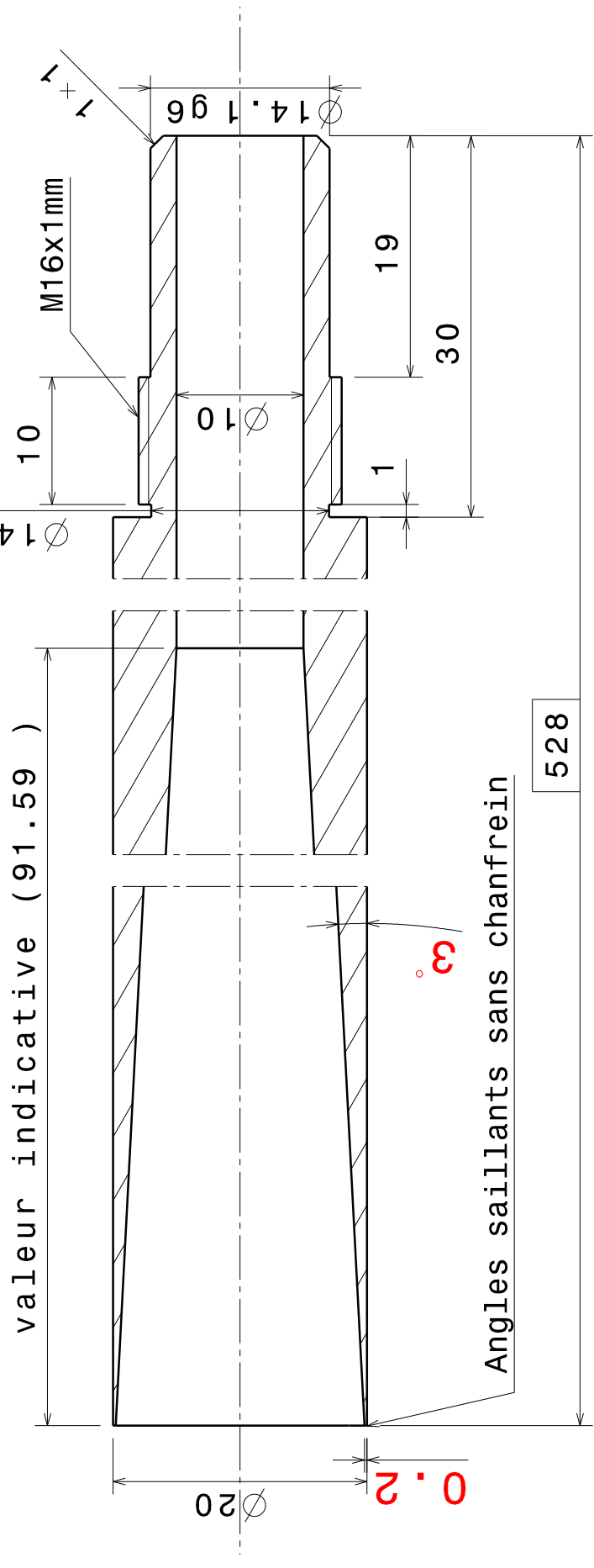
1

4

3

2

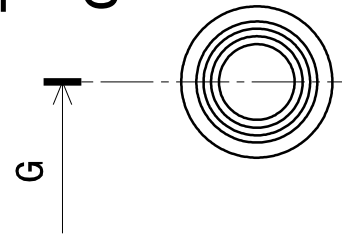
1



Cotes à modifier en rouge

Tube liquide de l'injecteur n°2  
de diamètre liquide interne  
égal à 20 mm

Coupe G-G  
Echelle : 2:1



Mue de face  
Echelle : 1:1

Tolérance générale ±0.05	MATIERE Inox	DESIGNED BY Antoine Delon
--------------------------	-----------------	------------------------------

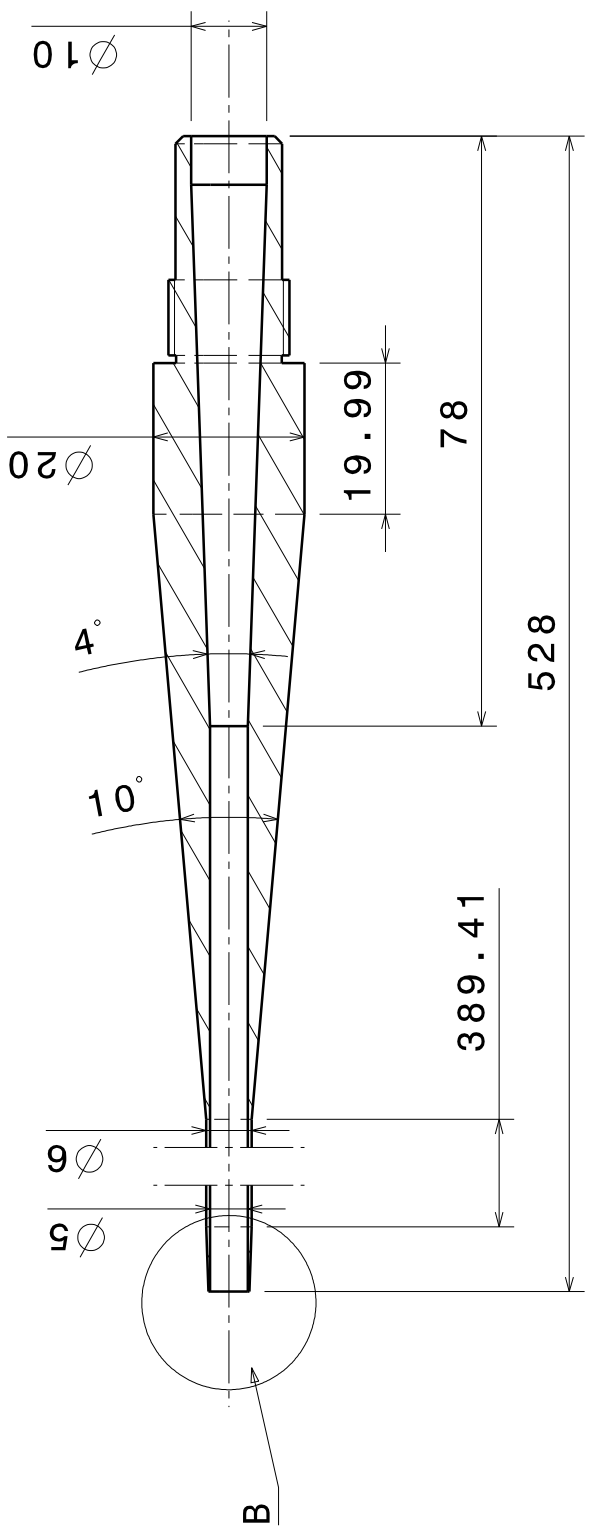
LEGI  
 Domaine Universitaire  
 BP 53  
 38041 Grenoble CEDEX 9

injecteur liquide bas		A4
DATE 5/11/2012	UNITES mm	SHEET 6/6

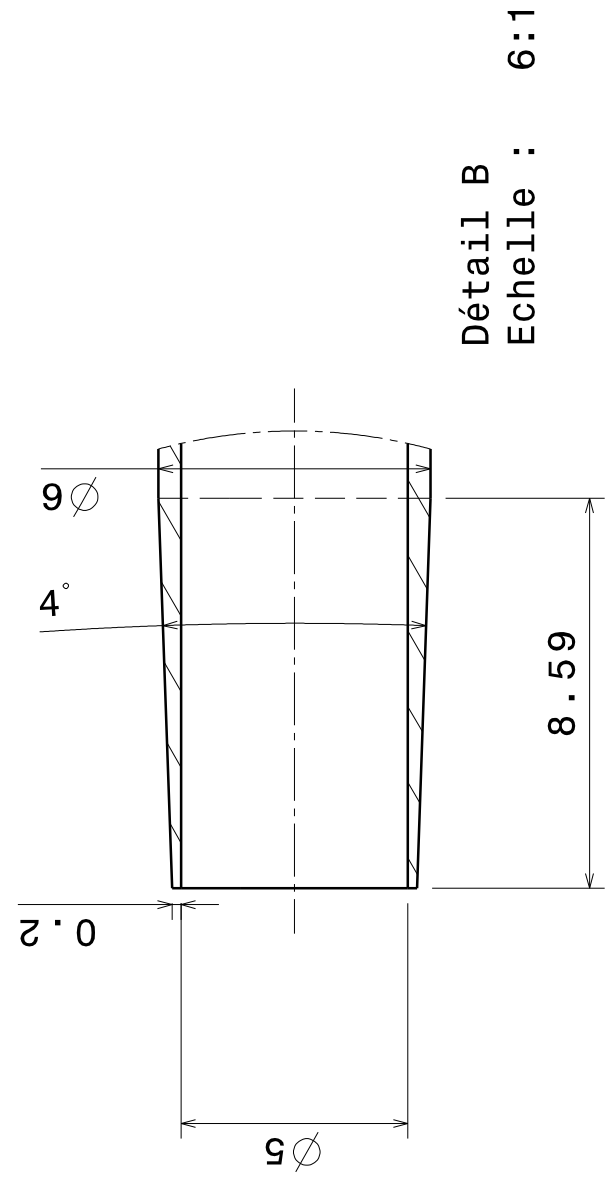
528

A

D

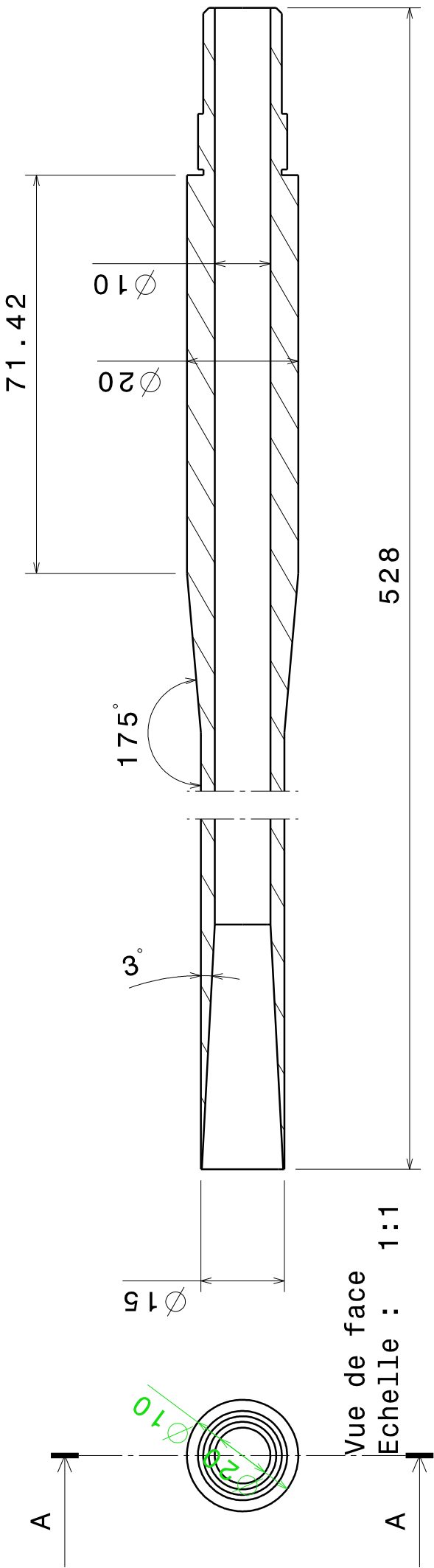


Coupe A-A  
Echelle : 1:1



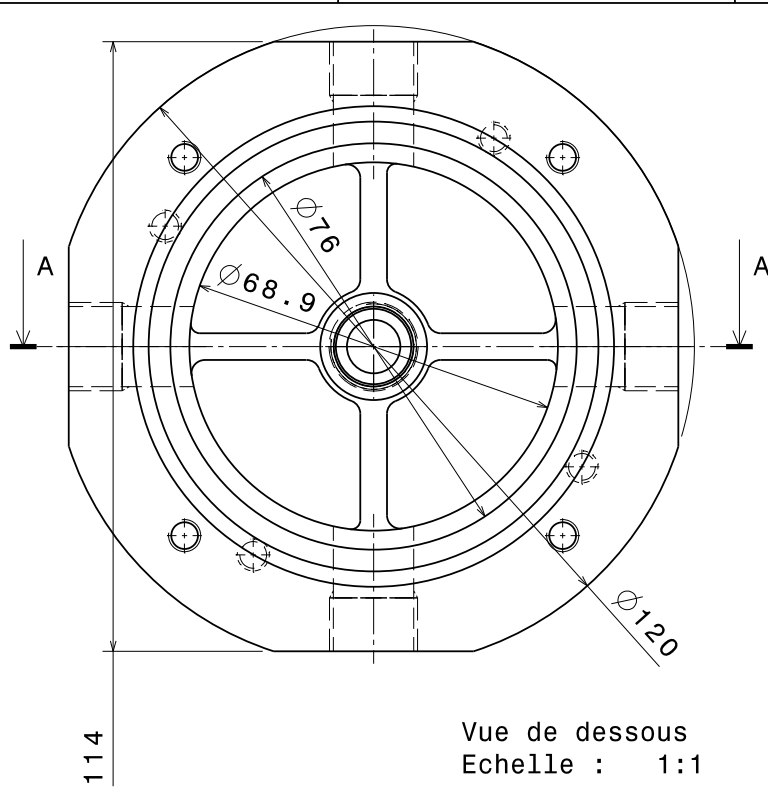
Détail B  
Echelle : 6:1

Tube liquide de l'injecteur n°2:  
Diamètre intérieur de sortie: 5 mm

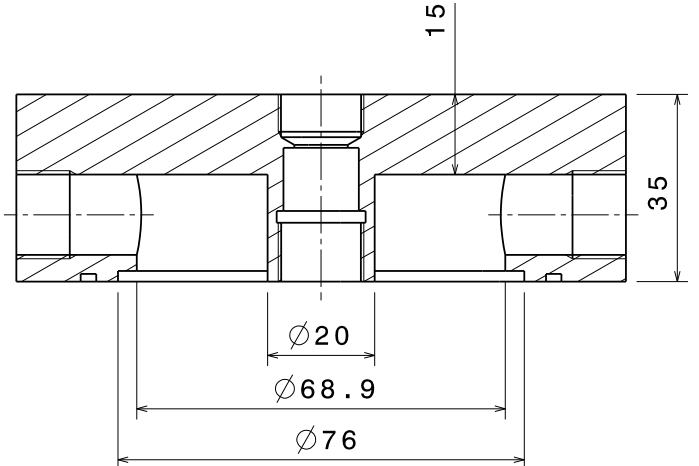


Tube liquide de l'injecteur n°2 de diamètre de sortie égal à 15 mm

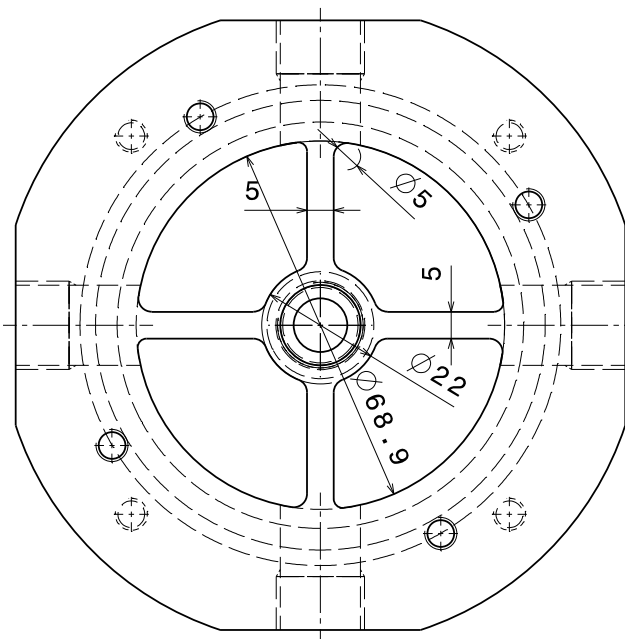




Vue de dessous  
Echelle : 1:1



Coupe A-A  
Echelle : 1:1

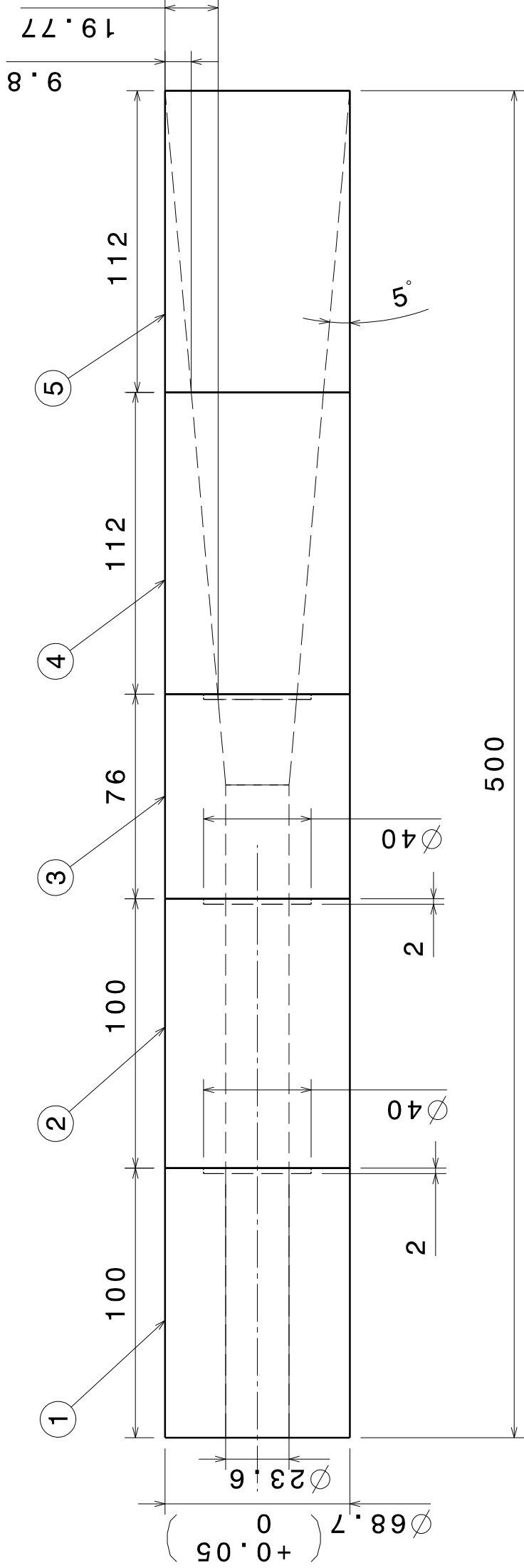


Vue de dessus  
Echelle : 1:1

This drawing is our property.  
It can't be reproduced  
or communicated without  
our written agreement.

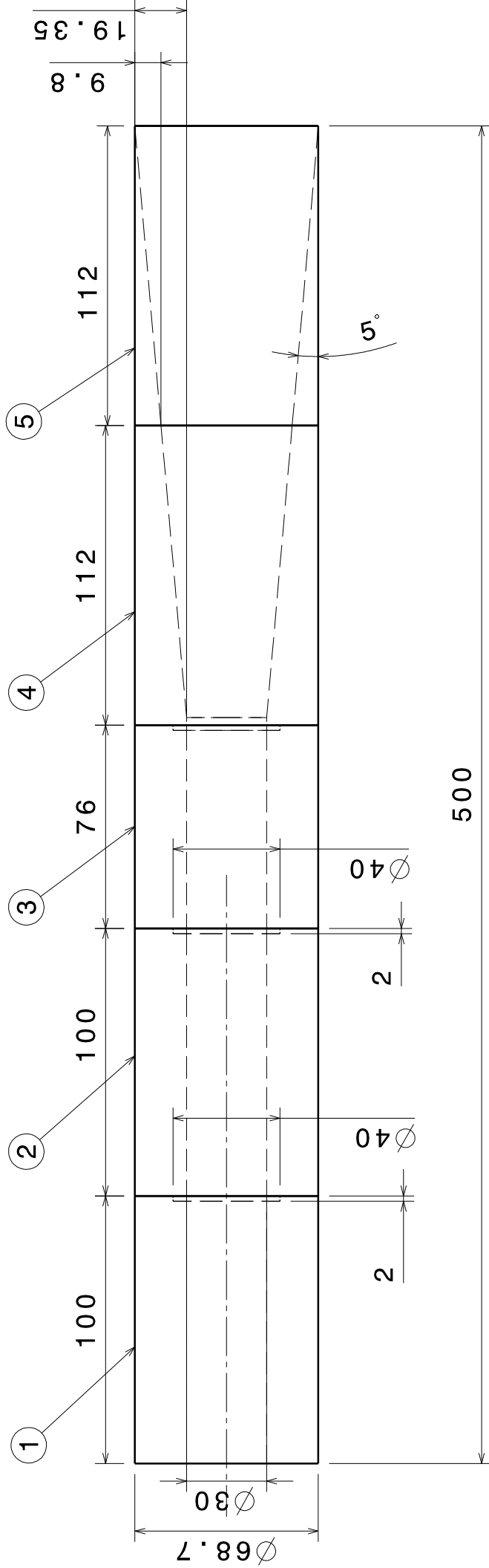
DRAWN BY <b>Antoine</b>	DATE 21/02/2013
Tol générale +/- 0.1 mm	DATE xxx
DESIGNED BY <b>XXX</b>	DATE xxx

<b>LEGI</b>			
DRAWING TITLE <b>Capot supérieur modifié</b>			
SIZE <b>A3</b>	DRAWING NUMBER <b>XXX</b>	REV <b>X</b>	
SCALE 1:1	WEIGHT (kg) XXX	SHEET 1/1	



Vue de face  
 Echelle : 1:2

Pièces: tube réduction section  
 diamètre 24 mm  
 Matière: PVC  
 Contact: Delon Antoine  
 tolérance: +/- 0.1mm



Vue de face  
 Echelle : 1:2

Pièces: tube réduction  
 section  
 Matière: PVC  
 Contact: DeIon Antoine

# Bibliographie

- [1] Site internet du projet européen first. [http://www.first-fp7project.eu/eu\\_fp7\\_first\\_project](http://www.first-fp7project.eu/eu_fp7_first_project). Accédé pour la dernière fois le 30-10-2016.
- [2] A Aliseda, E J Hopfinger, J C Lasheras, D. M. Kremer, A. Berchielli, and E. K. Connoly. Atomization of viscous and non-newtonian liquids by a coaxial , high-speed gas jet . Experiments and droplet size modeling. *International Journal of Multiphase Flow*, 34 :161–175, 2008.
- [3] S. V. Apte, M. Gorokhovski, and P. Moin. LES of atomizing spray with stochastic modeling of secondary breakup. *International Journal of Multiphase Flow*, 29 :1503–1522, 2003.
- [4] T. Arai and H. Hashimoto. Disintegration of a thin liquid sheet in a cocurrent gas stream. In *Proceedings of ICLASS'85, London, UK*, pages VIB/1/1–VIB/1/7, 1985.
- [5] F. Armaly, F. Durst, J. C. F. Pereira, and B. Schonung. Experimental and theoretical investigation of backward-facing step flow. *J. FLuid Mech*, 127 :473–496, 1983.
- [6] G. K. Batchelor and A. E. Gill. Analysis of the stability of axisymmetric jets. *J. Fluid Mech.*, 14(04) :529, March 1962.
- [7] F Ben Rayana. *Contribution à l'étude des instabilités interfaciales liquide-gaz en atomisation assistée et tailles de gouttes*. PhD thesis, INPG, 2007.
- [8] T. Boeck and S. Zaleski. Viscous versus inviscid instability of two phase mixing layers with continuous velocity profile. *Physics of Fluids*, 17(3) :032106, 2005.
- [9] P. A. M. Boomkamp and R. H. M. Miesen. Classification of instabilities in parallel two-phase flow. *International Journal of Multiphase Flow*, 22 :67–88, 1996.
- [10] H. Carentz. *Etude de la pulvérisation d'une nappe liquide mince*. PhD thesis, UPMC, 2000.
- [11] Jean-Louis Carreau, Emmanuel Porcheron, Lilian Prevost, Francis Roger, Pierre Gicquel, and Lucien Vingert. Atomization of a liquid oxygen jet by a coaxial inert gas jet. *Office national d'études et de recherches aérospatiales ONERA-PUBLICATIONS-TP*, 1997.
- [12] I. S. Carvalho and M. Heitor. Liquid sheet disintegration. Technical report, Brite Euram low nox. Technical report, 1998.
- [13] S. Chandrasekhar. *Hydrodynamic and Hydromagnetic Stability*. Dover, New York. Dover Publications, 1961.
- [14] G. Charalampous, Y. Hardalupas, and A. Taylor. Structure of the continuous liquid jet core during coaxial air-blast atomisation. *International journal of spray and combustion dynamics*, 1(4), 2009.
- [15] G Comte-Bellot. Hot-wire anemometry. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 8(1) :209–231, 1976.
- [16] G Comte-Bellot. Les méthodes de mesure physique de la turbulence. *Journal de Physique*, Colloque C1, supplément au n°1, Tome37 :1–67, 1976.
- [17] F. Couderc. *Développement d'un code de calcul pour la simulation d'écoulements de fluides non miscibles. Application à la désintégration assistée d'un jet liquide par un courant gazeux*. PhD thesis, ENSAE Toulouse, 2007.

- [18] A. Delon, J.-P. Matas, and A. Cartellier. Flapping instability of a liquid jet. In *8th International Conference on Multiphase Flow, ICMF 2013, Jeju, Korea, May 26 - 31, 2013*, pages ICMF2013–586, South Korea, May 2013.
- [19] M. N. Descamps, J. P. MATAS, and A. Cartellier. Gas-liquid atomization : gas phase characteristics by PIV measurements and spatial evolution of the spray. In *2nd Colloque INCA*, 23-24 Octobre 2008.
- [20] P. E. Dimotakis. Two-dimensional shear-layer entrainment. *AIAA Journal*, 24 :1791–1796, 1986.
- [21] P. G. Drazin. Kelvin helmholtz instability of finite amplitude. *Journal of Fluid Mechanics*, 42 :321–335, 6 1970.
- [22] C. Eloy, N. Kofman, and L. Schouveiler. The origin of hysteresis in the flag instability. *Journal of Fluid Mechanics*, 691 :583–593, 2012.
- [23] C. Eloy, R. Lagrange, C. , and L. Schouveiler. Aeroelastic instability of cantilevered flexible plates in uniform flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 611 :97–106, 2008.
- [24] C. Engelbert, Y. Hardalupas, and J. H. Whitelaw. Breakup phenomena in coaxial airblast atomizers. *Proc. R. Soc. Lond. A*, pages 189–229, 1995.
- [25] H. Eroglu, N. Chigier, and Z. Farago. Coaxial atomizer liquid intact lengths. *Physics of Fluids*, 3 :303–308, 1991.
- [26] Z. Farago and N. Chigier. Morphological classification of disintegration of round liquid jets in a coaxial air stream. *Atomization and Sprays*, 2 :137–153, 1992.
- [27] V.G. Fernandez, P. Berthoumie, and G. Lavergne. Combustion for aerospace propulsion. *Comptes rendus - Mecanique*, 337(6-7) :481–491, 2009.
- [28] M. Ferraro, R.J. Kujala, J.-L. Thomas, M. J. Glogowski, and M. M. Micci. Measurements of shear coaxial injector sprays - Cold flow and hot fire experiments. In *AIAA, ASME, SAE and ASEE Joint propulsion Conference and Exhibit, 32nd, Lake Buena Vista, FL, July 1-3, 1996*.
- [29] D. Fuster, J.-P. Matas, S. Marty, S. Popinet, J. Hoepffner, A. Cartellier, and S. Zaleski. Instability regimes in the primary breakup region of planar coflowing sheets. *Journal of Fluid Mechanics*, 736 :150–176, 12 2013.
- [30] M. Gorokhovski and M. Herrmann. Modeling primary atomization. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 40(1) :343–366, 2008.
- [31] J-C Guillard. *Étude expérimentale de l'atomisation de jets diphasiques gaz-liquide*. PhD thesis, Université de Grenoble, 2016.
- [32] J. J. Healey. Enhancing the absolute instability of a boundary layer by adding a far-away plate. *Journal of Fluid Mechanics*, 579 :29–61, 2007.
- [33] C. J. Heaton. Linear instability of annular Poiseuille flow. *J. Fluid Mech.*, 610 :391–406, 2008.
- [34] E. J. Hinch. A note on the mechanism of the instability at the interface between two shearing fluids. *Journal of Fluid Mechanics*, 144 :463–465, 7 1984.
- [35] J. Hoepffner, R. Blumenthal, and S. Zaleski. Self-Similar Wave Produced by Local Perturbation of the Kelvin-Helmholtz Shear-Layer Instability. *PRL*, 106, 2011.
- [36] M. Hong. *Atomisation et mélange dans les jets coaxiaux liquide-gaz*. PhD thesis, INPG, 2003.
- [37] M. Hong, A. Cartellier, and E. J. Hopfinger. Atomisation and mixing in coaxial injection. In *CD*, 2002.
- [38] P. Huerre and P. A. Monkewitz. Local and global instabilities in spatially developing flows. *Annu. Rev. Fluid. Mech.*, 22 :473–537, 1990.
- [39] D. D. Joseph, J. Belanger, and G. S. Beavers. Breakup of a liquid drop suddenly exposed to a high-speed airstream. *International Journal of Multiphase Flow*, 25, 1999.

- [40] M. Juniper. *Structure et stabilisation des flammes cryotechniques*. PhD thesis, Ecole Centrale Paris, 2001.
- [41] J. B. Keller, S. I. Rubinow, and Y. O. Tu. Spatial instability of a jet. *Physics of Fluids*, 16(12) :2052–2055, 1973.
- [42] C. Larricq-Fourcade Dit Lêride. *Etude de la pulvérisation assistée en air d'une nappe liquide et influence d'un vent ionique sur les instabilités hydrodynamiques*. PhD thesis, ENSAE, 2006.
- [43] J. C. Lasheras and E. J. Hopfinger. Liquid jet instability and atomization in a coaxial gas stream. *Annu. Rev. Fluid. Mech.*, 32 :275–308, 2000.
- [44] J. C. Lasheras, E. Villermaux, and E. J. Hopfinger. Break-up and atomization of a round water jet by a high-speed annular air jet. *Journal of Fluid Mechanics*, 357 :351–379, 1998.
- [45] A. Lefebvre. *Atomization and sprays*. Taylor & Francis, 1988.
- [46] B. Leroux, O. Delabroy, and F. Lacas. Experimental study of coaxial atomizers scaling. Part I : dense core zone. *Atomization and Sprays*, 17 :381–407, 2007.
- [47] V. G. Levich. *Physicochemical hydrodynamics*. Prentice Hall, Englewood Cliffs, NJ, 1962.
- [48] M. J. Lighthill. Hydromecanis of aquatic animal propulsion. *Annu. Rev. Fluid. Mech.*, 1 :413–446, 1969.
- [49] J. M. Locke, S. Pal, R. D. Woodward, and R. J. Santoro. High Speed Visualization of LOX / GH 2 Rocket Injector Flowfield : Hot-Fire and Cold-Flow Experiments. In *46th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit 25 - 28 July 2010, Nashville, TN AIAA 2010-7145*, number July, 2010.
- [50] E. López-Pagés, C. Dopazo, and N. Fueyo. Very-near-field dynamics in the injection of two-dimensional gas jets and thin liquid sheets between two parallel high-speed gas streams. *Journal of Fluid Mechanics*, 515 :1–31, 09 2004.
- [51] G. E. Lorenzetto and A. H. Lefebvre. Measurements of Drop Size on a Plain-Jet Airblast Atomizer. *AIAA Journal*, pages 1006–1010, 1977.
- [52] A. Lozano, F. Barreras, Guillermo Hauke, and César Dopazo. Longitudinal instabilities in an air-blasted liquid sheet. *Journal of Fluid Mechanics*, 437 :143–173, 2001.
- [53] A. Lozano, F. Barreras, C. Siegler, and D. Löw. The effects of sheet thickness on the oscillation of an air-blasted liquid sheet. *Experiments in Fluids*, 39 :127–139, June 2005.
- [54] A. Lozano, E. Calvo, J. A. García, and F. Barreras. Mode transitions in an oscillating liquid sheet. *Physics of Fluids*, 23, 2012.
- [55] A. Mansour and N. Chigier. Disintegration of liquid sheets. *Physics of Fluids*, 706, 1990.
- [56] A. Mansour and N. Chigier. Dynamic behavior of liquid sheets. *Physics of Fluids*, 1991.
- [57] P. Marmottant. *Atomisation d'un liquide par un courant gazeux*. PhD thesis, Institut National Polytechnique de Grenoble, 2001.
- [58] P. Marmottant and E. Villermaux. Fragmentation of stretched liquid ligaments. *Physics of Fluids*, 16(8) :2732–2741, 2004.
- [59] P. Marmottant and E. Villermaux. On spray formation. *Journal of Fluid Mechanics*, 498 :73–111, 2004.
- [60] S. Marty. *Contribution à l'étude de l'atomisation assistée d'un liquide*. PhD thesis, Université de Grenoble, 2015.
- [61] J.-P. Matas. Inviscid versus viscous instability mechanism of an air-water mixing layer. *Journal of Fluid Mechanics*, 768 :375–387, 2015.
- [62] J.-P. Matas, M. Hong, and A. Cartellier. Stability of a swirled liquid film entrained by a fast gas stream. *Physics of Fluids*, 26, 2014.

- [63] J-P Matas, S Marty, and A Cartellier. Experimental and analytical study of the shear instability of a gas-liquid mixing layer. *Physics of Fluids*, 094112, 2011.
- [64] J. P. Matas, S Marty, M. S. Dem, and A Cartellier. Influence of Gas Turbulence on the Instability of an Air-Water Mixing Layer. *Physical Review Letters*, 074501(August) :1–5, 2015.
- [65] Jean-Philippe Matas and Alain Cartellier. Flapping instability of a liquid jet. *Comptes Rendus de l Académie des Sciences - Series IIB - Mechanics*, 341 :35–43, January 2013.
- [66] W. O. H. Mayer and R. Branam. Atomization characteristics on the surface of a round liquid jet. *Experiments in Fluids*, 36 :528–539, 2004.
- [67] S. Michelin, S. G. Llewellyn Smith, and B. J. Glover. Vortex shedding model of a flapping flag. *Journal of Fluid Mechanics*, 617 :1–10, 2008.
- [68] N. Odier. *Simulation numérique de jets liquides cisailés par une phase rapide*. PhD thesis, Université de Grenoble, 2014.
- [69] C. Ortiz, D. D. Joseph, and G. S. Beavers. Acceleration of a liquid drop suddenly exposed to a high-speed airstream. *International Journal of Multiphase Flow*, 30 :217–224, 2004.
- [70] T. Otto, M. Rossi, and T. Boeck. Viscous instability of a sheared liquid-gas interface : Dependence on fluid properties and basic velocity profile. *Physics of Fluids*, 032103, 2013.
- [71] S. Pal, M. D. Moser, H. M. Ryan, M. J. Foust, and R. J. Santoro. Flowfield Characterization in a LOX / GH2 Propellant Rocket. In *11th Workshop for CFD Applications in Rocket Propulsion*, 1993.
- [72] S. Pal, M. D. Moser, H. M. Ryan, M. J. Foust, and R. J. Santoro. Shear coaxial injector atomization phenomena for combusting and non-combusting conditions. *Atomization and Sprays*, 6 :227–244, 1996.
- [73] J. Park, K. Y. Huh, X. Li, and M. Renksizbulut. Experimental investigation on cellular breakup of a planar liquid sheet from an air-blast nozzle. *Physics of Fluids*, 16(3) :625–632, 2004.
- [74] E. Porcheron, J. L. Carreau, L. Prevost, D. Le Visage, and F. Roger. Effect of injection gas density on coaxial liquid jet atomization. *Atomization and Sprays*, 2002.
- [75] L. Raynal. *Instabilité et entrainement à l'interface d'une couche de mélange liquide-gaz*. PhD thesis, Université Joseph FOURIER, 1997.
- [76] H Rehab, E Villermaux, and E J Hopfinger. Flow regimes of large velocity-ratio coaxial jets. *Journal of Fluid Mechanics*, 345 :357–381, 1997.
- [77] A. B. Sichani and M. D. Emami. A droplet deformation and breakup model based on virtual work principle. *Physics of Fluids*, 27, 2015.
- [78] J. J. Soundar, S. Marty, J.-P. Matas, S. Zaleski, and J. Hoepffner. Vortices catapult droplets in atomization Vortices catapult droplets in atomization. *Physics of Fluids*, 25, 2013.
- [79] J. W. Strutt and Lord Rayleigh. On the stability of jets. *Proceedings of the London mathematical society*, 10 :4–13, 1878.
- [80] S. Taneda. Waving motions of flags. *Journal of The Physical Society of Japan*, 24, 1968.
- [81] C. M. Varga, J. C. Lasheras, and E. J. Hopfinger. Initial breakup of a small-diameter liquid jet by a high-speed gas stream. *Journal of Fluid Mechanics*, 497 :405–434, 2003.
- [82] E. Villermaux and B. Bossa. Single-drop fragmentation determines size distribution of raindrops. *Nature Physics*, 5 :697–702, 2009.
- [83] E. Villermaux and E. J. Hopfinger. Self-sustained oscillations of a confined jet : a case study for the non-linear delayed saturation model. *Physica D*, 72 :230–243, 1994.
- [84] Y. Watanabe, S. Suzuki, M. Sugihara, and Y. Sueoka. An experimental study of paper flutter. *Journal of Fluids and Structures*, 16 :529–542, 2002.

- [85] R. D. Woodward, S. Pal, S. Farhangi, and R. J. Santoro. LOX/GH 2 Shear Coaxial Injector Atomization Studies at Large Momentum Flux Ratios. In *42nd AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit 9 - 12 July 2006, Sacramento, California*, pages 1–20, 2006.
- [86] Hui Zhao, Hai-feng Liu, Wei-feng Li, Jian-liang Xu, Hui Zhao, Hai-feng Liu, Wei-feng Li, and Jian-liang Xu. Morphological classification of low viscosity drop bag breakup in a continuous air jet. *Physics of Fluids*, 22(2010), 2014.





## Résumé de la thèse:

Dans le contexte de l'atomisation assistée et des injecteurs utilisés en particulier dans les moteurs-fusées cryotechniques, les liens entre les instabilités hydrodynamiques et le spray ne sont pas clairement établis. Particulièrement, le rôle de l'instabilité de flapping dans la brisure pour des jets ronds à assistance gaz coaxiale, instabilité à maintes fois observée mais jamais décrite, n'a pas été précisé. Cette instabilité a été étudiée en géométrie de nappes, mais le mécanisme de cette instabilité dans cette configuration n'a pas pu être décrit. Cette instabilité est caractérisée par un déplacement radial du jet important relativement au diamètre du jet. Cette thèse expérimentale a permis de préciser l'origine de l'instabilité de flapping, sa dynamique, son effet sur la structure de l'écoulement et du spray.

Concernant la structure liquide, nous avons mis en évidence que le dard liquide coaxial est piloté par le flapping et ne suit pas la loi d'échelle en  $6/\sqrt{M}$  proposée dans la littérature. Nous avons observé que la longueur de brisure avait deux régimes de dépendance à la vitesse gaz, ce qui est nouveau. La longueur de brisure a un régime de décroissance avec la vitesse gaz et un autre asymptotique, constant avec elle. La longueur de brisure n'est pas seulement dépendante du rapport des pressions dynamiques  $M$ . Cette dernière dépend plutôt d'un rapport de la vitesse liquide d'injection sur une vitesse capillaire construite sur le diamètre liquide.

Concernant la dynamique du flapping, un procédé de mesure de la fréquence du flapping à partir d'images en ombroscopie du jet a été réalisé, efficace pour une plage étendue de vitesse gaz.

Deux comportements pour la fréquence du flapping ont été mis en évidence (ce qui est nouveau) :

- Un premier où la fréquence augmente avec la vitesse gaz
- Un second où la fréquence est constante avec la vitesse gaz

Pour le premier comportement, le lien entre le flapping et l'instabilité de cisaillement a été clarifié à l'aide entre autres d'une analyse de stabilité. La dépendance du flapping à l'épaisseur de vorticités pour ce comportement est ainsi établie lorsque l'instabilité de cisaillement est alimentée par un mécanisme inviscide. Pour le deuxième comportement, le flapping amplifie des structures liquides qui ont une longueur d'onde plus grande que celle fournie par l'instabilité de cisaillement. Nous avons en effet pu montrer le caractère opportuniste du flapping à l'aide de manips de forçage. Un nombre de Strouhal construit sur le diamètre liquide du jet et une vitesse de chute a été proposé et est égal à 0,8 pour les points de mesure concernés.

Des mesures de granulométrie sur l'axe ont été réalisées à l'aide d'une sonde optique. La distribution de taille de goutte sur l'axe évolue fortement avec la vitesse gaz et est multi-modale, ce qui indique la présence de plusieurs mécanismes de brisure. La taille de goutte décroît globalement en  $UG^{-2}$ , diminue lorsque l'épaisseur gaz augmente et augmente lorsque le diamètre liquide augmente. Une expérience où la présence du flapping a pu être contrôlée a permis de montrer que le flapping diminue la taille de goutte sur l'axe (facteur 2) et distribue mieux le liquide dans l'espace qu'en son absence.

## Abstract :

In assisted atomization used in particular to cryotechnics rocket engines context, link between hydrodynamic instabilities and spray are not clearly established. Particularly, role played by flapping instability in the break-up of round jets atomized by fast coaxial gas, instability which had been observed few times, never been described. This flapping instability has been studied in sheet configuration, but instability mechanism in this configuration are not described yet. This instability is described by a huge radial displacement of the liquid jet relatively to the jet diameter.

This experimental thesis has allowed to precise flapping origin, its dynamics, its effect on flow structure and spray.

For liquid structure, we have showed that intact length is driven by flapping and do not follow the classical law in  $6/\sqrt{M}$  in literature. We have shown that break-up length had two regimes of gas velocity dependence, that's new.

Indeed, break-up length has a decrease regime with gas velocity and another asymptotic. Break-up length is not only dependent of dynamic pressure ratio  $M$ . This length is depending on liquid velocity to capillary velocity ratio built with liquid diameter.

Regarding flapping dynamics, a flapping frequency measure process has set up from shadowgraphy pictures of the jet, efficient for a wide gas velocity range.

Flapping frequency has two behaviors with gas velocity (that's new) :

- First where frequency increases with gas velocity
- A second where frequency is constant with gas velocity

For the first, the link between flapping and shear instability has been clarified with a stability analysis.

Also, role of vorticity layer thickness on flapping is established when shear instability is supplied by inviscid mechanism. For the second behavior, flapping amplifies liquid structures which have long enough wavelength and longer than provided by shear instability. We have indeed shown opportunistic behavior of flapping with help of forcing experiments. A Strouhal number has been built on liquid jet diameter and a free-fall velocity. This number is equal to 0.8 for second behavior measure points.

Measures of grain size had been realized with help of optical probe. Drop size distribution evolve strongly on injection axis with gas velocity and is multi-modal, which shows that many break mechanisms are present in the flow. Drop size decrease globally as  $UG^{-2}$ , decreases with gas thickness and increases when liquid diameter increases. An experience where flapping presence has been controlled allowed to show that flapping decreases drop size by a factor 2 on injection axis, and spreads the liquid in space better than symmetric structures.