



**HAL**  
open science

# Contribution à l'étude de l'impact de la cavitation sur les processus physiques de l'atomisation primaire des jets d'injecteurs essence

Samir Makhoulf

► **To cite this version:**

Samir Makhoulf. Contribution à l'étude de l'impact de la cavitation sur les processus physiques de l'atomisation primaire des jets d'injecteurs essence. Physique [physics]. INSA de Rouen, 2015. Français. NNT : 2015ISAM0005 . tel-01206673

**HAL Id: tel-01206673**

**<https://theses.hal.science/tel-01206673>**

Submitted on 29 Sep 2015

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

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

## THESE

présentée par

**MAKHOLOUF Samir**

en vue de l'obtention du grade de

**DOCTEUR DE NORMANDIE UNIVERSITE**

délivré par

**INSA de Rouen**

Discipline : Physique

Spécialité : Mécanique des fluides et énergétique

# **Contribution à l'étude de l'impact de la cavitation sur les processus physiques de l'atomisation primaire des jets d'injecteurs essence**

Soutenue le 20 Mai 2015

### **Composition du Jury :**

<b>Examineurs :</b>	P. GUIBERT	Dr. Professeur des Universités, UPMC
	J-B. BLAISOT	Dr. Maître de Conférences, Université de Rouen
<b>Rapporteurs :</b>	C. CRUA	Dr. Université de Brighton, Royaume uni
	C. ROUSSELLE	Dr. Professeur des Universités, Orléans
<b>Directeur de thèse :</b>	J. COUSIN	Dr. Professeur des Universités, INSA Rouen
<b>Encadrant :</b>	J. HELIE	Dr. Chef de projet, Continental Automotive

---

---

*A mes parents qui m'ont toujours soutenu*

*A mes sœurs qui m'aiment tant*

*A ma déesse Ninkal qui m'éclaire le chemin*

*A nos futurs enfants*

*A tous ceux qui ont participé à ce travail*

*Et enfin à tous ceux qui le liront*

الى والدري اللذين لطالما وعماني  
الى اختاي اللتين تحبانني حبا جمنا  
الى الالهة نينكال التي تنير وبني  
الى اولادونا اللذين الى هذا الوجود  
الى كل الذين ساهموا في هذا العمل  
واخيرا، الى كل الذين سيقروونه

---

## Résumé

Ce travail, de nature expérimentale, est majoritairement effectué sur un banc dédié à la visualisation du jet en champ proche ( $< 7$  mm) par la méthode d'imagerie en transmission. Le liquide est injecté dans l'atmosphère à une pression amont entre 2 et 200 bar et une température variée dans le but de se rapprocher des conditions rencontrées dans un moteur à allumage commandé en fonctionnement homogène. Afin d'investigation le comportement hydraulique et l'effet de l'écoulement cavitant sur le jet, une mesure de débitmétrie par pesée directe a été développée sur le même banc. Cinq prototypes d'injecteurs réels trois-trous de Continental ont été utilisés. Les paramètres géométriques considérés sont le rapport entre la longueur et le diamètre  $L/D$ , le rayon de courbure et l'inclinaison de l'orifice.

En augmentant la pression d'injection, l'écoulement passe par quatre régimes où le niveau de développement de cavitation varie. Ces régimes peuvent être distingués grâce à l'évolution du coefficient de décharge en fonction de l'inverse de la racine carrée du nombre de cavitation. Les résultats de la visualisation ont aussi montré que la morphologie globale du jet varie d'un régime à l'autre. Aux premier et deuxième régime, la position de la région de désintégration de la phase liquide continue du jet a été corrélée linéairement avec la différence de pression. Le jet issu des injecteurs moins exposés à la cavitation admet un angle plus étroit à la sortie de l'orifice et moins de fluctuations diminuant ainsi la dispersion radiale. Des mesures locales du moment inertiel ont fourni le profil de vitesse axiale à la section de sortie de l'orifice qui est plus important au centre en présence de la cavitation contrairement à la vitesse axiale des gouttes au-delà de 20 mm obtenue par la mesure PDA.

Grâce à une étude d'analyse dimensionnelle effectuée sur deux injecteurs à l'aide de six fluides permettant la variation de la viscosité, de la tension superficielle et de la pression de vapeur saturante, il ressort que le jet en champ proche est gouverné par trois nombres sans dimensions : celui de Weber, de Reynolds et de cavitation. Le coefficient de décharge, quant à lui, dépend essentiellement du nombre de cavitation mais l'effet du nombre de Reynolds est présent au premier régime d'écoulement. Au point critique de cavitation, deux corrélations ont été obtenues reliant respectivement le coefficient de décharge et le nombre de cavitation critique au nombre de Reynolds correspondant. Il a été montré que l'effet de chacun des trois nombres sans dimensions sur l'angle du jet à la sortie de l'orifice varie d'un injecteur ayant un rapport  $L/D$  de 1 à un autre de 2.25. Une loi empirique modélisant cet angle a été proposée aux quatre régimes pour ces deux injecteurs. La comparaison des résultats a montré que le rapport  $L/D$  est d'une influence d'ordre 1 sur l'angle du jet.

**Mots-clefs :** Injection Directe Essence, Injecteur réel multi-trous, Cavitation, Ombroscopie, Débit de quantité de mouvement (Moment inertiel), Atomisation primaire, Coefficient de décharge, Analyse dimensionnelle.



## Abstract

This experimental study experiments is conducted on a bench dedicated to the visualization of a near field jet ( $< 7$  mm) using the shadowgraphy technique. The fluid is injected into the atmosphere at an upstream pressure varying from 2 to 200 bar and a temperature that varies in order to get closer to the conditions of a spark ignition engine operating in a homogeneous mode. Mass flow rate measurement by direct weighing has been developed on the same bench allowing the investigation of both hydraulic behavior and effect of the cavitant flow on the jet. Five three-hole real injector prototypes from Continental Automotive were used. The investigated geometric parameters are the radius of curvature at the orifice inlet, the length over diameter ratio  $L/D$  as well as the inclination angle of the orifice.

When injection pressure is increased, the internal flow goes through four regimes where the cavitation development level varies from one to another. These regimes could be distinguished from the evolution of the discharged coefficient in respect to the inverse of the cavitation number square root. The visualizations also show that the global morphology of the jet varies from a regime to another. At the first and the second regime, the position of the continuous liquid jet disintegration region was found correlated linearly to the pressure drop. The jet discharged from injectors less exposed to cavitation, observes a narrower angle at the orifice outlet and less fluctuations thus decreasing the radial dispersion. Local spray momentum measurements that provide the axial velocity profile at the orifice outlet section revealed that this velocity is more important at the orifice centre when cavitation is present. On the other hand, the PDA measurements proved that the droplets axial velocity beyond 20 mm downstream is less important when cavitation is present due to the radial dispersion.

Thanks to a dimensional analysis realized on two injectors using six fluids where viscosity, surface tension and vapor pressure are varied, it was showed that the near field jet is ruled by three dimensionless numbers: Weber number, Reynolds number and cavitation number. The discharge coefficient was found mainly dependent on the cavitation number but the effect of the Reynolds number is present at the first flow regime. At the cavitation critical point, two correlations between the discharge coefficient and the critical cavitation number on one side respectively, and the correspondent Reynolds number on the other side were found. The effect of each dimensionless number on the jet angle at the orifice outlet was found also dependent on the  $L/D$  value. An empirical law that models this angle is proposed at all four regimes for both injectors. The comparison of the results issued from those injectors shows that the  $L/D$  ratio has a first order influence on the jet angle.

**Key-words :** Gasoline Direct Injection (GDI), Multi-hole real injector, Cavitation, Shadowgraph, Spray momentum, Primary atomization, Discharge coefficient, Dimensional analysis.



## Remerciements

Ce travail de thèse a été réalisé au sein de l'entreprise Continental Automotive à Toulouse grâce à la collaboration entre cette dernière et le laboratoire CORIA à Rouen. Je tiens à remercier les personnes qui ont contribué à ce travail et qui m'ont permis de le mener à terme.

Tout d'abord, je tiens à remercier les personnes qui ont encadré et orienté cette thèse : Jean Cousin et Jérôme Hélie. Leur expérience et leurs compétences ont été précieuses surtout lors de l'analyse des résultats de mesure et de la rédaction. Je leur suis également reconnaissant pour la patience et la confiance qu'ils m'ont témoignées ainsi que la liberté de travail dont j'ai bénéficié tout au long des quatre années de cette thèse.

Par ailleurs, je remercie chaleureusement tous ceux qui m'ont accordé des coups de main pour faire fonctionner les nombreux montages expérimentaux. Je pense notamment à Olivier Grimoux et Christopher Schmit ainsi que d'autres collègues du TC qui grâce à eux le banc continue à fonctionner et à se développer.

Je remercie tous les collègues de Continental Automotive en commençant par Hans Nuglisch qui a toujours répondu présent lorsque j'ai eu recours à lui malgré son emploi de temps très chargé. Je remercie également Nicolas Lamarque et Jeremy Chesnel qui m'ont encouragé et conseillé pendant les moments durs, ainsi que les autres collègues avec qui j'ai partagé de maintes discussions et souvenirs parmi lesquelles je cite deux amis : Muhammad Khan et Alexis Manigrasso. Je remercie Danièle Lemaire et les autres secrétaires qui font tout le nécessaire pour faciliter le quotidien des employés de l'entreprise. Je remercie aussi les collègues allemands qui ont mis à ma disposition le banc du « Spray Momentum » et qui nous accordent un bon accueil lors des visites du site de Regensburg.

Mes remerciements vont également à Andrew Woods à l'université de Loughborough en Angleterre qui nous a fourni les mesures de PDA.

Je remercie sincèrement les rapporteurs et les membres du Jury d'avoir accepté cette tâche.

Mes pensées vont à mes parents et tous les autres membres de ma famille qui, depuis de longues années, sont loin physiquement mais toujours aussi proche en même temps. A eux, je dédie ce travail sachant qu'il est impossible de les récompenser.

A ma « grande dame », la déesse Ninkal, qui m'a soutenu inlassablement, il n'existe que deux mots qui peuvent exprimer mes remerciements : je t'aime.



## Sommaire

Résumé.....	5
Abstract .....	7
Remerciements .....	9
Sommaire .....	11
Listes des figures .....	15
Listes des tableaux .....	19
Nomenclature.....	21
I. Introduction générale.....	25
1. Objet de la thèse .....	30
2. Résumé des chapitres.....	31
II. Contexte de l'étude .....	33
1. Processus de rupture du jet liquide .....	35
1.1 Phénoménologie de l'atomisation .....	35
2. Ecoulement interne.....	39
2.1 Ecoulement sans cavitation.....	40
2.2 Ecoulement cavitant.....	41
3. Introduction à l'analyse dimensionnelle .....	52
3.1 Théorème $\Pi$ de Buckingham.....	52
3.2 Variation des fluides.....	53
4. Conclusion .....	54
III. Injecteurs et dispositifs expérimentaux .....	55
1. Les injecteurs et les fluides utilisés .....	57
1.1 Injecteurs du type XL2 .....	58
1.2 Injecteurs du type XL3 .....	59
1.3 Les fluides .....	59
2. Banc d'essai à Continental, Toulouse .....	61
2.1 Le circuit hydraulique .....	61
2.2 Commande et circuit électrique du banc .....	63
2.3 Le système optique .....	68
2.4 Montage pour les mesures de débitmétrie.....	72
3. Banc en dehors de Toulouse .....	75
3.1 Débit de quantité de mouvement (Continental Regensburg).....	75

3.2	PDA (Loughborough University, Angleterre).....	76
IV.	Caractérisation expérimentale .....	77
1.	Ecoulement interne (les coefficients).....	79
1.1	Introduction théorique .....	79
1.2	Débit massique $mf$ .....	82
1.3	Débit de quantité de mouvement $Mf$ .....	83
1.4	Signification des coefficients .....	84
2.	Traitement des images .....	86
2.1	La qualité de l'image brute .....	88
2.2	La qualité du traitement appliqué .....	89
2.3	Binarisation et séparation des deux phases .....	91
3.	Caractérisation globale avant binarisation.....	92
3.1	Direction moyenne du spray assujettie à la probabilité d'absorption .....	92
3.2	Les fluctuations par rapport à la direction moyenne .....	93
4.	Caractérisation interfaciale après binarisation .....	94
4.1	Longueur d'interface liquide – gaz et plissement .....	94
4.2	Taille radiale .....	95
4.3	Angle apparent et demi-angles .....	95
5.	Reproductibilité des résultats .....	97
5.1	Erreur engendrée par la rotation de l'injecteur autour de l'axe optique .....	97
5.2	Erreur engendrée par la rotation de l'injecteur autour de son axe .....	97
5.3	Erreur engendrée par la rotation autour de l'axe perpendiculaire à l'axe optique.....	97
5.4	La variation des mesures d'une plume à l'autre .....	98
5.5	Test de l'absorption lumineuse .....	98
5.6	Effet de l'intensité lumineuse et du grandissement .....	98
V.	Résultats .....	101
1.	Evolution du coefficient de décharge.....	103
1.1	Analyse générique sur l'injecteur XL3-60.....	103
1.2	Comparaison des coefficients de décharge des trois injecteurs.....	107
1.3	Conclusions sur l'évolution du coefficient de décharge.....	109
2.	Atomisation primaire à basse pression .....	110
2.1	Choix de l'injecteur utilisé .....	110
2.2	Visualisation à très basse pression .....	110
2.3	Visualisation sous l'angle de vue transverse .....	114
2.4	Conclusions et discussion .....	117

---

3.	Influence de l'inclinaison de l'orifice .....	120
3.1	Résultats de la visualisation des sprays résultants.....	120
4.	Effet du profil d'entrée de l'orifice : « Hydrogrinding » .....	122
4.1	Mesures du débit massique (par plume) .....	122
4.2	Mesures du moment inertiel.....	124
4.3	Coefficients caractéristiques de l'écoulement .....	131
4.4	Résultats de la visualisation du spray déchargé.....	132
4.5	Résultats de la PDA.....	134
4.6	Conclusions et discussion .....	135
5.	Conclusion .....	138
VI.	Analyse dimensionnelle des écoulements cavitants.....	141
1.	Application du théorème $\Pi$ de Buckingham à l'écoulement cavitant.....	143
2.	Introduction aux équations du problème .....	145
2.1	Similitude complète.....	145
2.2	Similitudes partielles – effet de $Re$ , $We$ et $C$ .....	145
3.	Fluides, incertitudes et solutions théoriques .....	147
3.1	Choix des fluides .....	147
3.2	Ecart et calcul d'incertitudes .....	147
3.3	Solutions théoriques.....	148
4.	Résultats .....	160
4.1	Résultats de la débitmétrie .....	160
4.2	Résultats sur le jet en champ proche .....	172
VII.	Conclusion générale et perspectives.....	187
1.	Conclusions générales .....	189
1.1	Résultats .....	190
2.	Perspectives.....	194
2.1	Comportement hydraulique.....	194
2.2	Analyse dimensionnelle.....	195
VIII.	Référence bibliographique .....	197
IX.	Annexes .....	203
1.	Annexes du Chapitre III .....	203
1.1	Banc d'essai à Toulouse.....	203
1.2	Des montages subsidiaires sur le banc de Toulouse .....	203
1.3	Montage PDA (Loughborough University) .....	208
2.	Annexes du Chapitre IV .....	210

---

2.1	Traitement d'image à double flash .....	210
2.2	Reproductibilité des mesures sur le banc .....	211
3.	Annexes du Chapitre V .....	219
3.1	Débit massique par plume de l'injecteur XL3-CF0 .....	219
3.2	Répartition spatial des tris directions de chaque plume.....	219
3.3	Paramètres et coefficients caractérisant l'écoulement interne .....	221
3.4	Résultats de la phase liquide continue à 5 bar.....	222
4.	Annexes du Chapitre VI .....	223
4.1	Constantes et propriétés des fluides.....	223
4.2	Solutions théoriques pour la similitude complète .....	225
4.3	Comparaison entre les deux mesures de débitmétrie à haute température .....	226

## Listes des figures

Figure 1: Régulations mondiales pour réduire l'émission de CO <sub>2</sub> (en g/km). Source : International Council on Clean Transportation, Global Passenger Vehicle Policy Update No. 13 (August 19 <sup>th</sup> 2011).	28
Figure 2: A gauche: angle entre plumes, à droite : sketch d'une coupe d'une buse d'injecteur.	29
Figure 3: Nombres de Reynolds, Weber et cavitation du jet aux points de fonctionnement moteur (bleu : conditions froides 30°C et rouge : conditions chaudes 90°C).	30
Figure 4: Vues internes de la tête d'un injecteur (arrivées de l'écoulement, sac et trous). Injecteur : XL3-60.	39
Figure 5: Images prise par une source laser d'un écoulement non-cavitant (a) et en début de cavitation (b) [62].	40
Figure 6: Images (a) de [95] et (b) de [94] visualisant un écoulement non cavitant dans un orifice plan.	40
Figure 7: Evolution du coefficient de décharge selon le modèle de Nurick.	42
Figure 8: (a) Débit massique en fonction de $\Delta P$ . (b) Images correspondantes [90].	43
Figure 9: Régimes de cavitation, de gauche à droite : non-cavitation, cavitation, super-cavitation, « hydraulic flip » partiel pour un orifice plat 2-D [29].	44
Figure 10: Colonne de gauche : injection à différentes températures de liquide $TL$ dans un milieu à pression atmosphérique. Colonne de droite: plusieurs pressions d'injection.	45
Figure 11: Illustration (Ganippa et al. [30]) montrant l'origine de l'asymétrie du spray (la phase vapeur en gris).	46
Figure 12: Profil de vitesse du liquide dans un orifice 2-D de 4 mm de diamètre [29]	49
Figure 13: Schéma de l'orifice d'un injecteur XL3 trois-trou essence.	57
Figure 14: CAO du sac et de l'orifice du XL2 à gauche et des XL3-60 et XL-90 à droite.	58
Figure 15: Photos de l'intérieur des sacs montrant les entrées des orifices (Normal : à gauche, Hydro : à droite).	59
Figure 16: Photographies du banc.	61
Figure 17: Schéma du circuit hydraulique.	62
Figure 18: Exemple de changement de fluide : la purge du n-hexane par de l'o-xylène.	62
Figure 19: Schéma du circuit électrique du banc.	63
Figure 20: Variation de la pression pendant 100 injections.	64
Figure 21: Mesure à l'aide d'un mini-thermocouple.	65
Figure 22: Variation de la température pendant 100 injections.	67
Figure 23: Montage optique vu de dessus.	68
Figure 24: Caractéristiques de la Nanolite (Source HSPS).	69
Figure 25: Mire de calibration de la société TED PELLA, INC.	70
Figure 26: Variation du contraste et du rapport des diamètres des disques.	71
Figure 27: Variation de la mi-largeur du PSF.	72
Figure 28: Technique de la débitmétrie par plume.	73
Figure 29: Tube avec un joint et une paille de fer pour la collecte du carburant injecté à haute température.	74
Figure 30: Schéma simplifié du banc « spray momentum » (à gauche). Positions de la cible projetées sur un plan.	76
Figure 31: Schéma du modèle proposé par Desantes et al.	79
Figure 32: Schéma du modèle de cavitation de Nurick [3].	81
Figure 33: Etapes de l'intégration spatiale du débit de quantité de mouvement.	84
Figure 34: Spray d'o-xylène, caméra « PCOedge » - source « Cavitar », ( $T_c = 104^\circ\text{C}$ et $P_i = 110$ bar).	89
Figure 35: Histogramme de l'image brute à gauche (celui de la région encadrée à droite).	89
Figure 36: Fluctuation spatiale de l'intensité lumineuse du "Cavitar" (100 images à $I = 60\%$ ).	90
Figure 37: Image d'un jet après soustraction du fond.	90

Figure 38: Histogramme après soustraction du fond. A droite, un zoom sur les NG sombres.	91
Figure 39: A gauche : image moyenne normalisée de 100 sprays. A droite : profil des NG suivant une ligne horizontale traversant l'image de gauche. (injecteur : XL3-CF0 , spray : n-dodécane à 39°C et 130 bar).	92
Figure 40: Effet du nombre d'images sur la mesure de $\beta$ (Injecteur : XL3-CF0, spray : n-hexane à 32°C).	93
Figure 41: Exemple du traitement appliqué aux images binarisées de la phase liquide continue.	94
Figure 42: Zoom sur le contenu du 2 <sup>ème</sup> rectangle de la Figure 41.	95
Figure 43: Mesure de la taille radiale par le biais d'une ellipse.	95
Figure 44: Mesure des angles apparents de plume.	96
Figure 45: Résultats de la débitmétrie pour l'injecteur XL3-60.	103
Figure 46: Evolution du coefficient de décharge de l'injecteur XL3-60 selon le modèle de Nurick.	104
Figure 47: Analyse de l'évolution du coefficient de décharge pour l'injecteur XL3-60.	104
Figure 48: Comparaison et distinction de quatre régimes d'écoulement des trois injecteurs XL3.	107
Figure 49: Images du spray d'un même orifice à 4 bar (vue transverse à gauche et frontale à droite).	110
Figure 50: Position de la cavitation géométrique dans l'orifice par rapport à la visualisation (vue transverse à gauche et frontale à droite).	111
Figure 51: Comparaison des longueurs d'interface.	112
Figure 52: Comparaison du plissement des interfaces (1 <sup>ère</sup> ligne) et comparaison de la taille radiale (2 <sup>ème</sup> ligne) à 2, 3 et 4 bar de pressions d'injection.	113
Figure 53: Comparaison des demi-angles à la sortie de l'orifice ( $\square$ vue transverse, $\circ$ vue frontale).	113
Figure 54: Evolution des paramètres globaux (vue transverse).	114
Figure 55: Evolution du plissement et de la taille radiale.	115
Figure 56: Corrélations linéaires du point de désintégration.	116
Figure 57: Angle et demi-angles en fonction de la pression d'injection (mesures à $z = 2D$ ).	116
Figure 58: Schéma des 3 régions d'atomisation primaire du jet ( $Pi = 8$ bar).	118
Figure 59: Comparaison de la taille radiale de l'injecteur XL3-CF0 (figure issue de [23]).	118
Figure 60: Comparaison des longueurs d'interface ( $Pi = 30$ bar, $\blacksquare$ XL3-60 et $\bullet$ XL3-90).	120
Figure 61: Comparaison de l'angle et des demi-angles apparents (à $2D$ de l'orifice).	121
Figure 62: Comparaison par plume du débit massique et du coefficient de décharge ( $\circ$ Hydro et $\square$ Normal).	123
Figure 63: Comparaison du coefficient de décharge ( $\circ$ Hydro et $\square$ Normal).	123
Figure 64: Comparaison du débit de quantité de mouvement des plumes ( $\circ$ Hydro et $\square$ Normal, $Pi = 130$ bar).	124
Figure 65: Répartition spatiale de la moyenne temporelle du débit de quantité de mouvement selon la direction 1.	128
Figure 66: Répartition spatiale de la moyenne temporelle du débit de quantité de mouvement selon la direction 2.	129
Figure 67: Répartition spatiale de la moyenne temporelle du débit de quantité de mouvement selon la direction 3.	130
Figure 68: Comparaison des valeurs moyennes des coefficients adimensionnés à 130 bar.	132
Figure 69: Comparaison des fluctuations de part et d'autre de la direction de propagation. ( $\circ$ Hydro, $\square$ Normal)	132
Figure 70: Deux photos de spray par injecteur pour chaque pression (60 bar à gauche et 130 bar à droite).	133
Figure 71: Rapport des vitesses axiales (normal divisé par hydro) à gauche et comparaison entre deux paramètres de taille de gouttes à 50 mm de l'orifice à droite.	135
Figure 72: Illustration graphique d'une solution.	148
Figure 73: Rapports des nombres adimensionnés (1 : Hep 67°C, 2 : Hex 32°C).	150
Figure 74: Rapport des nombres adimensionnés (1 : But 64°C, 2 : Dod 39°C).	151

Figure 75: Visualisation 3-D des points de mesure en cas de similitudes complètes (symboles (X) et (●) pour la projection sur les plans).	151
Figure 76: Rapport des nombres adimensionnés, triplet 1 à gauche et triplet 2 à droite.	153
Figure 77: Illustration 3-D des points des deux similitudes partielles à iso $C$ et $Re$ à gauche (projections des points du triplet 1 (●) et du triplet 2 (X)). Plan ( $Re, C$ ) à droite.	154
Figure 78: Rapport des nombres adimensionnés du quadruplet 1.	155
Figure 79: Rapport des nombres adimensionnés du quadruplet 2.	156
Figure 80: Illustration 3-D des points des deux similitudes partielles à iso $We$ et $C$ (projection des points du quadruplet 1 (●) et du quadruplet 2 (X)).	157
Figure 81: Rapport des nombres adimensionnés pour le triplet du cas « effet de $C$ ».	158
Figure 82: Illustration 3-D des points de la similitude partielle en $C$ (projection des points (+)).	158
Figure 83: Comparaison des points de mesure de l'analyse dimensionnelle à ceux du fonctionnement du moteur.	159
Figure 84: Evolutions des coefficients de décharges des fluides des deux similitudes (injecteur : XL3-60).	162
Figure 85: Evolutions des coefficients de décharges des fluides des deux similitudes (injecteur : XL3-CF0).	162
Figure 86: Coefficients de décharge des cas de similitudes complète et quasi-complète (XL3-CF0).	163
Figure 87: Evolution du coefficient de décharge de différents fluides en fonction de $C$ et $1C$ , XL3-60.	168
Figure 88: Corrélations des coefficients de décharge à la condition critique de cavitation par l'équation Eq. 64.	170
Figure 89: Loi empirique de la condition critique de cavitation.	171
Figure 90: Evolution des exposants des trois nombres sans dimension en fonction des régimes d'écoulement.	178
Figure 91: Angles du jet normalisés en fonction du nombre de Reynolds.	180
Figure 92: Comportement de l'angle du jet au premier régime d'écoulement.	181
Figure 93: Angle du jet normalisé par les lois puissances obtenues grâce aux corrélations.	181
Figure 94: Angle du jet normalisé par les lois puissances obtenues grâce aux corrélations (XL3-CF0).	182
Figure 95: Angle de sortie mesurée en fonction du modèle empirique pour tous les points étudiés (XL3-CF0 à gauche et XL3-60 à droite).	183
Figure 96: Injecteurs XL2 immergés - jets de bulles de vapeur. $Pi=5$ bar pour les deux images de gauche et 60 bar pour les deux de droite.	194
Figure 97: Signal périodique de la VCV.	203
Figure 98: Technique de la double couleur.	204
Figure 99: Ecart entre les signaux de sortie des drivers nanolites lorsque les consignes d'entrée coïncident.	206
Figure 100: Erreur entre les signaux de sortie provenant du système de commande des nanolites.	206
Figure 101: Schéma du montage double vue.	207
Figure 102: Reconstruction pseudo 3D (injecteur XL3-CF0, $Pi=5$ bar).	208
Figure 103: Séparation de l'image (injecteur XL3-CF0, $\Delta t = 5 \mu s$ , $Pi = 5$ bar).	210
Figure 104: fusion binaire des deux jets. A droite, les particules uniquement.	211
Figure 105: Erreur relative des paramètres globaux due à la rotation autour de l'axe de l'injecteur.	211
Figure 106: Variation de la taille radiale (à gauche $Pi = 70$ bar et 130 bar à droite).	212
Figure 107: Erreur de l'angle apparent due à la rotation autour de l'axe de l'injecteur.	212
Figure 108: Variations de $\beta$ , $\beta_{ext}$ et $\beta_{int}$ d'une plume à l'autre.	212
Figure 109: Variation de la taille radiale d'une plume à l'autre (De gauche à droite : $Pi = 50, 90$ et 130 bar).	213
Figure 110: Variation de $\theta$ d'une plume à l'autre.	213
Figure 111: Images d'une plume nette (à gauche) à deux plumes superposées (à droite), $Pi = 50$ bar.	214
Figure 112: Evaluation de $\beta$ pour une densité double.	214
Figure 113: Variation des paramètres globaux en fonction de l'intensité lumineuse (G1).	215

Figure 114: Variations des longueurs d'interface et du plissement en fonction de l'intensité lumineuse ( $Pi = 10$ bar, G1).	216
Figure 115: Variations de la taille radiale en fonction de l'intensité lumineuse (G1).	216
Figure 116: Variation de $\theta$ en fonction de l'intensité lumineuse (G1).	217
Figure 117: Comparaison des longueurs d'interface et du plissement à G1 et G2.	217
Figure 118: Comparaison de la taille radiale à G1 et G2 ( $Pi = 10, 70$ et $130$ bar).	217
Figure 119: Comparaison à $2D$ de l'orifice de l'angle apparent à G1 et G2.	218
Figure 120: Coefficient de décharge de chaque plume de l'injecteur XL3-CF0.	219
Figure 121: Comparaison de la moyenne temporelle du moment inertiel brute des 3 directions de la plume 1.	220
Figure 122: Comparaison de la moyenne temporelle du moment inertiel brute des 3 directions de la plume 2.	220
Figure 123: Comparaison de la moyenne temporelle du moment inertiel brute des 3 directions de la plume 3.	220
Figure 124: Plissement à gauche et taille radiale à droite ( $Pi = 5$ bar).	222
Figure 125: Evolution de la viscosité dynamique en fonction de la température pour chaque fluide.	223
Figure 126: Evolution de la pression de vapeur saturante en fonction de la température pour chaque fluide.	224
Figure 127: Evolution de la masse volumique en fonction de la température de chacun des fluides utilisés.	224
Figure 128: L'évolution de la tension de surface en fonction de la température pour chacun des fluides utilisés.	225
Figure 129: Solutions du système <i>ST</i> , couple (But/Dod) à gauche et (Hep/Hex) à droite.	226
Figure 130: Comparaison des deux mesures de débitmétrie à haute température : injecteur XL3-CF0, heptane $67^{\circ}\text{C}$ .	226

## Listes des tableaux

Tableau 1: Mécanismes de l'atomisation primaire. N-heptane à $Pi = 5$ bar, $\Delta t = 5$ $\mu$ s, injecteur : XL3-CF0. En rouge : le jet à l'instant $t$ , en bleu : le même jet à l'instant $t + \Delta t$ et en rose la superposition des deux ombres.	37
Tableau 2: Quelques valeurs du point critique de cavitation de la littérature.	48
Tableau 3: Résumé des conditions de mesure des travaux cités sur l'écoulement interne.	51
Tableau 4: Injecteurs et mesures associées	57
Tableau 5: Caractéristiques des fluides utilisés.	60
Tableau 6: Montages optiques et études spécifiques.	69
Tableau 7: Tolérance des motifs de la mire.	71
Tableau 8: Signification des coefficients.	85
Tableau 9: Effet de l'intensité lumineuse sur les disques de la mire.	88
Tableau 10: Images du jet issu du XL3-60 correspondant chacune à une tendance (grandissement G2).	106
Tableau 11: Comparaison des valeurs critiques estimées à partir des courbes.	108
Tableau 12: Corrélacion entre la position du point de désintégration et la différence de pression.	116
Tableau 13: Récapitulatif des résultats pour l'injection à basse pression.	117
Tableau 14: Conclusion sur la comparaison des XL3 ayant un rapport $L/D = 1$ .	121
Tableau 15: Mesure de débitmétrie par plume à $Pi = 130$ et $150$ bar.	124
Tableau 16: Résultats de la moyenne temporelle du débit de quantité de mouvement intégré spatialement.	125
Tableau 17: Comparaison des coefficients de contraction de surface pour toutes les combinaisons. Les surfaces colorées correspondent à la vapeur.	131
Tableau 18: Evaluation des paramètres d'analyse de la visualisation du spray.	139
Tableau 19: Variables dimensionnelles physiques impliquées dans le débit massique.	143
Tableau 20: Unités dimensionnelles (système SI) des variables.	143
Tableau 21: Valeurs des nombres adimensionnés des 6 mesures pour le couple (Heptane / Hexane).	150
Tableau 22: Valeurs des nombres adimensionnés des 6 mesures pour le couple (But / Dod).	150
Tableau 23: Valeurs des nombres adimensionnés des 8 mesures pour le 1 <sup>er</sup> triplet.	153
Tableau 24: Valeurs des nombres adimensionnés des 8 mesures pour le 2 <sup>ème</sup> triplet.	153
Tableau 25: Valeurs des nombres adimensionnés des 7 mesures pour le 1 <sup>er</sup> quadruplet.	155
Tableau 26: Valeurs des nombres adimensionnés des 7 mesures pour le 2 <sup>ème</sup> quadruplet.	156
Tableau 27: Valeurs des nombres adimensionnés des 8 mesures pour le triplet.	158
Tableau 28: Répartition des points de mesure sur les régimes d'écoulement pour les similitudes 1 et 2 (XL3-60).	163
Tableau 29: Répartition des points de mesure sur les régimes d'écoulement (XL3-CF0).	163
Tableau 30: Répartition des points de mesure sur les régimes d'écoulement pour $We(1)$ (XL3-60).	164
Tableau 31: Répartition des points de mesure sur les régimes d'écoulement pour $We(1)$ (XL3-CF0).	164
Tableau 32: Répartition des points de mesure sur les régimes d'écoulement pour $We(2)$ (XL3-60).	164
Tableau 33: Répartition des points de mesure sur les régimes d'écoulement pour $We(2)$ (XL3-CF0).	165
Tableau 34: Répartition des points de mesure sur les régimes d'écoulement pour $Re(1)$ (XL3-60).	165
Tableau 35: Répartition des points de mesure sur les régimes d'écoulement pour $Re(1)$ (XL3-CF0).	165
Tableau 36: Répartition des points de mesure sur les régimes d'écoulement pour $Re(2)$ (XL3-60).	166
Tableau 37: Répartition des points de mesure sur les régimes d'écoulement pour $Re(2)$ (XL3-CF0).	166
Tableau 38: Répartition des points de mesure sur les régimes d'écoulement pour le triplet C(1) (XL3-60).	167
Tableau 39: Répartition des points de mesure sur les régimes d'écoulement pour le triplet C(1) (XL3-CF0).	167
Tableau 40: Variations relatives du coefficient de décharge par rapport à chacun des nombres sans dimension.	167

<b>Tableau 41: Valeurs aux points critiques de cavitation (XL3-60).</b>	<b>169</b>
<b>Tableau 42: Valeurs aux points critiques de cavitation (XL3-CF0).</b>	<b>169</b>
<b>Tableau 43: Comparaison de la morphologie globale des jets de la similitude 1 de l'injecteur XL3-CF0.</b>	<b>173</b>
<b>Tableau 44: Comparaison entre les paramètres aux régimes 1 et 2 des fluides de chaque similitude.</b>	<b>176</b>
<b>Tableau 45: Comparaison entre paramètres des fluides de chaque similitude.</b>	<b>177</b>
<b>Tableau 46: Comparaison des résultats des régressions linéaires pour l'effet du nombre de Reynolds.</b>	<b>180</b>
<b>Tableau 47: Loi empirique finale par régime d'écoulement pour l'injecteur XL3-60.</b>	<b>182</b>
<b>Tableau 48: Loi empirique finale par régime d'écoulement pour l'injecteur XL3-CF0.</b>	<b>183</b>
<b>Tableau 49: Comparaison des exposants des lois empiriques de la littérature.</b>	<b>185</b>
<b>Tableau 50: Résumé des résultats obtenus dans ce travail de thèse.</b>	<b>185</b>
<b>Tableau 51: Meilleures paires de filtres testées et comparées.</b>	<b>205</b>
<b>Tableau 52: Histogrammes aux différents grandissements et intensités.</b>	<b>215</b>
<b>Tableau 53: Paramètres calculés suivant les équations de la partie théorique.</b>	<b>221</b>
<b>Tableau 54: List of all non-dimensional coefficients calculated as detailed in the theoretical section.</b>	<b>221</b>
<b>Tableau 55: Comparaison du débit de quantité de mouvement entre un injecteur type Diesel et le XL2 hydro.</b>	<b>222</b>
<b>Tableau 56: Constantes de la viscosité dynamique (en mPa.s) de chaque fluide.</b>	<b>223</b>
<b>Tableau 57: Constantes de la pression de vapeur saturante (en kPa) de chaque fluide.</b>	<b>224</b>
<b>Tableau 58: Constantes de la densité (en Kg/m<sup>3</sup>) de chaque fluide.</b>	<b>224</b>
<b>Tableau 59: Constantes de la tension de surface (en mN/m) de chaque fluide.</b>	<b>225</b>

## Nomenclature

### - Lettres latines :

$A$	Section géométrique à la sortie de l'orifice	$[m^2]$
$A_c$	Section de la phase liquide au niveau de la « vena contracta »	$[m^2]$
$A_{eff}$	Section effective de l'orifice ou section de la phase liquide	$[m^2]$
$A_i$	Mesure locale du moment inertiel surfacique	$[N/m^2]$
$C_0$	Contraste	$[-]$
$C_a$	Coefficient de contraction de la surface à la sortie de l'orifice	$[-]$
$C_c$	Coefficient de contraction de la surface à la « vena contracta »	$[-]$
$C_D$	Coefficient de décharge de l'orifice	$[-]$
$C_M$	Coefficient du moment inertiel	$[-]$
$C_{r,i}$	Constantes de régime d'écoulement dans les lois empiriques	$[^\circ]$
$C_v$	Coefficient de vitesse	$[-]$
$c_p$	Capacité calorifique molaire	$[J/(mol.K)]$
$c_{p,acier}$	Capacité massique thermique de l'acier	$[J/(Kg.K)]$
$D$	Diamètre de l'orifice	$[m]$
$d$	Diamètre	$[m]$
$d_l$	Diamètre mesuré par le système d'analyse par imagerie	$[m]$
$e$	épaisseur	$[m]$
$g$	Accélération de la pesanteur	$[m/s^2]$
$H$	Enthalpie	$[J/mol]$
$h$	Hauteur	$[m]$
$L$	Longueur de l'orifice	$[m]$
$L_{ext}$	Longueur d'interface liquide/gaz du côté externe	$[m]$
$L_{int}$	Longueur d'interface liquide/gaz du côté interne	$[m]$
$\dot{M}_f$	Débit de quantité de mouvement (ou moment inertiel)	$[N]$
$\dot{M}_t$	Moment inertiel théorique	$[N]$
$\dot{m}_f$	Débit massique	$[g/s]$
$m$	Masse	$[g]$
$\dot{m}_t$	Débit massique théorique	$[g/s]$
$\vec{M}_i$	Vecteur moment inertiel local	$[N]$
$N$	Densité des noyaux de nucléation	$[1/m^3]$
$n$	Nombre de moles	$[mol]$
$P$	Pression	$[bar]$
$P_b$	Contre pression	$[bar]$
$P_i$	Pression d'injection	$[bar]$
$P_v$	Pression de vapeur saturante	$[bar]$
$p_i^{crit}$	Pression d'injection critique	$[bar]$
$p_b^{crit}$	Contre pression critique	$[bar]$
$P_{i,j}$	Probabilité d'absorption de la lumière au pixel $(i, j)$	$[-]$
$p_{j,i}$	Exposant des nombres adimensionnels dans les lois empiriques	$[-]$
$Ra$	Taille radiale du jet	$[m]$
$r$	Rayon de courbure du profil d'entrée de l'orifice	$[m]$
$S$	Surface	$[m^2]$
$S_i$	Surface locale	$[m^2]$
$S_p$	Système d'équations ayant des pressions pour inconnues	

$S_T$	Système d'équations ayant des températures pour inconnues	
$T$	Température	[K]
$T_0$	Température ambiante	[K]
$T_c$	Température de consigne du collier chauffant	[K]
$T_f$	Température d'ébullition du carburant	[K]
$t$	Temps	[s]
$u$	Vitesse de l'écoulement	[m/s]
$u_c$	Vitesse de la phase liquide à travers la Vena Contracta	[m/s]
$u_{l,eff}$	Vitesse effective de l'écoulement liquide dans l'orifice	[m/s]
$u_t$	Vitesse théorique de l'écoulement à la sortie de l'orifice	[m/s]
$V$	Volume	[m <sup>3</sup> ]
$Wr$	Plissement (Wrinkling)	[1/m]
$x$	Position sur axe horizontal	[m]
$z$	Distance entre l'injecteur et le point de mesure du spray	[m]
$\vec{z}$	Vecteur unitaire dans la direction $z$	[-]

- **Lettres grecques :**

$\beta$	Angle d'inclinaison de la direction moyenne du spray	[°]
$\beta_{geo}$	Inclinaison de l'orifice par rapport à l'axe de l'injecteur	[°]
$\beta_{ext}$	Ecart-type du demi-angle externe	[°]
$\beta_{int}$	Ecart-type du demi-angle interne	[°]
$\beta_{i,j}$	Angle assujettie au pixel $(i, j)$	[°]
$\Delta P$	Chute de pression entre l'entrée et la sortie de l'orifice	[bar]
$\varepsilon$	Ecart relatif	[-]
$\eta$	Viscosité dynamique	[Pa.s]
$\theta$	Angle du jet à la sortie de l'orifice (à 2 ou 3D)	[°]
$\theta_{ext}$	Demi-angle externe du jet à la sortie de l'orifice	[°]
$\theta_{int}$	Demi-angle interne du jet à la sortie de l'orifice	[°]
$\rho$	Masse volumique	[Kg/m <sup>3</sup> ]
$\sigma$	Tension superficielle	[N/m]
$\phi$	Angle de rotation	[°]
$\chi_{max}$	Valeur maximale de la mi-largeur du PSF	[m]
$\Omega$	Angle de rotation	[°]

- **Nombres adimensionnels :**

$C = \frac{P_i - P_b}{P_b - P_v}$	Nombre de cavitation proposé par Bergwerk	[-]
$C_{crit} = \frac{P_i^{crit} - P_b}{P_b - P_v}$	Nombre de cavitation critique	[-]
$C'_{crit}, C''_{crit}$	Nombres critiques entre les régimes d'écoulement	[-]
$K = \frac{P_i - P_b}{P_i - P_v}$	Nombre de cavitation proposé par Nurick	[-]
$K_{crit} = \frac{P_i - P_b^{crit}}{P_i - P_v}$	Nombre de cavitation critique	[-]
$Oh = \frac{\sqrt{We}}{Re}$	Nombre d'Ohnesorge	[-]
$Re = \frac{\rho_l \cdot u \cdot D}{\eta_l}$	Nombre de Reynolds	[-]

$Re_c$	Nombre de Reynolds à la condition critique de cavitation	[-]
$We = \frac{\rho_l \cdot u^2 \cdot D}{\sigma}$	Nombre de Weber liquide	[-]
$We_g = \frac{\rho_g (u - u_g)^2 d}{\sigma}$	Nombre de Weber gazeux	[-]

- **Acronymes :**

1-D	Une dimension	
2-D	Deux dimensions	
3-D	Trois dimensions	
ASOI	After Start Of Injection	
C(1)	Similitude partielle - effet du nombre de cavitation	
CO	Monoxyde de carbone	
CO <sub>2</sub>	Dioxyde de carbone	
D32	Diamètre moyen de Sauter (Sauter Mean Diameter)	[m]
DV90	Diamètre de goutte tel que 90% du volume liquide est dans des gouttes plus petites	[m]
ECU	Electronic Control unit (driver d'injecteur)	
G1, G2, G3	Grandissements	[µm/pixel]
GDI	Gasoline Direct Injection	
HC	Hydrocarbure imbrulé	
Hydro	Injecteur XL2 avec processus d'hydrogrinding appliqué	
I1, I2, I3	Pourcentages de l'intensité lumineuse maximale du flash	[%]
NG	Niveau de Gris	
N.I.	National Instrument	
Normal	Injecteur standard (XL2 sans hydrogrinding)	
NO <sub>x</sub>	Oxyde d'azote	
PDA	Phase Doppler Anemometry	
PID	Proportionnel, Intégration, Dérivée	
PIV	Particle Image Velocimetry	
PSF	Point Spread Function	
Re(1), Re(2)	Similitudes partielles - effet du nombre de Reynolds	
TTL	Signal en échelon (0 – 5 V)	
VCO	Valve Covered Orifice	
VCV	Vanne de contrôle	
We(1), We(2)	Similitudes partielles - effet du nombre de Weber	
XL2, XL3	Numéros de série des injecteurs Continental	

- **Fluides :**

But79	N-butanol à 79 °C
Dod132	N-dodécane à 132 °C
Hep67	N-heptane à 67°C
Hex35	N-hexane à 35°C
Oct44	Iso-octane à 44°C
Xyl51	O-xylène à 51°C



## **Premier chapitre**

### **I. Introduction générale**



Le monde industriel est entré dans l'ère où le mot clé est : « économiser ». Beaucoup de recherches et d'études physiques et technologiques, dans de multiples domaines scientifiques, sont exploitées dans le but d'économiser en espace, en temps et en argent. Ceci est la préoccupation majeure de l'industrie automobile et aéronautique car l'économie de carburant correspond à une réduction des gaz à effet de serre, s'y ajoutent à cela les contraintes de la diminution de pollution.

La prise de conscience de l'impact des véhicules automobiles sur l'environnement, due à l'augmentation de la production de véhicules dans le monde (20 millions de plus par an durant la dernière décennie), a conduit à la mise en place de normes de réglementation limitant les émissions toxiques. Parmi ces émissions, on trouve du monoxyde de carbone (CO), des oxydes d'azote (NO<sub>x</sub>), des hydrocarbures imbrûlés (HC) et des particules de suie. En Europe, la dernière norme en date est « euro 6 » qui doit être appliquée sur tous les nouveaux véhicules à partir du 1<sup>er</sup> Janvier 2015 pour les poids lourds et du 1<sup>er</sup> Septembre 2015 pour les automobiles particulières. Depuis la 1<sup>ère</sup> norme en 1993 (euro 1) jusqu'à la dernière, l'émission en CO pour les véhicules à moteur essence est passée de 2.72 à 0.1 g/km. Depuis la 3<sup>ème</sup> norme en 2001 (euro 3) jusqu'à la dernière, les émissions en HC et NO<sub>x</sub> sont passées de 0.2 à 0.1 g/km et de 0.15 à 0.06 g/km, respectivement. Ces émissions sont mesurées sur des véhicules dépourvus d'options dans des conditions qui peuvent être assez différentes de la vie réelle. Les moteurs sont réglés pour respecter la norme dans le cadre légal. Les valeurs s'envolent par exemple très rapidement quand les véhicules dépassent les 130 km/h, vitesse maximale autorisée sur autoroute en France. Il n'en demeure pas moins que ces moteurs produisent, à puissance égale, moins de rejets polluants que les moteurs d'ancienne génération.

En plus des rejets toxiques, les émissions dioxyde de carbone (CO<sub>2</sub>) sont dangereuses pour l'environnement à cause de la contribution principale de ce gaz à l'effet de serre. Annuellement, 30 milliards de tonnes de CO<sub>2</sub> sont émis (toutes activités humaines confondues) et la concentration de ce gaz a cru de 31% depuis 1750. Les réglementations programment une réduction d'émission en CO<sub>2</sub> pour les véhicules particuliers jusqu'à environ 95 g/km d'ici l'an 2020 (différé jusqu'en 2022) avec un objectif pour 2015 de 130 g/km. Etant donné que ce gaz est un produit direct de la réaction chimique de combustion, sa quantité formée est directement liée à la masse de carburant brûlée. La réduction des émissions de CO<sub>2</sub> passe donc par l'amélioration du rendement. La **Figure 1** montre le taux de réduction

d'émission de CO<sub>2</sub> sur l'échelle mondiale depuis 2006 jusqu'à ce qui est programmé pour les réglementations de 2020.

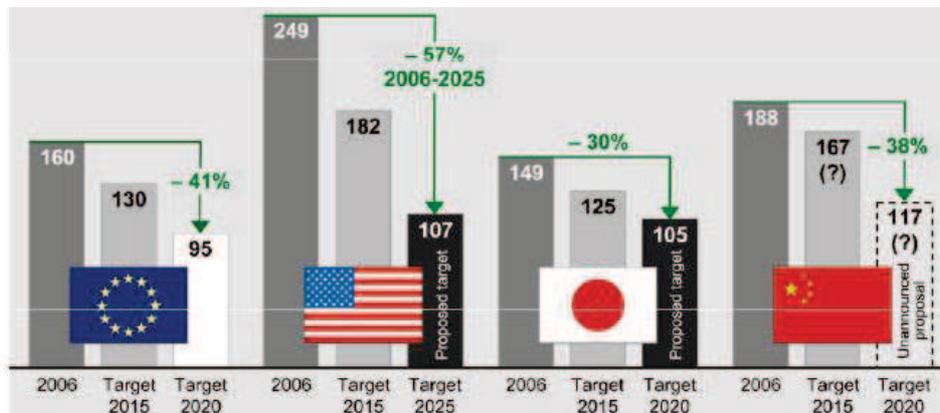


Figure 1: Régulations mondiales pour réduire l'émission de CO<sub>2</sub> (en g/km). Source : International Council on Clean Transportation, Global Passenger Vehicle Policy Update No. 13 (August 19<sup>th</sup> 2011).

### La solution de l'injection directe essence :

Dans les années 30, le moteur Waukesha-Hesselman est le premier moteur à allumage commandé équipé d'un système d'injection directe. L'injection directe est ensuite utilisée par Daimler-Benz sur les moteurs d'avion. En 1954, la Mercedes 300 SL devient la première automobile de série équipée d'une injection d'essence directe dont le dispositif était entièrement mécanique. A cause des difficultés de mise au point de cette technologie, on abandonne ce concept. Le carburateur est progressivement abandonné pour l'injection indirecte. L'injection d'essence directe est reprise par la firme japonaise Mitsubishi qui l'adapte au moteur de la Mitsubishi Carisma GDI. Grâce à l'injection d'essence directe à plus haute pression (~ 60 bar), il est possible de délivrer plus précisément le carburant à chaque cycle voire de générer un mélange stratifié : proche de la stœchiométrie au centre de la chambre et de richesse quasiment nulle sur les parois du cylindre. Le mode de fonctionnement stratifié a cependant été largement abandonné par la suite à cause de la catalyse nécessaire des polluants générés. L'injection directe a permis la réduction de la taille des moteurs sans perte en termes de rendement. Contrairement à l'injection indirecte, dans un moteur à injection directe l'admission d'air et l'injection deviennent deux événements indépendants. Il est donc possible de choisir le moment d'injection par rapport à la charge ou régime du moteur.

### Technologie des injecteurs :

Les injecteurs jouent un rôle important dans l'injection directe essence puisqu'ils représentent la première étape de la formation du mélange. Il existe aujourd'hui trois types principaux d'injecteurs à pressurisation : à swirl, à nappe et multi-trous. Dans ce travail, nous nous

intéressons à l'étude des jets de gouttes (« sprays ») des injecteurs multi-trous qui dérivent de la technologie appliquée dans les moteurs diesel. Cependant, ils se distinguent par des trous de diamètre plus important, moins longs et d'inclinaison plus faible. Selon la stratégie de fonctionnement retenue par le constructeur automobile, le nombre d'orifices ainsi que leur géométrie sont modulés à volonté afin d'obtenir le débit massique à introduire et la direction du spray souhaités. La durée d'injection est un paramètre supplémentaire qui contrôle la richesse voulue dans la chambre de combustion. Ce type d'injecteurs est considéré être une solution adaptée à la combustion homogène où la forme du spray est primordiale. Les injecteurs sont contrôlés électroniquement, leur actuateur est magnétique. Ce dernier, par l'effet d'un champ électromagnétique, soulève l'aiguille du siège pour libérer le liquide vers le sac et les orifices de l'injecteur (Figure 2). Afin de garantir une bonne formation du mélange homogène, l'angle entre les plumes (Figure 2 à gauche) est resserré (entre 50 et 90°) par rapport à celui des injecteurs diesel (> 140°). Par conséquent, une interaction plume à plume peut avoir lieu via l'air entraîné. Pour améliorer la résistance d'un injecteur au dépôt de suie au niveau des trous et ainsi prolonger sa durée de vie, certains fabricants d'injecteurs ajoutent un « step-hole » du côté de la sortie de l'orifice. Il consiste en un alésage concentrique à celui de l'orifice mais de diamètre supérieur et d'une petite profondeur. Les injecteurs Continental prototypes utilisés dans ce travail ne comportent pas de step-hole.

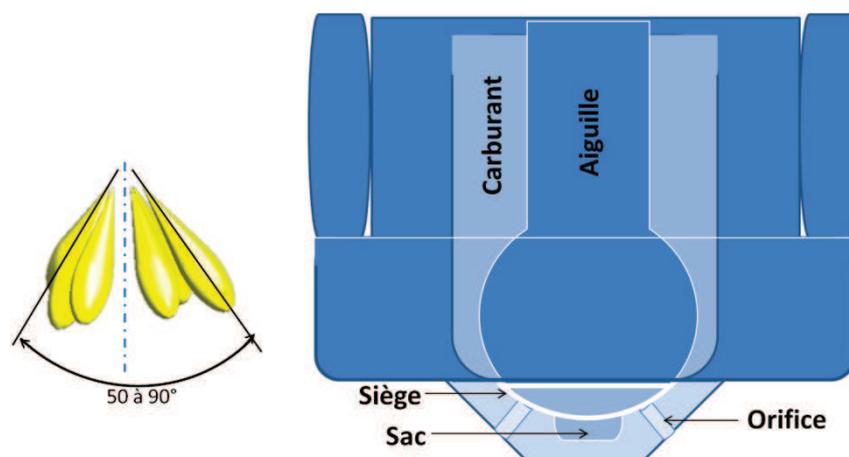


Figure 2: A gauche: angle entre plumes, à droite : sketch d'une coupe d'une buse d'injecteur.

### Conditions d'injection dans la chambre de combustion :

Selon le mode de fonctionnement du moteur, les conditions dans la chambre de combustion ainsi que la température d'injection du carburant varient. Dans certaines conditions où la pression de vapeur saturante de l'essence est plus importante que la pression dans la chambre, un phénomène appelé « flash-boiling » se déclenche. A l'exempt de ces conditions là, la

Figure 3 illustre les plages des nombres adimensionnels de Reynolds, Weber et cavitation que le jet déchargé rencontre pendant le fonctionnement du moteur. Ces nombres sans dimensions définis au chapitre suivant sont donnés par les équations Eq. 1, Eq. 3 et Eq. 4 respectivement. Le diamètre de l'orifice considéré pour ce calcul correspond à celui des injecteurs essence utilisés dans ce travail de thèse (0.2 mm). Lors du fonctionnement à chaud (température de l'eau à 90°C), les intervalles des trois nombres adimensionnés sont plus larges que lors du fonctionnement à froid (température de l'eau à 30°C). La température de l'essence injectée dans la chambre de combustion est en moyenne 25°C plus élevée lors du fonctionnement à chaud. Elle varie de 90°C à 60°C lors de la montée du moteur en régimes tandis qu'elle est au voisinage de 50°C lors du démarrage à froid. Trois pressions d'injections  $P_i$  sont prises en compte : une pression moyenne à 120 bar, une autre à 200 bar considérée comme une haute pression, et 350 bar qui correspond à la très haute pression ciblée par les industriels pour améliorer dans l'avenir proche l'injection directe essence. Le nombre de cavitation peut atteindre des valeurs très élevées (au-dessus de 500 même si la pression d'entrée est de 120 bar seulement) à cause de certaines faibles valeurs de contre pression ( $P_b \sim 0.4$  bar) lors du fonctionnement du moteur à faible charge.

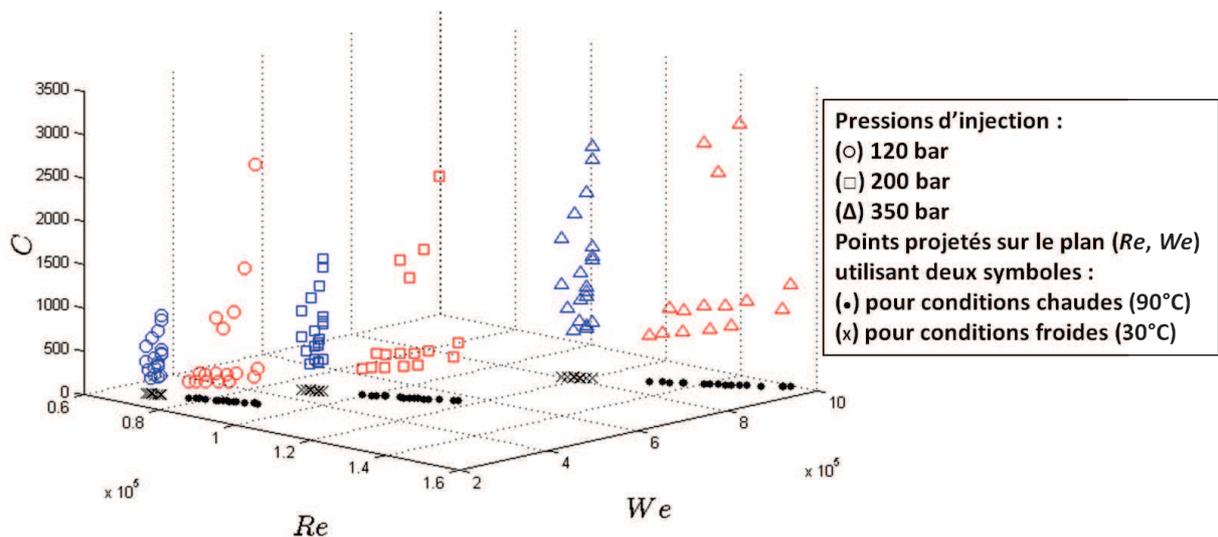


Figure 3: Nombres de Reynolds, Weber et cavitation du jet aux points de fonctionnement moteur (bleu : conditions froides 30°C et rouge : conditions chaudes 90°C).

## 1. Objet de la thèse

Afin de satisfaire les modes de fonctionnement des moteurs, il est indispensable de s'assurer de la stabilité de la forme adéquate du spray malgré les changements de conditions pendant le fonctionnement. De plus, il faut absolument assurer une bonne pulvérisation du carburant pour obtenir un bon mélange avec l'air. La géométrie interne de l'injecteur est un facteur du premier ordre, elle décide notamment de la turbulence et du profil de vitesse de l'écoulement,

du niveau de cavitation, de la direction et de la dispersion du spray. D'autres facteurs comme les propriétés physiques du liquide en fonction des conditions de température et de pression d'injection, ont aussi un impact direct sur l'atomisation du jet. Beaucoup d'études ont déjà été réalisées sur les injecteurs diesel, mais vis-à-vis des restrictions à venir qu'imposent les normes de réglementation, il est nécessaire de réaliser des études expérimentales permettant de caractériser le comportement des sprays.

Ce travail de thèse s'inscrit dans cette voie en tentant de contribuer à la compréhension du processus d'atomisation et de ses liens avec l'écoulement interne et la forme géométrique des orifices. L'impact de certains facteurs géométriques majeurs et des conditions d'injection sur les différentes caractéristiques du spray est quantifié en se limitant à l'atomisation primaire et aux conditions stationnaires.

## **2. Résumé des chapitres**

Ce manuscrit de thèse se divise en sept chapitres. Le premier et présent chapitre constitue une introduction générale au contexte industriel de ce travail et à son objet.

Le second chapitre est dédié à l'introduction de l'étude, il présente des études et des résultats expérimentaux dans le domaine de l'écoulement dans les orifices et de l'atomisation primaire du spray. Il inclut trois sous chapitres : une partie concernant le processus de rupture, une deuxième partie détaillant l'écoulement interne et cavitant, une troisième partie introduisant l'analyse dimensionnelle.

Une présentation du dispositif expérimental mis à notre disposition est faite au troisième chapitre. Au premier sous-chapitre, les cinq injecteurs utilisés sont présentés tout en montrant les points communs et les différences. Les différents fluides utilisés sont aussi indiqués. Au deuxième sous-chapitre, le banc de mesure au sein du site de Continental Toulouse est détaillé ainsi que les différents montages réalisés, soit pour la visualisation en champ proche, soit pour la mesure du débit massique. Au troisième sous-chapitre, d'autres bancs en dehors de Toulouse sont présentés comme celui du débit de quantité de mouvement à Continental Regensburg et celui de l'Université de Loughborough en Angleterre où deux injecteurs ont été mesurés.

Le quatrième chapitre décrit chaque type de mesure appliquée sur les injecteurs. Pour chacune, l'intérêt et la façon d'interpréter ces résultats sont présentés. Dans le premier sous-chapitre, les coefficients caractéristiques de l'écoulement interne ainsi que leurs significations sont présentés. Dans le deuxième sous-chapitre, le traitement des images est abordé. Dans les

troisième et quatrième sous-chapitres les paramètres caractérisant le jet sont définis ainsi que la façon dont ils sont calculés. Le cinquième sous-chapitre montre l'effet de la variation des réglages du banc.

Le cinquième chapitre présente les résultats obtenus sur les injecteurs et se divise en quatre sous-chapitres. Le premier traite du débit massique et de l'interprétation de l'évolution du coefficient de décharge. Le second présente les résultats de la visualisation du jet sur l'atomisation primaire à basse pression où les effets de l'apparition de la cavitation et de la pression d'injection sont discutés. Le troisième concerne l'influence de l'inclinaison de l'axe de l'orifice par rapport à l'axe de l'injecteur sur le jet. Grâce à une comparaison de deux injecteurs, le dernier sous-chapitre met en relief l'influence du profil d'entrée de l'orifice. Il regroupe les résultats des débits massiques et de quantité de mouvement ainsi que ceux de la visualisation à champ proche et de la PDA à champ lointain.

Au sixième chapitre, une application de l'analyse dimensionnelle sur l'écoulement dans l'injecteur et sur le système liquide résultant est présentée. Les équations de similitudes complètes et partielles sont présentées au deuxième sous-chapitre et appliquées dans le 3<sup>ème</sup> sous-chapitre où les points de fonctionnement sont définis. Au quatrième sous-chapitre, les résultats expérimentaux des mesures de débit massique et de visualisation du jet sont présentés. L'analyse des résultats nous permet enfin de proposer des lois empiriques pour les grandeurs d'intérêt.

Le septième et dernier chapitre forme une conclusion générale qui rappelle les résultats majeurs de l'étude et discute des perspectives de ce travail de thèse.

## **Deuxième chapitre**

### **II. Contexte de l'étude**



## 1. Processus de rupture du jet liquide

### 1.1 Phénoménologie de l'atomisation

L'atomisation est l'ensemble des phénomènes physiques qui contribuent au passage d'un système liquide continu en une phase dispersée constituée d'un brouillard de gouttelettes usuellement appelée par sa terminologie anglaise « spray ». La littérature sépare le processus d'atomisation en deux étapes, une primaire et une secondaire :

- **L'atomisation primaire** est l'étape où le système liquide est rompu en plusieurs fragments (ligaments, gouttes) sous l'effet du développement d'instabilités.
- **L'atomisation secondaire** est l'étape où les fragments détachés du cœur liquide par l'atomisation primaire se désintègrent sous l'effet des forces aérodynamiques jusqu'à l'obtention de gouttes sphériques stables. La désintégration s'arrête quand les forces de tension de surface sont suffisamment importantes pour maintenir la cohésion du fragment.

La littérature a souvent recours au **nombre de Weber liquide** défini comme étant le rapport entre les forces d'inertie et de tension superficielle. Dans le cas où l'injection se fait dans un milieu gazeux au repos, le nombre de Weber liquide s'écrit :

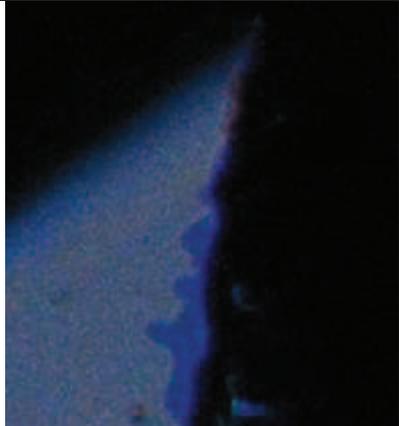
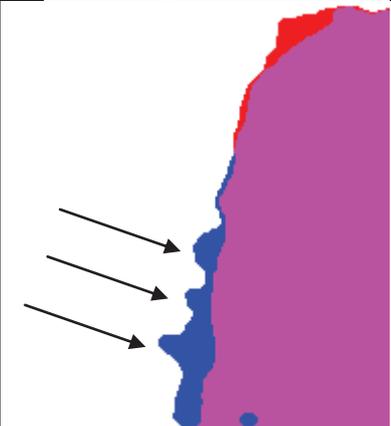
$$We = \frac{\rho_L \cdot u^2 \cdot D}{\sigma} \quad \text{Eq. 1}$$

où  $\rho_L$  et  $\sigma$  sont la masse volumique et la tension superficielle du liquide,  $u$  et  $D$  sont la vitesse caractéristique du jet et l'échelle de longueur qui, dans le cas d'un injecteur, sont respectivement remplacées par la vitesse de l'écoulement à la section de sortie de l'orifice et son diamètre  $D$ . Lorsque la force aérodynamique est évaluée, la masse volumique du gaz est préférée à celle du liquide.

#### 1.1.1 L'atomisation primaire

L'atomisation primaire du jet à la sortie de la buse dépend de nombreux facteurs comme l'interaction dynamique entre le liquide et l'environnement gazeux qui donne lieu au développement des instabilités primaires, la turbulence de l'écoulement liquide et la composante radiale de la vitesse de cet écoulement créant une instabilité secondaire du type Rayleigh-Taylor (Reitz & Bracco 1982 [55], Varga et al. 2003 [56], Marmottant & Villermaux 2004 [21]). Le rôle déstabilisant d'une perturbation de vitesse sur une interface a été étudié par von Helmholtz en 1868 [60] et Kelvin en 1871 [61]. Plus tard la théorie linéaire des instabilités appliquée à la déstabilisation d'une interface liquide – gaz est mise en place

par Rayleigh en 1878 [53] et Plateau en 1873 [54]. Les études citées ([55] [56] [21]) sont réalisées avec des atomiseurs coaxiaux – appelé atomiseur assisté par gaz ou air (Lefebvre 1989 [59]) – amplifiant la stratification de l'écoulement et mettant en relief les instabilités de Kelvin-Helmholtz et de Rayleigh-Taylor. Selon Cousin et al. [91], dans le cas d'injecteurs essence basse pression à orifice unique, l'atomisation primaire du jet liquide est également influencée par le profil de vitesse et l'intensité de turbulence en sortie de la buse, donc par l'écoulement interne. Dans le cas des injecteurs essences multi-trous, ces instabilités sont visibles dès les faibles pressions d'injection. Des images montrant la phénoménologie de l'atomisation primaire sont présentées dans le **Tableau 1**. Chaque image est prise pour un seul jet à deux instants séparés de 5  $\mu\text{s}$  à l'aide d'un montage double couleur (via deux paires flash-filtre) présenté en annexe IX.1.2. La première ligne du tableau (1) montre la création de crêtes sur la surface liquide résultant d'une instabilité primaire de type Kelvin-Helmholtz, ou éventuellement résultant de l'interaction entre l'interface et une série de vortex cohérents (Cousin et al. [93]). L'accélération transversale, illustrée à la deuxième ligne (2), suggère que les crêtes se développent en ligaments (3) qui par l'instabilité de type Rayleigh se désintègrent en particules liquides.

Mécanisme	Image brute	Image binarisée	commentaire
1- Formation de ligaments			Développement de crêtes proche de l'injecteur (< 0.5 mm) pendant le délai $\Delta t$ séparant les deux flashes.
2- Croissance et développement des ligaments			Progression radiale de la crête sous l'effet d'une accélération transversale diminuant son épaisseur.

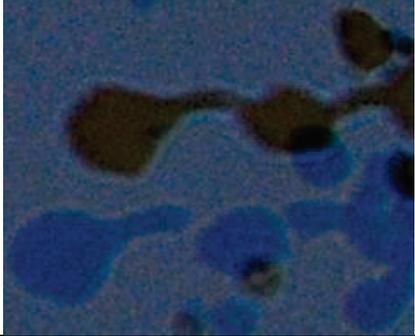
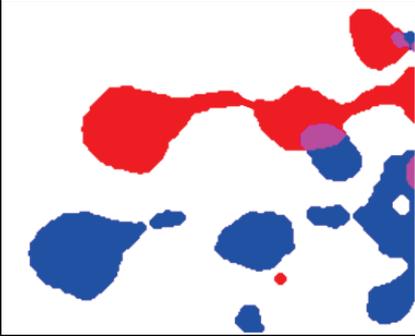
3-Rupture par effet capillaire			Epaisseur tellement réduite qu'on atteint la limite de la résistance de la force superficielle : Atomisation primaire.
--------------------------------	---	--	--

Tableau 1: Mécanismes de l'atomisation primaire. N-heptane à  $P_i = 5$  bar,  $\Delta t = 5$   $\mu$ s, injecteur : XL3-CF0. En rouge : le jet à l'instant  $t$ , en bleu : le même jet à l'instant  $t + \Delta t$  et en rose la superposition des deux ombres.

### 1.1.2 L'atomisation secondaire

L'atomisation secondaire est la désintégration en petites gouttes d'un ligament (ou d'une particule) déjà détaché du cœur liquide du jet, sous l'effet des forces aérodynamiques. Ces petites gouttes produites sont ici essentielles pour l'évaporation du spray et le processus de combustion. On définit le **nombre de Weber gazeux** pour une goutte comme suit :

$$We_g = \frac{\rho_g \cdot (u - u_g)^2 \cdot L_c}{\sigma} \quad \text{Eq. 2}$$

Il représente la capacité de la goutte à résister grâce à sa tension de surface aux forces aérodynamiques. La longueur caractéristique usuelle d'une goutte est son diamètre.  $\rho_g$  et  $u_g$  sont la masse volumique et la vitesse du gaz dans lequel la goutte se propage à la vitesse  $u$ . Selon Hanson, Domich & Adams [57], le nombre de Weber gazeux critique au-dessus duquel la goutte se désintègre est d'environ 10. Mais selon Hinze [58], cette valeur peut être plus petite dans le cas où l'écoulement gazeux au voisinage de la goutte est turbulent. L'atomisation secondaire est un processus qui peut se prolonger sur plusieurs centimètres en-dessous de l'injecteur.

Dans notre travail de thèse, seule l'atomisation primaire sera abordée même si dans un des chapitres (V.4.5) nous étendons les résultats à la vitesse et la taille des gouttes loin de l'injecteur.

### 1.1.3 Les caractéristiques du spray

Afin de caractériser le spray, plusieurs paramètres sont souvent mesurés à l'aide des essais expérimentaux. Ils permettent d'évaluer l'atomisation du spray :

En atomisation primaire : Dans un champ proche de l'injecteur, on cherche souvent à mesurer l'angle du jet à la sortie de la buse, le plissement de l'interface liquide – gaz et le profil de vitesse de l'écoulement à la section de sortie de l'orifice. L'angle du jet et son profil de vitesse à la sortie de l'orifice vont conditionner la dispersion du liquide dans le milieu gazeux.

L'interface liquide – gaz, par le niveau de son plissement, renseigne sur la déstabilisation du système liquide.

En atomisation secondaire : Sous une vue macroscopique du spray, on mesure l'angle du spray. La distribution de taille des gouttes et leur champ de vitesse sont des facteurs importants qui permettent d'évaluer la qualité de l'atomisation du spray.

La pénétration du spray est un autre paramètre qui intéresse les constructeurs de moteurs automobiles. Un spray de forte pénétration risque d'impacter le piston ou le cylindre de la chambre de combustion. Ce paramètre ne sera pas abordé dans ce travail de thèse.

## 2. Écoulement interne

L'aiguille de l'injecteur est équipée en son extrémité d'une sphère qui se pose dans l'hémisphère centrale creuse. Le siège de l'aiguille permet d'assurer la fonction de valve : garantir la fermeture de l'injection (tel que précédemment montré dans la **Figure 2**). Sur l'image microscopique de la **Figure 4**, le diamètre du siège est de l'ordre de 2.76 mm. Une fois que l'aiguille se lève, l'écoulement provenant du côté de l'extrémité du siège rentre dans le sac (partie centrale su siège entre les trous de diamètre ~1 mm) et sera déchargé via les orifices. La ligne curviligne joignant le début du siège à l'orifice et celle joignant l'orifice au centre du sac sont estimées à 1.56 et 0.6 mm respectivement. Les phases d'ouverture et de fermeture font que l'écoulement est instationnaire. **Notre étude se focalisera sur des temps longs, assimilés à un phénomène stationnaire.**

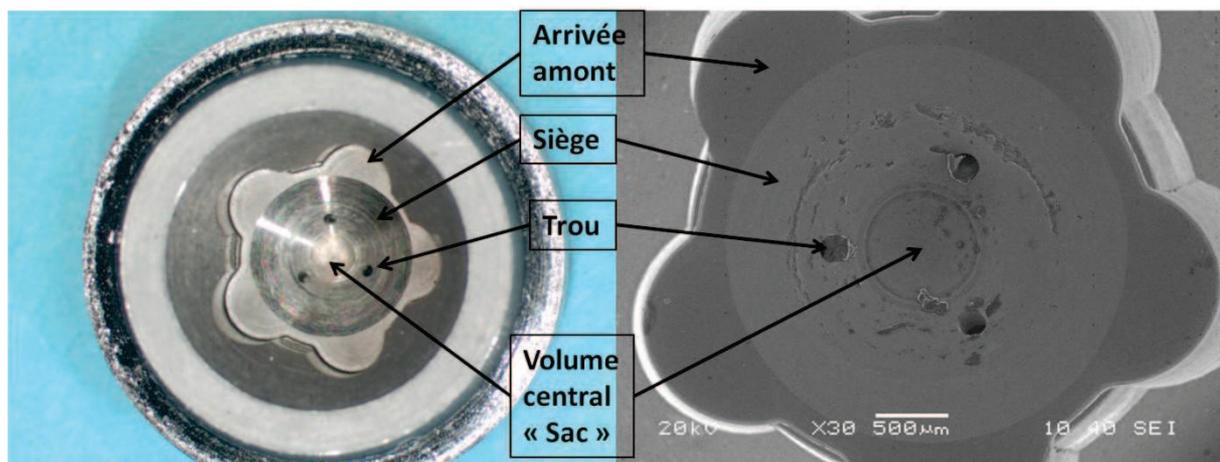


Figure 4: Vues internes de la tête d'un injecteur (arrivées de l'écoulement, sac et trous). Injecteur : XL3-60.

**Le nombre de Reynolds** est un nombre adimensionnel caractéristique de l'écoulement dans l'orifice. Il indique la propension d'un écoulement à produire de la turbulence et s'écrit comme étant le rapport des forces inertielles sur les forces visqueuses :

$$Re = \frac{\rho_L \cdot u \cdot D}{\eta_L} \quad \text{Eq. 3}$$

où  $\eta_L$ ,  $\rho_L$ ,  $u$  et  $D$  sont la viscosité dynamique du liquide, sa masse volumique, la vitesse de l'écoulement dans l'orifice et le diamètre de l'orifice respectivement. Si le nombre de Reynolds est grand, le frottement visqueux dans l'orifice devient négligeable en comparaison à l'inertie du liquide. Un **coefficient de décharge**  $C_D$  peut être défini pour ce type d'écoulement par le rapport entre les débits massiques réel et théorique où toute l'énergie de pression est convertie en énergie cinétique débitante.

Nous abordons notre problématique à travers quelques résultats expérimentaux ou numériques de la littérature. Le **Tableau 3** (page 51) résume, pour les articles les plus cités, les conditions d'étude dans lesquelles les résultats expérimentaux ont été obtenus.

### 2.1 Ecoulement sans cavitation

Le changement brusque de section et de direction lors de la rentrée de l'écoulement dans l'orifice, donne lieu à un décollement de l'écoulement. Soteriou et al. [62] ont montré en détails la forme de l'écoulement dans le cas d'un orifice cylindrique coaxial. Sur l'image (a) de la **Figure 5** où l'écoulement est non-cavitant, les lignes de courant proches de la paroi de l'orifice se distinguent des autres prouvant l'existence d'un **décollement de la couche limite**. Ces lignes du courant montrent l'existence d'une **zone de recirculation** juste après l'entrée de l'orifice. Des investigations plus récentes effectuées par Mauger et al. [89][94][95] sur l'écoulement dans un orifice plan (**Figure 6**) montrent le développement d'instabilités dans la couche limite. En augmentant la différence de pression  $\Delta P$  entre l'entrée et la sortie de l'orifice, ces instabilités se rapprochent de la section d'entrée comme sur la **Figure 6-b**.

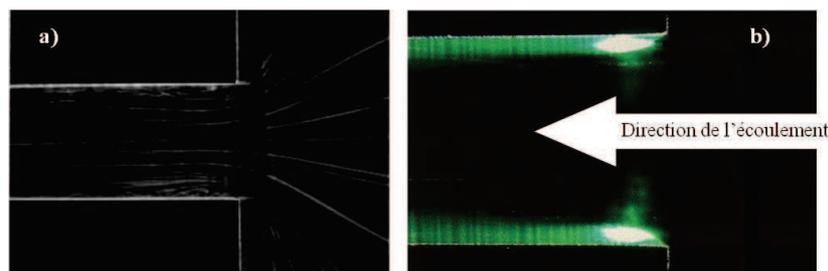


Figure 5: Images prise par une source laser d'un écoulement non-cavitant (a) et en début de cavitation (b) [62].

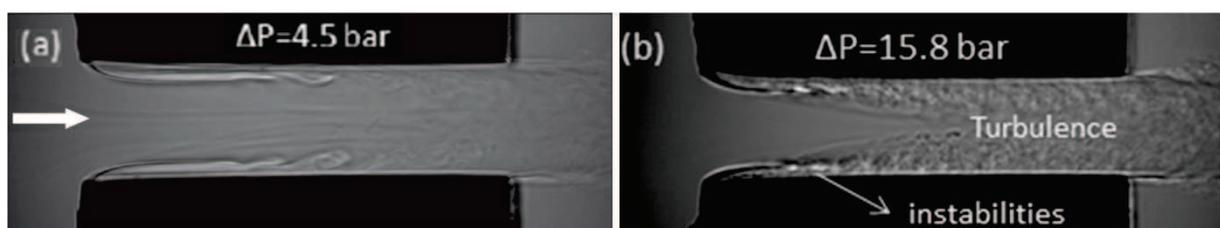


Figure 6: Images (a) de [95] et (b) de [94] visualisant un écoulement non cavitant dans un orifice plan.

En 1965, Lichtarowicz et al. [14] étudient le coefficient de décharge afin de l'exprimer empiriquement pour des orifices ayant un rapport  $L/D$  jusqu'à 10 et **concluent que pour des écoulements non-cavitant il est influencé uniquement par le nombre de Reynolds**. Ils montrent que dans le cas d'un écoulement laminaire, le coefficient de décharge augmente. Pour des orifices ayant un rapport  $L/D$  de 1 ou 2, cette croissance s'arrête à un nombre de Reynolds d'environ 4000 à partir duquel  $C_D$  se stabilise et l'écoulement devient turbulent.

## 2.2 Ecoulement cavitant

L'apparition d'une phase vapeur dans l'écoulement est due au phénomène de cavitation que Franc et al. [63] et Brennen [64] définissent comme étant une rupture du milieu continu du liquide sous l'effet de contraintes excessives. Même si les causes du déclenchement de la cavitation sont toujours en cours d'étude, le modèle le plus classique considère que la pression de vapeur saturante est le seuil à partir duquel la cohésion du milieu liquide continu ne peut plus être assurée et des poches de vapeur se forment ce qui semble dans la plupart des cas être une bonne approximation au 1<sup>er</sup> ordre. En pratique, cela peut être atteint : 1) soit en diminuant la pression du milieu extérieur dans lequel le liquide est injecté appelée contre pression  $P_b$ , 2) soit en augmentant la vitesse dans l'orifice. La pression de l'écoulement dans l'orifice diminue et c'est principalement dans la zone de recirculation où la pression locale est minimum que le seuil de la pression de vapeur saturante  $P_v$  est franchi. Un nombre sans dimension appelé le **nombre de cavitation** peut être défini comme suit :

$$C = \frac{P_i - P_b}{P_b - P_v} \quad \text{ou bien} \quad K = \frac{P_i - P_v}{P_i - P_b} \quad \text{Eq. 4}$$

Le nombre de cavitation  $C$  a été introduit par Bergwerk en 1959 [86] pour l'étude de l'apparition de la cavitation. Il représente le rapport entre la chute de pression subie par l'écoulement et la différence de pression qui empêche l'évaporation à la section de sortie. Ce nombre est utilisé par plusieurs chercheurs comme Soteriou et al. [87] et Miranda et al. [28]. Le nombre de cavitation  $K$  est proposé par Nurick [13] en 1976. Il représente le rapport de la chute de pression que l'écoulement doit subir pour caviter sur la chute de pression entre l'entrée et la sortie de l'orifice. Ce nombre est employé par plusieurs chercheurs comme Payri et al. [5] ou Desantes et al. [4]. Hiroyasu et al. [76] définissent un nombre de cavitation qui prend en compte la perte de charge causée par le frottement du liquide sur la paroi et la longueur des poches de cavitation. Sou et al. [88] réutilisent et modifient cette définition aboutissant à un autre nombre de cavitation. Il est difficile de statuer définitivement sur la pertinence du choix du nombre de cavitation surtout qu'il existe, à notre connaissance, peu d'études comparatives.

### 2.2.1 La cavitation induite géométriquement en trou central

En diminuant la contre pression, Soteriou et al. [62] obtiennent un écoulement diphasique. La cavitation dans la **Figure 5-b** est une cavitation induite géométriquement c'est-à-dire qu'elle est initiée par le décollement de l'écoulement au niveau de l'entrée à angle vif de l'orifice. Elle apparaît sous forme de petites bulles aux niveaux de :

- la zone de recirculation qui forme un anneau de forte visibilité. Ceci s'explique par plusieurs facteurs comme l'emprisonnement des bulles de vapeur dans cette zone et la diminution de la pression pour compenser la force centrifuge.
- la couche limite attachée le long de l'orifice en aval de l'anneau. L'impression visuelle de cette région suggère que les bulles de cavitation sont en mouvement et qu'elles sont lâchées à une certaine fréquence.

Stanley et al. [73] établissent pour un injecteur cylindrique coaxial une évolution linéaire de 500 à 2000 Hz (nombre de Strouhal [0.3 ; 0.53]) de la fréquence de lâcher des bulles de cavitation en fonction du nombre de cavitation  $K = [1.85 ; 2.15]$ .

A l'aide de trois techniques de visualisation différentes, Mauger et al. [94] observent la cavitation prendre place au niveau de la couche limite relativement loin de la section d'entrée de l'orifice. Ils proposent que la cavitation est initiée par le couplage de deux effets : celui de la diminution de pression dans les zones de recirculation et celui du développement des instabilités dans la couche limite (**Figure 6**). En diminuant davantage la contre pression, Mauger et al. montrent que la cavitation finit par remplir toute la zone de recirculation.

**Nurick [13] propose un modèle unidimensionnel** qui décrit le passage d'un écoulement monophasique à un écoulement diphasique dû à l'apparition de la cavitation géométrique. En écoulement monophasique, il approxime le coefficient de décharge à une constante. A partir d'une certaine valeur de  $K$ , l'écoulement est cavitant et le coefficient de décharge chute. Cette valeur de  $K$  est appelée le **nombre de cavitation critique  $K_{crit}$** . Ce modèle prévoit une chute linéaire de pente  $C_c$  – le coefficient de contraction de surface à la section de l'orifice où se trouve l'anneau de recirculation. Selon Nurick [13],  $C_c$  dépend principalement du rayon de courbure  $r$  à l'entrée de l'orifice. Il trouve une valeur théorique  $C_c = 0.62$  pour  $r = 0$ .

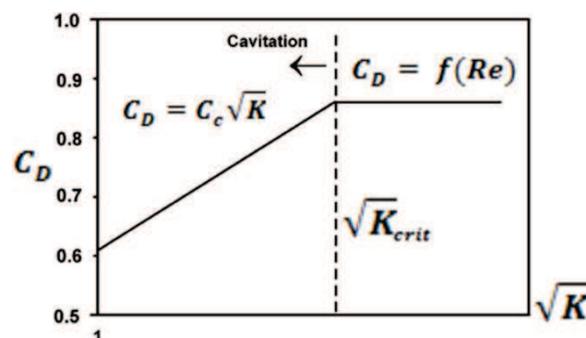


Figure 7: Evolution du coefficient de décharge selon le modèle de Nurick.

D'autres auteurs comme Oda et al. [65], Ganippa et al. [30], Arcoumanis et al. [68][92] ont investigué le phénomène de cavitation utilisant des modèles d'orifice transparent de dimensions importantes. Parmi les auteurs qui ont travaillé sur des modèles d'orifice de dimensions proches d'injecteurs réels, nous citons Hiroyasu et al. [69], Chaves et al. [66][67], Payri et al. [50][72], Arcoumanis et al. [68], Soteriou et al [87]. Certaines de ces études ([50][72][87]) ont montré que l'apparition de la cavitation, détectée par la formation de bulles de vapeur, précède le point de cavitation critique. D'autres chercheurs aboutissent à la même conclusion en immergeant des orifices non transparents (Payri et al. [70], Desantes et al. [71]). Les auteurs des articles [50][72][87] montrent que le point critique de cavitation coïncide avec **le blocage du débit**. Winklhofer et al. [90] illustrent comment le blocage du débit succède à l'apparition de la cavitation pour un orifice plan (**Figure 8**). Ils notent que le débit massique croît linéairement ( $C_D$  constant) avec la différence de pression  $\Delta P$  (en diminuant la pression aval) jusqu'au début du phénomène de cavitation (CS pour « Cavitation Start »). Entre ce point et celui de la cavitation critique, ils observent un écart à la croissance linéaire. Un résultat similaire est obtenu par Mauger et al. [95] sur un orifice plan aussi.

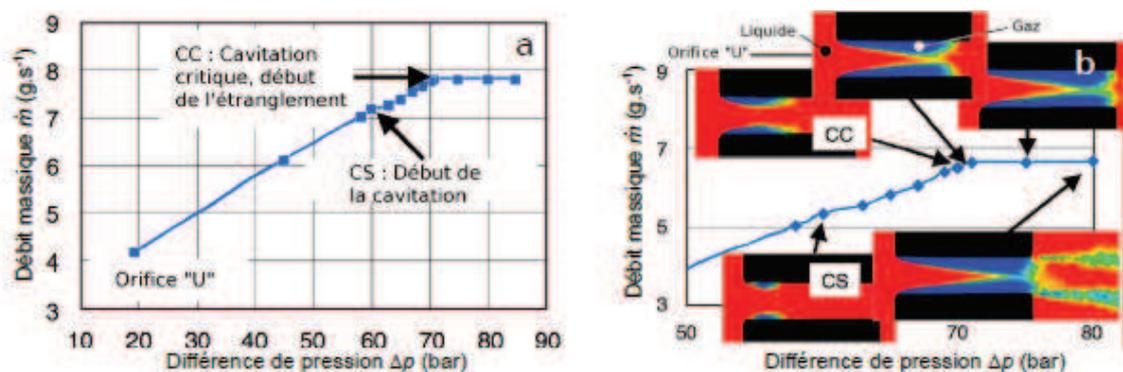


Figure 8: (a) Débit massique en fonction de  $\Delta P$ . (b) Images correspondantes [90].

Plusieurs études ([30][65][66][69][70][71][72][87]) s'intéressent à **l'effet de l'écoulement interne sur le jet à la sortie de l'injecteur**. Le développement de la cavitation influence l'atomisation du jet (augmentation de l'angle de jet, modification du profil de vitesse, etc) par le fait que des bulles de vapeur peuvent sortir de l'orifice ou imploser avant la sortie perturbant ainsi l'écoulement.

**Il existe plusieurs régimes de développement de la cavitation** qui influencent, chacun d'une façon différente, le jet à la sortie de l'injecteur. Il est couramment admis dans la littérature que les régimes de cavitation dans un orifice cylindrique axial (ou plan) sont au nombre de quatre : non-cavitation, cavitation développée, cavitation très développée (ou super-cavitation) et « hydraulic flip » (Arai et al. [74] [75], Hiroyasu et al. [76], Sou et al. [29],

Stanley et al. [73]). En régime non cavitant, aucune bulle n'est observée dans l'orifice et le jet en sortie est peu atomisé (Figure 9). La cavitation commence à apparaître près de l'entrée abrupte de l'orifice mais les bulles s'effondrent avant d'atteindre la sortie et le jet est légèrement perturbé. En régime de super-cavitation, la vapeur occupe une large partie de la section le long de la longueur de l'orifice jusqu'à sa sortie. Sou et al. mentionnent que la forte turbulence induite par l'implosion des poches de cavitation à proximité de la section de sortie joue un rôle dans la formation des ligaments. Ensuite, la cavitation se développe jusqu'à ce que l'écoulement liquide devienne complètement décollé de l'orifice de sorte que seule la section d'entrée a un effet (Bergwerk [86]). L'air extérieur qui est à une pression supérieure à celle de la vapeur, remonte dans l'orifice. Ce régime s'appelle le régime d'hydraulic flip. La cavitation disparaît et l'air extérieur qui remplace la vapeur à l'intérieur de l'orifice sépare désormais la paroi de l'écoulement liquide (Dabiri et al. [77]). L'écoulement produit alors un jet en forme de colonne non perturbée [74][75][76]. Le régime d'hydraulic flip sur la Figure 9 est partiel, c'est-à-dire qu'il est établi sur seul côté de l'orifice. Alors que dans d'autres études ce régime est total [86][87][73]. Dans les deux cas, il défavorise l'atomisation du jet liquide. Selon Soteriou et al. [87], le coefficient de décharge chute instantanément lors du passage à ce régime. Dans le cas d'une géométrie réelle, Soteriou et al. [87] observent un changement soudain aux caractéristiques du jet mais moins marqué que celui décrit ci-dessus (colonne non perturbée). Le jet est toujours atomisé mais devient plus étroit, ainsi pour le distinguer de celui de l'hydraulic flip total, ils l'appellent l'« hydraulic flip imparfait ».

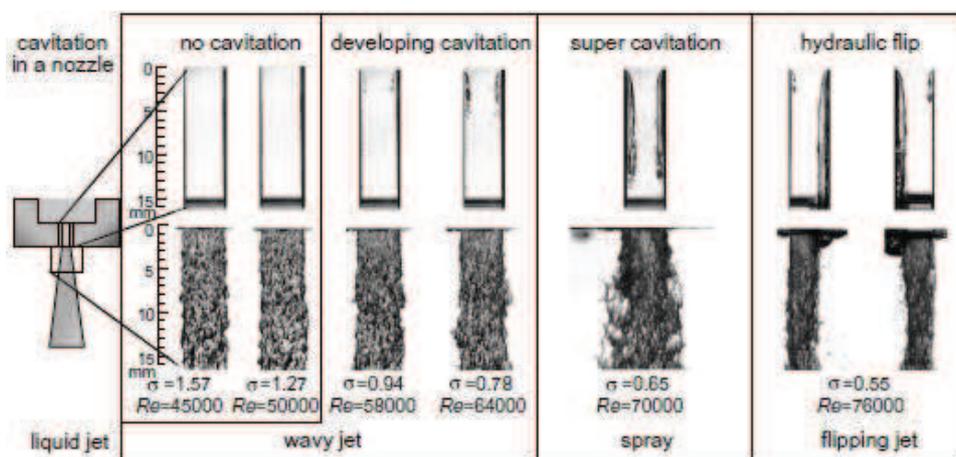


Figure 9: Régimes de cavitation, de gauche à droite : non-cavitation, cavitation, super-cavitation, « hydraulic flip » partiel pour un orifice plat 2-D [29].

Sou et al. [29] et Chaves et al. [24] montrent que le niveau de développement de la cavitation (mesuré par la longueur de la cavitation normalisée par la longueur de l'orifice – ordonnées

des graphes sur **Figure 10**) est peu affecté par le nombre de Reynolds et très influencé par le nombre de cavitation. Ainsi, les différents régimes peuvent être définis au 1<sup>er</sup> ordre par le nombre de cavitation.

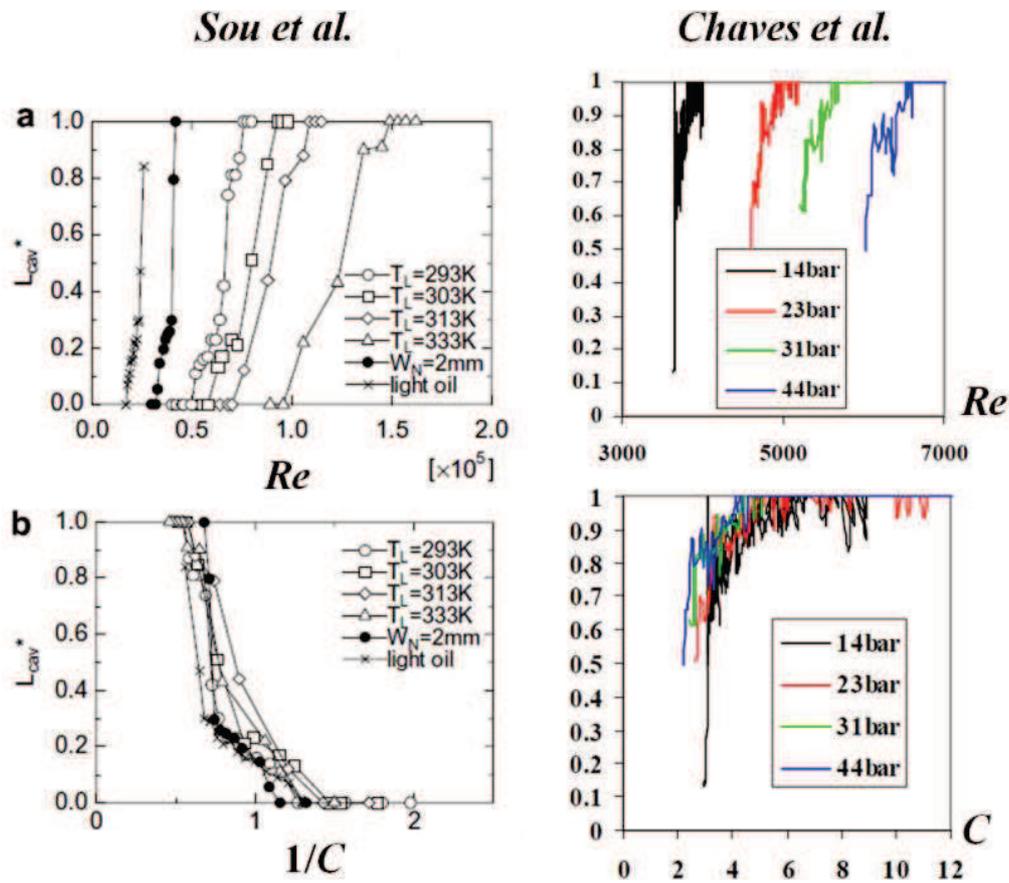


Figure 10: Colonne de gauche : injection à différentes températures de liquide  $T_L$  dans un milieu à pression atmosphérique. Colonne de droite: plusieurs pressions d'injection.

### 2.2.2 La cavitation induite géométriquement en trou non central

Dans un injecteur réel la cavitation ne se forme pas d'une façon axisymétrique dans l'orifice puisque la géométrie est dissymétrique. En utilisant une géométrie dissymétrique simple (Figure 11), Ganippa et al. [30] démontrent que la répartition de la cavitation à l'intérieur de l'orifice est dissymétrique et augmente la dispersion du spray de son côté. Ils distinguent trois cas :

- non-cavitation avec spray symétrique,
- cavitation développée où les poches de vapeur sont sporadiques et s'effondrent près de la section de sortie de l'orifice,
- cas où une seule poche de vapeur persiste jusqu'à la section de sortie.

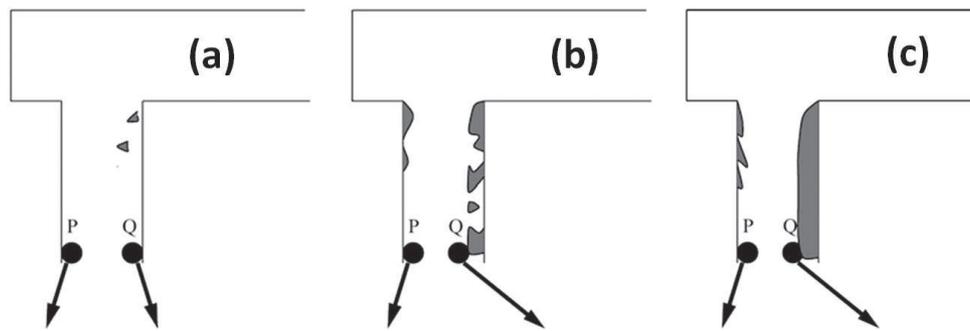


Figure 11: Illustration (Ganippa et al. [30]) montrant l'origine de l'asymétrie du spray (la phase vapeur en gris).

Pour chacun des cas, ils tirent les conclusions suivantes :

a) la cavitation est inexistante ou insuffisante pour causer assez de turbulence à la section de sortie (les particules fluide P et Q ne sont pas sollicitées par des fluctuations transverses). Le rattachement de l'écoulement liquide à la paroi de l'orifice restreint la composante radiale de vitesse et la dispersion du jet est donc symétrique.

b) Les bulles de cavitation s'effondrent près de la section de sortie et induisent une forte mobilité transverse à la particule fluide Q. Ceci n'est pas le cas pour la particule P, ce qui entraîne une dispersion asymétrique du jet. De plus, le lâcher des bulles de vapeur conduit à des fluctuations temporelles dans la dispersion du spray du côté de la particule Q.

c) Dans ce cas, la cavitation est continue et attachée au côté droit de l'orifice et l'interface liquide – vapeur agit comme une surface libre sur la particule Q. La composante radiale de vitesse de la particule Q est maximale et constante, ce qui diminue la fluctuation.

Ganippa et al. indiquent au point (a) que les particules fluides ne sont pas sollicitées par des fluctuations transverses due à la faible turbulence. Des investigations sur une autre géométrie d'injecteur permettent à Cousin et al. [91] de montrer sur une série d'images de jet correspondante à des pressions d'injection de 1 à 5 bar ( $Re \sim 3000$ ) que les perturbations transverses de l'interface liquide – gaz et la formation de gouttes sont dues à la turbulence et la composante non-axiale de l'écoulement interne.

### Evolution du coefficient de décharge :

Le coefficient de décharge, selon Bergwerk, varie avec le nombre de Reynolds avant la cavitation développée. Puis, c'est l'effet du nombre de cavitation qui devient prédominant sur  $C_D$ . Il trouve que pendant la transition : de la phase où l'effet du nombre de Reynolds prédomine à celle où le nombre de cavitation prédomine, les effets de viscosité et de cavitation interagissent. Arcoumanis et al. [68] montrent en utilisant deux levées différentes

d'aiguille que le coefficient de décharge des écoulements cavitants dépend principalement de  $C$  plutôt que de  $Re$  et tend asymptotiquement vers une valeur minimale avec l'augmentation de  $C$ . Ces résultats sont cohérents avec des investigations précédentes comme celle de Soteriou et al. [87].

### **Effet du profil d'entrée de l'orifice**

Chaves et Ludwig ([24]) ont montré l'influence de la géométrie de l'orifice sur le développement de la cavitation qui est très sensible au profil d'entrée de l'orifice et la condition de l'écoulement à cet endroit. Le rapport  $r/D$ , où  $r$  est le rayon de courbure du profil arrondi, est un paramètre prépondérant sur la cavitation induite géométriquement ([24], [25]). Arcoumanis et al. [34] trouvent qu'un orifice de ce type d'entrée est sujet à moins de cavitation aboutissant à l'augmentation du coefficient de décharge avec le rapport  $r/D$ .

### **Evolution du nombre de cavitation critique :**

Bergwerk [86] étudie l'influence de la géométrie ( $D$ ,  $L/D$ , profil d'entrée...) et de la pression d'injection pour déterminer la dépendance au nombre de cavitation critique par rapport au nombre de Reynolds. Il conclue que :

- Le nombre de cavitation critique décroît avec l'augmentation du nombre de Reynolds. (c'est ce que plus tard retrouvent Payri et al. [50] en utilisant différents fluides).
- Le nombre de cavitation critique est grandement influencé par la géométrie de l'orifice : il croît linéairement avec le rapport  $L/D$  ( $< 7$ ), augmente avec le rapport  $r/D$  mais diminue avec le diamètre.

Nurick [13] arrive à la conclusion que la relation entre le nombre de cavitation critique et le rapport  $r/D$  est linéaire (pour  $r/D$  compris entre 0 et 0.14).

Le **Tableau 2** présente quelques valeurs du point critique de cavitation de la littérature. Le nombre de cavitation critique  $C_{crit}$  est l'équivalent de  $K_{crit}$ . Le nombre de Reynolds donné correspond au point critique de cavitation. Dans les trois articles, la pression d'injection est fixée et la contre pression est variée dans le but de caractériser le comportement hydraulique des injecteurs. Dans le 2<sup>ème</sup> article du tableau, les auteurs montrent le passage du régime laminaire au régime turbulent grâce à une courbe d'évolution du coefficient de décharge en fonction du nombre de Reynolds. Dans le 3<sup>ème</sup> article, les auteurs présentent une explication concernant le blocage du débit à des vitesses d'écoulement très inférieures à la célérité du son dans le liquide. Cette dernière chute brusquement dès que l'écoulement est diphasique. Par

exemple si la célérité du son dans du n-heptane à 25°C est de 1130 m/s, la présence d'environ 20 % de vapeur peut la faire diminuer jusqu'à une valeur de l'ordre de 200 m/s. Ainsi, le blocage de débit peut avoir lieu à des  $Re$  et  $C$  peu élevés.

Auteur	$D$ (mm)	$\frac{L}{D}$	Fluide	$C_{crit}$	$Re$ E+04	Commentaires
Payri et al. [50]	0.5	2	Heptane 40°C Dodécane 40°C Diesel 40°C	5 7 14	8.5 2.5 1.5	$P_i = 36 - 42 - 48$ bar. Les 1 <sup>ère</sup> bulles de vapeur apparaissent à $C = 1.66$ et 1.92 et 2.38
Payri et al. [70]	~0.2	-	Diesel ( $P_i = 150$ bar)	20	0.97	Passage du laminaire au turbulent pour $Re < 9500$ . (Injecteurs utilisés ont des facteurs de conicité $\geq 7\%$ )
Soteriou et al. [87]	Dim réelle	-	« Oil »	1.45	[0.57, 2.52]	Dans un écoulement diphasique, un petit % de vapeur suffit pour que la vitesse du son chute brusquement

Tableau 2: Quelques valeurs du point critique de cavitation de la littérature.

### Effet retour de la cavitation sur l'écoulement liquide dans l'orifice :

Le profil de vitesse le long de la section de l'orifice est modifié par la cavitation géométrique. La **Figure 12** publiée par Sou et al. [29] illustre la vitesse de la phase liquide en 3 sections le long d'un orifice 2-D de 4 mm d'épaisseur. A la section d'entrée (1<sup>ère</sup> section de mesure en a, b, c et d), la vitesse de l'écoulement à l'interface de la couche limite est plus élevée que celle au centre de l'orifice. Ce résultat est aussi obtenu par Soteriou et al. [62]. En se propageant le long de l'orifice, l'écoulement liquide reprend peu à peu son uniformité dans le cas « a » où le régime d'écoulement est non-cavitant. Au niveau de la 2<sup>ème</sup> section dans les cas « b » et « c » qui se trouve juste après les structures cavitantes, l'écoulement possède une vitesse axiale maximale au centre de l'orifice. Ceci est dû à la diminution de la section effective de l'écoulement liquide dans la région amont occupée par la vapeur. La 3<sup>ème</sup> section de « b » et « c » montre que le retour à l'uniformité est retardé par rapport au cas « a » et est de plus en plus décalé vers la section de sortie. Dans le cas « d », la cavitation s'est propagée sur la majorité de la paroi et la section occupée par l'écoulement liquide est diminuée aboutissant à une vitesse axiale élevée et quasiment uniforme (section 2). En effet, l'interface liquide – vapeur, contrairement à l'interface liquide – paroi, ne subit pas les mêmes contraintes de frottement permettant au liquide de se propager uniformément dans sa section effective. A la 3<sup>ème</sup> section, où les poches de cavitation se détachent et s'effondrent, l'écoulement est plus turbulent.

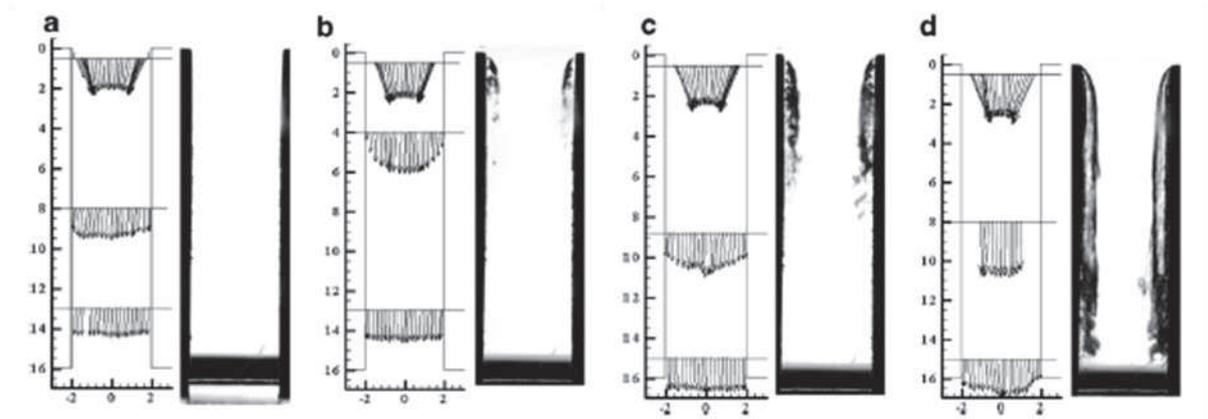


Figure 12: Profil de vitesse du liquide dans un orifice 2-D de 4 mm de diamètre [29]

### 2.2.3 La cavitation de vortex

Des investigations menées sur des injecteurs représentant de la meilleure façon possible la géométrie des injecteurs réels ont montré l'apparition d'une cavitation de vortex – connue dans la littérature sous le nom de « string cavitation » – (Kim et al. [78], Arcoumanis et al. [79], Soteriou et al. [80]). L'origine de ces structures de vortex cavitantes est toujours incertaine. Il se peut qu'elles se forment dans le sac où des écoulements de vortex et de fortes recirculations existent. Les investigations numériques d'Andriotis et al. [81], Andriotis et Gavaises [82], et de Gavaises et al. [83] menées sur un orifice de 1.5 mm de diamètre à  $C \leq 7$  et  $Re \leq 116000$  suggèrent dans leur cas que la pression au centre de ces vortex n'est pas suffisamment basse pour déclencher la cavitation mais c'est plutôt par l'entraînement de bulles de vapeur déjà existantes (probablement causé par la cavitation induite géométriquement) que la cavitation de vortex se forme [35][36]. Cependant, dans d'autres conditions comme celles d'un injecteur automobile de taille réelle où les vitesses sont plus importantes, la possibilité de voir la cavitation au cœur du vortex ne doit pas être exclue (Dumouchel et al. [10]). La pression de vapeur saturante est un autre facteur primordial, elle est d'environ 200 fois plus importante dans le cas de l'essence par rapport au diesel. Utilisant des injecteurs du type essence (mono-trou de taille réelle VCO), Gilles-Birth et al. [85] observent une cavitation de vortex qui se déclenche au niveau de l'aiguille de l'injecteur au-dessus de la section d'entrée de l'orifice. Le développement et la forme de cette cavitation de vortex sont très instables, elle n'apparaît pas à chaque injection. La cavitation de vortex peut introduire des variations trou-à-trou et cycle-à-cycle durant le développement du spray [81][84]. Un autre résultat obtenu par Andriotis et al. [81] propose que le mouvement rotationnel à l'intérieur de l'orifice pourrait expliquer ce qui a été observé et analysé comme une aspiration d'air du milieu extérieur vers l'intérieur de l'orifice et jusqu'au sac créant ainsi un vortex gazeux.

Gavaises et Andriotis [84] ont conclu que la cavitation de vortex varie considérablement avec la position de l'aiguille. Ils ont aussi montré que lorsque la cavitation de vortex s'ajoute à la cavitation induite géométriquement, les deux structures cavitantes ne peuvent plus être distinguées l'une de l'autre. Désormais, il existe une grande poche de vapeur à l'intérieur de l'orifice. Ceci modifie la structure de l'écoulement dans l'orifice et diminue significativement le débit (d'environ 10%). Ce même résultat a été obtenu par Andriotis et al. [81] où la comparaison entre deux géométries d'orifice (conique et cylindrique) a révélé que le développement de la cavitation de vortex dans l'orifice est aussi sensible aux caractéristiques géométriques de l'orifice. Selon Andriotis et Gavaises [37], la formation de ce type de cavitation croit avec l'augmentation du nombre de cavitation.

Le **Tableau 3** résume les conditions de mesure de certains travaux cités dans cette partie. Les cases grises sont celles où l'auteur utilise le nombre de cavitation  $K$  au lieu de  $C$ .

article	Injecteur (forme de l'orifice)	$D$ (mm)	$L/D$	$r/D$	$P_i$ (bar)	$P_b$ (bar)	$Re$ (E+04)	$C$
Andriotis et al. [81]	Multi-trou	1.5	-	-	[1, 6]	[0.5, 1.3]	[1, 6.8]	[0.5, 5]
Arcoumanis et al. [68]	Multi-trou, sac	0.176 3.52	~5	-	332	[-, 55]	[0.3, 3]	[2, 66]
Bergwerk [86]	Cyl coaxial	[0.2, 2.5]	[1, 10]	> 0	[2, 97]	[1, 20]	[0.1, 10]	[0.2, 100]
Chaves et al. [24]	Cyl sym / asym 32°	0.2 et 0.42	[2.5, 20]	0.145 0.82	[13, 44]	[13, 42]	[0.3, 1.2]	[2, 50]
Ganippa et al. [30]	Cyl asym / Cyl incliné	4.9	12.7	-	-	-	[5, 10]	[0.55, 2.22]
Gilles-Birth et al. [85]	trou asym (45 et 50°) VCO	0.2	2.5	-	[20, 100]	[1, 16]	[-, 3]	[0.6, 40]
Lichtarowicz et al. [14]	Cyl coaxial	-	[0.5, 10]	-	-	-	[-, 10]	-
Mauger et al. [94]	Sym, 2-D	0.4	3.7	-	50	[9.8, 45.5]	-	[0.1, 4.1]
Nurick [13]	Sym, cyl / Sym, 2-D	[0.48, 7.62]	[2, 20]	0.033 0.044	[-, 34]	[-, 10.3]	-	> 0.11
Payri et al. [50]	Cyl coaxial	0.5	2	-	[36, 50]	[1, 15]	[0.5, 10.5]	> 0.8
Soteriou et al. [62]	Cyl coaxial	0.275	3.64	0	-	-	[0.2, 1]	[0.62, 12]
Soteriou et al. [87]	Cyl, Sym / asym / avec sac / VCO	0.275	3.64	-	[-, 600]	[-, 340]	[0.5, 3]	[0.4, 50]
Sou et al. [29]	Sym, 2-D	4 2	4 4	-	-	1	[-, 15]	[0.64, 1.92]
Stanley et al. [73]	Cyl coaxial	8.25	4.85	-	[1.2, 15]	[-, 8.2]	[6, 21]	[0.61, 1.85]
Winklhofer et al. [90]	Sym, 2-D	0.3	3.33	0.067	100	[10, 90]	[0.4, 1.4]	[0.1, 9]

Tableau 3: Résumé des conditions de mesure des travaux cités sur l'écoulement interne.

### 3. Introduction à l'analyse dimensionnelle

L'intérêt d'appliquer une analyse dimensionnelle sur un système physique quelconque, sur les écoulements internes et les sprays qui en résultent par exemple, est : d'une part de réduire le nombre de paramètres qui gouvernent un système physique, d'autre part de chercher des similitudes et de proposer des lois empiriques qui modélisent le comportement du système.

Il existe plusieurs études d'analyse dimensionnelle parmi lesquelles nous prenons comme exemple le jet axisymétrique. La théorie d'Abramovich [42] propose une expression simple de l'angle du spray à  $60D$ , Bracco et al. [43] simplifient une équation de ce même angle proposée précédemment par Reitz et Bracco [44]. Hiroyasu et Arai [45] ont appliqué une analyse dimensionnelle à leurs mesures expérimentales à haute pression d'injection pour déduire une équation de l'angle de spray. Toutes ces études sont faites loin de l'injecteur où l'entraînement d'air joue un rôle important et introduisent donc le rapport des masses volumiques air/liquide. La majorité de ces études est réalisée sur des injecteur Diesel où le rapport  $L/D$  est supérieur à 2. Par exemple, Varde [46] propose une corrélation pour l'angle du spray en utilisant une série d'injecteurs ayant des rapports  $L/D$  variant de 2.2 à 10.8 :

$$\tan(\text{angle}) = A_1 \left( \frac{\rho_g}{\rho_l} \right)^{\frac{1}{3}} \cdot (Re)^{\frac{1}{3}} \cdot (We)^{A_2} \quad \text{Eq. 5}$$

Où  $A_1$  et  $A_2$  sont des fonctions du rapport  $L/D$ . Enfin, l'analyse dimensionnelle qui se rapproche le plus de notre travail est celle de Zeng et al. [51] qui utilisent **différents fluides** sur un seul type d'injecteur essence afin d'écrire des lois empiriques modélisant la pénétration et l'angle du spray en vue macroscopique en fonction des nombres de Weber et de Reynolds ainsi que du rapport de masse volumique air/liquide.

#### 3.1 Théorème $\Pi$ de Buckingham

Le théorème  $\Pi$  est une approche qui permet de réduire le nombre des variables qui agissent sur un phénomène physique donné en utilisant une technique de compactage [38]. En utilisant le théorème  $\Pi$ , de nouveaux paramètres sans dimensions, moins nombreux, sont formés ; ils sont appelés les  $\Pi$ -paramètres. Selon B. A. Edge [40], l'application d'une analyse dimensionnelle permet d'avoir un aperçu des paramètres importants du problème sans nécessairement connaître les équations gouvernant le problème. Dans une analyse dimensionnelle, plusieurs variables dimensionnelles sont groupées les unes aux autres pour former un ensemble réduit de variables sans dimensions. Ces variables sans dimensions représentent l'universel, ou le naturel ; ce sont celles qui décrivent le problème. Cependant, l'application d'une analyse dimensionnelle exige la compréhension physique préalable du

problème et la signification des variables physiques impliquées. L'omission de variables physiques importantes dans l'analyse peut mener à un ensemble incomplet de variables sans dimensions. Plusieurs approches ont été proposées par A. Vaschy en 1892 et D. Riabouchinsky en 1911 [38] et E. Buckingham en 1914 [39]. Le théorème  $\Pi$  de Buckingham énonce que pour n'importe quelle relation entre  $n$  paramètres de la forme :

$$f(p_1, p_2, \dots, p_n) = 0 \text{ ou son équivalent } p_1 = f_1(p_2, \dots, p_n) \quad \text{Eq. 6}$$

Les  $n$  paramètres peuvent être regroupés en  $k$  rapports adimensionnels indépendants, ou  $\Pi$ -paramètres, ayant l'expression suivante :

$$F(\Pi_1, \Pi_2, \dots, \Pi_k) = 0 \text{ ou son équivalent } \Pi_1 = F_1(\Pi_2, \dots, \Pi_k) \quad \text{Eq. 7}$$

Dans le système d'unité SI, les unités fondamentales sont le mètre, le kilogramme, la seconde, l'Ampère et le Kelvin (à qui on ajoute aussi le nombre de moles et le Candela). Le nombre  $k$  est obtenu en retranchant de  $n$  le nombre d'unités impliquées dans le problème.

### 3.2 Variation des fluides

Comme mentionné précédemment, Zeng et al. [51] effectuent une analyse dimensionnelle en utilisant le méthanol, l'éthanol et l'essence. Le changement des fluides (donc de leurs propriétés) et de leurs températures permet de manipuler les  $\Pi$ -paramètres. Afin d'avoir une grande variété de propriétés, nous avons eu recours aux fluides les plus souvent rencontrés dans la littérature. Pour maintes raisons, de plus en plus de chercheurs s'intéressent à l'effet des propriétés des fluides sur l'écoulement interne et le spray. Par exemple, Crua et al. [96] accordent un intérêt au biodiesel étant un carburant plus propre que le diesel. En comparant à 2 mm de l'injecteur la morphologie d'un jet de kérosène, de diesel et de biodiesel, Crua et al. concluent que ce dernier résiste plus à la formation de crêtes sur sa surface ainsi qu'à la formation de ligaments et de gouttes dû à sa viscosité et sa tension de surface. Zigan et al. [47] et [48] abordent l'étude des effets des propriétés des fluides sur le spray – en utilisant du n-hexane, n-décane, de l'essence [47], et du n-heptane [48]. Les résultats indiquent que l'écoulement interne, le débit massique et la distribution de taille des gouttes dépendent de la viscosité. Serras-Pereira et al. [49] ont étudié la cavitation, l'atomisation primaire et le flash boiling sur un injecteur transparent en utilisant de l'iso-octane, du n-pentane et de l'essence. Ils ont conclu que lors de l'injection à froid la différence d'un fluide à l'autre est négligeable, mais l'augmentation de la température est suivie d'une croissance du niveau de cavitation pour tous les fluides et crée une asymétrie dans le spray. Aleiferis et al. [52][98] et Serras-Pereira et al. [97] ont utilisé de l'éthanol et du n-butanol en plus des alcanes et de l'essence étant donné l'intérêt accordé à la combustion des alcools dans les moteurs à allumage

commandé. Payri et al. [50] traitent, sans changement de la température d'injection, le sujet de cavitation à l'aide de mesures de débit et de la visualisation de l'écoulement à l'intérieur de l'orifice en utilisant du n-heptane, du n-décane, du n-dodécane et du diesel. Parmi les conclusions majeures tirées de cette étude, les auteurs montrent qu'une faible viscosité favorise la cavitation. W. V. Ohnesorge a défini en 1936 un nombre sans dimension qui évalue l'influence de la viscosité vis-à-vis de celle de la tension de surface :

$$Oh = \frac{\sqrt{We}}{Re} = \frac{\eta_L}{\sqrt{D\sigma\rho_L}} \quad \text{Eq. 8}$$

#### 4. Conclusion

Le développement de la cavitation sous ses différentes formes dépend en premier ordre de la géométrie interne de l'injecteur. En amont de l'orifice, la structure de l'écoulement est influencée par la levée de l'aiguille, les dimensions du sac et le positionnement de l'orifice par rapport au sac. Au niveau de l'orifice, le profil d'entrée (donné par  $r/D$ ) et la conicité jouent un rôle primordial dans la cavitation géométrique. D'autres facteurs comme l'inclinaison de l'orifice par rapport à l'axe de l'injecteur, le rapport  $L/D$ , la vitesse de l'écoulement ainsi que les propriétés du liquide influencent le développement de la cavitation. Mais cette dernière dépend aussi de la rugosité des surfaces et des éventuels gaz dissous qui ne seront pas traités dans ce travail de thèse.

Il est souvent conclu que la cavitation améliore l'atomisation du jet en se basant sur l'augmentation de l'angle du spray mais l'influence de la cavitation sur l'atomisation primaire n'est pas complètement établie surtout dans le cas des injecteurs essences réels fonctionnant à des pressions d'injections variées (jusqu'à 200 bar) et des contre pressions qui restent proches de la pression atmosphérique contrairement au fonctionnement des injecteurs Diesel traités par la majorité des travaux de la littérature.

Le présent travail s'inscrit dans l'étude des facteurs influençant l'atomisation primaire. Trois facteurs géométriques seront pris en compte pour ce travail : l'inclinaison de l'orifice et les rapports  $r/D$  et  $L/D$ . Six fluides différents seront utilisés à différentes températures dans la mise en œuvre d'une analyse dimensionnelle. La question abordée ici est de savoir quels groupements sans dimensions agissent sur le débit et sur l'atomisation primaire du jet ainsi que de quantifier l'effet de chacun des nombres sans dimensions mis en évidence.

## **Troisième chapitre**

### **III. Injecteurs et dispositifs expérimentaux**



## 1. Les injecteurs et les fluides utilisés

Les injecteurs essence simplifiés qui ont été utilisés dans ce travail de thèse ont trois orifices et se divisent en deux familles d'injecteurs : XL2 et XL3. Ces injecteurs possèdent deux avantages du fait qu'ils ne possèdent que trois orifices : 1) la visualisation d'une plume seule, isolée des autres plumes, est possible – 2) l'écoulement reste représentatif de celui d'un injecteur réel contrairement aux cas où il n'y a qu'un ou deux orifices. Chaque famille se distingue par ses composants électromagnétiques et ses structures mécaniques internes. Du point de vue de l'écoulement, la **Figure 13** rappelle les trois dimensions principales qui définissent l'orifice : le diamètre  $D$ , la longueur  $L$  et l'inclinaison  $\beta_{geo}$  entre son axe et celui de l'injecteur. L'écoulement change brusquement de direction à l'entrée gauche de l'orifice (côté externe) où l'aiguille le bloque lors de sa fermeture. Dès que les conditions d'apparition s'y prêtent, la cavitation est initiée de ce côté. L'autre côté de l'axe de l'orifice (vers le centre de l'injecteur) est appelé le côté interne. Le **Tableau 4** liste les paramètres d'intérêt des injecteurs utilisés dans ce travail et les différentes techniques de mesure associées.

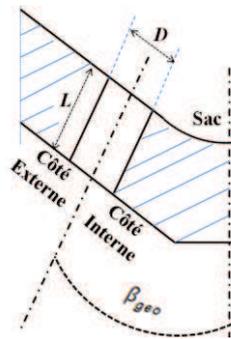


Figure 13: Schéma de l'orifice d'un injecteur XL3 trois-trou essence.

Type d'injecteur	Entrée d'orifice	$L/D$	$\beta_{geo}$	Mesure	Etude spécifique	
<b>XL2</b> 2 injecteurs (SR5211-BZ937 SR5311-BZ670)	Angle vif « normal »	1	23°	Moment inertiel / débit massique / visualisation spray / PDA	Effet du profil d'entrée de l'orifice (rôle de la cavitation induite géométriquement)	
	Arrondie « hydro »					
<b>XL3-90</b> SR26410-04	Angle vif	1	38°	Débit massique / visualisation spray	Analyse dimensionnelle / Basses pressions	Influence de $\beta_{geo}$
<b>XL3-60</b> SR16811-M601			23°			
<b>XL3-CF0</b> SR12411-E431			2.25	30°	Débit massique / visualisation spray	Analyse dimensionnelle

Tableau 4: Injecteurs et mesures associées

La forme géométrique du sac des injecteurs XL2 est moins circulaire que celle des injecteurs XL3-60 et 90 comme le montre la **Figure 14**. Dans le cas des injecteurs XL2 (image à gauche), l'orifice se situe dans le sac alors qu'il se situe au bord du sac vers le côté externe dans le cas des XL3. Nos injecteurs ont tous des orifices cylindriques dans la limite des tolérances de fabrication et possèdent une entrée standard, c'est-à-dire à angle vif, à l'exception d'un (le XL2 appelé "hydro"). Les orifices ont été percés par électroérosion.

### 1.1 Injecteurs du type XL2

Notre intérêt pour les injecteurs de la famille XL2 repose sur le fait que nous disposons de deux injecteurs identiques qui se distinguent par le profil d'entrée des orifices. En effet, un des deux injecteurs a subi l'arrondissement des entrées par le processus d'hydrogrinding. Ce processus consiste à éroder l'angle vif à l'entrée de l'orifice par le passage d'un fluide abrasif. L'autre injecteur est standard avec des entrées d'orifice à angle vif. On appelle ce dernier le XL2 « normal » pour le distinguer du XL2 « hydro » qui possède des entrées arrondies.

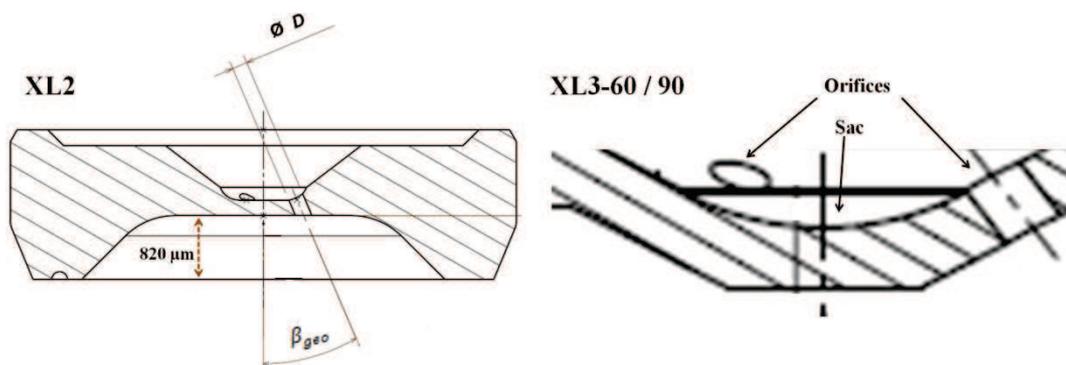


Figure 14: CAO du sac et de l'orifice du XL2 à gauche et des XL3-60 et XL-90 à droite.

Ces deux injecteurs se caractérisent par une inclinaison de l'orifice d'un angle  $\beta_{geo}$  de  $23^\circ$ . Le diamètre  $D$  de l'orifice est de  $194 \mu\text{m}$  et sa longueur  $L$  est telle que le rapport  $L/D$  est égal à 1. La particularité des injecteurs XL2 fait que le spray à la sortie de l'orifice reste caché dans le nez de l'injecteur qui a la forme d'un parapluie de  $820 \mu\text{m}$  de hauteur (**Figure 14**). Ceci empêche l'accès visuel du premier millimètre du système liquide déchargé.

La **Figure 15** compare deux photos prises de l'intérieur du sac montrant l'effet du processus d'hydrogrinding sur les entrées des orifices. L'injecteur hydro est à droite de la **Figure 15** où apparaissent les entrées d'orifices arrondies. Le rayon de courbure  $r$  des entrées des orifices a été mesuré, et le rapport  $r/D$  est de 0.27.

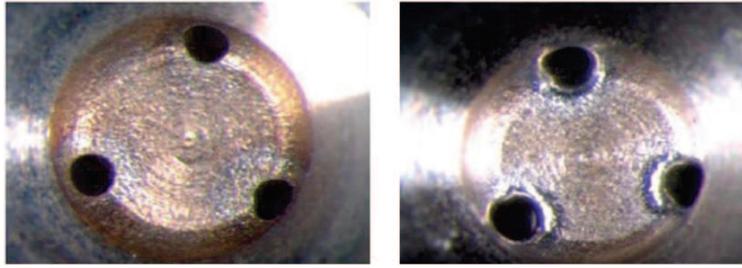


Figure 15: Photos de l'intérieur des sacs montrant les entrées des orifices (Normal : à gauche, Hydro : à droite).

## 1.2 Injecteurs du type XL3

Les injecteurs du type XL3 utilisés dans ce travail sont au nombre de trois. Deux de ces injecteurs sont identiques n'ayant comme différence que l'angle d'inclinaison de l'orifice  $\beta_{geo}$ . Ces deux injecteurs ont un rapport  $L/D$  égal à 1, tandis que celui du troisième injecteur est de 2.25 avec un angle d'inclinaison intermédiaire.

### 1.2.1 Petit $L/D$

Contrairement aux injecteurs Diesel, les injecteurs essences ont souvent une petite longueur  $L$  puisque le nez de l'injecteur n'est pas soumis à de très hautes pressions d'injection. Le diamètre  $D$  de l'orifice de ces injecteurs est de 0.2 mm. On appelle XL3-90 l'injecteur ayant une inclinaison de l'axe de l'orifice d'un angle  $\beta_{geo}$  de  $38^\circ$ . L'autre injecteur de la même famille, le XL3-60, possède un angle  $\beta_{geo}$  de  $23^\circ$ . Ces deux injecteurs seront comparés dans le but d'étudier l'influence de l'inclinaison de l'orifice qui favorise le décollement de l'écoulement et donc le développement de la cavitation induite géométriquement.

### 1.2.2 Grand $L/D$

Pour un injecteur essence opérant vers 100 bar, un rapport  $L/D$  supérieur à 2 est considéré comme grand. Le XL3-CF0 se distingue par la longueur de son orifice  $L$  de 0.45 mm et par son angle  $\beta_{geo}$  de  $30^\circ$ . Ayant le même diamètre d'orifice que les autres XL3, son rapport  $L/D$  est de 2.25.

## 1.3 Les fluides

Les mesures dans ce travail sont majoritairement réalisées au n-heptane. L'utilisation de l'Exxsol D40 est restreinte au banc de mesure du débit de quantité de mouvement à Continental, Regensburg, donc restreinte aux injecteurs XL2. Lorsque l'analyse dimensionnelle est abordée, dans le chapitre VI, nous avons pris en considération 6 fluides purs : 4 alcanes (n-hexane, n-heptane, iso-octane, et n-dodécane) un alcène (o-xylène) et un alcool (n-butanol). Le Tableau 5 fournit les valeurs de pureté, d'indice de réfraction, de

température d'ébullition  $T_f$  et de masse molaire de chaque fluide selon les certificats de la société "Sigma-Aldrich".

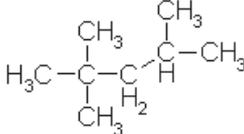
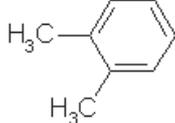
Fluide	Pureté (%)	Indice de réfraction (à 20°C)	$T_f$ (°C)	Formule chimique	Masse molaire (g/mol)
n-hexane	99.1	1.375	68.8	$\text{H}_3\text{C}-\left[\text{C}_{\text{H}_2}\right]_4-\text{CH}_3$	86.18
n-heptane	99.9	1.388	99	$\text{H}_3\text{C}-\left[\text{C}_{\text{H}_2}\right]_5-\text{CH}_3$	100.2
iso-octane	99.5	1.39	99.8		114.23
o-xylène	99.4	1.5	144.4		106.17
n-butanol	99.9	1.4	117.2	$\text{C}_3\text{H}_7-\text{C}_{\text{H}_2}-\text{OH}$	74.12
n-dodécane	99.8	1.422	216.47	$\text{H}_3\text{C}-\left[\text{C}_{\text{H}_2}\right]_{10}-\text{CH}_3$	170.33

Tableau 5: Caractéristiques des fluides utilisés.

## 2. Banc d'essai à Continental, Toulouse

Le banc d'essai monté à Continental Automotive à Toulouse est constitué d'un banc de gavage qui alimente l'injecteur en carburant à la pression demandée et d'un banc de mesure où l'on injecte le spray pour le photographier. Bien que ce banc fût initialement conçu pour l'application de la technique de mesure par ombroscopie du spray, il peut être adapté pour d'autres mesures comme celle du débit massique par pesée. Sur la photo à gauche de la **Figure 16**, on voit les réservoirs de carburant (en bas) qui sont branchés au circuit hydraulique de la basse pression du banc de gavage. On voit aussi le moteur électrique (en haut à droite) lié à la pompe haute pression et son variateur de vitesse à ses côtés. L'autre photo de la **Figure 16** est celle du banc de mesure où sont montés le dispositif optique et l'injecteur au centre.

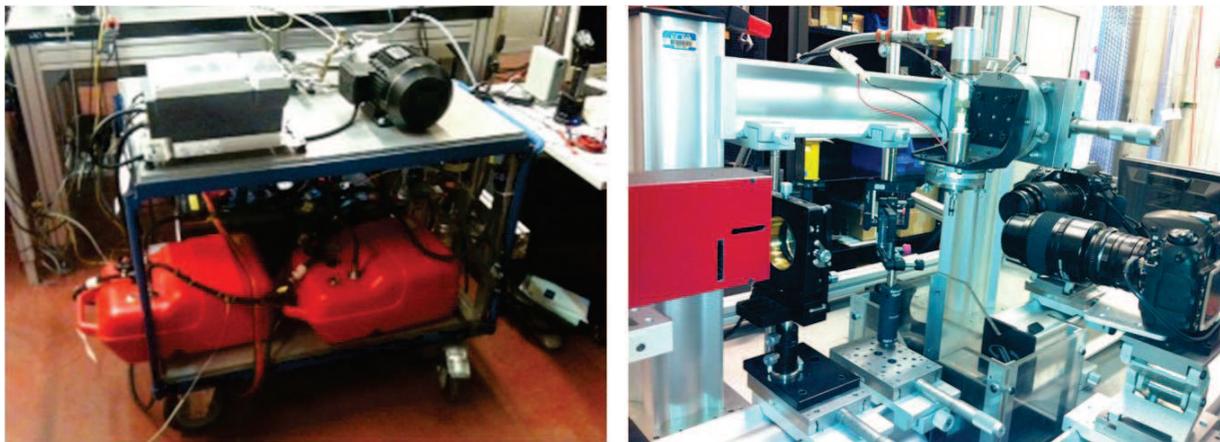


Figure 16: Photographies du banc.

### 2.1 Le circuit hydraulique

La **Figure 17** présente le schéma du banc de gavage qui est constitué d'un circuit basse pression alimentant la pompe haute pression et d'un circuit haute pression jusqu'à l'injecteur. Il existe un réservoir de carburant (n°2) depuis lequel le fluide pur est pompé par la pompe basse pression (n°3 – Bosch 130 l/h). Au niveau du manomètre (n°5 – pression maximale de 10 bar et précision de 5%), l'écoulement se sépare en deux, le premier circuit, alimente la pompe haute pression, et le second, retourne vers le réservoir. La pompe haute pression (n°6) est fabriquée par Continental et peut atteindre une pression maximale de 200 bar. A la sortie de cette pompe le fluide rentre dans le rail haute pression (n°9) où sont montés une vanne pointeau à robinet micrométrique (n°7 – limiteur de débit Tognella qui supporte jusqu'à 200 bar de pression) et un capteur Keller PA-23Ei (n°8 – pression maximale de 200 bar) alimenté en 0 – 24V. Au niveau de la vanne pointeau, l'écoulement se sépare à nouveau afin de réguler la pression dans le circuit haute pression de la même manière que dans le circuit basse

pression. L'injecteur (n°10) est relié directement au rail et est donc alimenté par un écoulement à la même pression que celle mesurée par le capteur Keller.

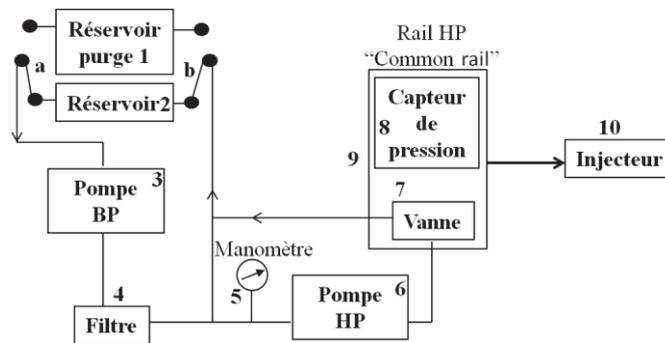


Figure 17: Schéma du circuit hydraulique.

### 2.1.1 La purge du circuit hydraulique

Pour effectuer un changement de fluide il faut, après avoir vidé manuellement le circuit hydraulique du fluide numéro 1, purger le circuit des restes de ce fluide en pompant le nouveau fluide (numéro 2). Grâce à la pesée du liquide injecté, on suit l'évolution de la purge, c'est-à-dire l'évacuation du fluide 1 et le passage vers un circuit contenant un fluide 2 pur. Au fur et à mesure qu'on injecte, la masse du liquide injecté évolue d'une asymptote à une autre. Une fois la deuxième asymptote atteinte, on considère que la purge est réalisée. Pour éviter que le réservoir du fluide 2 ne soit contaminé par le fluide 1, on branche un autre réservoir contenant le fluide 2 pur, puis on commence les mesures avec ce nouveau fluide après quelques pesées de vérification.

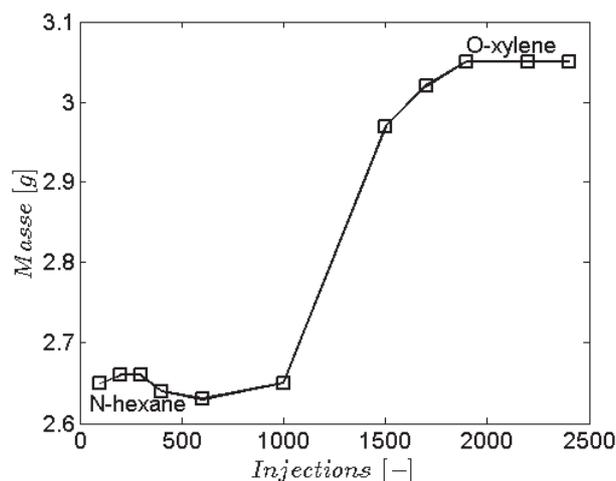


Figure 18: Exemple de changement de fluide : la purge du n-hexane par de l'o-xylène.

La **Figure 18** montre la courbe d'évolution de la masse du liquide injecté et collecté dans un tube à essai. Chaque point de mesure correspond à la masse du liquide injecté à 100 bar par

100 injections de 4 ms chacune. Après chaque point de mesure, le tube est vidé et la balance est tarée. Le dernier point de mesure est à l'abscisse 2400 injections, c'est-à-dire que c'est la masse du liquide collecté entre la 2301<sup>ème</sup> injection et la 2400<sup>ème</sup>. Le passage du n-hexane à l'o-xylène a nécessité 2400 injections pour que la masse du liquide passe d'une asymptote à 2.65 g à une autre à 3.06 g.

## 2.2 Commande et circuit électrique du banc

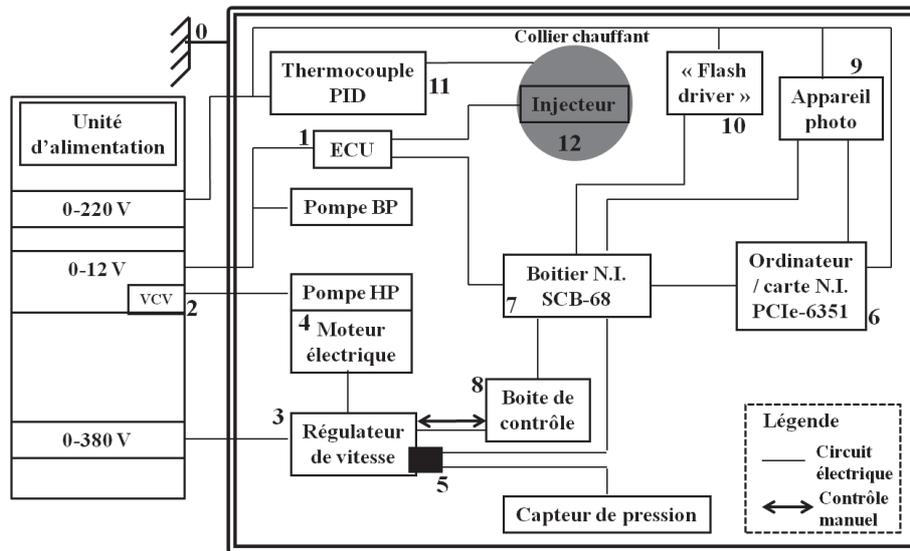


Figure 19: Schéma du circuit électrique du banc.

La **Figure 19** est un schéma du circuit électrique du banc où tous les matériels électriques sont mis à la même masse (n°0). La pompe basse pression et le driver de l'injecteur (n°1 – ECU Continental) sont alimentés en courant continu 12 V. La vanne de contrôle de volume VCV (n°2) envoie un signal périodique pour contrôler la pompe haute pression (**Figure 97** en annexe IX.1.1). Le régulateur de vitesse (n°3 – Leroy Somer Proxidrive PX2T) du moteur électrique (n°4 – Lafert HE 90S E2 1.5 kW) est alimenté en courant alternatif 380 V et est équipé d'un PID pour réaliser l'asservissement de la pression. Ce dernier alimente le capteur de pression en 24 V et reçoit de ce dernier via un câble d'entrée analogique (n°5) la mesure de la pression du rail haute pression. Afin d'afficher la pression sur l'ordinateur (n°6 – contenant la carte National Instruments PCIe-6351), ce même câble repart vers le boîtier N.I. (n°7 – National Instruments SCB-68). Le régulateur de vitesse est aussi lié à la boîte de contrôle (n°8) qui lui envoie la consigne de pression choisie sur l'ordinateur via le boîtier N.I. La boîte de contrôle contient un interrupteur et un potentiomètre permettant la bascule vers une régulation manuelle de la pression. Le boîtier N.I. envoie des signaux TTL à l'appareil photo (n°9), au driver de la source lumineuse (n°10) et à l'ECU qui pilote l'injecteur. Un collier chauffant

(n°12) enveloppe le support inférieur en aluminium de l'injecteur afin d'injecter le liquide à différentes températures. Un PID (n°11) assure la régulation de la température.

### 2.2.1 Régulation de pression et de température

#### 2.2.1.1 Pression

La commande et la mesure de la pression ont déjà été expliquées au paragraphe précédent. Le **Figure 20** présente la variation de la pression pendant cent injections en mode cadencé qui est celui utilisé lors des mesures de débitmétrie et d'imagerie. Pour une pression d'injection en dessous de 8 bar, la pompe basse pression alimente seule l'injecteur. Au-delà de cette valeur, c'est la pompe haute pression qui fournit la pression demandée. Le graphe de gauche présente les variations mesurées pour les faibles pressions, et celui de droite correspond aux variations aux hautes pressions.

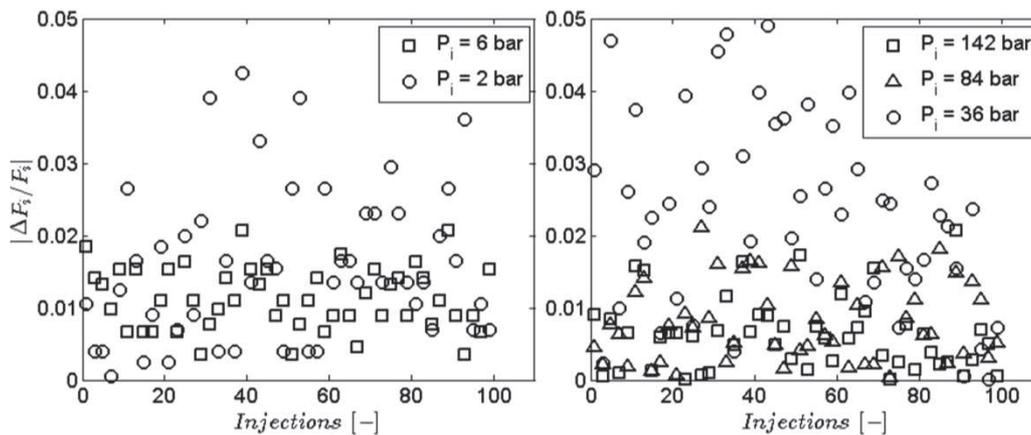


Figure 20: Variation de la pression pendant 100 injections.

Dans le cas des basses pressions, l'erreur relative ne dépasse pas les 4 %. Par contre, dans le cas des hautes pressions, ce n'est qu'en-dessous de 40 bar que l'erreur relative dépasse les 2 % pour atteindre 5 % ponctuellement.

#### 2.2.1.2 Température

Le choix de la consigne donnée au collier chauffant et sa régulation se font grâce à un boîtier PID relié au thermocouple situé entre le support de l'injecteur et le collier chauffant. Le support de l'injecteur est une pièce en aluminium qui est un bon conducteur de chaleur (conductivité thermique de  $220 \text{ W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$ ). Sa forme est cylindrique creuse dans laquelle réside le nez de l'injecteur. Le collier chauffant est du type « sortie à fils » ayant comme dimension une hauteur et un diamètre de 30x30 mm, et une puissance de chauffage de 155 W. Une mesure à l'aide d'un mini-thermocouple montre que la température au nez est identique à

celle du collier chauffant. La **Figure 21** montre le montage du collier serré au support, ainsi que le contact sec entre le mini-thermocouple et la buse de l'injecteur (à droite de l'image).

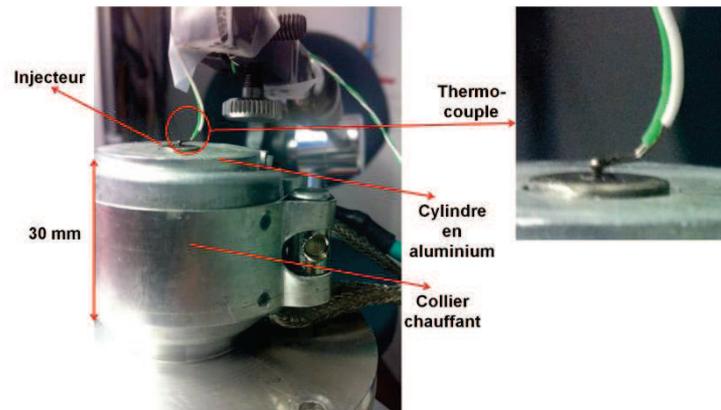


Figure 21: Mesure à l'aide d'un mini-thermocouple.

Le changement d'enthalpie lors de la montée en température de la condition ambiante ( $T_0 = 20^\circ\text{C}$ ) à la consigne est donnée par l'intégration de l'équation **Eq. 9** entre ces deux températures. Nous prenons l'exemple où la température de consigne  $T_c$  du fluide est proche de sa température d'ébullition  $T_f$ , à savoir l'iso-octane à  $86^\circ\text{C}$  (ébullition à  $\sim 99^\circ\text{C}$ ). Cet exemple est pertinent car il requiert une enthalpie importante.

$$dH = n \cdot c_p dT \quad \text{Eq. 9}$$

Les termes  $n$  et  $c_p$  sont respectivement le nombre de moles, et la capacité calorifique molaire du liquide. Cette dernière est une fonction de la température, mais nous la considérons constante dans l'intervalle de température de  $T_0 = 293 \text{ K}$  à  $T_c = 359 \text{ K}$ . A  $30^\circ\text{C}$ , la capacité calorifique de l'iso-octane est égale à  $242.5 \text{ J}\cdot\text{mol}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$ . L'enthalpie prise par la montée en température de  $T_0$  à  $T_c$  s'écrit en  $\text{J/mol}$  :

$$\Delta H = 242.5(T_c - T_0) = 16005 \text{ J/mol} \quad \text{Eq. 10}$$

A  $100 \text{ bar}$  de pression d'injection et à  $86^\circ\text{C}$ , la masse d'iso-octane injectée par une seule injection d'une durée de  $4 \text{ ms}$  est d'environ  $25.5 \text{ mg}$ . La masse molaire de l'iso-octane est de  $114 \text{ g/mol}$ , ce qui donne une enthalpie de  $3.58 \text{ J}$ . Cette enthalpie est l'énergie que nous devons fournir au carburant via l'acier de l'injecteur afin que la toute première injection s'effectue à la température de consigne. Mais si nous considérons, en prenant une marge de sécurité, que c'est l'énergie à fournir avant chaque injection, on trouve que la puissance de chauffage demandée est d'environ  $18 \text{ W}$  lorsque nous injectons à  $5 \text{ Hz}$ . Cette puissance est bien inférieure à celle que le collier chauffant peut fournir.

En prenant en considération le volume du métal de l'injecteur qui reçoit un flux de chaleur de la part du collier et qui renvoie une partie de ce flux au carburant, nous pouvons estimer le gradient temporel de température dans le corps de l'injecteur après la première injection grâce à l'équation suivante :

$$\Delta T_{inj} = \frac{\Delta H}{c_{p,acier} \cdot \rho_{acier} V_{inj}} \quad \text{Eq. 11}$$

où la masse volumique et la capacité massique thermique de l'acier supposées constantes sont égales à  $7800 \text{ kg/m}^3$  et  $473 \text{ J.Kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$  respectivement. En modélisant l'injecteur comme un cylindre creux ayant un diamètre externe de l'ordre de  $d = 7.6 \text{ mm}$ , une hauteur de  $h = 35 \text{ mm}$  ainsi qu'une épaisseur d'environ  $e = 1 \text{ mm}$ , le volume du corps de l'injecteur s'écrit :  $V_{inj} = \pi h e (d - e) = 725.34 \text{ mm}^3$ . Ainsi, le gradient de température est de  $1.34 \text{ K}$ . En le divisant par la température de consigne, la diminution de la température de l'injecteur après la première injection est de  $0.37\%$ . Cette diminution, due au transfert de chaleur de l'injecteur vers le carburant injecté, est donc négligeable

Afin de vérifier la température au nez de l'injecteur par un autre moyen de mesure, et afin de la mesurer pendant les injections, nous avons installé une caméra thermique en dessous de l'injecteur (avec un angle d'observation d'environ  $15^\circ$  par rapport à l'axe vertical de l'injecteur). La caméra utilisée est « Agema ST900 » étalonnée (à l'aide de corps noirs) avec une précision de mesure d' $1^\circ\text{C}$ . Le format de l'image thermique fournie par cette caméra est 12 bits (4096 niveaux) avec une résolution de  $272 \times 136$  pixels. Sa résolution thermique est de  $0.1^\circ\text{C}$  et possède une répétabilité de  $\pm 0.5^\circ\text{C}$ . Le logiciel associé (ThermaCam Researcher Professional 2.8 R-3) requiert la valeur de l'émissivité de la surface métallique afin de mesurer sa température. Or, la plus grande source d'incertitude de la mesure infrarouge, mis à part l'étalonnage de la caméra, est l'émissivité qui peut influencer la mesure par une erreur absolue de  $2\%$ . D'autres facteurs peuvent être aussi sources d'erreur comme l'angle d'observation, l'humidité de l'air et la température ambiante.

L'image infrarouge à gauche de la **Figure 22** montre l'injecteur chauffé à  $100^\circ\text{C}$  et entouré par le collier et son support cylindrique en aluminium (partie sombre de l'image entre le collier et l'injecteur). Le cadre au nez de l'injecteur dénommé « AR01 » est le point de mesure local en suivi temporel. La température mesurée est une moyenne sur la surface AR01. Le graphe de la **Figure 22** présente l'évolution de l'erreur relative de la température au nez de l'injecteur durant 100 injections cadencées à  $2 \text{ Hz}$ . La variation observée entre la température de consigne et

celle mesurée (en Kelvin) est de 1 %. Cette variation n'est pas influencée par les fréquences auxquelles les 100 injections sont cadencées (entre 2 et 5 Hz).

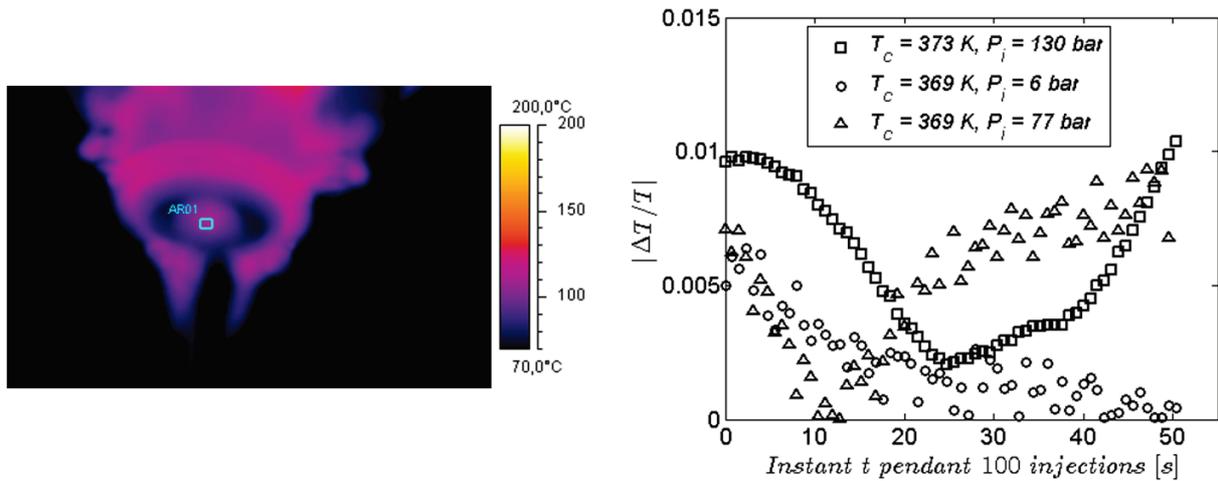


Figure 22: Variation de la température pendant 100 injections.

### 2.2.2 Logiciel de commande sur ordinateur

L'ordinateur du banc est équipé du logiciel Labview dont l'interface permet de régler les consignes de pression, de l'instant et de la durée de l'injection ainsi que de l'instant du déclenchement du flash. Ce dernier correspond aussi à l'instant de prise de l'image du spray car l'appareil photo reste en phase d'exposition tout au long de l'injection.

#### 2.2.2.1 La commande des actuateurs

Labview communique avec la carte National Instruments qui envoie à des instants différents, via son boîtier, des signaux TTL (0 – 5 V) aux drivers de l'injecteur, du flash et à l'appareil photo. L'actuateur de l'injecteur déclenche un signal électrique (SOI pour « Start Of Injection »), dont la durée est celle programmée sur Labview, qui ordonne à l'aiguille de s'ouvrir pour la même durée. Il est de même pour le driver du flash. Par contre, dans le cas où la source lumineuse est réglable, ses paramètres sont choisis par le biais d'un logiciel spécifique. L'instant du déclenchement du flash (ASOI pour « After Start Of Injection ») est choisi par rapport à l'instant SOI.

#### 2.2.2.2 La récupération des images

La façon dont les images sont récupérées, dépend essentiellement du type d'appareil photo utilisé. Dans notre cas, il existe deux possibilités : soit Labview communique directement avec la caméra et récupère automatiquement chaque image dès qu'elle est enregistrée, soit la communication n'est pas possible et la récupération se fait manuellement via le logiciel de l'appareil photo à la fin de la série d'images.

### 2.3 Le système optique

L'ombroscopie consiste à photographier l'ombre du jet, donc les images sont obtenues par transmission de la lumière. Le faisceau lumineux de taille initiale plus importante doit être collimaté. Notre montage optique est conçu dans le but de photographier les premiers millimètres ( $< 8$  mm) du jet à la sortie de l'injecteur. La **Figure 23** montre les vérins micrométriques de translation qui aident à régler précisément la position de chaque matériel. Les rotations de l'injecteur sont assurées par 3 autres vérins non représentés sur la figure. L'appareil photo possède un vérin qui le translate selon l'axe optique afin de régler la mise au point et la netteté des images.

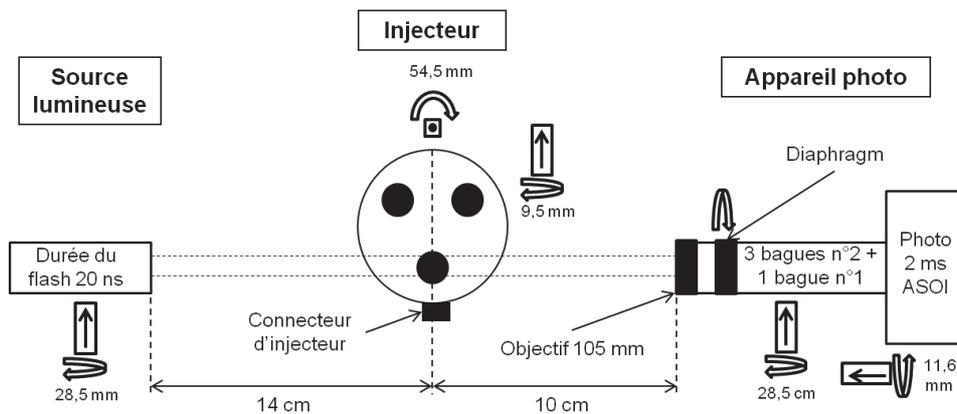


Figure 23: Montage optique vu de dessus.

Le **Tableau 6** récapitule les montages « caméra – source lumineuse » et les études spécifiques correspondantes. Les sources lumineuses utilisées dans ce travail sont la Nanolite KL-M et le laser « Cavitar » qui a été acheté avec la caméra « PCO.edge » afin d'améliorer la qualité des images obtenues au début de ce travail de thèse. Le montage optique change en fonction de la source lumineuse utilisée. La Nanolite requiert une lentille alors que le Cavitar est muni d'un guide dans lequel le faisceau lumineux arrive à l'aide d'une fibre optique et illumine une lentille déjà installée.

Dans le but de figer les objets liquides et obtenir des images nettes, la durée du flash doit être courte. Contrairement au Cavitar, cette durée n'est pas réglable dans le cas du Nanolite. En appliquant la loi de Bernoulli, nous obtenons une vitesse théorique maximale du jet d'environ 200 m/s. La condition permettant de figer une structure liquide qui voyage à cette vitesse est qu'elle se déplace de moins d'un pixel pendant la durée du flash. On en déduit que la durée du flash ne doit pas excéder 20 ns.

Caméra – source	Nanolite KL-M	Cavitar
-----------------	---------------	---------

<b>Fuji S5 pro</b>	Effet du profil d'entrée de l'orifice (les deux XL2)	
<b>PCO.edge</b>		- Influence de $\beta_{geo}$ (2 XL3 petit $L/D$ ) - Basses pressions (XL3-60) - Analyse dimensionnelle (XL3-CF0 et XL3-60°)

Tableau 6: Montages optiques et études spécifiques.

### 2.3.1 Les sources lumineuses

#### Nanolite KL-M :

Son flash est assuré par un arc électrique d'une énergie de 14 mJ. La fréquence maximale de flash est de 20 kHz. La courbe fournie par le fabricant HSPS (High-Speed Photo-Systeme), à gauche de la **Figure 24**, montre une descente du signal qui dure plus de 20 ns avant de franchir le seuil des 10 %. Il y a donc un risque de ne pas satisfaire la condition permettant de figer une structure liquide lors des injections à haute pression. La courbe de droite montre que l'intensité du flash est étalée sur tout le spectre visible.

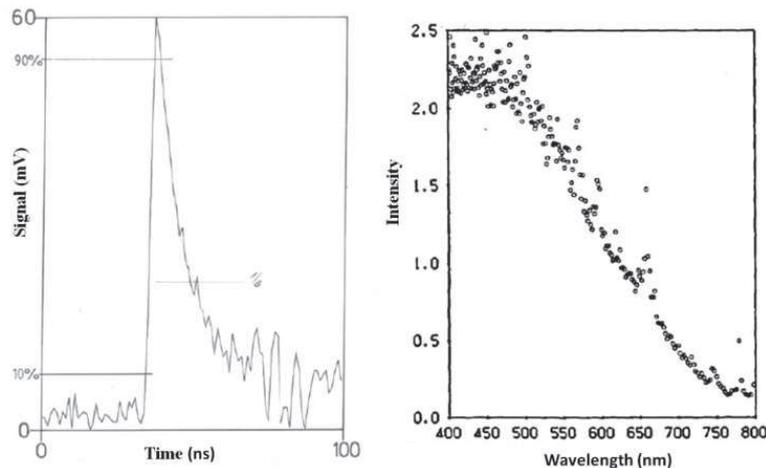


Figure 24: Caractéristiques de la Nanolite (Source HSPS).

#### Cavitar :

Le Cavitar est muni d'un système laser acohérent où l'on casse la cohérence des longueurs d'ondes émises par le laser afin de réduire les effets de diffraction lumineuse et de simplifier la mise en place. La longueur d'onde émise est de 690 nm ( $\pm 10$  nm). L'intensité du flash est réglable ainsi que sa durée qui peut être choisie entre 10 ns et 10  $\mu$ s. Une lentille de focalisation est installée au bout du guide du faisceau lumineux pour générer une illumination uniforme. Le deuxième avantage, par rapport à la nanolite, est que l'intensité et sa répartition spatiale sont très répétables d'un tir à l'autre (**Figure 36** dans le chapitre IV.2.2).

### 2.3.2 Les appareils photos

L'appareil photo « Fuji S5 pro » : a une résolution de 12.34 mégapixels et une sensibilité de 100 à 3200. Le capteur est un CCD « Fuji SUPER CCD SR » 24 x 36 mm. L'appareil photo fonctionne sous le mode manuel et les photos sont récupérées en format JPEG avec 8 bits couleurs (3 plans RVB – 3x256 niveaux de gris). Nous pouvons contrôler l'ouverture du diaphragme par 1/3 ou 1/2 de sa valeur entière. La vitesse d'obturation appelée aussi la durée d'ouverture de l'obturateur est de 30 secondes à 1/8000 seconde, et la vitesse de synchro-flash maximum est de 1/250 seconde.

L'appareil photo « PCO.edge » : est équipé d'un capteur CMOS scientifique. La fréquence maximale est de 100 images par seconde et la résolution maximale est de 2160x2560. Le bruit est moindre que 1.7 ( $e^-$ ) med. La taille du pixel est 6.5x6.5  $\mu\text{m}$  et l'intervalle spectral est de 370 à 1100 nm. Les images récupérées sont en format TIF et possèdent un seul plan d'une dynamique de 16 bits (niveaux de gris allant de 0 à 65535). Il est aussi équipé d'un mode « live view » simplifiant la mise au point.

### 2.3.3 Mire et calibration

Cette partie présente les résultats de la calibration du montage PCOedge-Cavitar qui est le plus utilisé dans ce travail pour la visualisation du spray. Afin de calibrer le montage optique, on remplace l'injecteur par une mire de calibration présentée dans la **Figure 25**. Cette mire est une combinaison de 14 dessins où les motifs sont tracés par revêtement de chrome sur une face du verre « Soda lime » de dimension 76x25x1.5 mm.

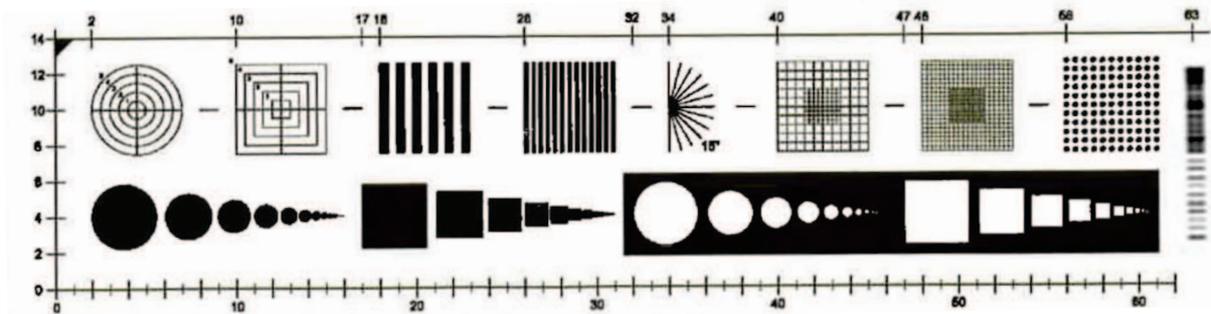


Figure 25: Mire de calibration de la société TED PELLA, INC.

La tolérance sur les motifs est détaillée dans le **Tableau 7** en fonction de leur taille.

Taille du motif en $\mu\text{m}$	Tolérance en $\mu\text{m}$
$\leq 10$	0.5
10 – 50	1
50 – 127	1.3
127 – 250	1.9

$\geq 250$	2.54
------------	------

Tableau 7: Tolérance des motifs de la mire.

Les motifs qui nous intéressent sont les disques noirs à gauche de la deuxième ligne. Ils sont photographiés à différentes distances de l'appareil photo. La mise au point du système optique est à la position  $x = 0$ . Si l'appareil photo s'éloigne de la mire, la valeur  $x$  diminue. L'image du disque est nette lorsque le contraste s'approche de la valeur 1. Les graphes de la **Figure 26** montrent la variation du contraste en fonction de la position  $x$  (à gauche) et la variation du rapport entre le diamètre réel  $d$  des disques et celui mesuré par le système d'analyse par imagerie  $d_i$ . En se basant sur les études de Blaisot et al. [1][2], ces courbes confirment que notre système d'imagerie est ajusté. L'indice  $l$  réfère au niveau de gris auquel est mesuré le diamètre  $d_i$ . Pour  $l = 61\%$  du gradient du niveau de gris, la relation entre le rapport et le contraste est bijective et s'écrit sous la forme d'une fonction polynomiale [1][2].

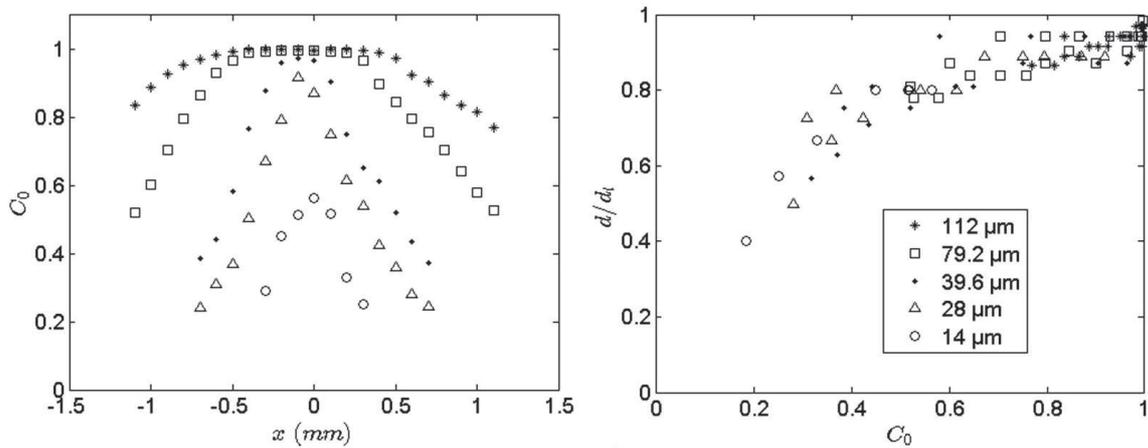


Figure 26: Variation du contraste et du rapport des diamètres des disques.

En suivant le modèle de Blaisot et al. [1][2], la variation de la mi-largeur du PSF (Point Spread Function) est tracée en fonction de la position  $x$  (**Figure 27**). La valeur maximale de la mi-largeur du PSF  $\chi_{max}$ , donnée par l'équation **Eq. 12**, détermine la profondeur du champ focal du système optique.

$$\chi_{max} = \frac{\sqrt{2}d_{min}}{\sqrt{\ln\left(\frac{1+C_{0,min}}{1-C_{0,min}}\right)}} \quad \text{Eq. 12}$$

$d_{min}$  est le diamètre du plus petit disque net que le système optique mesure et  $C_{0,min}$  son contraste. Dans le cas du montage de ce travail la valeur de  $\chi_{max}$  obtenue est de 0.03. Nous concluons grâce à la **Figure 27** que la profondeur de champ de notre système optique est comprise entre 1.2 et 1.5 mm.

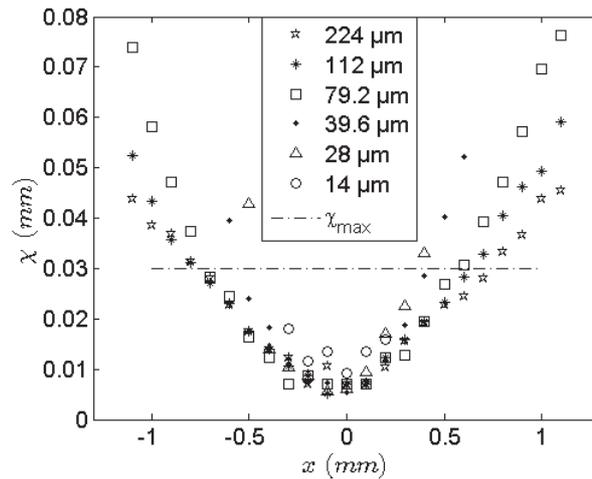


Figure 27: Variation de la mi-largeur du PSF.

## 2.4 Montage pour les mesures de débitmétrie

Afin de mesurer le débit des injecteurs et leur coefficient de décharge, nous procédons à la pesée de la masse liquide collectée pendant cent injections ayant chacune une durée minimale de 4 ms. Il est très important d'avoir une aussi longue durée d'injection afin d'assurer un écoulement stationnaire. Cette durée minimale de 4 ms est identique à celle retenue par Dumouchel et al. [10] sur le même type d'injecteur. Nous avons réalisé deux montages qui sont détaillés ci-dessous.

### 2.4.1 Débitmétrie par plume

On s'intéresse, pour les injecteurs multi-trous, à connaître la variation trou à trou du débit. Cette variation peut provenir de la technique de perçage des trous, ainsi que de la structure de l'écoulement interne. Afin de récupérer le liquide injecté par un seul orifice, nous installons en-dessous de l'injecteur un tube à essai comme le montre la **Figure 28**. Le dispositif de montage permet le repositionnement du tube au même endroit après chaque pesée. Les angles figurant en-dessous des types d'injecteur (XL2, XL3) correspondent à l'inclinaison  $\beta_{geo}$  de l'orifice. Les tubes utilisés ont les dimensions suivantes : 15.3x160 mm pour le diamètre et la hauteur respectivement et 0.5 mm d'épaisseur du verre. La position de l'injecteur et/ou du tube est assurée par des vérins ayant une précision de  $1/100^{\text{ème}}$  de millimètre. Les images aident à vérifier, à toutes les pressions, que la plume entre dans sa totalité à l'intérieur du tube.

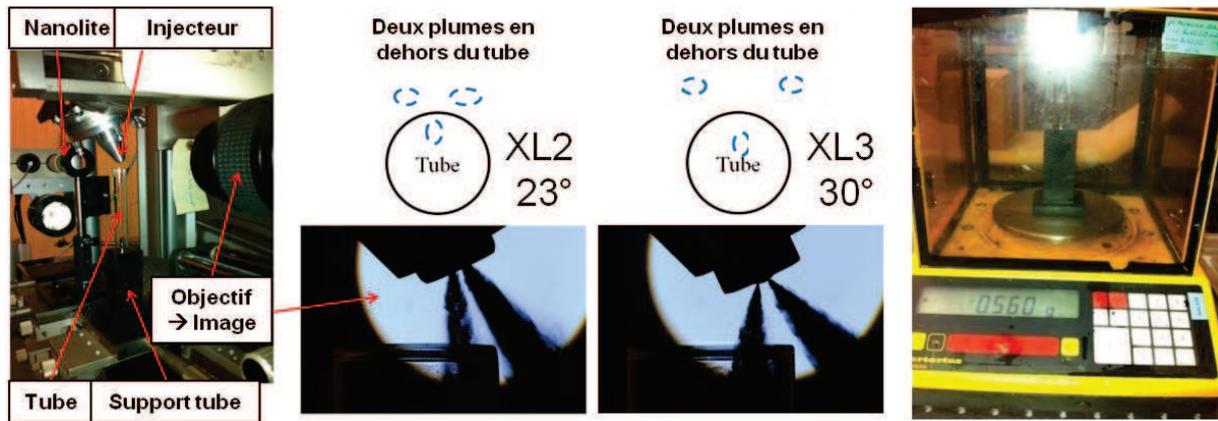


Figure 28: Technique de la débitmétrie par plume.

La distance du nez de l'injecteur au tube est de l'ordre de 6 mm. Cette mesure n'est effectuée qu'à température ambiante où l'évaporation dans les 6 mm est considérée comme négligeable. Dès que le spray entre en contact avec la paroi du tube, le carburant coule au fond. La durée de la pesée est de 20 s à une fréquence d'injection de 5 Hz. La balance utilisée pour la pesée est « Sartorius / E1200S » ayant une précision d'1 mg. Etant donné qu'à chaque pesée le carburant provient de 100 injections successives avec un minimum de 4 ms de durée d'injection, la masse du liquide pesée excède les 500 mg. L'erreur de mesure de la balance est donc inférieure à 0.2 % de la masse mesurée.

#### 2.4.2 Débitmétrie à température élevée

Dans le cas où la mesure est réalisée à des températures de liquide élevées, le dispositif de mesure par orifice n'est plus applicable pour des raisons d'évaporation. Ainsi, le spray résultant des trois orifices doit être collecté simultanément. Le nez de l'injecteur est donc placé dans le tube qui est en butée contre la surface plane du support cylindrique qui tient l'injecteur. A hautes températures, proches de celle d'ébullition d'un carburant, la vapeur se forme dans le tube. Une série de tests a montré qu'une partie de la vapeur s'échappe du tube au cours des injections et que la pesée sous-estime la masse injectée. Cette perte de vapeur est aussi influencée par le diamètre du tube et la pression d'injection. Afin de pallier cet inconvénient, un plus gros tube est utilisé (diamètre intérieur 27.3 mm) où une paille de fer est insérée pour condenser la vapeur et un joint torique est ajouté pour assurer l'étanchéité pendant les mesures comme le montre la Figure 29. Dès la dernière injection, le tube est bouché évitant tout échange avec l'atmosphère. La balance utilisée pour ces mesures est une « Precisa 2200C » ayant 10 mg de précision sachant que la masse minimale est multipliée par trois par rapport au montage précédent (1.5 g pour 3 plumes au lieu de 0.5 g pour une seule).



Figure 29: Tube avec un joint et une paille de fer pour la collecte du carburant injecté à haute température.

### 3. Banc en dehors de Toulouse

Pour les deux injecteurs du type XL2, nous avons effectué des mesures de moment inertiel – i.e. débit de quantité de mouvement – au site de Continental Regensburg en Allemagne et reçus des résultats de PDA de la part de l'Université de Loughborough en Angleterre. Cette partie est dédiée à la présentation de ces deux bancs.

#### 3.1 Débit de quantité de mouvement (Continental Regensburg)

Le banc de mesure du débit de quantité de mouvement qui se trouve sur le site de Continental Regensburg, est développé par une entreprise italienne « gruppo Loccioni » [7]. Il est constitué d'une chambre où on installe l'injecteur au-dessus d'une cible de la forme d'une épingle reliée à un capteur de force. Dans notre cas, la pression et la température dans la chambre sont réglées à des conditions ambiantes. Ce banc mesure le débit de quantité de mouvement de chacune des plumes de l'injecteur. Cette mesure est déduite de l'impact du spray sur le capteur de force. Les mesures effectuées sur nos deux injecteurs XL2 sont réalisées à 130 et 150 bar de pression d'injection. Le fluide utilisé est de l'Exxsol D40 caractérisé par une masse volumique  $\rho_{Exx}$  de  $780 \text{ kg/m}^3$ , une pression de vapeur saturante de 0.27 kPa et une viscosité dynamique de  $845 \text{ }\mu\text{Pa}\cdot\text{s}$  ( $C = 129.35$  et  $149.4$  ;  $Re = 32569$  et  $35000$  respectivement). La durée de l'injection est fixée et standardisée à 2.5 ms. Il existe plusieurs types de mesure sur ce genre de banc comme par exemple la mesure locale que nous utilisons ici. La mesure locale est un scan qu'on applique autour d'une seule plume à une distance  $z$  fixée de l'injecteur. Cette mesure est connue en anglais sous le nom de « plume umbrella », car la surface scannée ressemble à celle d'un parapluie où la position de la cible est donnée par les coordonnées sphériques  $[z, \Omega, \Phi]$ . Selon Postrioti et al. [7], la position  $z$  peut varier de 5 à 80 mm et est d'une précision de 0.15 mm, les angles  $\Omega$  et  $\Phi$  sont réglables de 0 à  $360^\circ$  et de 0 à  $90^\circ$  respectivement avec une précision de  $0.2^\circ$  chacun. Nous fixons pour nos mesures la position axiale de la cible à 7.5 mm de l'injecteur afin de rester proche des distances envisagées pour la visualisation par imagerie. La fréquence d'acquisition est de 100 MHz (une mesure toutes les  $10 \text{ }\mu\text{s}$ ).

Ces mesures permettent d'analyser la répartition spatiale du débit de quantité de mouvement d'une plume en fonction du temps pendant une injection. L'épingle du capteur possède un diamètre de 1 mm et la précision de sa mesure est de 0.1%. Selon Postrioti et al. [17], la répétabilité du système de mesure de la force d'impact du spray est estimée à  $\pm 1.6 \%$ . La cible prend des positions suivant trois directions en faisant trois arcs curvilignes sur la surface d'une sphère. Les trois directions se coupent au même point central faisant un angle de  $60^\circ$

entre elles. Le graphe de droite de la Figure 30 présente les positions locales du capteur projetées sur un plan pour chacune des plumes de l'injecteur.

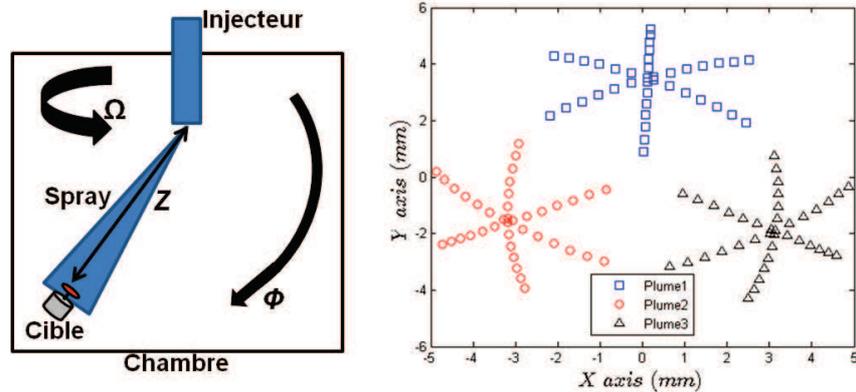


Figure 30: Schéma simplifié du banc « spray momentum » (à gauche). Positions de la cible projetées sur un plan.

### 3.2 PDA (Loughborough University, Angleterre)

La conception, la construction et les applications du banc de l'Université de Loughborough sur les sprays pour l'injection directe essence, sont documentées par G. Wigley et al. (2008 [12]). Des détails supplémentaires sont donnés à l'annexe IX.1.3.

## **Quatrième chapitre**

### **IV. Caractérisation expérimentale**



## 1. Écoulement interne (les coefficients)

Nous présentons dans cette partie les coefficients utiles à la caractérisation des écoulements internes. Ces coefficients sont déduits des mesures de débitmétrie et de débit de quantité de mouvement. Nous commençons par les définir en nous attachant à donner leur signification.

### 1.1 Introduction théorique

Le débit massique et le moment inertiel à la section de sortie de l'orifice sont définis respectivement selon les équations suivantes :

$$\dot{m}_f = \int_A u \rho \, dS \quad \text{Eq. 13}$$

$$\dot{M}_f = \int_A u^2 \rho \, dS \quad \text{Eq. 14}$$

où  $u$  et  $\rho$  sont la vitesse et la masse volumique de l'écoulement à la section de sortie de l'orifice.  $A$  est la section géométrique de l'orifice. En cas d'écoulement cavitant, la section de sortie contient deux zones, une zone liquide et l'autre vapeur. Les profils de vitesse et de masse volumique à la sortie de l'orifice sont inconnus. Selon Desantes et al. [3][4], Payri et al. [5][6] et Postrioti et al. [7][8], cette configuration complexe est modélisée en supposant que les deux débits ( $\dot{m}_f$  et  $\dot{M}_f$ ) sont produits par un écoulement liquide de vitesse constante  $u_{l,eff}$  et de section effective  $A_{eff}$ .

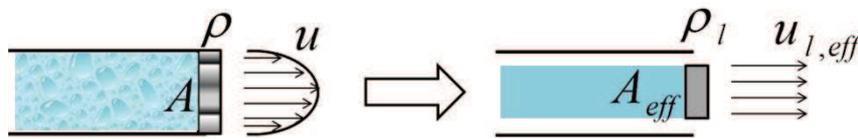


Figure 31: Schéma du modèle proposé par Desantes et al.

Ainsi les équations **Eq. 13** et **Eq. 14** s'écrivent :

$$\dot{m}_f = A_{eff} \cdot u_{l,eff} \cdot \rho_l \quad \text{Eq. 15}$$

$$\dot{M}_f = A_{eff} \cdot u_{l,eff}^2 \cdot \rho_l \quad \text{Eq. 16}$$

Nous en déduisons alors la vitesse effective (**Eq. 17**) et la section effective (**Eq. 18**).

$$u_{l,eff} = \frac{\dot{M}_f}{\dot{m}_f} \quad \text{Eq. 17}$$

$$A_{eff} = \frac{\dot{m}_f^2}{\rho_l \cdot \dot{M}_f} \quad \text{Eq. 18}$$

Supposons que la vitesse à l'entrée de l'orifice est négligeable et que tout le différentiel de pression d'injection est converti en énergie cinétique axiale, l'application de l'équation de Bernoulli entre l'entrée et la sortie de l'orifice nous donne la vitesse théorique de l'écoulement  $u_t$  à la section de sortie (**Eq. 19**).

$$u_t = \sqrt{\frac{2\Delta P}{\rho_l}} \quad \text{Eq. 19}$$

$\Delta P$  est la différence entre la pression d'injection à l'entrée de l'orifice  $P_i$  et la contre pression  $P_b$  (qui dans notre cas reste toujours égale à la pression atmosphérique). Nous pouvons aussi définir un débit massique et un moment inertiel théoriques en considérant une densité constante  $\rho_l$  et une section de sortie  $A$  où la vitesse théorique  $u_t$  est constante. On suppose aussi que seule la phase liquide est présente en sortie d'orifice.

$$\dot{m}_t = A \cdot u_t \cdot \rho_l \quad \text{Eq. 20}$$

$$\dot{M}_t = A \cdot u_t^2 \cdot \rho_l \quad \text{Eq. 21}$$

Dès lors, nous pouvons définir deux paramètres sans dimensions : le coefficient de décharge d'un orifice  $C_D$  (**Eq. 22**) en divisant le débit massique mesuré par sa valeur théorique ; et le coefficient du moment inertiel  $C_M$  (**Eq. 23**) en divisant le moment inertiel mesuré par sa valeur théorique :

$$C_D = \frac{\dot{m}_f}{\dot{m}_t} = \frac{\dot{m}_f}{A \cdot \sqrt{2 \cdot \rho_l \cdot \Delta P}} \quad \text{Eq. 22}$$

$$C_M = \frac{\dot{M}_f}{\dot{M}_t} = \frac{\dot{M}_f}{2 \cdot A \cdot \Delta P} \quad \text{Eq. 23}$$

En se référant aux articles cités précédemment ([3][4][5][6]), dans les conditions d'un écoulement cavitant les pertes incluses dans le coefficient de décharge peuvent être divisées en deux parties comme le montre l'équation **Eq. 24**. Le coefficient de vitesse  $C_v$  (**Eq. 25**) évalue les pertes de pression ou d'énergie qui prennent place dans l'orifice.

$$C_D = C_v \cdot C_a \quad \text{Eq. 24}$$

$$C_v = \frac{u_{l,eff}}{u_t} \quad \text{Eq. 25}$$

D'autre part, le coefficient de surface  $C_a$  est obtenu à partir de l'équation **Eq. 24** dès que  $C_v$  est connu. Il indique la proportion de la section de sortie de l'orifice occupée par la phase liquide due au développement de la cavitation.

$$C_a = \frac{A_{eff}}{A} \quad \text{Eq. 26}$$

En combinant les équations **Eq. 23** et **Eq. 22** avec les équations **Eq. 19** et **Eq. 25**, une relation entre les coefficients de décharge et de moment inertiel est obtenue :

$$C_M = C_v \cdot C_D = C_v^2 \cdot C_a \quad \text{Eq. 27}$$

Le modèle de cavitation 1-D de Nurick :

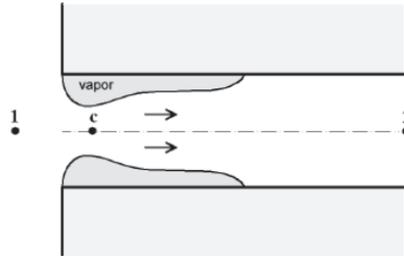


Figure 32: Schéma du modèle de cavitation de Nurick [3].

Selon le modèle de cavitation de Nurick [13], sur lequel se basent Payri et al. et Desantes et al. dans leurs articles cités ci-dessus, il existe un coefficient de contraction  $C_c$  (**Eq. 28**) de la section  $A_c$  de l'orifice au point « c » de la **Figure 32**, où la vapeur occupe la plus grande proportion de la section de l'orifice.

$$A_c = C_c \cdot A \quad \text{Eq. 28}$$

Si on assume que le liquide traversant la section  $A_c$  ne possède qu'une composante axiale de vitesse  $u_c$ , alors le débit massique à travers cette section est :

$$\dot{m}_f = \rho_l \cdot A_c \cdot u_c \quad \text{Eq. 29}$$

La vitesse  $u_c$  peut être obtenue grâce à l'équation de Bernoulli entre la section d'entrée de l'orifice et la section au point « c » de l'orifice. Selon Nurick, la pression au niveau de ce point peut être supposée égale à la pression de vapeur saturante  $P_v$ . Nous déduisons alors la section  $A_c$  et le coefficient de contraction  $C_c$  à partir des équations **Eq. 29** et **Eq. 28** respectivement. Le débit massique s'écrit sous la forme suivante :

$$\dot{m}_f = C_c \cdot A \cdot \sqrt{2 \cdot \rho_l \cdot (P_i - P_v)} \quad \text{Eq. 30}$$

En éliminant le débit massique des équations **Eq. 30** et **Eq. 22**, une relation entre le coefficient de décharge et celui de contraction au point « c » est obtenue :

$$C_D = C_c \cdot \sqrt{\frac{P_i - P_v}{\Delta P}} = C_c \cdot \sqrt{K} \quad \text{Eq. 31}$$

où apparaît la racine carrée du nombre de cavitation  $K$  défini comme étant le rapport de la chute de pression au point  $c$  qui permet d'atteindre la condition de saturation du carburant sur la chute de pression entre les points 1 et 2. Les effets de la cavitation sont inversement proportionnels au nombre de cavitation  $K$  (Figure 7).

### 1.2 Débit massique $\dot{m}_f$

Notre mesure du débit massique se base sur la pesée directe du liquide injecté à conditions atmosphériques et à plusieurs pressions d'injection. Cette méthode a déjà été expliquée d'un point de vue expérimental dans le chapitre précédent. Dans le cas de levée maximale de l'aiguille, c'est-à-dire lors des conditions quasi-stationnaires, les pertes de pression dans le sac sont négligeables, et ainsi la grande majorité des pertes prend place dans l'orifice [86].

On s'intéresse ici aux caractéristiques de cette approche et à ce qui la distingue de la méthode où la contre pression est variée. Cette dernière est très appliquée dans le cas des injecteurs Diesel puisque dans les moteurs Diesel la contre pression atteint des valeurs très importantes et joue un rôle primordial, il est donc nécessaire de comprendre comment l'injecteur réagit en fonction de sa valeur. Dans le cas des moteurs à allumage commandé,  $P_b$  reste proche de 1 bar au moment de l'injection et ne joue pas un rôle dans l'allumage du mélange. Tandis que la pression d'injection est un facteur d'ordre un. Ainsi, il est plus important de connaître l'évolution du débit en fonction de cette pression. Pour cela, nous reprenons les formules de l'étude théorique afin de mettre en place un modèle 1-D analogue à celui de Nurick.

Appliquons l'équation de Bernoulli entre le point « c » et la section de sortie de l'orifice afin d'obtenir une nouvelle différence de pression :

$$P_b - P_v = \frac{1}{2} \rho_l \cdot (u_c^2 - u_{l,eff}^2) \quad \text{Eq. 32}$$

Egalisons les équations **Eq. 15** et **Eq. 29** afin d'écrire la vitesse  $u_c$  en fonction de la vitesse  $u_{l,eff}$ , puis remplaçons le résultat dans l'équation précédente pour obtenir  $u_{l,eff}$  en fonction de la nouvelle différence de pression :

$$u_c = \frac{A_{eff}}{A_c} \cdot u_{l,eff} \quad \text{Eq. 33}$$

$$u_{l,eff} = \sqrt{\frac{2 \cdot (P_b - P_v)}{\rho_l \cdot \left[ \left( \frac{A_{eff}}{A_c} \right)^2 - 1 \right]}} \quad \text{Eq. 34}$$

Réinjectons la dernière équation dans celle du débit massique (**Eq. 15**) tout en remplaçant les sections  $A_{eff}$  et  $A_c$  par les équations **Eq. 26** et **Eq. 28** respectivement :

$$\dot{m}_f = C_a \cdot A \cdot \sqrt{\frac{2\rho_l \cdot (P_b - P_v)}{[(\frac{C_a}{C_c})^2 - 1]}} \quad \text{Eq. 35}$$

Enfin, éliminons le débit massique des équations **Eq. 22** et **Eq. 35** pour réobtenir une nouvelle équation mettant en relation le coefficient de décharge avec les coefficients de contraction :

$$C_D = \frac{C_a}{\sqrt{[(\frac{C_a}{C_c})^2 - 1]}} \cdot \sqrt{\frac{(P_b - P_v)}{\Delta P}} = \frac{C_a}{\sqrt{[(\frac{C_a}{C_c})^2 - 1]}} \cdot \frac{1}{\sqrt{C}} \quad \text{Eq. 36}$$

Nous venons de faire apparaître la racine carrée de l'inverse du nombre de cavitation  $C$  défini comme étant le rapport de la chute de pression dans l'orifice sur la chute qui permet au carburant d'atteindre à partir de la condition atmosphérique sa condition de saturation. Les effets de cavitation sont proportionnels au nombre de cavitation  $C$ . Ainsi, ce nombre convient à notre application de débitmétrie ayant pour but l'investigation du comportement de l'injecteur en fonction de  $P_i$ . Lorsque  $P_i$  augmente, le débit continue à augmenter, mais l'écoulement atteint un point où la cavitation à l'intérieur du trou est tellement développée que la valeur du coefficient de décharge chute. C'est un point critique de la cavitation où l'écoulement change de régime (chapitre II.2.2). Un nombre de cavitation critique  $C_{crit}$  est défini comme étant le nombre de cavitation au point critique, c'est-à-dire à la pression d'entrée critique  $P_i^{crit}$  à partir de laquelle le coefficient de décharge décroît. Les injecteurs qui ont une faible valeur de  $C_{crit}$  sont plus exposés à la cavitation.

$$C_{crit} = \frac{P_i^{crit} - P_b}{P_b - P_v} \quad \text{Eq. 37}$$

### 1.3 Débit de quantité de mouvement $\dot{M}_f$

Cette partie concerne les mesures locales sur le banc de moment inertiel à Continental Regensburg. Selon Postrioti et al. [7], l'intégration spatiale des mesures locales peut donner, avec une précision satisfaisante, la même information fournie par la mesure globale du moment inertiel en termes d'intensité de la cavitation dans l'orifice et de vitesse moyenne à sa sortie. Kampmann et al. [15] ont utilisé la technique de mesure locale avec une cible de 2 mm de diamètre afin d'obtenir l'angle du spray. Une fois l'intégration spatiale des moments inertiels locaux réalisée, sa moyenne temporelle sur la période quasi-stationnaire doit égaliser

la force d'impact global du spray. Il suffit donc de reconstituer la surface de la calotte sphérique  $S$  en intégrant sur de petits éléments de surface  $dS_i$  assujettis à des moments inertiels locaux  $A_i$  mesurés en bar par le capteur de la cible autour de la plume (**Figure 33**).

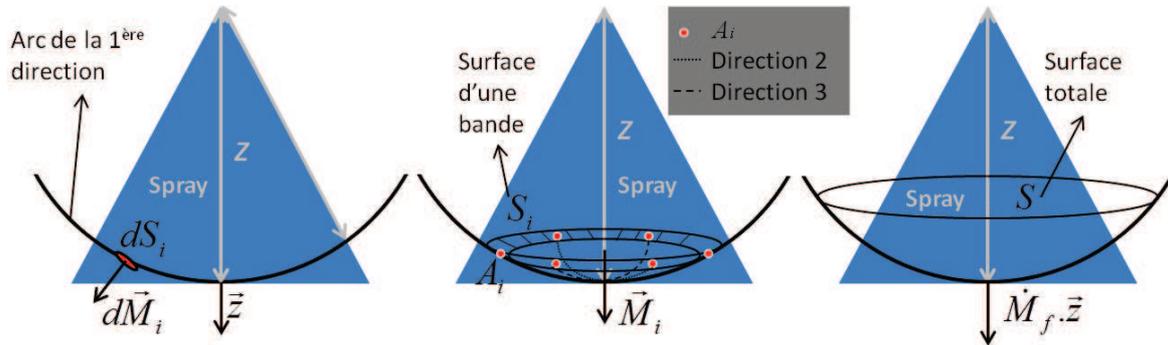


Figure 33: Etapes de l'intégration spatiale du débit de quantité de mouvement.

La force d'impact sur une bande sphérique  $\vec{M}_i$  et la force d'impact globale  $\dot{M}_f$  dans la direction axiale  $\vec{z}$  sont données par les équations **Eq. 38** et **Eq. 39** respectivement.

$$\vec{M}_i = \left( \iint_{S_i} A_i dS_i \right) \cdot \vec{z} \quad \text{Eq. 38}$$

$$\dot{M}_f = \sum_i \|\vec{M}_i\| \quad \text{Eq. 39}$$

Selon Desantes et al. [3][16], cette force mesurée à une section située à une distance  $z$  de l'axe du spray, est égale à la force axiale à la section de sortie de l'orifice grâce à la conservation du moment dans la direction axiale. Payri et al. [18] ajoutent que ceci est vrai pour un spray stationnaire en supposant deux hypothèses : premièrement, la contre pression est uniforme ; deuxièmement, l'air est entraîné à l'intérieur du spray avec une vitesse ayant une direction perpendiculaire à l'axe de propagation du spray. Ainsi, en appliquant l'équation de la conservation du moment inertiel, on démontre ce qui a déjà été dit par Desantes et al. Il est certain que la vitesse axiale du spray diminue en s'éloignant de l'injecteur, mais sera compensée par l'élargissement de la section du spray et par l'augmentation de la masse due à l'entraînement d'air [18].

#### 1.4 Signification des coefficients

Grâce au modèle séparant la phase liquide de celle de la vapeur, les coefficients définis précédemment décrivent de façon simplifiée l'écoulement dans l'orifice. Les deux coefficients de contraction fournissent la proportion du liquide (et/ou de la vapeur) dans l'orifice. Dans le **Tableau 8** sont listés tous les coefficients avec leur signification physique.

Coefficient	signification
$C_v = \frac{u_{l,eff}}{u_t}$	Il évalue les pertes de pression ou d'énergie qui ne se transforme pas en énergie cinétique axiale
$C_a = \frac{A_{eff}}{A}$	Il évalue les pertes de la surface effective occupée par le liquide à la section de sortie. Ces pertes peuvent être une conséquence de : <ul style="list-style-type: none"> <li>- La non uniformité du profil de vitesse à la sortie</li> <li>- La cavitation développée atteignant la sortie</li> <li>- L'« Hydraulic flip »</li> </ul>
$C_c = \frac{A_c}{A}$	Il évalue les pertes de la surface effective occupée par le liquide à la section où la cavitation atteint son niveau maximal
$C_M = \frac{\dot{M}_f}{\dot{M}_t}$	Il évalue les pertes au niveau du débit de quantité de mouvement de l'écoulement à la section de sortie. Donc les pertes en termes de vitesse et de débit à la fois.
$C_D = \frac{\dot{m}_f}{\dot{m}_t}$	Il évalue toutes les pertes jusqu'à la section de sortie incluant les frottements et les pertes due à la contraction au niveau de la vena contracta connues sous le nom de Borda-Carnot.

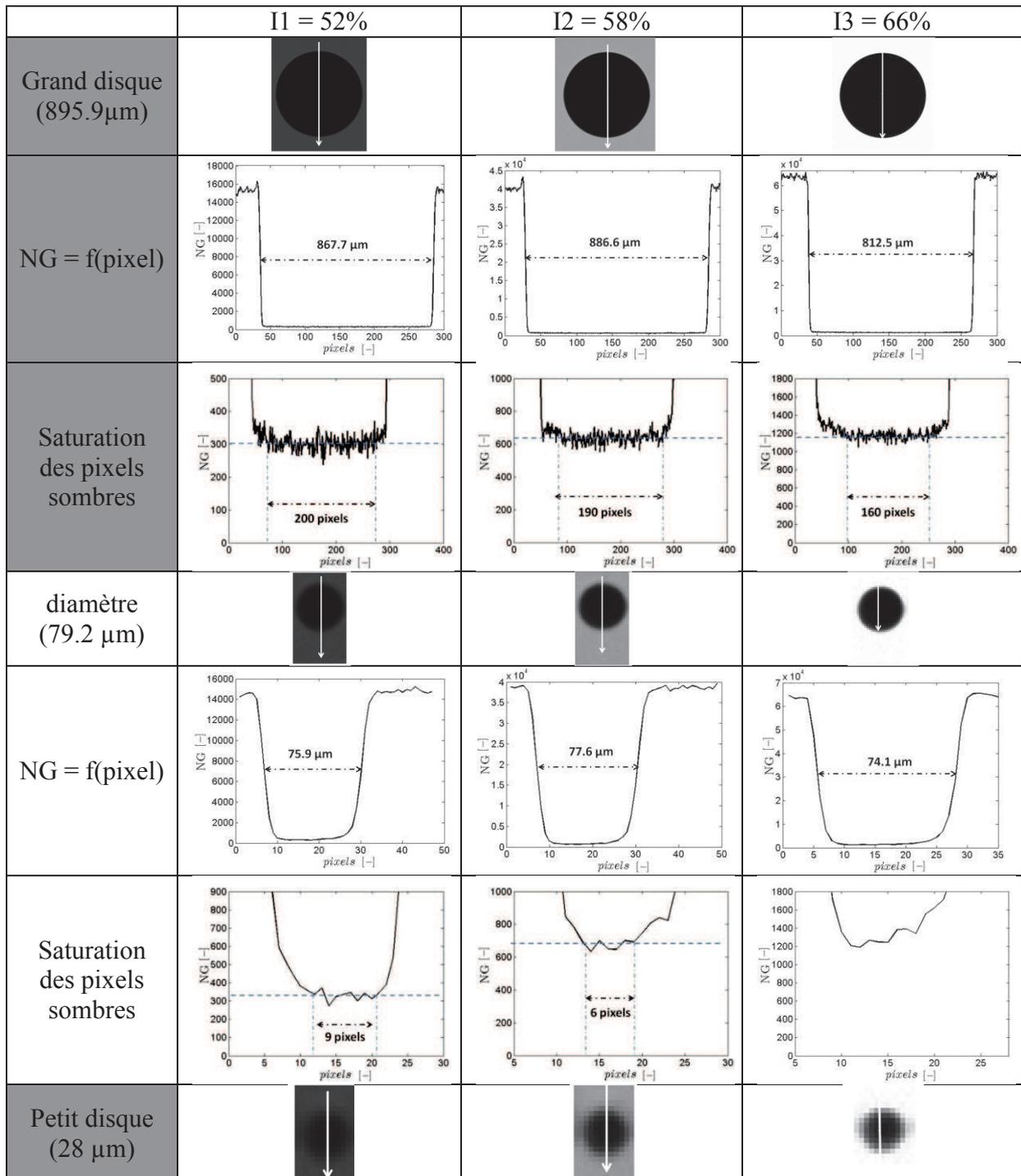
Tableau 8: Signification des coefficients.

## 2. Traitement des images

La visualisation du jet à la sortie de l'injecteur se fait grâce à la méthode d'ombroscopie. Les images obtenues sont ensuite traitées numériquement. Afin d'extraire les paramètres intéressants caractérisant le jet, les images doivent être de bonne qualité. La saturation d'une image est l'aspect le plus important de sa qualité. Les images prises par transmission sont soumises à deux éventuelles saturations, dans le clair et dans le sombre. La saturation dans le clair est due à une forte puissance lumineuse et celle dans le sombre est causée par l'opacité et la taille du motif photographié. Une image saturée fait perdre de l'information, ainsi il est nécessaire d'évaluer cet aspect en fonction de l'intensité lumineuse de la source ainsi que de la taille du motif photographié. Pour cela, nous avons choisi trois intensités lumineuses différentes :  $I_1=52\%$ ,  $I_2=58\%$  et  $I_3=66\%$  de la puissance fournie par le « Cavitar » afin de quantifier la saturation des pixels clairs. Le travail a été réalisé sur les images des disques de la mire prises avec une résolution de  $3.45 \mu\text{m}/\text{pixel}$ . Contrairement aux gouttes liquides du spray, les disques de la mire ont une opacité totale et leur diamètre est le seul facteur qui les distingue. Afin d'alléger le propos, nous ne présentons dans le **Tableau 9** que trois disques de diamètres  $895.9$ ,  $79.2$  et  $28 \mu\text{m}$ . Dans ce tableau figure le profil de niveau de gris le long du diamètre vertical traversant le disque. Pour chaque taille de disque, il existe 3 lignes dans le tableau. La première contient les images acquises. La deuxième ligne présente les courbes des niveaux de gris avec le diamètre mesuré à la mi-hauteur. La troisième ligne contient la partie la plus basse des profils de niveau de gris. Cette partie correspond au niveau de saturation dans le disque.

- Saturation des pixels clairs : On remarque que le diamètre mesuré varie en fonction de l'intensité lumineuse. On voit qu'à l'intensité  $I_3$  les pixels du fond saturent dans le clair et le diamètre mesuré diminue de quelques pourcents à cause de la perte en contraste au niveau des pixels situés à la périphérie du disque. Par contre en améliorant la dynamique de l'histogramme en passant de l'intensité  $I_1$  à  $I_2$ , on gagne en précision sur la valeur du diamètre. D'où l'importance de régler l'intensité lumineuse de la source de façon à obtenir un compromis entre la dynamique et la non saturation des pixels clairs.
- Saturation des pixels sombres : Cet aspect de l'image est plus complexe que le précédent puisqu'il varie en fonction de la taille du disque en plus de sa variation en fonction de l'intensité lumineuse. On remarque dans la 3<sup>ème</sup> ligne du grand disque que le niveau de gris des pixels sombres se stabilise autour d'une valeur moyenne

d'environ 310, 650 et 1180 pour I1, I2 et I3 respectivement. Cette stabilisation en dents de scie demeure le long d'un intervalle de nombre de pixels qui diminue au fur et à mesure que l'intensité lumineuse augmente de I1 à I3. Ceci reste le cas des disques de diamètre inférieur jusqu'à celui de diamètre 79.2  $\mu\text{m}$  pour lequel cet intervalle diminue de I1 à I2 et disparaît complètement à I3 où la courbe de niveau de gris admet un minimum absolu. En dessous de ce diamètre le niveau de gris des pixels sombres ne sature plus indépendamment de l'intensité lumineuse.



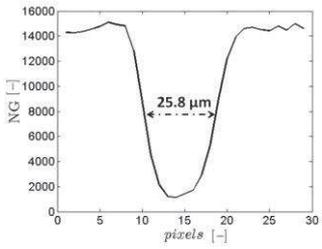
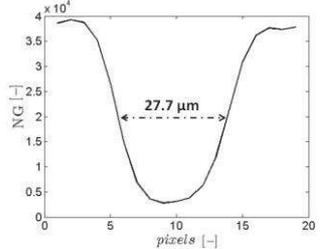
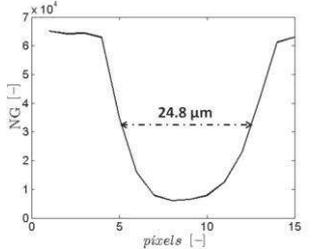
NG = f(pixel)			
Saturation des pixels sombres	Dents de scie inexistantes, il y a un minimum absolu.		

Tableau 9: Effet de l'intensité lumineuse sur les disques de la mire.

Dans les images réelles du spray, on suppose que l'opacité d'une goutte liquide est proportionnelle à sa densité, donc à sa taille. En se basant sur le résultat précédent qui suppose que pour une taille supérieure à  $79 \mu\text{m}$  les pixels sombres saturent, on en déduit que c'est le cas dans la partie de l'écoulement proche de la sortie de buse (jusqu'à  $\sim 5D$ ) puisque son diamètre  $D$  est de  $200 \mu\text{m}$ . Au fur et à mesure que l'écoulement se propage, il s'élargit et se désintègre et la taille des gouttes et des particules détachées n'excède pas le diamètre critique de saturation ( $79 \mu\text{m}$ ).

L'intensité qui sera utilisée pour la suite du traitement d'image est de 60%. Elle est choisie pour satisfaire un compromis entre un peu plus de contraste qu'en I2 et des niveaux de gris clairs (blancs) toujours non saturés contrairement à I3.

### 2.1 La qualité de l'image brute

Après avoir réglé la mise au point de la caméra et la netteté de l'image, la qualité de cette dernière repose sur deux conditions. Premièrement, afin que l'image cumule un maximum d'informations, il ne faut avoir des niveaux de gris saturés ni dans le clair ni dans le sombre. Deuxièmement, il faut un histogramme de niveaux de gris d'une grande dynamique afin de limiter l'influence du choix du seuil sur la qualité de la binarisation de l'image comme dans les thèses de K. Triballier [19] et de S. Grout [20]. L'histogramme est constitué de deux pics nommés modes qui représentent dans les hauts NG le fond lumineux et dans les bas NG le spray et l'injecteur (**Figure 35**). La **Figure 34** illustre l'image brute que nous obtenons.

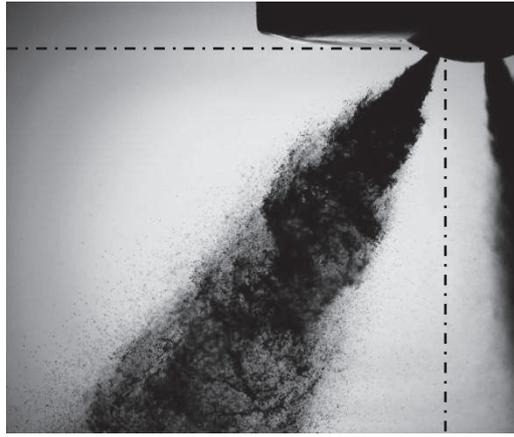


Figure 34: Spray d'o-xylène, caméra « PCOedge » - source « Cavitar », ( $T_c = 104^\circ\text{C}$  et  $P_i = 110$  bar).

La **Figure 35** détaille l'histogramme de l'image brute de la **Figure 34**. Du côté gauche, la courbe représente l'histogramme pour tous les pixels de l'image. Tandis qu'à droite, elle ne représente que les pixels du rectangle délimité en pointillé où se situe le spray. On remarque, du côté des pixels sombres que le niveau de gris n'atteint jamais la valeur zéro. Même en travaillant dans le noir, les pixels du nez de l'injecteur, qui est complètement opaque et sans aucun effet de réflexion, ont des NG proches de 150. Du côté des pixels clairs, les courbes montrent que l'image du spray respecte la condition de non saturation.

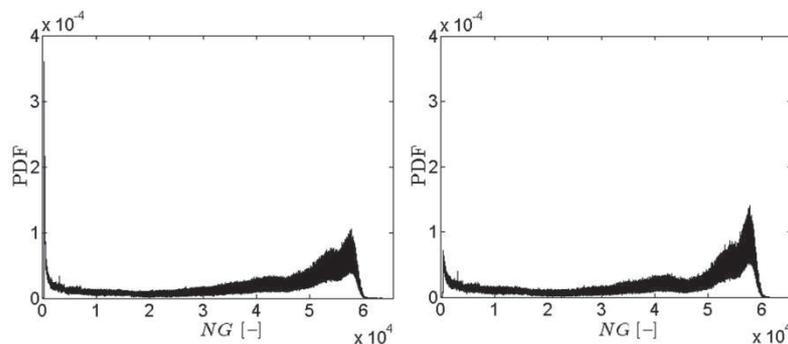


Figure 35: Histogramme de l'image brute à gauche (celui de la région encadrée à droite).

L'appareil photo « PCOedge » dispose d'un capteur ayant une dynamique de 16 bits au lieu de 8 bits comme celui utilisé dans les travaux de K. Triballier [19] et de S. Grout [20]. Ayant une aussi grande dynamique d'histogramme, le seuil de binarisation est d'une influence moindre.

## 2.2 La qualité du traitement appliqué

Un des inconvénients de l'ombroscopie et des mesures statistiques sur des images « tir-à-tir » du spray est la répétabilité de la source lumineuse. C'est-à-dire sa capacité à produire la même intensité pour chaque flash et à fournir un niveau de gris stable pour le fond lumineux des

images. Ainsi, nous testons la répétabilité de l'émission laser du flash « Cavitar » en quantifiant la consistance du niveau de gris du fond des images. A gauche de la **Figure 36** se trouve une image du fond lumineux pour une intensité de 60%. Les niveaux de gris de 100 images sont retenus afin de quantifier la fluctuation de l'intensité lumineuse d'un tir à l'autre. A droite de la **Figure 36**, l'écart-type spatial des NG est tracé pour la région de l'image qui se trouve en-dessous du nez de l'injecteur. Sur cent tirs différents, l'écart-type est maximal ( $\sim 800 \rightarrow 1.5\%$  du NG) aux extrémités de l'image et minimal ( $\sim 200 \rightarrow 0.32\%$  du NG) au centre. Le « Cavitar » est donc bien caractérisé par une intensité très stable du flash.

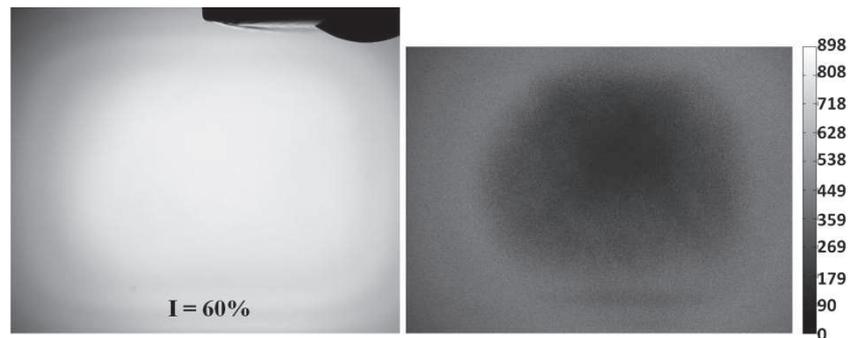


Figure 36: Fluctuation spatiale de l'intensité lumineuse du "Cavitar" (100 images à I = 60%).

L'étape suivante consiste à soustraire de l'image brute du jet une image du fond lumineux afin d'éliminer le bruit lumineux. Cette soustraction donne une image avec un fond sombre, quasiment noir, et un jet très clair comme le montre la **Figure 37**.



Figure 37: Image d'un jet après soustraction du fond.

L'histogramme de niveaux de gris est retracé pour cette image afin de comprendre l'effet de l'opération de soustraction. La courbe à droite de la **Figure 38** est obtenue en zoomant sur le mode des pixels sombres de la courbe à gauche. On remarque que le nombre de pixels ayant un niveau de gris inférieur à 200 est très important, et que les pixels ayant la valeur zéro

forment, à eux seuls, 26% du nombre de pixels total dans l'image (ce sont en général certains pixels du nez de l'injecteur et du fond lumineux loin du spray). La courbe à gauche, quant à elle, illustre la non-saturation des pixels clairs du spray et la grande dynamique des NG de l'histogramme de l'image après l'opération de soustraction.

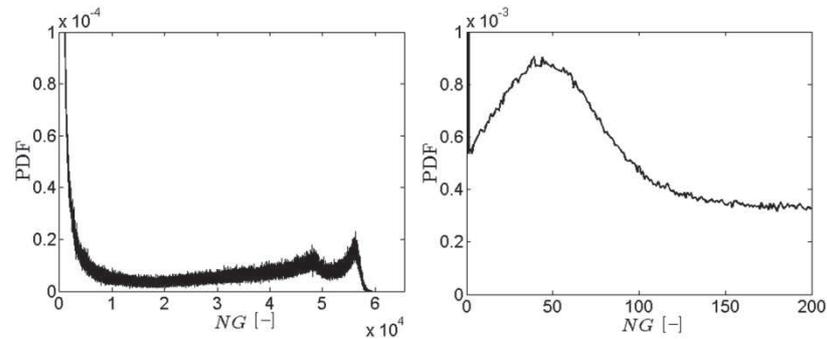


Figure 38: Histogramme après soustraction du fond. A droite, un zoom sur les NG sombres.

### 2.3 Binarisation et séparation des deux phases

Grâce à ce qui a été montré précédemment, nous pouvons binariser l'image sans risquer une perte d'information considérable. Le choix du seuil est basé sur la binarisation dynamique de N. Otsu [9]. D'autres méthodes ont été testés et ont donné des résultats similaires.

Le système liquide déchargé est constitué d'une phase continue et d'une phase dispersée. La phase continue est la partie liquide attachée à la buse. La phase dispersée est la phase constituée de particules détachées. La binarisation permet de distinguer ces deux phases en labélisant tous les corps présents sur l'image. Cette étape du traitement d'images est intéressante pour la mesure des paramètres qui caractérisent le système liquide continu.

### 3. Caractérisation globale avant binarisation

Dans cette partie du chapitre nous allons aborder la définition des paramètres de spray mesurés avant la binarisation des images. Ces paramètres caractérisent la globalité du spray photographié dans le champ proche de l'injecteur (jusqu'à 6 mm en-dessous de l'injecteur). Ils sont obtenus par le biais d'une moyenne normalisée sur 100 images de spray. Dans le cas des montages avec la lampe « nanolite », le calcul statistique est mené sur 200 images.

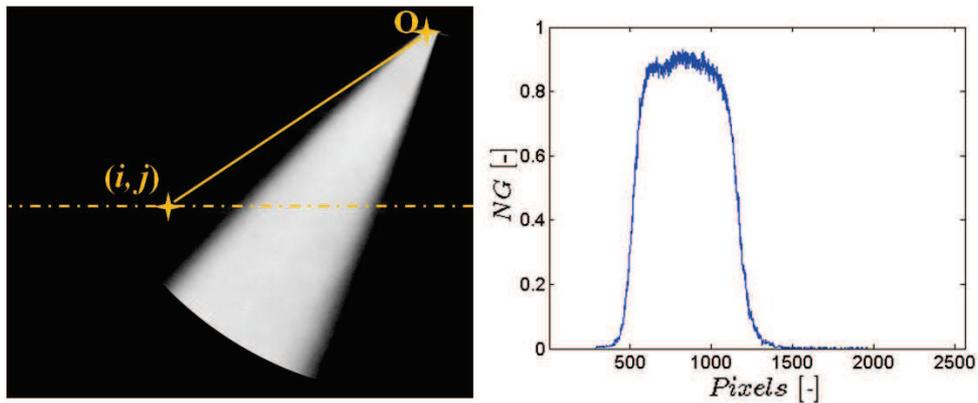


Figure 39: A gauche : image moyenne normalisée de 100 sprays. A droite : profil des  $NG$  suivant une ligne horizontale traversant l'image de gauche. (injecteur : XL3-CF0 , spray : n-dodécane à 39°C et 130 bar).

Soit  $(i, j)$  les coordonnées d'un pixel quelconque de l'image à gauche de la **Figure 39** qui est obtenue en normalisant la moyenne de 100 sprays. Ce pixel porte une valeur de niveau de gris entre 0 et 1. Si cette valeur est proche de 1, il est donc traversé par le spray sur la majorité des 100 tirs. Par contre, si la valeur est 0, c'est un pixel où du liquide n'est jamais passé. Ainsi, la valeur de  $NG$  portée par n'importe quel pixel de l'image est appelée la probabilité d'existence ou de passage du liquide «  $P_{i,j}$  ». Cette probabilité concerne l'ombre du liquide – c'est-à-dire une absorption intégrale de la lumière soumise à des effets optiques qui peuvent introduire des erreurs – et non pas la densité du spray d'une manière directe. Mais elle intègre les mesures optiques et n'est pas basée sur une binarisation. Le graphe de droite (**Figure 39**), est le profil des  $NG$  ou de  $P_{i,j}$  selon la droite horizontale passant par le point  $(i, j)$ . Un biais principal peut venir de la surimposition de deux gouttes en champ dense, l'ombre portée n'étant alors pas égale à la somme des deux ombres individuelles. Cet aspect est la principale limite de l'approche basée sur la probabilité  $P_{i,j}$ .

#### 3.1 Direction moyenne du spray assujettie à la probabilité d'absorption

Le pixel  $(i, j)$  de la **Figure 39** possède, en plus de la probabilité d'absorption, un angle  $\beta_{i,j}$  que forme la verticale avec la droite passant par le centre  $O$  de l'orifice et ce même pixel. Ceci permet de définir une direction moyenne  $\beta$  de propagation du spray par rapport à la verticale :

$$\beta = \frac{\sum_{i,j}(\beta_{i,j}P_{i,j})}{\sum_{i,j}P_{i,j}} \quad \text{Eq. 40}$$

Les trois courbes à gauche de la **Figure 40** montrent que, dans le cas du montage « Cavitar », 100 images sont suffisantes pour atteindre la convergence statistique de  $\beta$ . On peut considérer qu'à partir de 100 images la valeur de  $\beta$  reste constante à  $\pm 0.1^\circ$  près comme le montre la convergence de la racine carrée de la variance de  $\beta$  à droite de la figure.

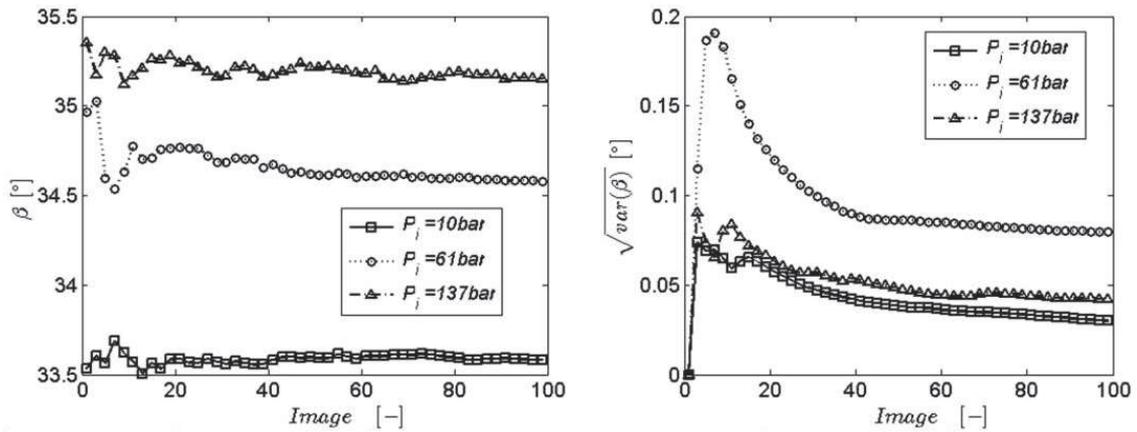


Figure 40: Effet du nombre d'images sur la mesure de  $\beta$  (Injecteur : XL3-CF0, spray : n-hexane à  $32^\circ\text{C}$ ).

### 3.2 Les fluctuations par rapport à la direction moyenne

De part et d'autre de la direction moyenne du spray  $\beta$ , nous pouvons définir deux angles,  $\beta_{ext}$  du côté externe de l'injecteur (côté où se développe la cavitation induite géométriquement à l'entrée de l'orifice) et  $\beta_{int}$  du côté interne de l'injecteur (vers son axe). Ces deux angles fournissent une quantification de la variation (tir à tir et spatialement) et sont donnés par l'équation suivante :

$$\beta_{ext} = \sqrt{\frac{\sum_{i,j}[(\beta_{i,j} - \beta)^2 P_{i,j}]}{\sum_{i,j} P_{i,j}}} \quad \text{si } \beta_{i,j} > \beta$$

$$\beta_{int} = \sqrt{\frac{\sum_{i,j}[(\beta_{i,j} - \beta)^2 P_{i,j}]}{\sum_{i,j} P_{i,j}}} \quad \text{si } \beta_{i,j} < \beta$$

Eq. 41

#### 4. Caractérisation interfaciale après binarisation

Cette partie du chapitre a pour but de présenter la morphologie de la phase liquide continue. Les étapes de traitement suivantes (Figure 41) sont appliquées : une limite circulaire ayant pour centre le milieu O de l'orifice est définie – un rectangle de largeur  $D$ , le diamètre de l'orifice, balaye l'image par pas de  $D$  par itération selon la direction moyenne du spray  $z$ . La raison de ce choix de largeur est que les échelles caractéristiques des plus grandes instabilités qui se développent dans le cas de nos écoulements sont inférieures au diamètre de l'orifice.

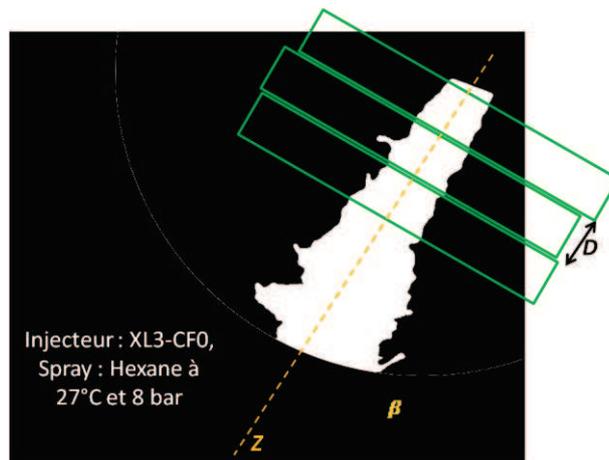


Figure 41: Exemple du traitement appliqué aux images binarisées de la phase liquide continue.

A chaque itération, quatre paramètres sont mesurés à l'intérieur du rectangle :

- La longueur d'interface liquide – gaz qui n'est représentative qu'à basse pression, où la phase liquide continue peut être repérée.
- Le plissement qui est obtenu à partir du paramètre précédent.
- La taille radiale qui peut être mesurée à n'importe quelle pression : c'est la taille radiale de la phase liquide continue à basse pression et celle du brouillard dense en gouttes à haute pression.
- L'angle apparent à la sortie de la buse qui est calculé à partir de ses deux demi-angles à 2 ou 3 diamètres en-dessous de l'injecteur.

##### 4.1 Longueur d'interface liquide – gaz et plissement

Le spray est projeté sur un plan. Ainsi, il existe à basse pression deux lignes séparant le cœur liquide de l'environnement gazeux où le jet se propage. Les longueurs d'interface sont les périmètres de ces deux lignes. La distinction entre une longueur d'interface extérieure  $L_{ext}$  et une intérieure  $L_{int}$  (Figure 42) est intéressante à investiguer lors de l'apparition de la cavitation induite géométriquement.

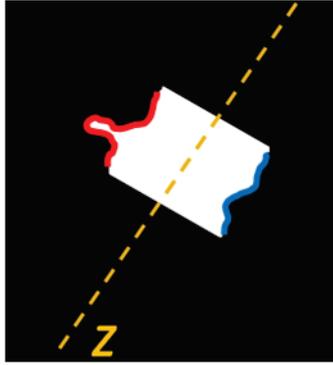


Figure 42: Zoom sur le contenu du 2<sup>ème</sup> rectangle de la Figure 41.

Le plissement, noté  $W_r$ , représente la densité d'interface, i.e. la surface d'interface divisée par le volume du liquide. Il fournit une signification sur le développement des instabilités et des structures turbulentes dans un spray. Dans le cas 2-D, ce plissement est obtenu en divisant la somme  $L_{ext} + L_{int}$  par la surface blanche à l'intérieur du rectangle d'itération (Figure 42).

#### 4.2 Taille radiale

Le liquide à l'intérieur du rectangle possède une épaisseur suivant la direction  $z$  égale au diamètre de l'orifice, et une longueur, qu'on appelle la taille radiale  $R_a$ , suivant la perpendiculaire à  $z$ . Cette mesure est définie arbitrairement ici comme le grand axe de l'ellipse ayant la même matrice de covariance que la région des pixels blancs. La Figure 43 illustre 4 exemples de mesure de taille radiale. De gauche à droite, les 4 images contiennent chacune la région du liquide délimitée par le rectangle d'itération aux distances  $3D$ ,  $10D$ ,  $15D$  et  $20D$  respectivement avec l'ellipse qui lui est associée.

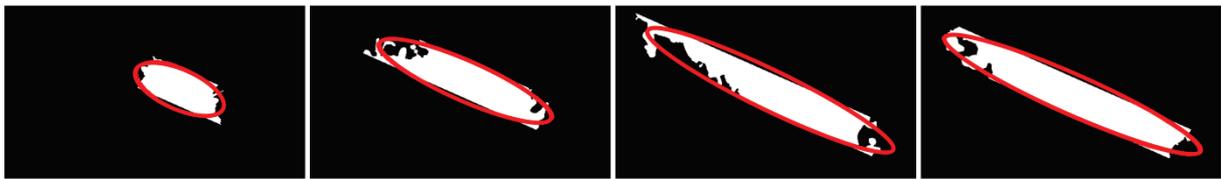


Figure 43: Mesure de la taille radiale par le biais d'une ellipse.

#### 4.3 Angle apparent et demi-angles

Sur la Figure 44, les points fixes  $O_e$  et  $O_i$  correspondent à la sortie de l'orifice de l'injecteur du côté externe et interne respectivement. Les points rouges qui se déplacent sur la limite basse des rectangles d'itération sont les deux pixels aux extrémités du jet. La flèche joignant  $O_e$  au point rouge du même côté, forme avec la direction  $z$  le demi-angle externe appelé  $\theta_{ext}$ . De même,  $\theta_{int}$  est le demi-angle interne. L'angle apparent de la plume à la sortie de l'orifice,  $\theta$ , est l'angle formé par les deux flèches (somme des demi-angles). La Figure 44 schématise, de

gauche à droite, les cas où ces angles sont mesurés à 1, 2 et 3 diamètre de l'orifice. Le choix de prendre la valeur à 2 ou 3 diamètres est dû au fait que le nez de l'injecteur est parfois visible sur une dizaine de pixels après soustraction de l'image du fond à cause de petites vibrations du support de l'injecteur lors des injections. La valeur obtenue par le rectangle de la 1<sup>ère</sup> itération n'est donc pas pris en compte. Pour les fluides denses, comme le n-dodécane ou l'o-xylène, certaines images montrent un film liquide accroché au nez de l'injecteur. Dans ce cas les valeurs à 3 diamètres remplacent celles à 2 diamètres.

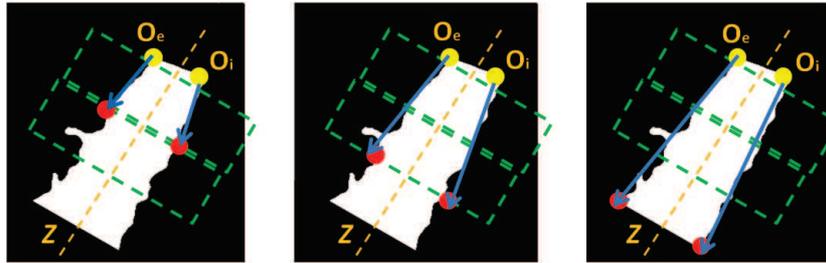


Figure 44: Mesure des angles apparents de plume.

## 5. Reproductibilité des résultats

Cette partie concerne l'incertitude des mesures des paramètres identifiés dans la partie précédente. Certaines tâches exécutées sur le banc pendant une campagne de mesure peuvent engendrer des vibrations ou un léger changement de position de l'injecteur autour de ses axes de rotation. L'annexe IX.2.2 complète et détaille ce qui est présenté dans cette partie.

### 5.1 Erreur engendrée par la rotation de l'injecteur autour de l'axe optique

Cette rotation peut être quantifiée par la caméra en mesurant l'inclinaison de l'axe de l'injecteur par rapport à la verticale de l'image. En comparant des images du corps de l'injecteur prises en amont et en aval de deux longues campagnes, où six fluides différents ont été utilisés, il est possible d'évaluer la rigidité du positionnement de l'injecteur selon cet axe. Au début de la campagne, l'axe de l'injecteur signalait une inclinaison de  $0.25^\circ$  par rapport à la verticale de l'image. Une fois la campagne est achevée, cette inclinaison est mesurée à  $0.4^\circ$ . La même expérience, réalisée avec un autre injecteur, signale une inclinaison initiale de  $0.5^\circ$  et une inclinaison finale de  $0.52^\circ$ . Donc les erreurs introduites pendant une campagne sont négligeables.

### 5.2 Erreur engendrée par la rotation de l'injecteur autour de son axe

Un test est réalisé pour évaluer l'influence qu'une telle rotation peut avoir sur la mesure des paramètres du spray. Au début de chaque campagne, l'injecteur est à la position centrale (à  $0^\circ$ ), c'est-à-dire celle où la plume photographiée est dans un plan perpendiculaire à l'axe optique, tandis que les deux autres plumes se superposent. Il est à noter que l'erreur sur la position de l'injecteur selon cet axe ne peut dépasser  $\pm 0.5^\circ$  (provenant de la lecture sur le vérin) de part et d'autre de la position initiale. Afin de démontrer qu'une telle variation est négligeable, des mesures ont été effectuées à des positions allant de  $-9^\circ$  à  $+9^\circ$  (par pas de  $3^\circ$ ) autour de l'axe de l'injecteur. Les résultats montrent que l'erreur introduite sur les paramètres globaux calculés avant binarisation est négligeable. Il en est de même pour la taille radiale. L'angle apparent du jet varie de  $\pm 0.5^\circ$  dans l'intervalle  $[-3 ; 3^\circ]$  de rotation autour de la position centrale. Les figures sont présentées dans l'annexe IX.2.2.1.

### 5.3 Erreur engendrée par la rotation autour de l'axe perpendiculaire à l'axe optique

La profondeur de champ du montage étant d'1 mm, une inclinaison de  $0.4^\circ$  altère immédiatement la netteté des images. Le contrôle de cette erreur est donc assuré par le contrôle de la netteté.

#### 5.4 La variation des mesures d'une plume à l'autre

Arcoumanis et al. [34] montre que la distribution inhomogène de l'écoulement entre les différents trous résulte des tolérances de fabrication au niveau de la géométrie de l'orifice par rapport aux caractéristiques géométriques nominales. Le but de ce qui est présenté dans cette partie, est de prévenir de l'erreur qui peut se produire si la plume choisie n'est pas toujours celle du même orifice d'un injecteur industriel multi-trou.

La variation des mesures d'une plume à l'autre dépend au premier ordre du moyen technologique utilisé pour percer les orifices. Le but de ce travail est de comparer certains des paramètres définis précédemment pour 3 sprays provenant chacun d'un orifice de l'injecteur XL3-CF0. En comparant les paramètres globaux, différents comportements apparaissent distinguant les plumes. Les paramètres  $\beta_{ext}$  et  $\beta_{int}$  peuvent varier jusqu'à 2° confirmant que la variation plume à plume n'est pas négligeable. Les résultats sur la taille radiale montrent que la variation d'une plume à l'autre devient de plus en plus faible avec la montée en pression d'injection. En ce qui concerne l'angle apparent des plumes, la troisième plume est de 3° plus large à basse et moyenne pressions confirmant la différence retrouvée par la taille radiale. Dans la suite, l'analyse sera réalisée à partir des mesures sur la même plume.

#### 5.5 Test de l'absorption lumineuse

Les paramètres globaux calculés avant la binarisation des images dépendent de l'absorption lumineuse par le liquide donc de sa densité notamment. Après avoir testé, en utilisant les disques de la mire, l'effet de l'intensité lumineuse et de la taille des motifs, il est intéressant d'évaluer l'effet de la densité du spray. Ainsi, une comparaison est effectuée entre le résultat de l'angle de la direction moyenne obtenu pour une plume singulière (plume n° 1) et celui obtenu pour deux plumes superposées (n°2 et 3). Nous en déduisons que le calcul de nos paramètres globaux est peu influencé par la densité du liquide. En annexe IX.2.2.3 se trouvent les figures et les explications détaillées qui ont mené à cette conclusion.

#### 5.6 Effet de l'intensité lumineuse et du grandissement

En reprenant l'exemple du Tableau 9 (grandissement  $G1 = 3.45 \mu\text{m}/\text{pixel}$  et intensités de 52, 58 et 66 %), nous avons cherché, pour le grandissement  $G2 = 2.15 \mu\text{m}/\text{pixel}$ , trois nouvelles intensités qui donnent des histogrammes de NG ayant des dynamiques équivalentes et donc des images comparables avec celles de  $G1$ . Ces trois intensités ( $I1 = 58\%$ ,  $I2 = 71\%$  et  $I3 = 87\%$ ) sont plus élevées afin de compenser la perte en rayons lumineux arrivant au capteur de l'appareil photo due au grandissement. Les paramètres globaux ne peuvent pas être comparés car le 1<sup>er</sup> grandissement permet de photographier au moins 6 mm du jet alors que le 2<sup>ème</sup>

s'arrête à  $\sim 4.5$  mm. Les histogrammes des images à 70 bar sont présentés en annexe IX.2.2.4 (**Tableau 52**). Deux comparaisons sont effectuées : 1) celle des images provenant de G1 évaluant l'effet de l'intensité, 2) et celle des images provenant de G1 et G2 à I2 mettant en relief l'effet du grandissement. Les pressions d'entrée utilisées sont 10, 70 et 130 bar.

### **5.6.1 Effet de l'intensité lumineuse**

Les valeurs des paramètres globaux mesurées aux intensités I1 et I2 sont proches tandis qu'à I3 elles sont plus éloignées (1 à 2° à certaines pressions). En général, la saturation du fond lumineux à cette intensité sous-estime les valeurs. Les longueurs d'interface et le plissement sont en général inchangés. Tandis que dans le cas de la taille radiale à 70 et 130 bar, la forte intensité lumineuse I3 sous-estime les valeurs à partir du 3<sup>ème</sup> millimètre en dessous de l'injecteur jusqu'au 6<sup>ème</sup> millimètre où la différence atteint 0.32 et 0.16 mm respectivement. A une distance proche de l'injecteur, le jet n'est pas influencé par la variation de l'intensité lumineuse. Ceci est reconfirmé par les résultats de l'angle apparent du jet. Les résultats sont présentés dans l'annexe IX.2.2.4.

### **5.6.2 Effet du grandissement**

Les paramètres de la caractérisation inter-faciale obtenus aux deux grandissements à la pression d'injection de 10 bar révèlent que le plus petit grandissement sous-estime légèrement (0.02 mm, c'est-à-dire de 3%) la longueur d'interface. Plus le grandissement est important, plus les détails de l'interface seront pris en compte dans la mesure. En revanche, la taille radiale qui dépend plus faiblement des détails de l'interface liquide – gaz, est quasiment inchangée en fonction du grandissement. Il est de même pour l'angle apparent du jet à la sortie de la buse. Toutes les figures correspondantes se trouvent dans l'annexe IX.2.2.4.

Pour la suite de ce travail, et selon le type d'étude que nous menons avec le montage PCO.edge – Cavitar, nous choisissons entre G1 et G2 et leur valeur d'intensité lumineuse I2. Le grandissement G2 n'est utilisé que pour la comparaison entre les injecteurs XL3-90° et XL3-60° qui possèdent des inclinaisons d'orifice  $\beta_{geo}$  différentes. Dans ce cas d'étude, l'asymétrie du spray causée par la cavitation induite géométriquement est investiguée. Par ailleurs, les autres mesures sont effectuées au grandissement G1 et à l'intensité de 60%. Ce grandissement permet de photographier une partie assez longue du spray afin d'obtenir le début de la désintégration de la phase liquide continue (à basse pression) sans trop affecter la mesure des longueurs d'interface près de l'orifice.



## **Cinquième chapitre**

### **V. Résultats**

Les résultats présentés dans ce chapitre se divisent en quatre sous-chapitres :

- Le premier concerne l'évolution du coefficient de décharge en fonction du nombre de cavitation obtenue grâce à la mesure du débit massique des trois injecteurs XL3.
- Le second est une étude de l'atomisation primaire à faible pression d'injection réalisée par la visualisation du jet sur l'injecteur XL3-60.
- Le troisième sous-chapitre met en relief l'effet de l'inclinaison de l'orifice en comparant les jets résultants des injecteurs XL3-60 et XL3-90.
- Le dernier est indépendant et ne concerne que les injecteurs XL2. Cette étude comparative traite l'effet du profil arrondi des entrées d'orifice. Elle est réalisée grâce aux résultats obtenus par plusieurs techniques de mesure : débit massique (par plume), débit de quantité de mouvement (par plume), visualisation du jet et PDA.

## 1. Evolution du coefficient de décharge

Cette évolution est étudiée grâce aux mesures de débit massique de l'ensemble des trois trous de chacun des injecteurs XL3 (à température de n-heptane fixée à 23°C,  $P_v = 0.055$  bar). Etant donné que les paramètres géométriques d'inclinaison  $\beta_{geo}$  et du rapport  $L/D$  varient sur ces trois XL3, il est possible d'investiguer leurs influences sur le coefficient de décharge.

### 1.1 Analyse générique sur l'injecteur XL3-60

Pour l'injecteur XL3-60, l'intervalle de pression investigué est de [2 ; 180] bar donnant ainsi des intervalles des nombres de cavitation et de Reynolds de [1.1 ; 189] et [6500 ; 79000] respectivement. Sur le graphe de gauche de la **Figure 45**, le débit massique est tracé en fonction de la racine carrée de la chute de pression  $\Delta P$  entre l'entrée et la sortie de l'orifice avec cette dernière fixée à 1 bar. Certaines valeurs de  $P_i$  (en bar) sont notées sur le graphe en-dessous de leur point correspondant. Il en résulte de l'augmentation de la pression d'injection une augmentation du débit contrairement à la méthode de diminution de  $P_b$  où le débit est bloqué en-dessous d'une certaine valeur  $P_b^{crit}$ . En conclusion de ce chapitre, un graphe similaire sera repris pour une comparaison plus approfondie entre les deux méthodes de mesure de débit. A partir de l'équation **Eq. 22**, le coefficient de décharge est calculé et tracé sur le graphe de droite de la **Figure 45** en fonction de  $\sqrt{\Delta P}$ . Les valeurs chutent brusquement à partir de  $P_i = 10$  bar, puis rechutent après le passage par une région où le coefficient de décharge varie peu.

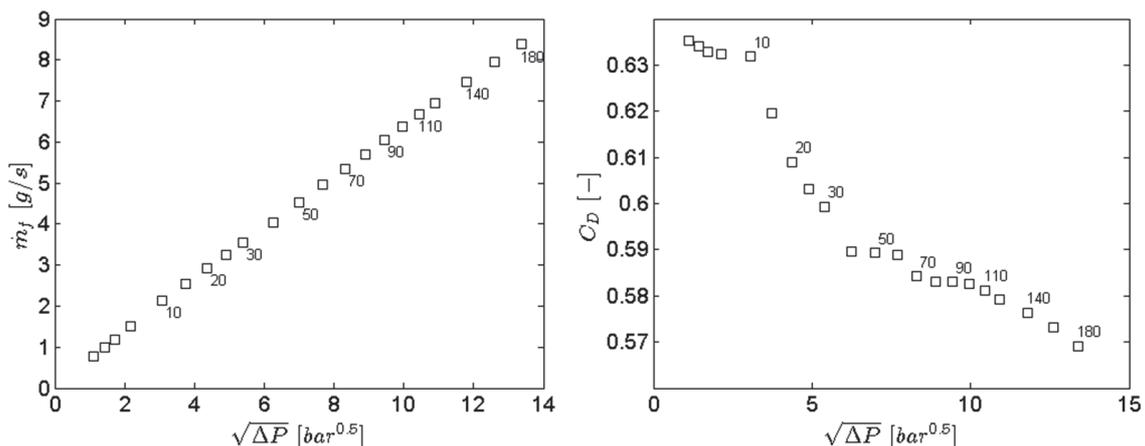


Figure 45: Résultats de la débitmétrie pour l'injecteur XL3-60.

La **Figure 46** montre l'évolution du coefficient de décharge en fonction de la racine carrée du nombre de cavitation  $K$  selon le modèle de Nurick de la **Figure 7**. Le coefficient de décharge chute au point de cavitation critique, ce qui donne dans ce cas un nombre de cavitation critique  $K_{crit} = 1.105$  ou  $C_{crit} = 9.5$ .

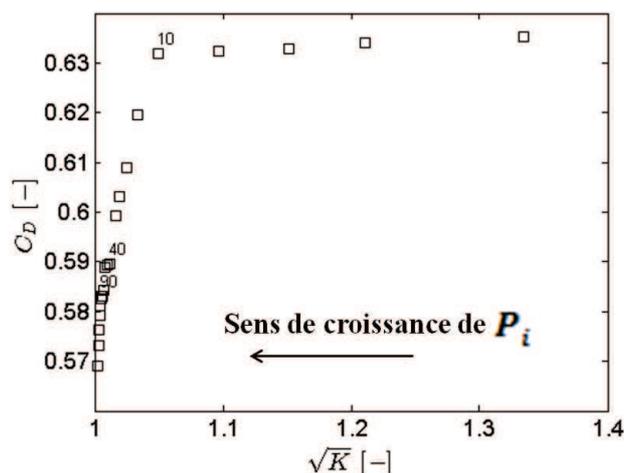


Figure 46: Evolution du coefficient de décharge de l'injecteur XL3-60 selon le modèle de Nurick.

Considérant que dans le cas où la pression d'injection varie à contre pression fixée, le nombre de cavitation  $C$  est mieux adapté que  $K$  puisqu'il est proportionnel à  $\Delta P$ , l'étude de l'évolution du coefficient de décharge en fonction de  $1/\sqrt{C}$  ( $=\sqrt{K-1}$ ) est préférée. Ce choix se base sur le modèle 1-D proposé au chapitre IV.1.2 qui aboutit à l'équation Eq. 36.

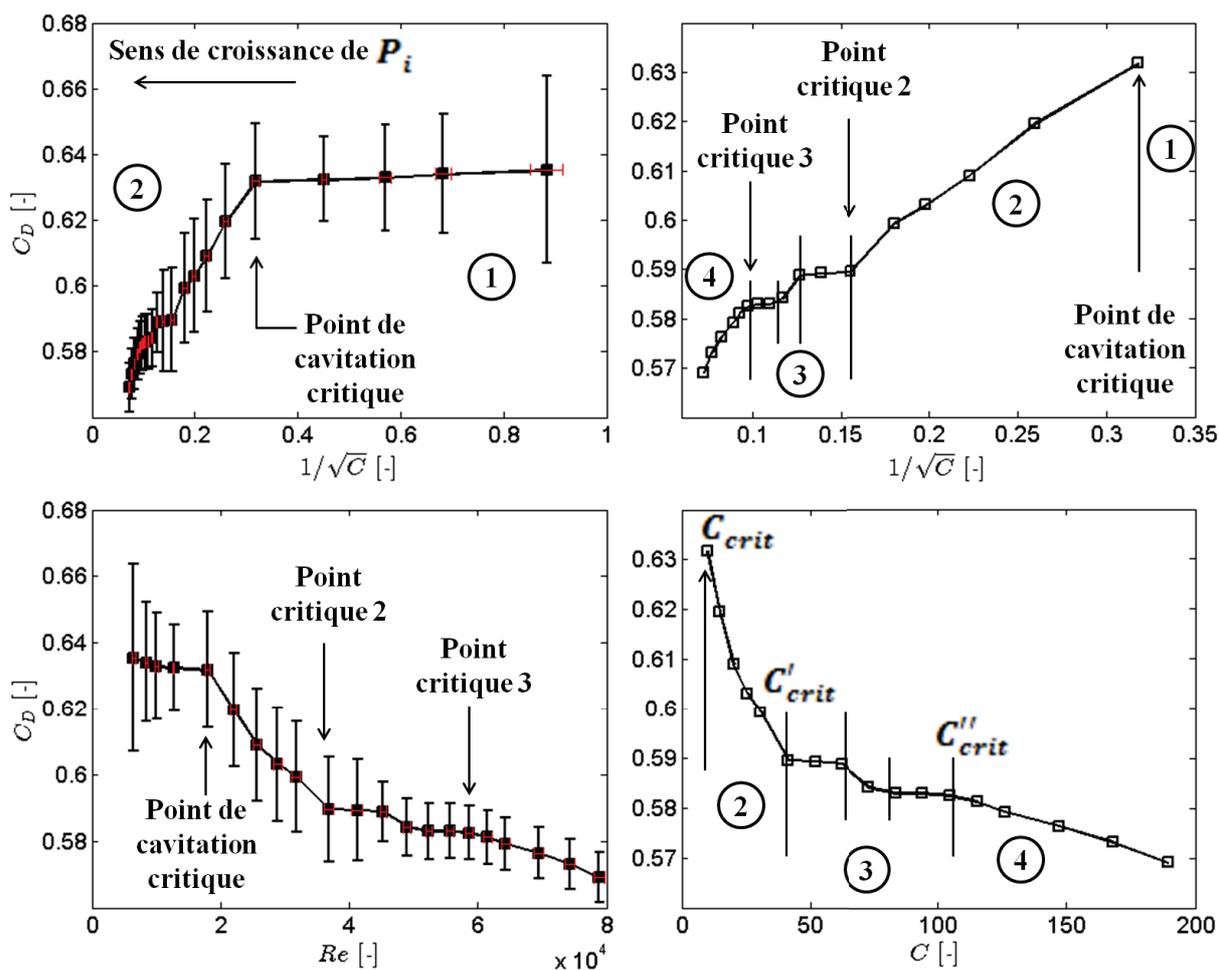
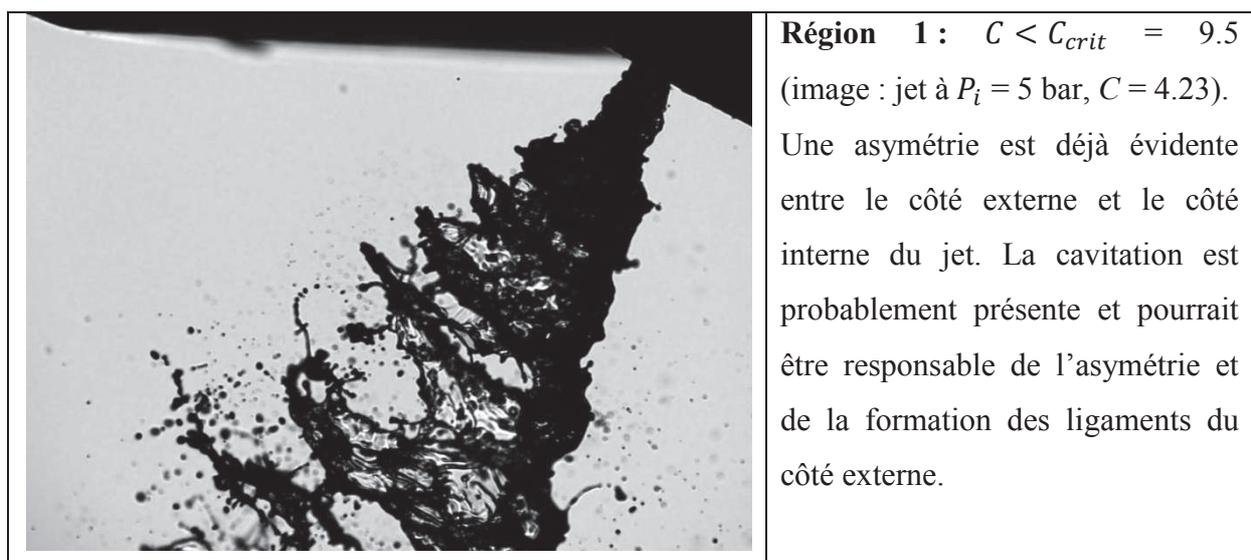


Figure 47: Analyse de l'évolution du coefficient de décharge pour l'injecteur XL3-60.

Les deux graphes du haut de la **Figure 47** se lisent de droite à gauche quand  $\Delta P$  croît comme celui de la **Figure 46**. Les barres verticales sur les graphes de gauche correspondent aux incertitudes cumulées de pression et de masse, les barres horizontales correspondent à celles de pression. Le graphe de gauche de la première ligne est conforme au modèle de Nurick. Le point de cavitation critique est retrouvé de la même manière. Ce point sépare entre un premier plateau (région 1) et une chute brusque (région 2). Le graphe d'à côté reprend uniquement les points en aval du point critique de cavitation. Deux autres tendances (ou régions), séparées par deux nouveaux « points critiques », se distinguent sur ce graphe. La chute brusque (région 2) est interrompue par une région où le coefficient de décharge est relativement peu influencé par l'augmentation de la pression d'injection. Il ne diminue que de 0.007 le long de la région 3 formée de deux petits plateaux qui se succèdent. La dernière région est celle où le coefficient de décharge rechute avec une plus grande pente qu'à la région 2.

Les graphes du bas (**Figure 47**) permettent l'estimation des nombres de cavitation et de Reynolds des points critiques. Deux points critiques supplémentaires sont définis :  $C'_{crit}$  au début de la région 3 et  $C''_{crit}$  au début de la région 4. Selon l'évolution du coefficient de décharge en fonction du nombre de Reynolds, la première région n'admet pas une phase d'écoulement laminaire. Deux cas sont possibles : soit l'écoulement a déjà quitté le régime laminaire à  $Re = 6500$ , soit l'importante incertitude sur les petites pressions d'injection ne permet pas l'identification d'une région de légère croissance du coefficient de décharge. Le **Tableau 10** présente quatre images du jet provenant chacune d'une des régions décrite ci-dessus.



	<p><b>Région 2 :</b> <math>C_{crit} &lt; C &lt; C'_{crit} = 41</math>          (image : jet à <math>P_i = 30</math> bar, <math>C = 30.7</math>)          L'asymétrie est toujours présente mais atténuée par le fait que les instabilités du côté interne sont plus marquées ainsi que le nombre de gouttes de ce même côté.</p>
	<p><b>Région 3 :</b> <math>41 &lt; C &lt; C''_{crit} = 102</math>          (image : jet à <math>P_i = 90</math> bar, <math>C = 94.2</math>)          L'angle du jet est plus grand. Le jet est presque symétrique mis à part la présence de certaines structures liquides denses du côté externe qui rappellent celles observées aux figures précédentes.</p>
	<p><b>Région 4 :</b> <math>C &gt; C''_{crit} = 102</math> (image : jet à <math>P_i = 150</math> bar, <math>C = 158</math>). L'angle du jet est considérablement réduit surtout du côté externe. La dispersion radiale des gouttes a également diminué.</p>

Tableau 10: Images du jet issu du XL3-60 correspondant chacune à une tendance (grandissement G2).

Nous interprétons ces régions ou tendances de l'évolution du  $C_D$  en fonction de  $1/\sqrt{C}$  comme étant des régimes d'écoulement différents ayant des niveaux différents de développement de

la cavitation. Dans la partie suivante, cette interprétation est appliquée aux deux autres injecteurs XL3.

### 1.2 Comparaison des coefficients de décharge des trois injecteurs

Les coefficients de décharge des trois injecteurs sont présentés ensemble sur la **Figure 48** en fonction de  $1/\sqrt{C}$  sur les graphes du haut. Les intervalles de pression d'injection pour les injecteurs XL3-90 et XL3-CF0 sont [5 ; 180] et [5 ; 190] bar respectivement. La même répartition de régimes est retrouvée pour les deux autres injecteurs (graphe de droite en haut). Au 3<sup>ème</sup> régime, l'injecteur XL3-CF0 possède un seul long plateau au lieu de deux petits plateaux où  $C_D$  diminue de 0.005. Les deux plateaux de l'injecteur XL3-90 sont tellement étroits qu'ils se ressemblent plutôt à des écarts horizontaux entre les deux chutes (régimes 2 et 4) surtout que la diminution de  $C_D$  (0.015) est la plus importante des trois. Les graphes du bas permettent l'estimation des nombres de  $C$  et de  $Re$  des points critiques. L'estimation du  $C_{crit}$  de l'injecteur XL3-90 est impossible puisque la courbe ne semble pas comporter de régime 1.

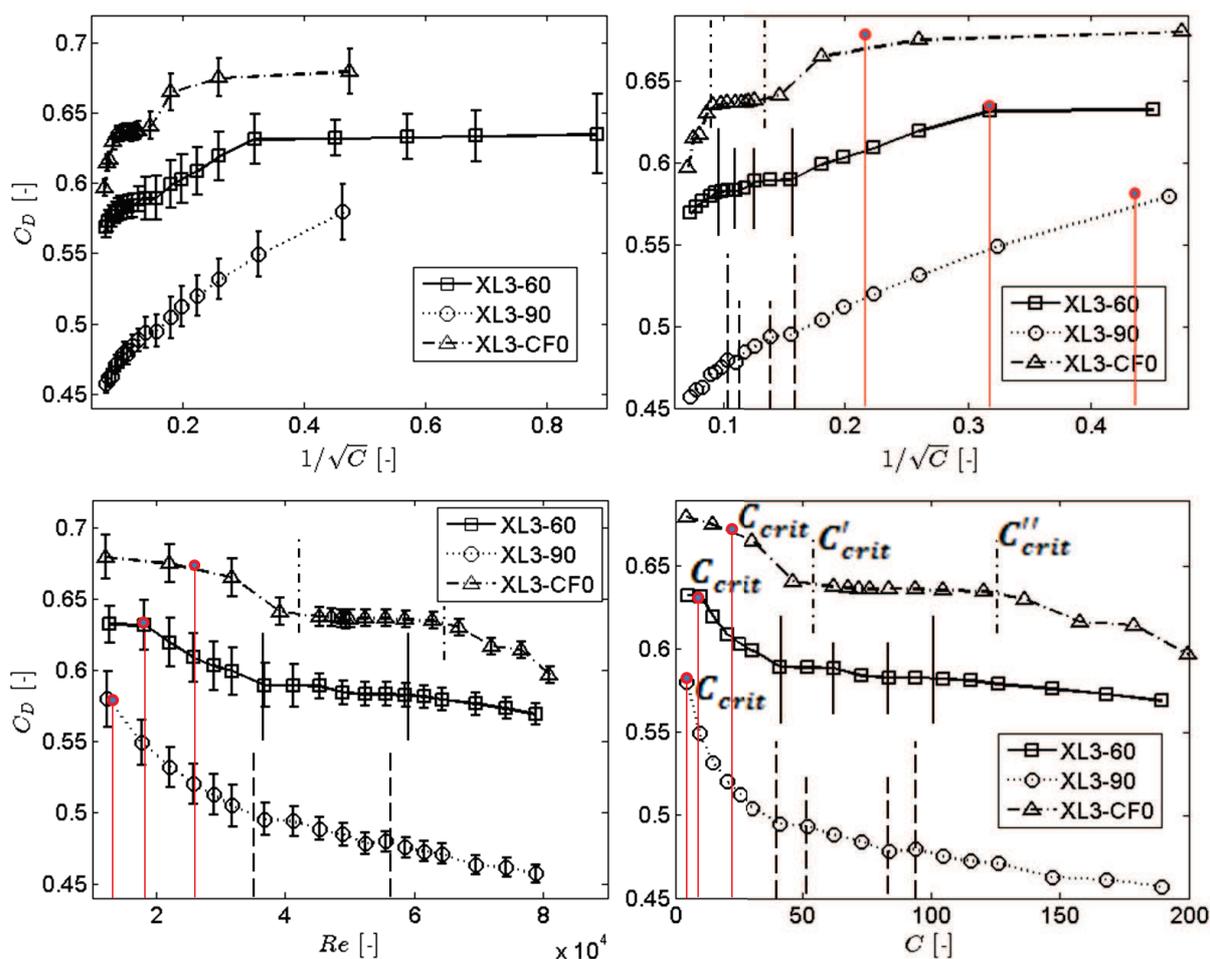


Figure 48: Comparaison et distinction de quatre régimes d'écoulement des trois injecteurs XL3.

Le **Tableau 11** liste les valeurs estimées de tous les points critiques.

	Injecteur	XL3-60	XL3-90	XL3-CF0
	Géométrie ( $L/D ; \beta_{geo}$ )	(1 ; 23°)	(1 ; 38°)	(2.25 ; 30°)
Point critique de cavitation ( $C_{crit}$ )	$P_i^{crit}$ (bar)	10	< 6	21
	$C_{crit}$	9.5	< 5.3	21
	$C_D$	0.63	~0.58	0.675
	$Re$ (E+04)	1.8	< 1.24	2.63
Point critique 2 ( $C'_{crit}$ )	$C'_{crit}$	41	40	55
	$C_D$	0.59	0.495	0.64
	$Re$ (E+04)	3.68	3.62	4.25
Point critique 3 ( $C''_{crit}$ )	$C''_{crit}$	102	94	120
	$C_D$	0.583	0.48	0.635
	$Re$ (E+04)	5.8	5.55	6.28

Tableau 11: Comparaison des valeurs critiques estimées à partir des courbes.

Il pourrait être possible que les trois trous d'un injecteur ne soient pas au même régime pour un nombre de cavitation donné. En annexe IX.3.1, les débits massiques par plume du XL3-CF0 sont présentés et commentés. Les résultats prouvent que ce n'est pas le cas du XL3-CF0. Nous écartons cette possibilité des autres injecteurs XL3, qui sont de la même famille que le XL3-CF0 vis-à-vis des méthodes technologiques de fabrication et de perçage des trous.

### 1.2.1 Influence de l'inclinaison de l'orifice

La différence entre les deux coefficients de décharge des injecteur XL3-60 et XL3-90 est très importante, elle est d'environ 0.11 à haute pression. L'inclinaison de l'orifice de 38° est responsable de la baisse des valeurs du coefficient de décharge d'environ 18% par rapport au cas de 23° d'inclinaison. Le nombre de cavitation critique est atteint à une plus petite pression d'injection dans le cas d'une forte inclinaison. Ces résultats sont conformes à ceux trouvés par Arcoumanis et al. [34] sur des injecteurs du type diesel qui montrent que les orifices ayant une inclinaison importante ont des  $C_D$  plus petits et sont plus exposés à la cavitation. La **Figure 48** montre que la courbe de l'injecteur XL3-60 dispose au 3<sup>ème</sup> régime de deux plateaux aux intervalles [41 ; 62] et [83 ; 102] du nombre de cavitation. Tandis que pour l'injecteur XL3-90, ce régime est le plus étroits (ces deux plateaux sont entre [40 ; 52] et [83 ; 94]). Ceci est peut être dû au fait qu'à condition égale, le XL3-90 possède un niveau de cavitation plus élevé, ainsi l'écoulement passe au 4<sup>ème</sup> régime à une plus petite pression d'injection.

### 1.2.2 Influence du rapport L/D

Les orifices des trois injecteurs XL3 se distinguent par la longueur et l'angle d'inclinaison. Malheureusement nous ne disposons pas de deux injecteurs qui se distinguent uniquement par la longueur d'orifice. Cependant, l'injecteur XL3-CF0 possède une inclinaison de 30° se situant ainsi entre les deux autres. Donc si cet injecteur avait la même longueur d'orifice que les deux autres XL3, son débit massique devrait à priori se situer entre les deux autres débits.

Les courbes de la **Figure 48** montrent que l'augmentation de la longueur d'orifice augmente le débit massique de l'injecteur et décale le nombre de cavitation critique vers des valeurs plus importantes. L'injecteur XL3-CF0 est moins exposé à la cavitation que les deux autres. Ses deux autres points critiques sont eux aussi décalés (**Tableau 11**).

### 1.3 Conclusions sur l'évolution du coefficient de décharge

Les conclusions tirées à partir de ce qui a été présenté sur le coefficient de décharge et son évolution en fonction du nombre de cavitation sont listées ci-dessous :

- A nombre de cavitation fixé, le niveau de cavitation est plus faible dans un injecteur ayant une petite inclinaison d'orifice.
- A nombre de cavitation fixé, le niveau de cavitation est plus faible dans un injecteur à grand  $L/D$ .
- Les injecteurs utilisés disposent de 4 régimes d'écoulement dans la plage de pression investiguée.

1- **Régime 1** : est un régime où  $C_D$  est indépendant du nombre de cavitation. La cavitation géométrique peut exister mais n'est pas développée et son effet sur le débit est négligeable.

2- **Régime 2** : est un régime correspondant à la première chute du  $C_D$  où la cavitation géométrique est développée et peut atteindre la section de sortie de l'orifice.

3- **Régime 3** : est un régime correspondant à un ou deux plateaux du coefficient de décharge où la cavitation géométrique atteint son développement maximal et devient moins sensible à l'augmentation du nombre de cavitation. Nous le considérons comme étant un régime de transition vers une nouvelle forme de cavitation puisqu'il est succédé d'une chute brusque du  $C_D$  (**régime 4**).

- Le déclenchement des différents régimes d'écoulement nécessite de plus grands nombres de cavitation dans les injecteurs qui sont moins exposés à la cavitation ( $L/D$  grand et  $\beta_{geo}$  petit).

## 2. Atomisation primaire à basse pression

Le but de cette partie est d'analyser le jet issu de l'injecteur lors des deux premiers régimes d'écoulement. Les intervalles des nombres de Reynolds  $Re$  et de cavitation  $C$  dans lesquels les mesures sont effectuées sont [6500 ; 31000] et [1.1 ; 30.7] respectivement. La visualisation à très basse pression (premier régime  $C < C_{crit}$ ) est réalisée sous deux angles de vue, un transverse et l'autre frontal.

### 2.1 Choix de l'injecteur utilisé

Selon Chaves et Ludwig [24], l'orifice incliné crée un emplacement asymétrique de la zone de cavitation. L'effet principal de la cavitation sera du côté externe où le changement de direction à l'entrée de l'orifice provoque la déflexion la plus importante de l'écoulement ([24], [28]). Afin de montrer que c'est le cas dans nos injecteurs asymétriques et que la cavitation induite géométriquement s'installe à des pressions d'injection assez petites, nous choisissons l'injecteur XL3-60° ayant le plus petit angle d'inclinaison de l'orifice  $\beta_{geo}$ . La faible longueur d'orifice défavorise le retour à l'uniformité de l'écoulement. De plus, lorsque la cavitation devient développée, un orifice court permet aux bulles de vapeur d'atteindre plus facilement la section de sortie. Ainsi, cet injecteur est idéal pour investiguer les effets de l'écoulement interne sur l'atomisation primaire.

### 2.2 Visualisation à très basse pression

Le spray est tout d'abord visualisé dans la vue transverse à plusieurs pressions d'injection allant de 2 à 30 bar. Ensuite, l'injecteur a été tourné pour le visualiser sous la vue frontale à seulement trois pressions (2, 3 et 4 bar) parce qu'il est difficile d'isoler la plume centrale (**Figure 49** à droite) au-delà de 4 bar. Ceci restreint la comparaison entre les résultats des deux vues aux 3 premières pressions. A la sortie de l'injecteur, une distance équivalente à deux fois le diamètre de l'orifice n'est pas visible dans le cas de la vue frontale.

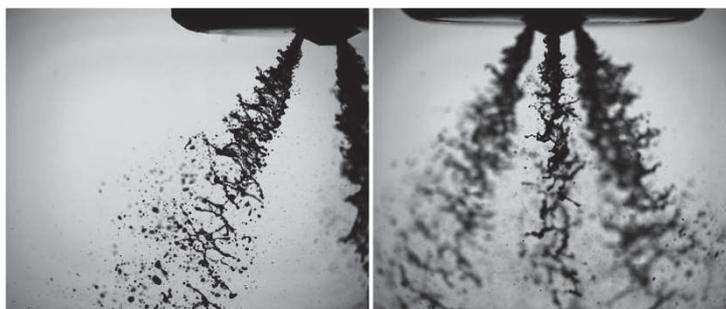


Figure 49: Images du spray d'un même orifice à 4 bar (vue transverse à gauche et frontale à droite).

La Figure 50 montre la position de la cavitation géométrique (en blanc) dans l'orifice par rapport au plan focal de l'appareil photo pour les vues transverse et frontale. Ainsi, l'effet de la cavitation, lorsqu'elle est initiée, ne peut être capté que du côté externe de la vue transverse.

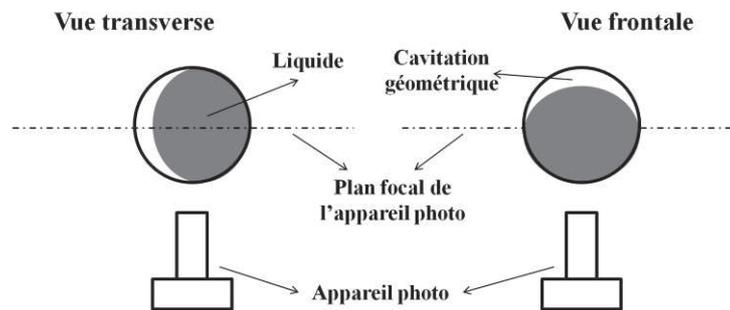


Figure 50: Position de la cavitation géométrique dans l'orifice par rapport à la visualisation (vue transverse à gauche et frontale à droite).

### 2.2.1 Comparaison des deux vues

La Figure 51 contient 9 graphes répartis dans un tableau de trois lignes classées dans l'ordre croissant de la pression. La première colonne compare l'évolution des longueurs d'interface du côté externe à celui du côté interne de la vue transverse. Il en est de même pour la 2<sup>ème</sup> colonne pour la vue frontale. La 3<sup>ème</sup> colonne compare la somme des deux longueurs d'interface de chaque vue. Une vue globale sur la Figure 51 indique que le maximum atteint par les longueurs d'interface de la vue transverse est plus élevé que celui de la vue frontale. Ainsi, le spray, vu à travers le plan transverse crée plus de longueurs d'interface. Dans le cas de la vue frontale, les deux longueurs d'interface ont quasiment la même évolution aux 3 pressions où les instabilités se développent d'une façon symétrique (les longueurs interne et externe n'existent pas en vue frontale, elles sont remplacées par les longueurs droite et gauche). En revanche, sous la vue transverse, la phase liquide continue du jet développe plus d'instabilités du côté externe jusqu'à  $10D$  de la buse. **Cette augmentation dissymétrique de la longueur d'interface est due à la perturbation de l'écoulement interne au niveau de la zone de recirculation.** La possibilité d'avoir des bulles de vapeur formées aussi tôt que la pression d'injection de 2 bar ne doit pas être exclue d'autant plus que la pression d'injection critique  $P_i^{crit}$  est de 10 bar pour cet injecteur. Les graphes de la 3<sup>ème</sup> colonne montrent que les deux vues sont identiques en termes de longueur d'interface jusqu'à  $8D$  de l'orifice. Dans cette région, la longueur d'interface du côté interne (vue transverse) est plus faible que les deux longueurs d'interface de la vue frontale.

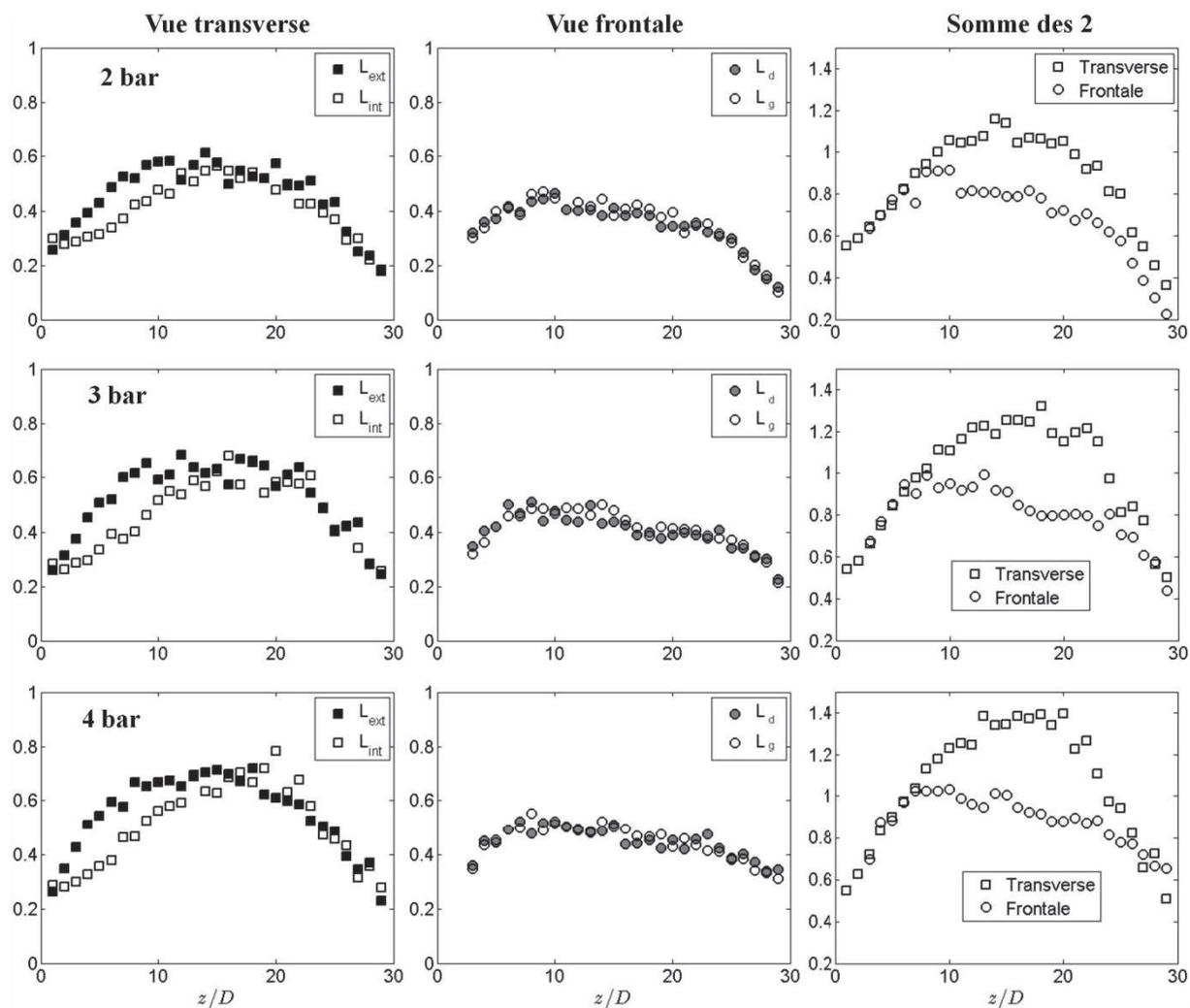


Figure 51: Comparaison des longueurs d'interface.

En divisant la somme des deux longueurs par la surface du système liquide continu, nous traçons dans la **Figure 52** (en haut) les plissements de chaque vue pour les trois mêmes pressions. Jusqu'à une distance d'environ  $15D$ , le plissement de la vue frontale est à peu près constant à 10000 par mètre. Contrairement à ce que montre la colonne 3 de la **Figure 51** concernant les longueurs d'interface, le plissement de la vue transverse est légèrement en-dessous de celui de la vue frontale. La seule explication plausible est que la surface du système liquide continu sous la vue frontale est moins importante que celle mesurée sous la vue transverse comblant ainsi le déficit en longueur d'interface. Ceci est confirmé grâce à la taille radiale tracée en bas de la **Figure 52**. La courbe du plissement de la vue transverse croit considérablement à la même abscisse correspondant à  $1D$  près aux maxima de la longueur d'interface et de la taille radiale (lignes verticales pointillées de la **Figure 52**). A partir de ce point, la production de longueur d'interface *continue* est ralentie mais paradoxalement la création de plissement *total* est accélérée. Comme le montre les courbes de la taille radiale, la

raison de cet effet est que la surface du système liquide continu diminue fortement à partir de cette abscisse à cause du détachement d'objets liquides.

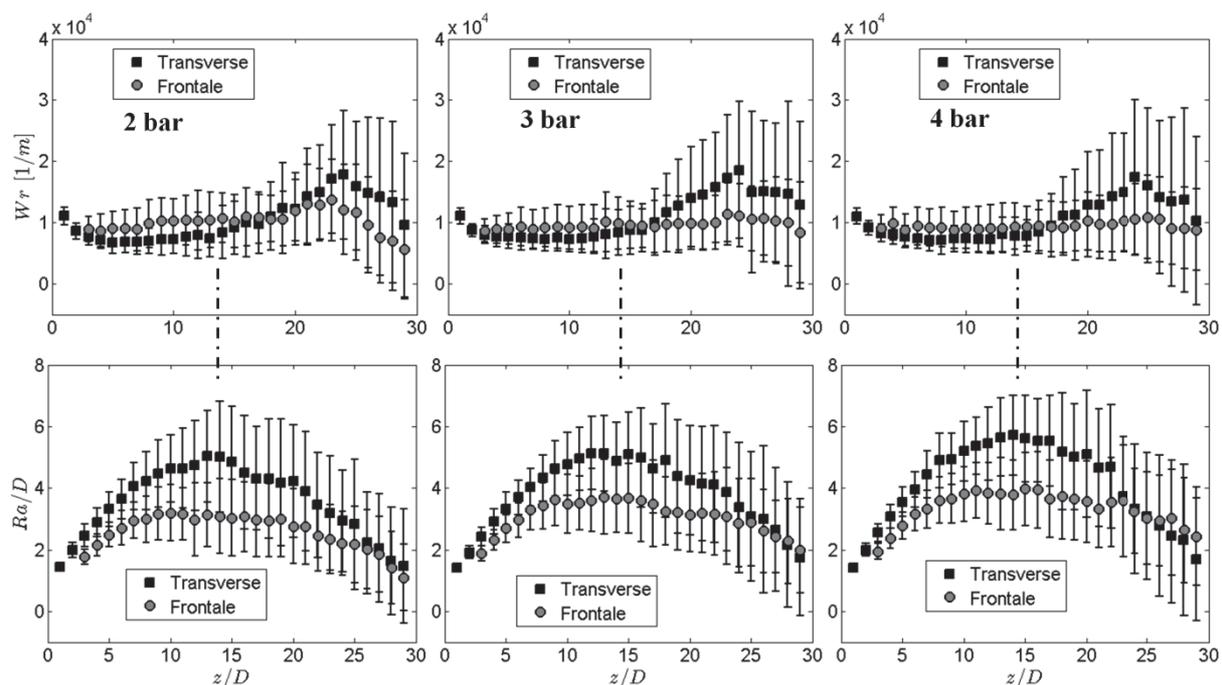


Figure 52: Comparaison du plissement des interfaces (1<sup>ère</sup> ligne) et comparaison de la taille radiale (2<sup>ème</sup> ligne) à 2, 3 et 4 bar de pressions d'injection.

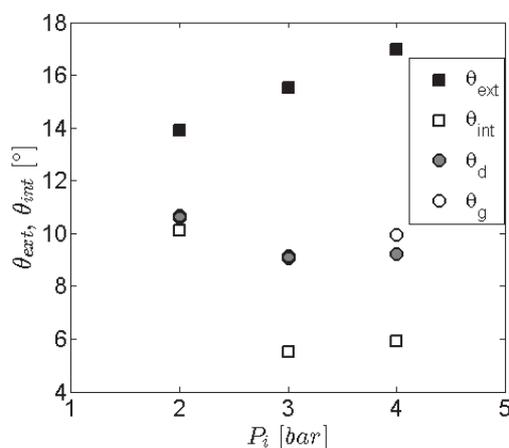


Figure 53: Comparaison des demi-angles à la sortie de l'orifice ( $\square$  vue transverse,  $\circ$  vue frontale).

La Figure 53 compare les demi-angles mesurés à 3 diamètres de l'orifice. Il existe une grande différence entre le demi-angle externe et le demi-angle interne de la vue transverse. En revanche, en vue frontale la différence entre les demi-angles ( $\theta_d$  et  $\theta_g$ ) est négligeable. Ce résultat confirme la symétrie du système liquide continu à la sortie de l'orifice sous cette vue et son asymétrie sous la vue transverse pour les raisons citées précédemment.

### 2.3 Visualisation sous l'angle de vue transverse

Pour des pressions d'injection plus élevées (de 2 à 30 bar), la visualisation du jet déchargé de la buse de l'injecteur XL3-60 est réalisée uniquement sous la vue transverse. Dans cette plage de pressions, l'écoulement passe du 1<sup>er</sup> au 2<sup>ème</sup> régime d'écoulement vers 10 bar.

#### 2.3.1 Paramètres globaux

La Figure 54 compare  $\beta_{ext}$  et  $\beta_{int}$  qui évaluent les fluctuations de part et d'autre de la direction moyenne de la plume. Les deux courbes possèdent une forme équivalente dans laquelle se trouve un point d'inflexion à  $C = 9.5$  qui coïncide avec le point critique de cavitation. Les valeurs des deux paramètres augmentent d'à peu près  $3^\circ$  lors du passage du régime 1 au régime 2. En amont du point de cavitation critique, les valeurs du côté externe sont au moins d' $1^\circ$  plus importantes que celles du côté interne. Cette asymétrie dans la dispersion du spray est due à la cavitation qui s'installe à l'entrée du côté externe de l'orifice. Ganippa et al. [31][30] concluent pour des nombres de cavitation équivalents ([0.55, 2.22] mais pour des nombres de Reynolds supérieurs (compris entre 50000 et 100000) que la distribution asymétrique de la cavitation à l'intérieur de l'orifice et à sa section de sortie produit un jet plus atomisé du côté où la cavitation est la plus développée. En aval du point de cavitation critique (2<sup>ème</sup> régime d'écoulement), les valeurs  $\beta_{ext}$  restent plus élevées que celles de  $\beta_{int}$  mais la différence est atténuée. Pour ce régime, la cavitation est développée des deux côtés et des bulles de vapeur commencent à atteindre la sortie de l'orifice, amplifiant ainsi le battement des deux extrémités de la plume.

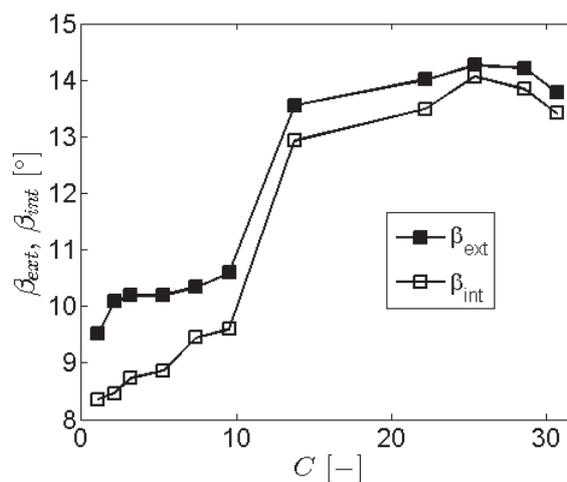


Figure 54: Evolution des paramètres globaux (vue transverse).

#### 2.3.2 Longueurs d'interface

Les longueurs d'interface gardent la même forme que celle de la Figure 51 pour les deux régimes d'écoulement. Les valeurs du côté externe restent supérieures à celles du côté interne

surtout sur les premiers  $15D$ . Les maxima croient au fur et à mesure que la pression augmente. Ainsi, la création de longueurs d'interface augmente avec la pression d'injection.

### 2.3.3 Plissement et taille radiale

La Figure 55 est constituée d'un tableau de 2 lignes. Il contient dans sa première ligne l'évolution du plissement normalisé par le diamètre de l'orifice en fonction de la distance de l'injecteur  $z/D$ , et dans sa deuxième ligne celle de la taille radiale normalisée. De la première à la troisième colonne, les pressions représentées sur les graphes sont 2 et 4 bar, 6 et 10 bar, 14 et 22 bar respectivement. L'abscisse du maximum de la taille radiale correspond à celui où le plissement commence sa croissance la plus marquée. Ce point indique le début de la désintégration du système liquide continu comme nous l'avons mentionné précédemment dans la comparaison entre les deux vues. Ce maximum se déplace vers de plus grandes valeurs de  $z/D$  avec l'augmentation de la pression d'injection. A 2 et 4 bar, le plissement admet un maximum ( $z/D \sim 24$ ) suivi d'une chute brusque correspondant au point où la phase liquide continue commence à se briser pour un certain nombre non négligeable d'injections.

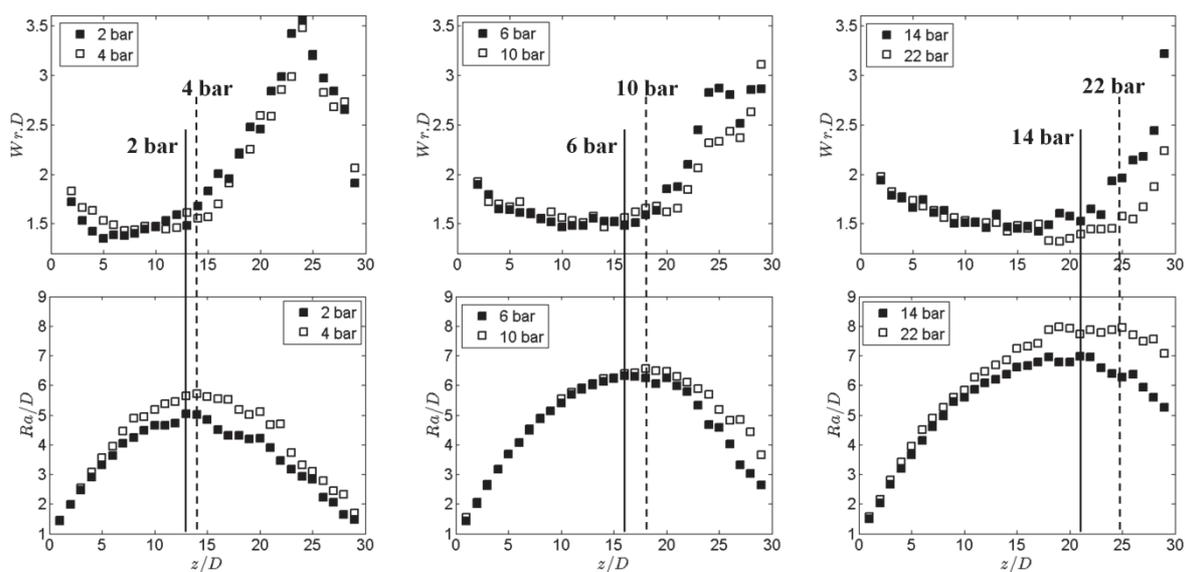


Figure 55: Evolution du plissement et de la taille radiale.

Dans le Tableau 12, les valeurs obtenues sur les graphes sont listées avec leurs valeurs correspondantes de la différence de pression  $\Delta P$ . Ce terme est proportionnel au carré de la vitesse théorique de Bernoulli  $u_t$ . Ceci aboutit à une corrélation linéaire ayant un facteur de qualité  $R^2$  de 0.99. L'équation est écrite à la dernière ligne du tableau. Les points et la corrélation linéaire sont tracés sur la Figure 56.

$P_i$ (bar)	$z/D$	$\Delta P$ (bar) $\propto u_t^2$
2	13	1

4	14	3
6	16	5
10	18	9
14	21	13
22	25	21
<b>Corrélations (<math>R^2 = 0.99</math>)</b>		<b><math>z/D = 0.609 \Delta P + 12.556</math></b>

Tableau 12: Corrélacion entre la position du point de désintégration et la différence de pression.

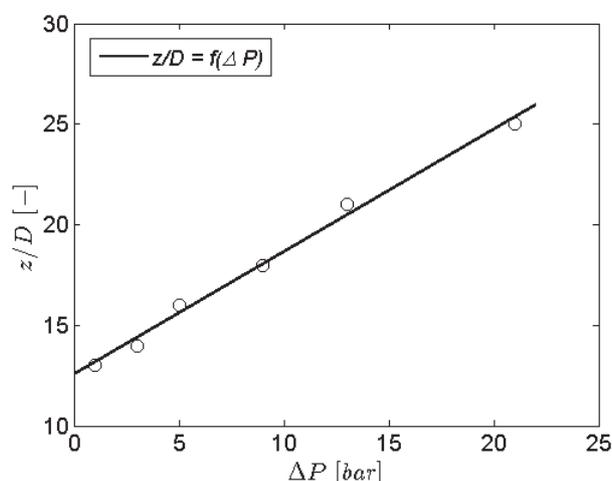


Figure 56: Corrélations linéaires du point de désintégration.

### 2.3.4 Angle et demi-angles à la sortie

Les évolutions de l'angle apparent du jet liquide à deux diamètres de l'orifice et de ses demi-angles en fonction de la pression d'injection sont représentées dans la Figure 57.

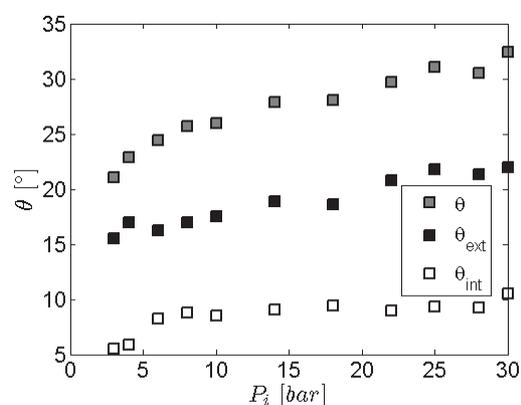


Figure 57: Angle et demi-angles en fonction de la pression d'injection (mesures à  $z = 2D$ ).

Les trois angles croient progressivement avec la pression d'injection. Les valeurs du demi-angle externe sont d'environ  $10^\circ$  plus importantes que celles du demi-angle interne sur toute la plage de pression. **Ces résultats mettent en relief l'effet de la cavitation asymétrique sur le jet à sa sortie de l'orifice. La majorité de la dispersion angulaire est réalisée du côté externe.** Contrairement aux paramètres globaux ( $\beta_{ext}$  et  $\beta_{int}$ ), ces angles sont peu sensibles au changement de régime vers 10 bar.

## 2.4 Conclusions et discussion

Concernant l'écoulement à l'intérieur de l'injecteur, la cavitation géométrique semble s'installer dès les petites pressions d'injection à l'entrée de l'orifice de son côté externe bien avant le blocage de débit. Le **Tableau 13** récapitule les résultats obtenus par la visualisation du spray sur les 6 premiers millimètres à partir du trou.

Caractéristiques du spray et de son cœur liquide continu	$C < C_{crit}$	$C > C_{crit}$ (vue transverse uniquement)
Paramètres globaux	Asymétrie du spray due au battement important du côté externe	Battement des deux côtés du jet qui devient moins asymétrique.
Longueurs d'interface	- Symétrie en vue frontale - Asymétrie proche de l'orifice en vue transverse ( $L_{int} < L_{ext}$ )	Asymétrie proche de l'orifice
Plissement et taille radiale	- Plus de plissement créé en vue transverse - Taille radiale plus large en vue transverse	Le point où se déclenche la désintégration de la phase liquide continue (maximum de la taille radiale et début de la croissance du plissement) se déplace vers de grands $z$ en augmentant la pression.
Angle apparent et demi-angles	- Symétrie en vue frontale - Asymétrie en vue transverse ( $\theta_{int} < \theta_{ext}$ )	Asymétrie ( $\theta_{int} < \theta_{ext}$ ) et valeurs plus grandes avec l'augmentation de la pression

Tableau 13: Récapitulatif des résultats pour l'injection à basse pression.

La **Figure 58** illustre les 3 régions du jet en phase d'atomisation primaire :

- La région I correspond à la partie du jet où se crée la longueur d'interface grâce à l'initiation des instabilités par la turbulence et l'énergie cinétique non axiale de l'écoulement qui étire le jet. On trouve souvent dans cette région quelques petites gouttes détachées du cœur continu. Cette région devient de plus en plus longue avec la montée de la pression d'injection due à l'augmentation de la vitesse débitante.
- La région II correspond à la partie du jet où la taille radiale atteint une valeur maximale et où le plissement augmente. La désintégration du jet débute et sa surface apparente diminue. De nombreuses gouttes se détachent dans cette région.
- La région III est la partie du jet où sa taille radiale diminue et son plissement continue à augmenter. L'action principale qui agit sur l'organisation du jet dans cette région provient des forces capillaires. Un très grand nombre de gouttes et de particules de tailles différentes sont relâchées. Au-delà de cette région, on considère que le jet est atomisé et les gros objets liquides sont soumis à l'atomisation secondaire.

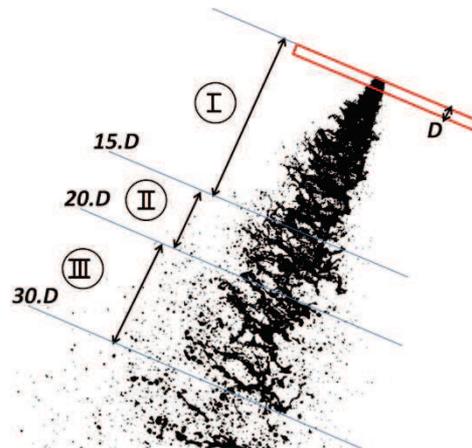


Figure 58: Schéma des 3 régions d'atomisation primaire du jet ( $P_t = 8$  bar).

Dans des travaux précédents [23], nous avons analysé de la même manière le jet issu de l'injecteur XL3-CF0 à une pression d'injection de 5 bar. Des résultats similaires ont été obtenus concernant la vue transverse. En effet, le point correspondant au déclenchement du détachement des objets liquides coïncide avec le maximum de la taille radiale et le début de la croissance du plissement. La visualisation sous la vue frontale a été réalisée en même temps que celle sous la vue transverse en utilisant un 2<sup>ème</sup> appareil photo placé dans un axe optique à 90° du premier. La comparaison des résultats entre la vue transverse et la vue frontale a montré une forme symétrique du jet contrairement à celle visualisée ici pour l'injecteur XL3-60. Les courbes de plissement et de taille radiale de la vue frontale sont identiques à celles de la vue transverse (Figure 59).

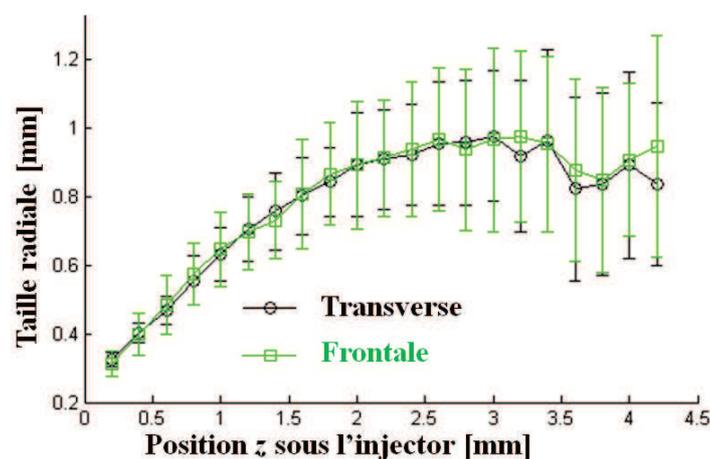


Figure 59: Comparaison de la taille radiale de l'injecteur XL3-CF0 (figure issue de [23]).

Dans le cas de l'injecteur XL3-CF0 qui possède un grand rapport  $L/D$ , l'influence de la cavitation asymétrique pour le régime  $C < C_{crit}$  est atténuée par la longueur de l'orifice contrairement à l'injecteur XL3-60 étudié ici. Dans l'article de Ganippa et al. [31] où la longueur  $L$  de l'orifice est importante, on s'aperçoit que le spray devient asymétrique dans le

---

régime 2 ( $C > C_{crit}$ ) après la chute du coefficient de décharge. Ainsi, la longueur de l'orifice  $L$  joue un rôle important pour l'injection à basse pression.

### 3. Influence de l'inclinaison de l'orifice

Les deux injecteurs choisis pour cette étude comparative sont XL3-60 et XL3-90 qui ne se distinguent que par l'inclinaison de l'orifice  $\beta_{geo}$  ( $23^\circ$  et  $38^\circ$  respectivement, voir **Tableau 4**). Grâce au grandissement G2 le spray est photographié à une distance proche de l'orifice (10 fois le diamètre) où l'atomisation du jet liquide dépend du régime de cavitation [29]. Ce choix de grandissement permet une mesure plus précise de la longueur d'interface et de l'angle apparent du système liquide.

#### 3.1 Résultats de la visualisation des sprays résultants

##### 3.1.1 Longueurs d'interface (régimes 1 et 2)

La **Figure 60** présente l'évolution des longueurs d'interfaces externes et internes pour les deux injecteurs à  $P_i = 30$  bar qui est la limite maximale où  $L_{ext}$  et  $L_{int}$  peuvent être mesurées précisément. Le comportement est identique pour toutes pressions inférieures à 30 bar. Les courbes montrent qu'on crée plus de longueur d'interface du côté externe, du même côté de la cavitation induite géométriquement, que du côté interne. La différence entre les longueurs d'interface des deux injecteurs n'est pas importante. **Pour des nombres de cavitation inférieurs à 30.68, l'asymétrie des longueurs d'interface est quasiment équivalente pour les deux injecteurs.**

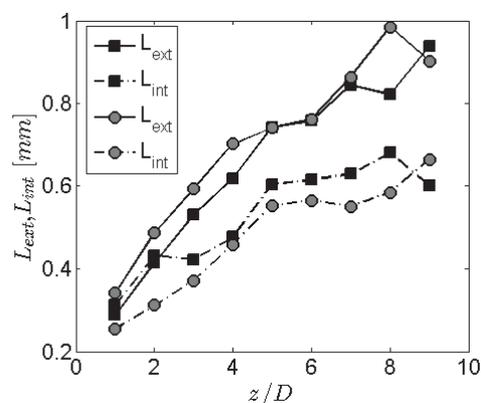


Figure 60: Comparaison des longueurs d'interface ( $P_i = 30$  bar, ■ XL3-60 et ● XL3-90).

##### 3.1.2 Angle et demi-angles à la sortie de la buse

L'angle apparent du jet à la sortie de la buse présenté sur le graphe de gauche de la **Figure 61** est beaucoup plus important pour l'injecteur XL3-90. Par contre, **l'évolution de cet angle en fonction de la pression est exactement la même pour les deux injecteurs.** La différence entre les valeurs des injecteurs augmente jusqu'à la pression de 90 bar ( $C = 94.17$ ) qui correspond au maximum atteint par les deux courbes. A cette valeur du nombre de cavitation, l'écoulement bascule vers son dernier régime (partie V.1). A la dernière pression, l'écart type

représenté par les barres verticales est plus petit qu'à la pression précédente pour les deux injecteurs. Ce 4<sup>ème</sup> régime semble produire un spray moins dispersé et plus étroit surtout dans le cas de l'injecteur XL3-90. En regardant le graphe de droite de la **Figure 61**, les mêmes tendances sont retrouvées sur les demi-angles surtout du côté externe. Les deux sprays sont bien asymétriques ; mais ceci est plus marqué pour l'injecteur XL3-90. Cette asymétrie diminue à la dernière pression et est presque au point de disparaître dans le cas du XL3-60.

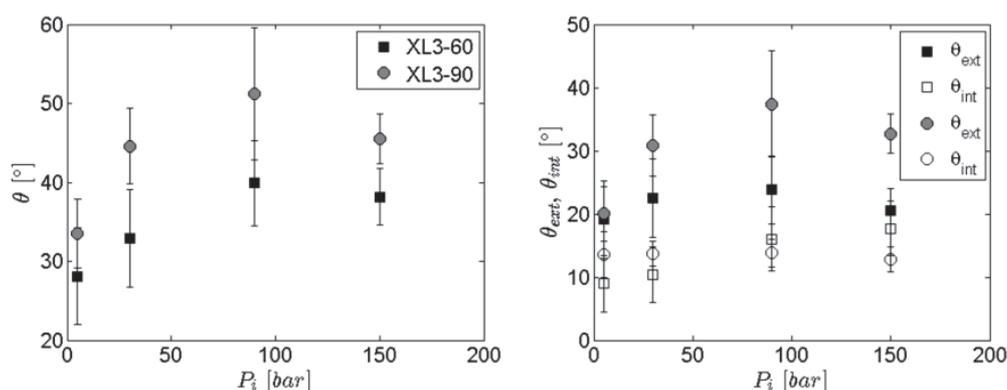


Figure 61: Comparaison de l'angle et des demi-angles apparents (à 2D de l'orifice).

### 3.1.3 Conclusion et déduction sur le design

L'asymétrie du spray augmente avec l'augmentation de l'inclinaison de l'orifice. Mais, dans la plage des pressions intermédiaires (régimes 2 et 3) cette cavitation agit aussi sur le spray du côté interne probablement du fait que des bulles de vapeur atteignent la sortie de l'orifice de son côté interne. Le spray du XL3-90 est plus dispersé radialement que celui du XL3-60. En ajoutant à cela la considérable perte en débit on peut s'attendre à une plus faible pénétration. A haute pression l'asymétrie est atténuée par un possible changement de régime de cavitation. Le **Tableau 14** résume les résultats obtenus en comparant les injecteurs XL3-90 et XL3-60.

Caractéristiques		XL3-90 ( $\beta_{geo} = 38^\circ$ )	XL3-60 ( $\beta_{geo} = 23^\circ$ )
Ecoulement interne : $C_D$ (1 <sup>ère</sup> partie du chapitre 5)		- Perte considérable de débit - Changement de régimes à de plus petits $C$	- Chute de $C_D$ moins brusque - Plateaux plus larges
Visualisation	Longueurs d'interface	Asymétrie – différence négligeable entre injecteurs à basse pression d'injection ( $P_i < 30$ bar)	
	Angle et demi-angles ; 2D de la buse	Angle plus grand et moins stable due à l'importance de $\theta_{ext}$ et de l'asymétrie	Des valeurs inférieures et une asymétrie plus atténuée.

Tableau 14: Conclusion sur la comparaison des XL3 ayant un rapport  $L/D = 1$ .

#### 4. Effet du profil d'entrée de l'orifice : « Hydrogrinding »

Dans cette partie, nous présentons les résultats obtenus sur les injecteurs XL2 par la mesure du débit massique par plume à Continental Toulouse, celle du débit de quantité de mouvement à Continental Regensburg, celle de la visualisation du spray en champ proche à Continental Toulouse et enfin celle de la PDA à Loughborough University. Dans le but de réduire la cavitation géométrique, un des deux injecteurs XL2, baptisé « hydro », possède des entrées d'orifice arrondies grâce au processus d'hydrogrinding (expliqué dans chapitre III.1.1). Ce processus a déjà été appliqué sur des orifices pour l'injection Diesel dans plusieurs travaux parmi lesquels nous citons Badock et al. [26] et Kampmann et al. [15]. Le second XL2, baptisé « normal », possède des entrées d'orifice à angle vif. Les résultats de la visualisation par imagerie et de la mesure granulométrique ont été publiés [27]. Ils sont complétés ici par des résultats du débit massique par plume et du débit de quantité de mouvement. Les mesures du débit massique sont effectuées de 15 à 150 bar ( $C = [14.8 ; 158]$  et  $Re = [21400 ; 70000]$ ), tandis que celles du débit de quantité de mouvement sont effectuées uniquement à 130 et 150 bar dans le but d'approfondir notre compréhension du dernier régime d'écoulement.

##### 4.1 Mesures du débit massique (par plume)

La **Figure 62** présente les résultats pour l'injecteur hydro à gauche et normal au milieu. En ordonnée, le débit massique de chaque plume normalisé par le débit massique moyen des trois plumes est tracé. Chaque courbe est enveloppée en pointillé par deux courbes qui symbolisent la variation du débit massique d'une mesure à l'autre. Dans le cas de l'injecteur hydro, les courbes se concentrent dans un intervalle de  $\pm 5\%$  autour de 1 réduisant la variation plume à plume en terme de débit massique par rapport à l'injecteur normal où l'écart est dû à des anomalies de fabrications des trous sur cette ancienne génération d'injecteur (XL2). Le graphe de droite compare l'évolution du coefficient de décharge de chaque plume. La 3<sup>ème</sup> plume de l'injecteur normal est responsable de l'écart mentionné. Elle possède un débit d'environ 15 % plus élevé que les deux autres. La question d'anomalie de fabrication au niveau du profil d'entrée de l'orifice est gommée pour l'injecteur hydro puisque le processus d'hydrogrinding les masque en formant des arrondis uniformes (**Figure 15**). Cependant, la différence d'une plume à l'autre est toujours visible sans dépasser 3 % d'écart ce qui correspond à une tolérance industrielle estimée par visualisation.

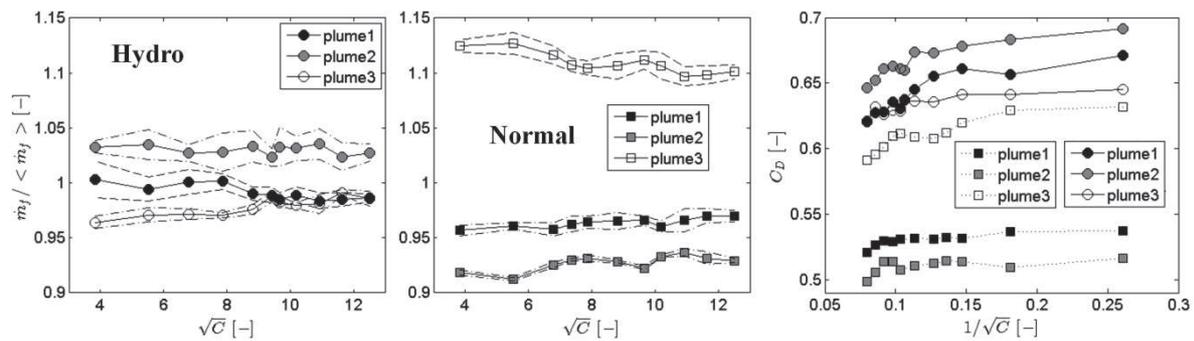


Figure 62: Comparaison par plume du débit massique et du coefficient de décharge (○ Hydro et □ Normal).

La **Figure 63** illustre l'évolution du coefficient de décharge global des deux injecteurs. Les barres verticales et horizontales correspondent essentiellement à l'incertitude de la valeur de pression d'injection. Les flèches pointent sur les points critiques séparant un régime d'écoulement d'un autre. La courbe de l'injecteur normal ne montre que les trois derniers régimes d'écoulement tandis que celle de l'hydro contient les quatre. Etant donné que cet injecteur est moins exposé à la cavitation, le point critique de cavitation se trouve à une plus grande valeur de  $C$  ( $C_{crit} = 46.6$ ). Le troisième régime se déclenche à  $C \sim 94$  et  $55$  pour l'hydro et le normal respectivement. Le quatrième se déclenche à  $C \sim 131$  (peu avant 130 bar) pour l'hydro et  $104$  pour le normal. Ces écarts entre les points critiques et l'écart entre les coefficients de décharge confirment l'important rôle que joue le profil d'entrée de l'orifice sur l'écoulement.

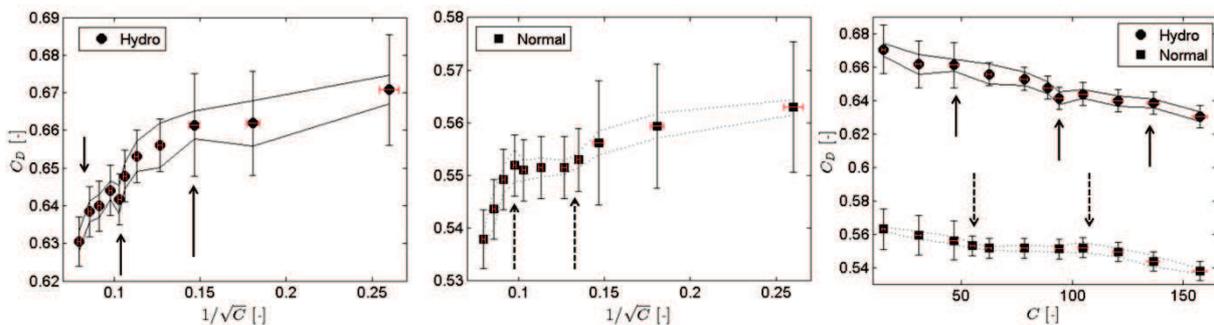


Figure 63: Comparaison du coefficient de décharge (○ Hydro et □ Normal).

Le dernier régime peut être constitué d'une coexistence des deux formes de cavitation. Ceci a été proposé par Dumouchel et al. [10] à des nombres de cavitation équivalents sur les mêmes injecteurs. Dans la suite de cette partie, l'investigation se focalisera sur les deux dernières pressions (130 et 150 bar) qui se trouvent dans la chute du coefficient de décharge qui correspond au régime en question. Le **Tableau 15** présente les débits massiques par plume des deux injecteurs à 130 et 150 bar. Ces résultats seront couplés à ceux obtenus par la mesure du moment inertiel (débit de quantité de mouvement).

Injectors	plumes	$P_i = 130$ bar		$P_i = 150$ bar	
		$\dot{m}_f$ (g/s)	$C_D$	$\dot{m}_f$ (g/s)	$C_D$
Hydro (entrée arrondie)	1	2.464	0.627	2.6195	0.621
	2	2.561	0.652	2.728	0.6464
	3	2.48	0.6316	2.618	0.62
Normal (entrée pointue)	1	2.0665	0.526	2.1965	0.5205
	2	1.984	0.505	2.104	0.4987
	3	2.3395	0.5958	2.494	0.591

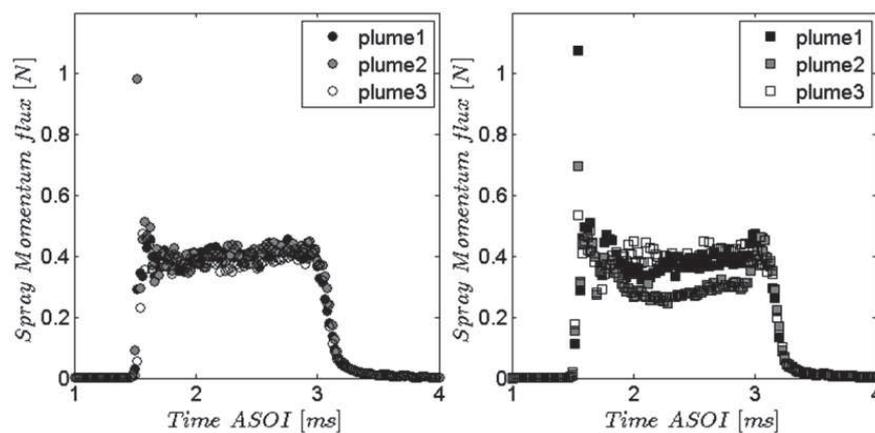
 Tableau 15: Mesure de débitmétrie par plume à  $P_i = 130$  et 150 bar.

## 4.2 Mesures du moment inertiel

Les résultats du débit de quantité de mouvement à 130 et 150 bar sont divisés en deux sections. La première présente les débits de quantité de mouvement intégrés spatialement ( $\dot{M}_f$ ) qui sont couplés aux résultats du **Tableau 15**. La seconde section détaille les profils de débit de quantité de mouvement selon leur répartition spatiale.

### 4.2.1 Débit de quantité de mouvement intégré spatialement

La **Figure 64** compare le débit de quantité de mouvement intégré spatialement pour chacune des plumes des 2 injecteurs. Ces résultats montrent que l'injecteur hydro est plus consistant d'une plume à l'autre en termes de débit de quantité de mouvement. Dans le cas de l'injecteur normal, la courbe de la 2<sup>ème</sup> plume est plus basse que les deux autres. Les résultats à 150 bar ont la même forme et montrent que la force du spray augmente avec la pression d'injection.


 Figure 64: Comparaison du débit de quantité de mouvement des plumes (○ Hydro et □ Normal,  $P_i = 130$  bar).

Sur toute la durée de l'injection, seul l'intervalle de temps où les conditions stationnaires sont établies est pris en compte, à savoir l'intervalle [1.8 ; 2.8] ms. Le **Tableau 16** montre, pour chaque plume des deux injecteurs, la moyenne temporelle du débit de quantité de mouvement intégré spatialement. L'écart-type,  $\Delta\dot{M}_f$ , correspondant à la variation temporelle du débit de quantité de mouvement, est plus important pour l'injecteur normal. Ceci signifie qu'une injection n'est pas stable temporellement, surtout pour les plumes 1 et 2. En revanche, il est

plus atténué pour la troisième plume ce qui n'est pas surprenant vis-à-vis du résultat précédent de débit massique. Cette inconsistance est probablement due à la grande quantité de vapeur qui se forme dans l'orifice de l'injecteur normal. Les résultats listés dans le tableau seront utilisés dans la suite de l'investigation.

Injecteurs	plumes	$P_i = 130 \text{ bar}$			$P_i = 150 \text{ bar}$		
		$\dot{M}_f \text{ (N)}$	$\Delta\dot{M}_f \text{ (N)}$	$C_M$	$\dot{M}_f \text{ (N)}$	$\Delta\dot{M}_f \text{ (N)}$	$C_M$
Hydro (profil arrondi)	1	0.4063	0.0225	0.532	0.4709	0.0247	0.5339
	2	0.4059	0.0235	0.5315	0.4857	0.0235	0.5506
	3	0.383	0.0195	0.5015	0.4558	0.0235	0.5167
Normal (angle vif)	1	0.371	0.0277	0.4858	0.4443	0.0321	0.5037
	2	0.2887	0.0289	0.378	0.3457	0.0375	0.3919
	3	0.4024	0.0206	0.5269	0.4642	0.0256	0.5263

Tableau 16: Résultats de la moyenne temporelle du débit de quantité de mouvement intégré spatialement.

#### 4.2.2 Répartition spatiale du débit de quantité de mouvement

Cette section présente les profils du débit de quantité de mouvement selon la répartition spatiale et discute plus profondément des ces résultats. Pour chacune des trois directions de mesures, les résultats de l'injecteur hydro sont comparés à ceux de l'autre injecteur. En annexe IX.3.2 les 3 directions de chaque plume sont comparées l'une à l'autre.

#### Présentation des figures:

Les figures (**Figure 65** – page 128, **Figure 66** – page 129 et **Figure 67** – page 130) illustrent la répartition spatiale du débit de quantité de mouvement moyenné temporellement entre 1.8 et 2.8 ms pour 130 bar de pression d'injection. Chaque figure correspond à une direction traversée par la cible selon les positions présentées dans la **Figure 30**. En tête de chaque figure, un schéma préliminaire rappelle la position des points de mesure de la direction spécifique à la figure par rapport aux plumes (hydro à gauche). Ensuite, ce schéma est suivi par trois lignes de graphes qui représentent :

- les valeurs brutes du débit de quantité de mouvement (par unité de surface),  $u_f^2 \cdot \rho_f$  (en bar)
- un profil de vitesse équivalent (vitesse axiale)  $u_f^2 \cdot \rho_f \cdot A / \dot{m}_f$  (en m/s)
- un profil adimensionné du débit de quantité de mouvement  $u_f^2 \cdot \rho_f \cdot A / \dot{M}_f$

Ainsi, la deuxième ligne prend en compte la correction du débit massique qui est différent entre les deux orifices (à profil arrondi et à angle vif) et la dernière ligne ne montre que la forme du profil du débit de quantité de mouvement indépendamment de son intensité.

Ces valeurs sont tracées en fonction des coordonnées curvilignes des points de mesure (longueur d'arc d'une sphère à distance constante du centre de l'orifice de l'injecteur) avec la valeur zéro correspondant au centre estimé de la plume (fixe pour les deux injecteurs). Les valeurs négatives de la longueur d'arc (en abscisse) correspondent au côté interne de l'injecteur.

### Résultats:

Les résultats confirment que l'injecteur normal présente un comportement différent d'une plume à l'autre. Ceci n'est pas le cas de l'injecteur hydro où l'application de l'hydrogrinding réduit la différence géométrique d'un trou à l'autre. La différence affecte a priori la plume 2 (ayant les plus petits débits massique et de quantité de mouvement), tandis que les profils des plumes 1 et 3 montrent généralement les mêmes tendances. Pour cette raison, la suite de la discussion se limitera à ces deux plumes.

Les principaux résultats sont ceux trouvés dans la direction 1 (**Figure 65**), c'est-à-dire suivant la direction traversant l'injecteur de son côté externe à son côté interne (le côté externe étant celui où la cavitation géométrique s'installe principalement).

- Pour l'injecteur fortement exposé à la cavitation, le débit de quantité de mouvement est réduit des deux côtés et est plus élevé au centre rendant le profil plus étroit. Ceci est peut être une indication que les poches de vapeur atteignent la sortie du trou non seulement du côté externe, mais aussi du côté opposé.
- Pour l'injecteur fortement exposé à la cavitation, le débit de quantité de mouvement axial montre une tendance à réduire la surface d'impact selon cette direction.
- La surface d'impact est réduite du côté externe par rapport au côté interne (en comparant surtout la courbe de l'injecteur normal près de +2 et -2 mm).

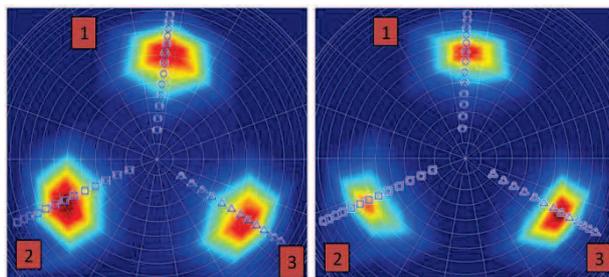
Les **Figure 66** et **Figure 67** montrent les profils à travers les directions 2 et 3 respectivement, qui sont presque perpendiculaires au plan transverse. Ces valeurs sont interprétées pour qualifier le profil de débit de quantité de mouvement quand l'effet de la cavitation géométrique n'influence pas directement les résultats.

- Selon ces deux directions, lorsque les profils sont adimensionnés, ils sont totalement superposés pour les deux injecteurs sauf que les maxima au centre des plumes sont moins élevés dans le cas de l'injecteur qui est moins exposé à la cavitation.

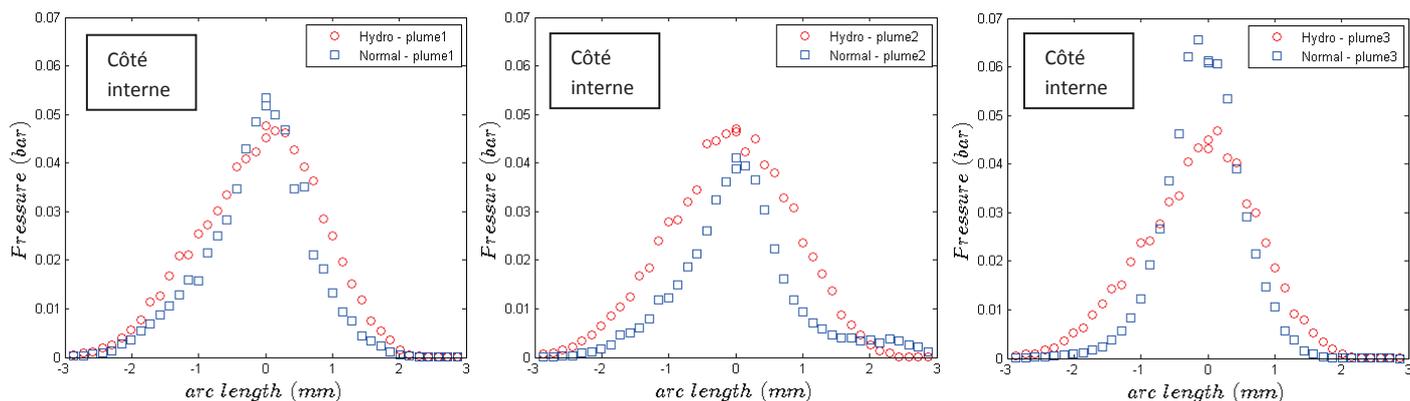
L'augmentation du débit de quantité de mouvement au centre est attribuée à la forte contraction de la surface liquide de l'écoulement dans l'orifice le plus exposé à la cavitation qui génère donc un profil étroit accéléré axialement.

La réduction du débit de quantité de mouvement axial sur les deux côtés s'explique par la présence de vapeur ou par la dispersion radiale des gouttes. En effet, si la dispersion radiale réduit la vitesse axiale (en augmentant la vitesse radiale), il est possible qu'elle réduise le débit de quantité de mouvement axial  $u_f^2 \cdot \rho_f$ .

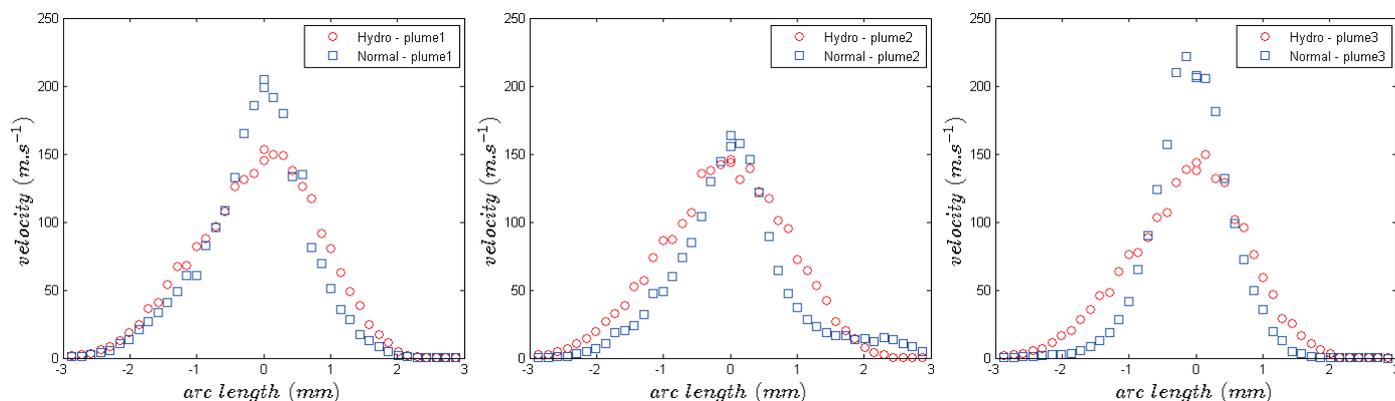
Rappel: Direction 1 est dans le plan transverse de chaque plume. La valeur de l'arc est négative du côté interne de l'injecteur.



Profil de la pression de quantité de mouvement selon la direction 1.



Profil de vitesse selon la direction 1.



Profil adimensionné de la direction 1.

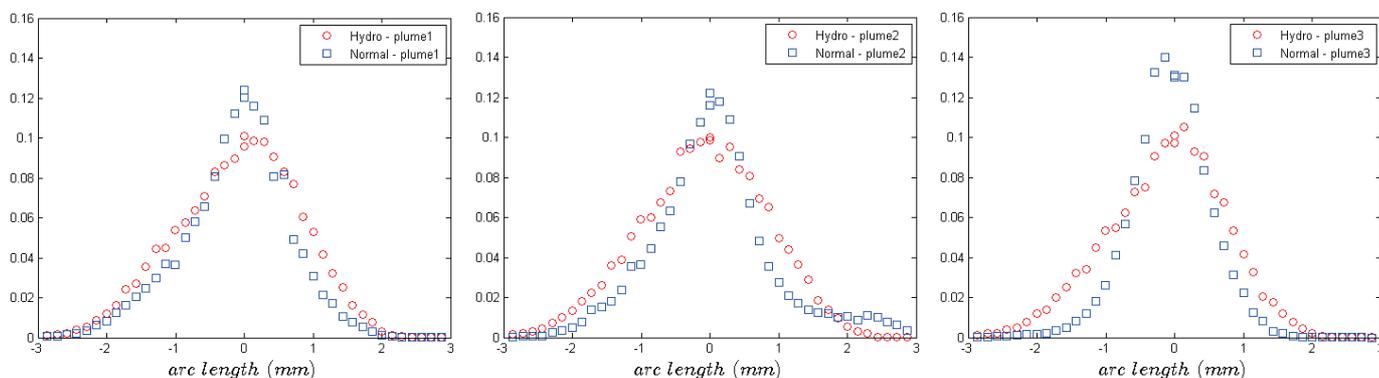
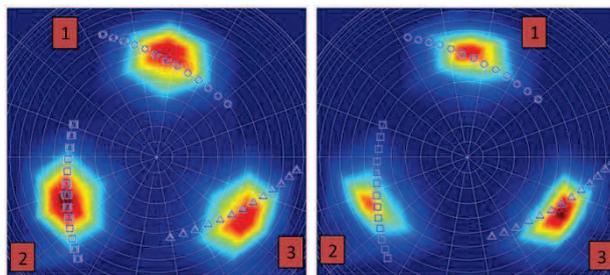
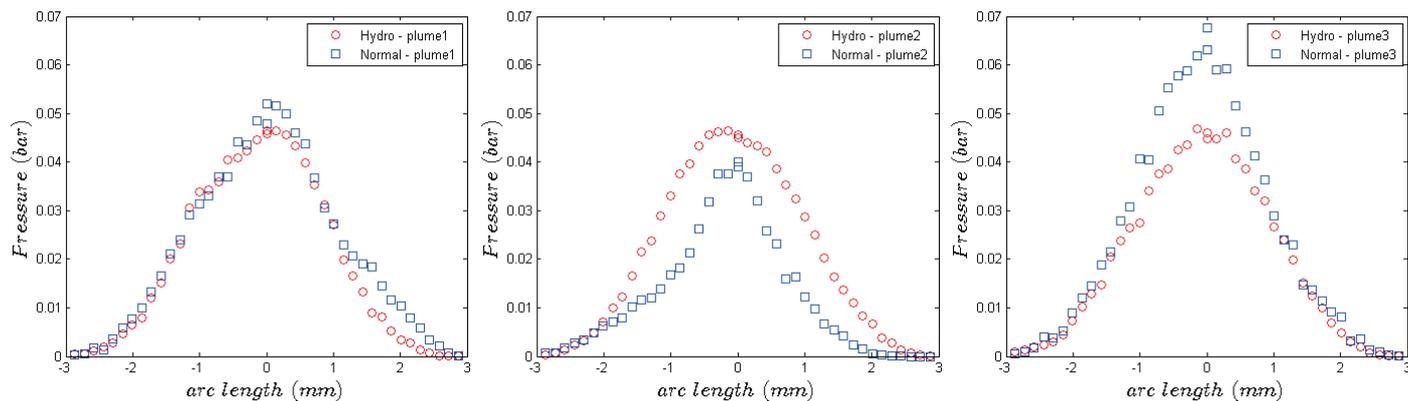


Figure 65: Répartition spatiale de la moyenne temporelle du débit de quantité de mouvement selon la direction 1.

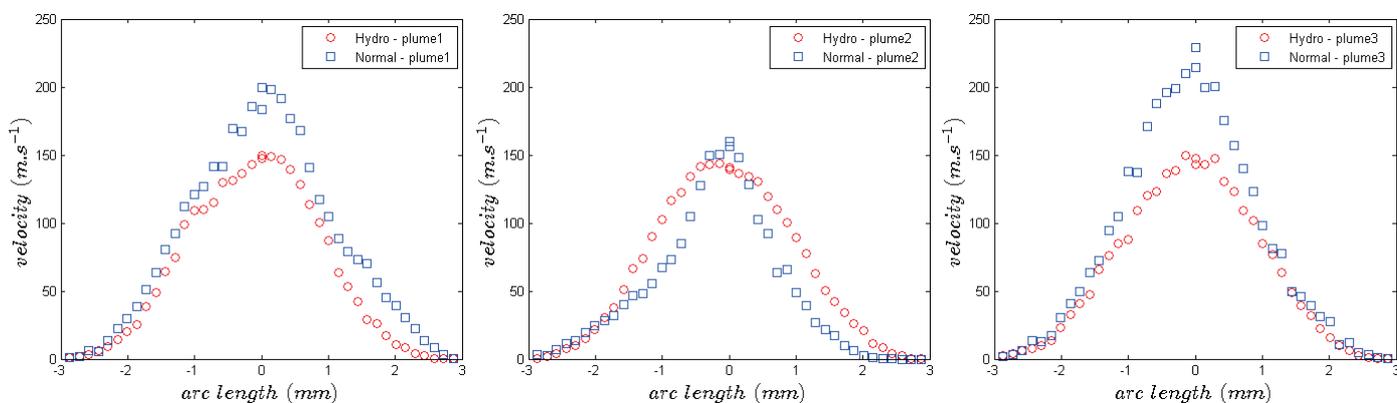
Direction 2: La valeur de l'arc est négative vers le centre de l'injecteur.



Profil de la pression de quantité de mouvement selon la direction 2.



Profil de la vitesse selon la direction 2.



Profil adimensionné de la direction 2.

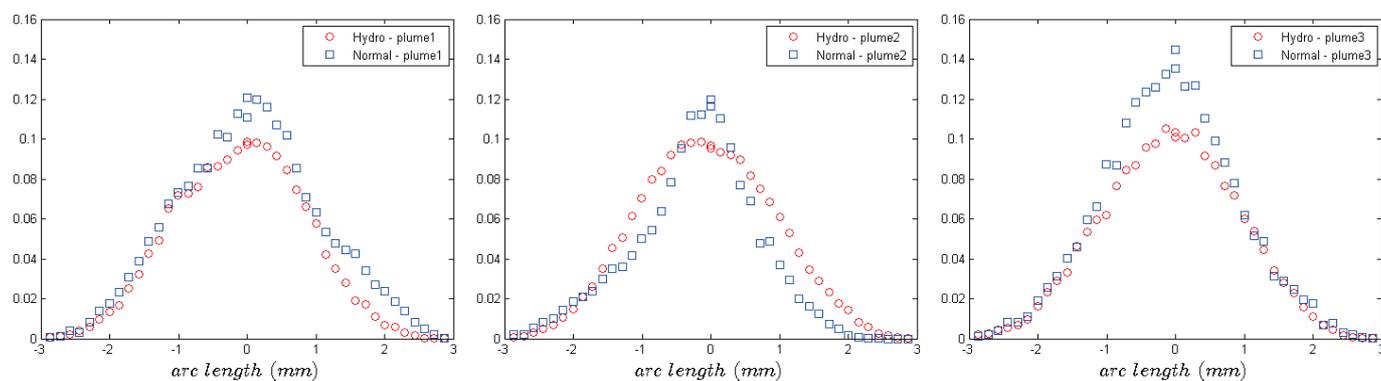
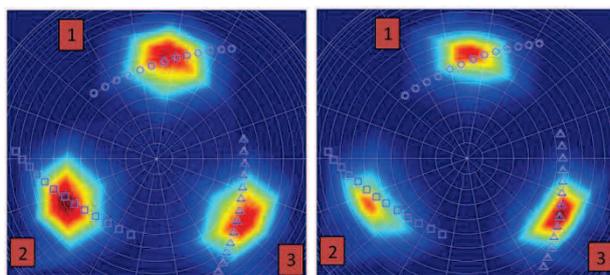
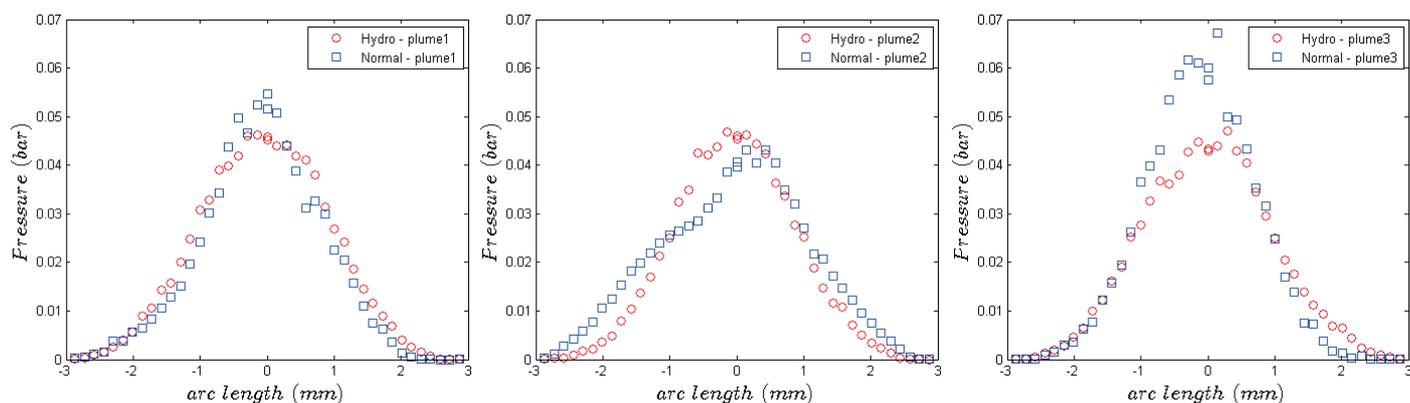


Figure 66: Répartition spatiale de la moyenne temporelle du débit de quantité de mouvement selon la direction 2.

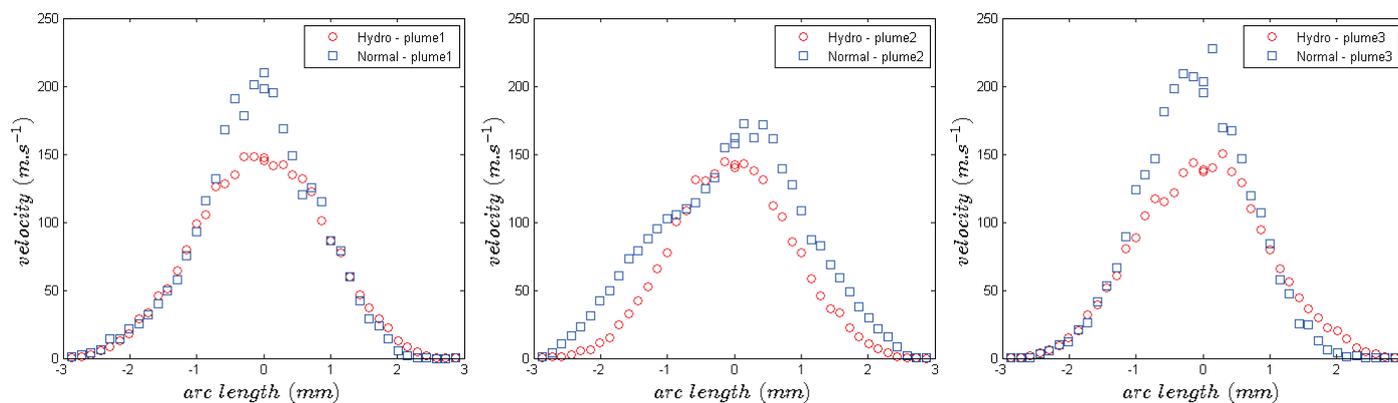
Direction 3: La valeur de l'arc est négative vers le centre de l'injecteur.



Profil de la pression de quantité de mouvement selon la direction 3.



Profil de vitesse selon la direction 3.



Profil adimensionné de la direction 3.

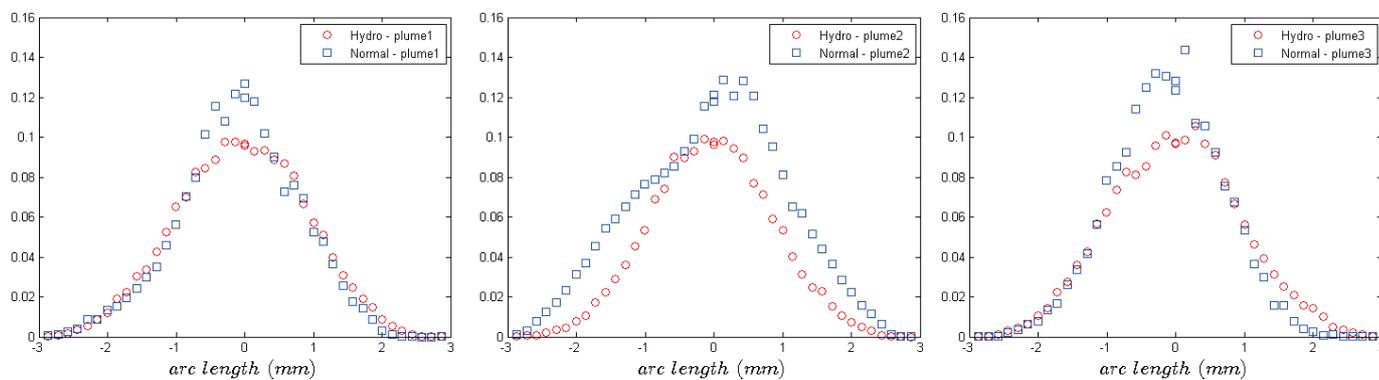


Figure 67: Répartition spatiale de la moyenne temporelle du débit de quantité de mouvement selon la direction 3.

### 4.3 Coefficients caractéristiques de l'écoulement

Les coefficients de contraction de surface  $C_a$  et  $C_c$  sont les plus indicatifs en termes de quantification du niveau de cavitation. Le premier coefficient représente la proportion du liquide et/ou vapeur occupant la section de sortie de l'orifice, tandis que le second coefficient donne la même information à la section de la vena contracta (point c de la Figure 32). Si les valeurs de ces coefficients sont petites, la quantité de vapeur est importante. Le Tableau 17 illustre les coefficients  $C_a$  et  $C_c$  en forme de disque où la surface colorée représente la vapeur.

$P_i$ (bar)	Injecteur	$C_a$			$C_c$		
		Plume1	Plume2	Plume3	Plume1	Plume2	Plume3
130	Normal	0.6483 	0.768 	0.7661 	0.5236 	0.5027 	0.5928 
	Hydro	0.8417 	0.9101 	0.9045 	0.6243 	0.6489 	0.6284 
150	Normal	0.6116 	0.7213 	0.7547 	0.5181 	0.4963 	0.5883 
	Hydro	0.8208 	0.8285 	0.847 	0.6179 	0.6305 	0.6175 

Tableau 17: Comparaison des coefficients de contraction de surface pour toutes les combinaisons. Les surfaces colorées correspondent à la vapeur.

La surface colorée montre que la vapeur occupe 15% de plus à la section de sortie de l'injecteur normal et peut occuper jusqu'à la moitié de la section totale de l'orifice à la vena contracta comme l'indique le coefficient  $C_c$  pour les plumes 1 et 2.

Le coefficient de vitesse  $C_v$  indique le pourcentage de la vitesse axiale du liquide par rapport à la vitesse de Bernoulli qui est calculée en considérant que la chute de pression est complètement transformée en énergie cinétique axiale. La Figure 68 montre que la cavitation renforce la vitesse axiale du liquide dans l'orifice grâce à la diminution de la surface effective du liquide. Le fait que le coefficient  $C_v$  augmente avec la cavitation s'explique alors par l'importante valeur du maximum du profil de débit de quantité de mouvement axial au centre de la plume (comme le montre les trois figures précédentes). La Figure 68 résume les résultats de tous les coefficients adimensionnés en moyennant les valeurs pour l'ensemble des plumes des deux injecteurs. Les résultats détaillés de chaque plume se trouvent en annexe IX.3.3.

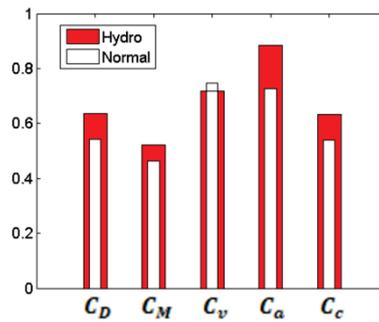


Figure 68: Comparaison des valeurs moyennes des coefficients adimensionnés à 130 bar.

#### 4.4 Résultats de la visualisation du spray déchargé

Dans le but de voir l'effet d'un changement de régime, le spray résultant de la plume numéro 1 est visualisé sur les deux injecteurs à différentes pressions d'injection (5, 60 et 130 bar). Les résultats concernant l'interface du système liquide continu à 5 bar sont présentés en annexe IX.3.4. On s'intéresse surtout aux autres pressions qui correspondent aux régimes 3 et 4 pour l'injecteur normal et 2 et 4 pour l'injecteur hydro.

##### 4.4.1 Paramètres globaux

La Figure 69 compare la fluctuation de part et d'autre de la direction de propagation du jet pour les deux injecteurs. La plume de l'injecteur normal subit plus de fluctuation du côté externe créant un spray asymétrique. A 5 bar (probablement régime 1 pour les deux injecteurs), le niveau de cavitation est faible mais une différence de  $\sim 1^\circ$  est trouvée entre le côté externe et interne (comme sur la Figure 54 pour l'injecteur XL3-60). L'écart entre les valeurs externe et interne est presque deux fois plus grand à 60 bar (régime 3), même si la fluctuation du côté interne a augmenté d'une façon considérable. Cet écart est ensuite réduit au 4<sup>ème</sup> régime (130 bar) de  $2.1^\circ$  à  $0.63^\circ$  rappelant ainsi le résultat du sous-chapitre 3 et menant à la conclusion que le dernier régime diminue la dispersion radiale du spray.

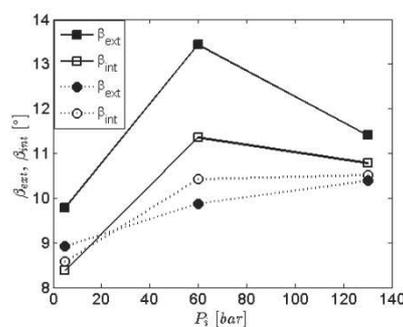


Figure 69: Comparaison des fluctuations de part et d'autre de la direction de propagation. (○ Hydro, □ Normal)

La plume de l'injecteur hydro montre un comportement relativement symétrique en termes de fluctuations de part et d'autre de la direction de propagation prouvant que la cavitation géométriquement ne prédomine pas sur un côté plus que sur un autre.

On peut conclure que lors des régimes 2 et 3, les bulles de vapeur créées atteignent la section de sortie de l'orifice des deux côtés et affectent le spray notamment du côté externe mais aussi du côté interne. Au 3<sup>ème</sup> régime, le spray atteint un niveau maximal en termes de fluctuation et d'asymétrie. Ganippa et al. [30] ont expliqué que la propagation et l'effondrement des cavités causent des mouvements transverses dans l'écoulement qui conduit à des fluctuations dans la dispersion du spray. L'énergie de l'effondrement de bulle de vapeur favoriserait la désintégration et la dispersion [32]. A plus hautes pressions, 130 bar par exemple, le niveau de fluctuation est réduit et la forme est moins asymétrique. A ces pressions, les forces aérodynamiques de l'entraînement d'air pourraient influencer la dispersion radiale des petites gouttes. Mais à seulement 6 mm de l'orifice, ce n'est pas un facteur du premier ordre. Et puisque ce changement n'intervient pas dans le cas du spray déchargé par l'injecteur hydro où la fluctuation continue à augmenter, nous croyons que le changement du régime de cavitation en est responsable.

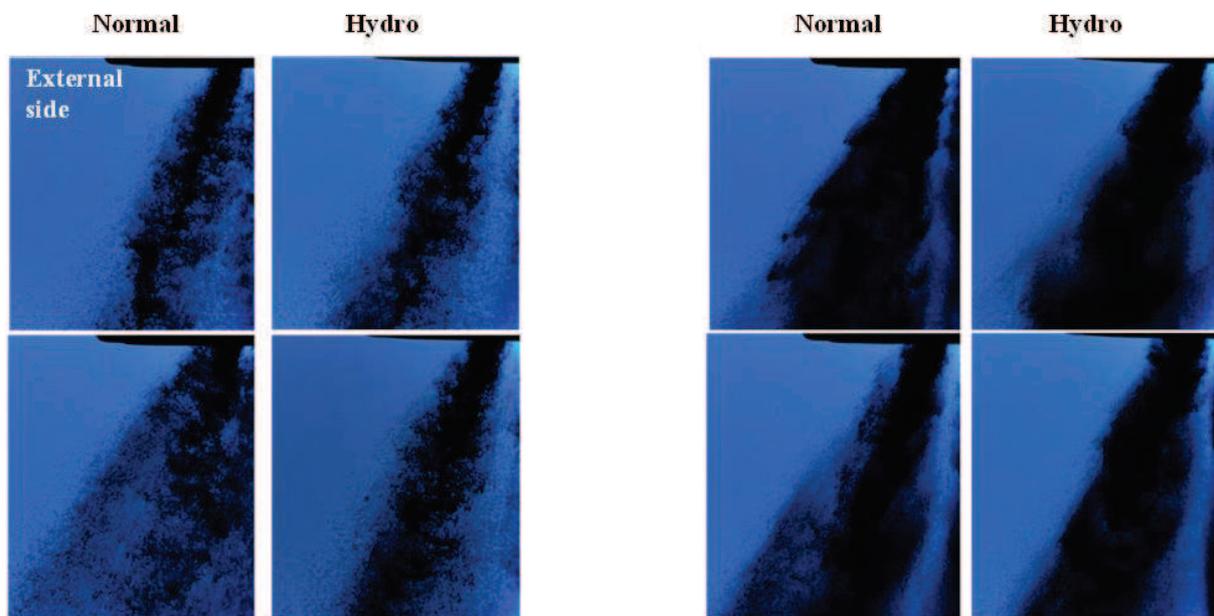


Figure 70: Deux photos de spray par injecteur pour chaque pression (60 bar à gauche et 130 bar à droite).

La **Figure 70** contient un échantillon d'images montrant l'inconsistance du spray déchargé par l'injecteur normal en termes de fluctuation notamment du côté externe. Ceci renforce l'asymétrie de l'angle de la plume et sa dispersion à 60 bar (photos à gauche). A 130 bar, la cavitation de vortex peut être couplée avec de la cavitation géométrique influençant d'une

façon négative l'atomisation et la dispersion du spray. Dumouchel et al. [10] ont considéré que les effets de ce régime de cavitation sont du même type que ceux d'un régime d'hydraulic-flip.

#### 4.5 Résultats de la PDA

Les mesures de l'Anémométrie à Phase Doppler (PDA) sont réalisées loin en-dessous de l'orifice dans le but de qualifier le champ de la phase dispersée.

##### 4.5.1 Vitesse axiale du spray

Une position à 20 mm en-dessous de l'injecteur a été choisie pour cette mesure. Les mesures de la vitesse axiale des gouttes sont prises à différentes positions radiales du spray. Contrairement à ce qui a été obtenu sur la vitesse axiale de l'écoulement dans l'orifice, la vitesse axiale du spray est toujours plus petite dans le cas de l'injecteur normal. Ceci peut être expliqué par le fait que le spray issu de cet injecteur est plus large radialement à cause des fluctuations de part et d'autre de la direction de propagation. Le graphe de gauche de la **Figure 71** montre le rapport entre la vitesse axiale du spray de l'injecteur normal et celle du spray de l'hydro au centre de la plume ainsi que sur les côtés. Favorisant la dispersion radiale, la cavitation semble être responsable de la réduction de la vitesse axiale. Le processus d'hydrogrinding modifie le profil de vitesse à l'intérieur de l'orifice donnant lieu à une vitesse axiale plus grande dans le spray comparé à celui déchargé par un orifice à angle vif [15].

##### 4.5.2 Champ de vitesse dans la phase dispersée

La direction des gouttes à 20 mm est obtenue par les composantes de leur vecteur vitesse. En analysant le nombre de gouttes en fonction de l'angle de ses vecteurs, les deux sprays donnent une courbe du type Gaussien. Dans le cas de l'injecteur normal, cette courbe est caractérisée par un maximum inférieur à celui de la courbe de l'injecteur hydro et une base plus étendue. C'est-à-dire que les gouttes du spray résultant de l'injecteur hydro sont plus homogènes en termes de direction de propagation tandis que dans le cas de l'injecteur normal il est moins probable que deux gouttes se dirigent dans la même direction. Ceci confirme que la cavitation augmente la dispersion radiale des gouttes.

##### 4.5.3 Taille des gouttes

Dans le but de vérifier la différence entre le résultat final de l'atomisation des deux sprays déchargés, le graphe de droite de la **Figure 71** présente à une position  $z = 50$  mm en-dessous de l'injecteur, le  $D32$  (diamètre moyen de Sauter) et le  $DV90$  (diamètre de goutte tel que 90% du volume total du liquide est contenu dans des gouttes de plus petit diamètre). Les écart-types tracés sur le graphe correspondent à la variation des mesures d'une position radiale à une

autre. La différence négligeable entre les deux sprays prouve que la cavitation (ou les régimes de cavitation) n'influence pas l'atomisation loin de l'orifice dans ce cas. Nous supposons que le niveau équivalent en taille de gouttes obtenu pour les deux sprays est principalement dû au rôle de l'atomisation secondaire à grand nombre de Weber et à angle de spray large comme cela été montré par Rotondi et al. [33].

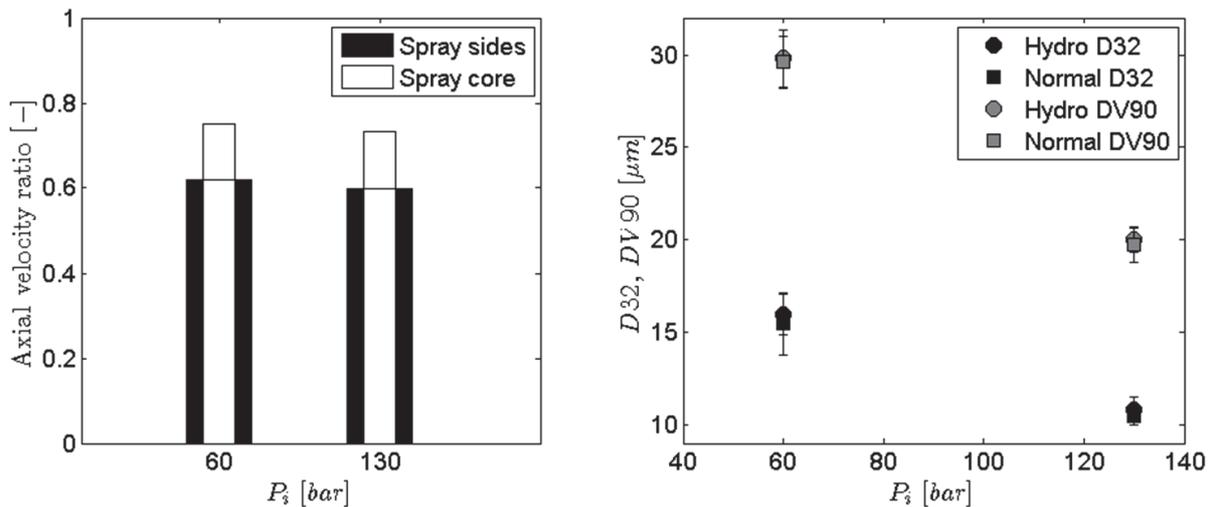


Figure 71: Rapport des vitesses axiales (normal divisé par hydro) à gauche et comparaison entre deux paramètres de taille de gouttes à 50 mm de l'orifice à droite.

#### 4.6 Conclusions et discussion

En comparaison avec l'injecteur normal, l'injecteur hydro est moins exposé à la cavitation grâce au processus d'hydrogrinding qui arrondit le profil d'entrée des orifices. Les seuls injecteurs disponibles ayant la possibilité de satisfaire cette étude comparative sont ceux de la famille XL2 avec un rapport  $L/D$  de 1 et une inclinaison de l'orifice de  $23^\circ$ . Les sprays résultant de ces deux XL2 ont été mesurés par des techniques de mesure disponibles à Continental Toulouse et Regensburg, y compris des techniques externes (PDA) pour la mesure des tailles et des vitesses de gouttes à Loughborough University. L'emploi de l'ensemble des mesures permet de quantifier les différences grâce aux paramètres caractéristiques de l'écoulement interne et du spray loin de l'injecteur.

**Basse pression (régime 1) :** Une entrée d'orifice à angle vif favorise la désintégration de la phase liquide continue tandis qu'un profil arrondi la retarde (annexe IX.3.4).

**Haute pression (régime 3 et 4) :** Les conclusions concernant la **quantification de l'écoulement cavitant à hautes pressions d'injection et à conditions ambiantes** sont :

- L'hydrogrinding réduit la variation trou à trou.

- L'hydrogrinding augmente le coefficient de décharge (voir remarques ci-dessous).
- L'hydrogrinding réduit la cavitation : le coefficient  $C_a$  montre que la cavitation occupant la section de sortie de l'orifice est passée de 30% dans l'injecteur normal à 15% dans l'injecteur hydro. L'effet de contraction à la vena contracta, quantifié par le coefficient  $C_c$ , a diminué de 47% à 37%.

Les conclusions tirées à propos de **l'effet de l'écoulement cavitant sur le spray** à hautes pressions d'injection et à conditions ambiantes sont :

- La cavitation augmente la fluctuation transverse de part et d'autre de la plume, mais surtout du côté où elle est la plus développée dans l'orifice. La cavitation asymétrique produit un spray asymétrique moins dense sur le côté externe et avec un angle plus large.
- Le débit de quantité de mouvement mesuré à 7.5 mm n'est pas influencé par le profil d'entrée de l'orifice, ce qui veut dire que le coefficient  $C_v$  qui prend en compte la compensation du débit massique, augmente avec la cavitation. Desantes et al. [3] ont expliqué l'augmentation de la vitesse axiale par la réduction du cisaillement contre la paroi de l'orifice grâce à la présence d'un film de vapeur le long du trou.
- En général, la cavitation géométrique favorise l'atomisation primaire mais introduit une fluctuation de part et d'autre de la direction de propagation de la plume surtout du côté où la cavitation est la plus développée dans l'orifice (côté externe).
- Quand le spray est développé plus loin de l'injecteur, **la cavitation est responsable de la réduction de la vitesse axiale du spray à cause des importantes fluctuations transverses.**
- La cavitation n'influence pas la taille finale des gouttes, mais elle change leur dispersion spatiale dans le spray loin de l'injecteur jusqu'à quelques centimètres de l'orifice.

**Ci-dessous, des remarques et des extrapolations sur ces résultats :**

- L'hydrogrinding, diminuant la cavitation, augmente le coefficient de décharge. Cependant, ceci ne peut pas être considéré comme un avantage, puisque cela signifie que pour certaines applications il faut réduire le diamètre du trou afin de garder le débit massique spécifié ou bien réduire le nombre de trous. La réduction du diamètre conduit à un plus grand rapport  $L/D$  et la diminution du nombre de trous peut conduire à un mauvais mélange carburant/comburant.

- Un changement de pression de vapeur saturante d'un fluide à l'autre (du diesel à l'essence) est supposé ne pas influencer considérablement le phénomène de la cavitation géométrique, mais il peut largement influencer l'occurrence de la cavitation de vortex.
- Dans les injecteurs réels (orifices asymétriques avec aiguille) l'éventuelle présence de la cavitation de vortex et de la cavitation géométrique rend les choses plus complexes et met en défaut le modèle 1-D de Nurick. Pour cela, une étude plus détaillée utilisant des orifices transparents pourrait être de premier intérêt.

## 5. Conclusion

Les conclusions majeures tirées de ce chapitre sont les suivantes :

- Le 1<sup>er</sup> régime d'écoulement obtenu dans les conditions de cette étude est celui où le coefficient de décharge est constant. Aux toutes premières pressions d'injection utilisées, l'écoulement est probablement faiblement turbulent (surtout à grand  $L/D$ ). Dans ce régime le jet n'est asymétrique que pour des injecteurs ayant un rapport  $L/D$  proche de l'unité ( $\rightarrow$  2<sup>ème</sup> sous-chapitre).
- Le 2<sup>ème</sup> régime d'écoulement correspond à une chute du coefficient de décharge. Les bulles de vapeur peuvent atteindre la sortie de l'orifice des deux côtés et le jet reste asymétrique pour tous les rapports  $L/D$  investigués ( $\rightarrow$  2<sup>ème</sup> et 3<sup>ème</sup> sous-chapitres).
- Le 3<sup>ème</sup> régime : l'angle et la dispersion radiale du jet sont maximum ( $\rightarrow$  3<sup>ème</sup> et 4<sup>ème</sup> sous-chapitres).
- Le 4<sup>ème</sup> régime : le jet est moins dispersé radialement et se comporte d'une façon plus stable des deux côtés avec un angle apparent réduit. ( $\rightarrow$  3<sup>ème</sup> et 4<sup>ème</sup> sous-chapitres).

Pour les régimes 1 et 2, le point où commence la désintégration du jet en objets liquides a été obtenu et approximé par une loi empirique linéaire avec le différentiel de pression pour l'injecteur XL3-60.

L'augmentation du rapport  $L/D$ , la diminution de l'inclinaison et l'arrondissement du profil d'entrée de l'orifice augmentent le coefficient de décharge et diminuent le niveau de développement de la cavitation. Par conséquent, les trois points critiques qui séparent les régimes sont décalés vers de plus grands nombres de cavitation. Cette classification de régimes est issue de l'interprétation de l'évolution du coefficient de décharge en fonction de  $1/\sqrt{C}$ . L'utilisation de ce nombre semble plus pertinente pour décrire le comportement hydraulique d'un injecteur dans le cas où la pression d'injection est variée à  $P_b$  fixée.

Enfin, le **Tableau 18** évalue les paramètres retenus pour l'analyse du spray dans ce travail de thèse. Les longueurs d'interface liquide – gaz et le plissement ne peuvent être mesurés qu'en présence d'une phase liquide continue. Lorsque le jet est suffisamment atomisé, le brouillard dense est caractérisé par d'autres paramètres comme la taille radiale et l'angle à la sortie qui peuvent toujours être mesurés. Tous ces paramètres requièrent une binarisation des images du jet. Afin de tirer profit des niveaux de gris, nous avons défini un paramètre  $\beta$  mesuré sur la globalité du jet donnant la direction moyenne de ce dernier en champ proche. Cette direction est sensible aux fluctuations des extrémités du jet d'une injection à l'autre. Ainsi, deux écart-

types ( $\beta_{ext}$ ,  $\beta_{int}$ ) ont été définis quantifiant ces fluctuations du côté externe et du côté interne (de part et d'autre de  $\beta$ ). Les résultats du sous-chapitre V.2 montrent que ces paramètres sont pertinents pour la détection de la forte fluctuation lors du passage du régime 1 au régime 2.

Paramètres d'analyse du spray visualisé	Intérêt	Pertinence
Paramètres globaux ( $\beta_{ext}$ , $\beta_{int}$ )	Quantification et comparaison des fluctuations (en vue globale) des deux extrémités du spray	Détection de l'asymétrie en dispersion globale du spray
Longueurs d'interface ( $L_{ext}$ , $L_{int}$ )	Quantification de la création d'instabilités au niveau de l'interface liquide-gaz du système liquide continu pour l'injection à basse pression	Détection de l'asymétrie due au développement de la cavitation géométrique (basse pression uniquement)
Plissement	Quantification du plissement de l'interface liquide-gaz du système liquide continue pour l'injection à basse pression	Indication du début de la désintégration du système liquide continu (basse pression uniquement)
Taille radiale	Quantification de la taille radiale du système liquide continu	Expansion radiale et indication du début de la désintégration du système liquide continu
Angle $\theta$	Quantification de l'angle du jet à la sortie de l'orifice	Mise en relief directe de l'effet de la cavitation sur le spray à la sortie
Demi-angles ( $\theta_{ext}$ , $\theta_{int}$ )	Quantification et comparaison des demi-angles à la sortie de l'orifice	Détection de l'asymétrie

Tableau 18: Evaluation des paramètres d'analyse de la visualisation du spray.



## **Sixième chapitre**

# **VI. Analyse dimensionnelle des écoulements cavitants**

Dans le chapitre précédent, l'écoulement et l'atomisation primaire ont été abordés avec la variation d'un seul paramètre ( $\beta_{geo}$ ,  $r/D$ ,  $L/D$ ,  $P_i$ ). Les écoulements cavitants dans un injecteur essence et les sprays qui en résultent constituent un problème très complexe qui nécessite beaucoup de tests expérimentaux. Dans ce chapitre nous traitons la planification de ces tests afin de représenter les résultats dans une forme adimensionnelle qui réduit sensiblement le nombre de variables. La technique qui permet de réaliser ce travail repose sur les outils de l'analyse dimensionnelle. Ainsi, pour mettre en place des lois empiriques modélisant les paramètres de l'écoulement et du spray en champ proche dans le cas d'un injecteur essence, nous appliquons premièrement le théorème  $\Pi$  de Buckingham qui permet de déduire les nombres adimensionnés gouvernant le système physique en question. Cette étude est conduite en utilisant différents fluides à plusieurs pressions et températures. Des similitudes complètes mais aussi partielles sont menées afin de quantifier les effets des nombres sans dimensions construits au préalable.

## 1. Application du théorème $\Pi$ de Buckingham à l'écoulement cavitant

Dans le but d'exprimer le débit massique (ou un paramètre du spray) en fonction des  $\Pi$ -paramètres, le théorème  $\Pi$  de Buckingham est appliqué. Il est indispensable d'énumérer les variables physiques dimensionnelles (Tableau 19) dont dépend le débit massique en sortie de l'orifice. Nous posons pour ce problème les hypothèses suivantes :

- L'invariance d'échelle (pour les écoulements)
- La géométrie est figée (dilatation et effet sur la levée d'aiguille négligés)
- Effets instationnaires négligés
- Les variations de température ne sont pas considérées (les échanges de chaleur aux parois et les effets thermiques dans l'écoulement sont négligés)
- L'écoulement est incompressible
- Les propriétés physiques de la vapeur (masse volumique et viscosité) n'ont pas d'effet sur le débit
- Les fluides sont purs (en particulier la présence de gaz dissous est négligée).

Variables dimensionnelles	Géométrie de la buse	Conditions de fonctionnement	Propriétés physiques du liquide	Propriétés liées à la formation de vapeur (cavitation)
	Diamètre $D$	Pression d'injection $P_i$	Viscosité dynamique $\eta$	Pression de vapeur saturante $P_v$
	Les autres paramètres sont ignorés puisque nous ne considérons qu'un injecteur	Pression ambiante $P_b$	Masse volumique $\rho$	Coefficient de tension superficielle liquide-vapeur $\sigma$
Accélération de la pesanteur $g$			Densité des noyaux de nucléation $N$	

Tableau 19: Variables dimensionnelles physiques impliquées dans le débit massique.

En plus du débit massique, il existe donc 9 variables. En appliquant le théorème pour  $n = 10$  variables, nous pouvons exprimer le débit massique à l'aide de la fonction suivante :

$$\dot{m}_f = f_1(D, P_i, P_b, P_v, \rho, \eta, \sigma, N, g) \quad \text{Eq. 42}$$

Trouvons les  $\Pi$ -paramètres :

Unité SI	$\dot{m}_f$	$D$	$P_i$	$P_b$	$P_v$	$\rho$	$\eta$	$\sigma$	$N$	$g$
Mètre	0	1	-1	-1	-1	-3	-1	0	-3	1
Kilogramme	1	0	1	1	1	1	1	1	0	0
Seconde	-1	0	-2	-2	-2	0	-1	-2	0	-2

Tableau 20: Unités dimensionnelles (système SI) des variables.

Ici  $k = n-3 = 7$   $\Pi$ -paramètres : la construction de ces groupements sans dimensions fait apparaître le coefficient de décharge  $C_D$ , le nombre de Reynolds  $Re$ , le nombre de Weber liquide  $We$ , le nombre de cavitation  $C$ , le rapport de pression  $P_i/P_b$ , la densité adimensionnée de bulles  $ND^3$  et le nombre de Froude  $Fr$ .

Cependant,  $n$  peut être réduit dans notre cas, ce qui réduit  $k$  à 4. En effet, nous injectons toujours dans l'air à pression atmosphérique, ce qui élimine la contre pression des variables et le rapport de pression des  $\Pi$ -paramètres. Notre écoulement est considéré comme non pesant puisque l'énergie cinétique de l'écoulement est grande devant le potentiel gravitationnel. Ceci élimine le nombre de Froude des  $\Pi$ -paramètres. Enfin,  $N$  est supposé peu dépendre des liquides utilisés et est considéré comme une constante. On en déduit pour le coefficient de décharge l'expression suivante :

$$C_D = f_1(Re, We, C) \quad \text{Eq. 43}$$

En appliquant la même démarche, l'angle apparent à la sortie de buse  $\theta$  ainsi que les autres paramètres dépendent de ces 3  $\Pi$ -paramètres.

## 2. Introduction aux équations du problème

### 2.1 Similitude complète

Pour évaluer la similitude dynamique d'un système physique [41], comme exposé dans le théorème  $\Pi$  de Buckingham, le comportement du système physique est défini par l'ensemble des variables sans dimensions. Ceci suggère que si deux systèmes ont les mêmes nombres adimensionnels, ils sont dimensionnellement semblables. Par conséquent, les résultats de mesures sur l'un peuvent être projetés sur l'autre. Les équations qui traduisent ce cas de similitude complète sont ici au nombre de 3 :

$$\begin{cases} We_1 = We_2 & \text{Eq. 44} \\ Re_1 = Re_2 & \text{Eq. 45} \\ C_1 = C_2 & \text{Eq. 46} \end{cases}$$

### 2.2 Similitudes partielles – effet de $Re$ , $We$ et $C$

Afin d'étudier séparément l'effet des trois nombres sans dimensions, la similitude partielle ne s'applique que sur deux des trois nombres adimensionnés. Recherchant une variation sur trois points, nous écrivons pour trois systèmes physiques un système d'équations où un seul nombre adimensionné varie.

- Influence du  $We$  à  $Re$  et  $C$  constants

Ce cas nécessite la résolution d'un système de 4 équations (ceux intervenant  $Re$  et  $C$ ) tout en assurant la différence des trois nombres de  $We$  un à un.

$$\begin{cases} Re_1 = Re_2 = Re_3 & \text{Eq. 47} \\ C_1 = C_2 = C_3 & \text{Eq. 48} \end{cases}$$

Il est de même pour les deux autres cas en substituant le nombre de Weber par celui du Reynolds, puis celui de la cavitation.

- Influence du  $Re$  à  $We$  et  $C$  constants

$$\begin{cases} We_1 = We_2 = We_3 & \text{Eq. 49} \\ C_1 = C_2 = C_3 & \text{Eq. 50} \end{cases}$$

- Influence du  $C$  à  $Re$  et  $We$  constants

$$\begin{cases} We_1 = We_2 = We_3 & \text{Eq. 51} \\ Re_1 = Re_2 = Re_3 & \text{Eq. 52} \end{cases}$$

En se référant à la vitesse théorique de l'écoulement à la section de sortie de l'orifice, dite de Bernoulli, nous pouvons écrire les nombres de Reynolds, Weber liquide et cavitation de la façon suivante :

$$Re(P_i, T) = \frac{D}{\eta(T)} \sqrt{2 \cdot \rho(T) \cdot (P_i - P_b)} \quad \text{Eq. 53}$$

$$We(P_i, T) = \frac{2 \cdot D \cdot (P_i - P_b)}{\sigma(T)} \quad \text{Eq. 54}$$

$$C(P_i, T) = \frac{P_i - P_b}{P_b - P_v(T)} \quad \text{Eq. 55}$$

où les propriétés du fluide injecté  $\eta$ ,  $\rho$ ,  $\sigma$  et  $P_v$  sont respectivement la viscosité dynamique, la masse volumique, la tension de surface et la pression de vapeur saturante. Sur la plage de valeurs utilisées, ces propriétés peuvent être considérées comme étant des fonctions uniques de la température. Les formules théoriques de ces quatre propriétés sont données par des lois empiriques issues du site internet de National Institute of Standards and Technology (NIST) :

$$P_v(T) = \exp \left( A \cdot \ln T + \frac{B}{T} + C + D \cdot T^2 \right) \quad \text{Eq. 56}$$

$$\eta(T) = \exp \left( A' + \frac{B'}{T} + C' \cdot T + D' \cdot T^2 \right) \quad \text{Eq. 57}$$

$$\sigma(T) = a \cdot T + b \quad \text{Eq. 58}$$

$$\rho(T) = a' \cdot T + b' \quad \text{Eq. 59}$$

où  $A$ ,  $B$ ,  $C$ ,  $D$ ,  $A'$ ,  $B'$ ,  $C'$ ,  $D'$ ,  $a$ ,  $b$ ,  $a'$  et  $b'$  sont des constantes spécifiques à chaque fluide. Les valeurs de ces constantes ainsi que les courbes d'évolution de chaque propriété en fonction de la température sont fournies en annexe IX.4.1.

Sachant que dans notre cas la contre pression est fixée, les nombres de Weber et de cavitation sont corrélés pour chaque fluide (à une température donnée) par une pente dont la valeur fait intervenir la pression de vapeur saturante et la tension superficielle de la forme  $2D \cdot (P_b - P_v) / \sigma$  ( $D$  étant constant ici).

### 3. Fluides, incertitudes et solutions théoriques

#### 3.1 Choix des fluides

Chaque système physique impliqué dans une similitude complète ou partielle se caractérise par un fluide spécifique à une température fixée et un set de pressions d'injection. Ces dernières permettent l'évaluation de ce système à différents régimes d'écoulement cavitant. Le changement des fluides (donc de leurs propriétés) et de leurs températures permet de manipuler les nombres adimensionnés de chaque fluide dans le but de satisfaire les équations des cas de similitudes complètes et partielles présentés précédemment.

Notre choix de fluides pour ce travail repose sur une grande variation des propriétés des fluides. Ainsi, parmi les fluides retenus pour ce travail il existe un alcool, le n-butanol, un alcène, l'o-xylène, et des alcanes plus classiquement utilisés dans la littérature : n-hexane, n-heptane, iso-octane et n-dodécane. Nous limitons notre domaine de température entre celle de la condition ambiante et celle de l'ébullition spécifique à chaque fluide  $[20^{\circ}\text{C}, T_{f_i}]$ . Ainsi, la pression de vapeur saturante de tous les fluides reste en-dessous de la valeur de pression ambiante du milieu gazeux dans lequel nous injectons. De cette manière nous nous plaçons dans un intervalle de valeur similaire à celui du fonctionnement d'un moteur à allumage commandé tout en éliminant la possibilité d'avoir un phénomène de flash boiling. Par ailleurs, nous fixons un intervalle pour la pression d'injection, de 8 à 190 bar. Cet intervalle est compatible avec le banc de mesure et couvre les conditions de fonctionnement des moteurs à allumage commandé.

#### 3.2 Ecart et calcul d'incertitudes

Erreur d'arrondi : Pour des raisons pratiques liées au banc de mesure, les températures et pressions sont contrôlées par valeurs entières. Ceci introduit un écart de précision entre les nombres adimensionnels. L'écart relatif entre la valeur théorique et la valeur expérimentale se définit par :

$$\varepsilon = \left| \frac{X_i - X_j}{X_j} \right| \quad \text{Eq. 60}$$

où  $X$  symbolise n'importe quel nombre adimensionnel et les indices se réfèrent aux fluides.

Incertitude : Nous prenons également en compte les incertitudes provenant des variations de la pression ou de la température d'une injection à l'autre. Ces incertitudes sont en général tracées sur les courbes à l'aide des barres verticales et sont fixées en se basant sur le résultat de la **Figure 22** et de la **Figure 20** (2 % pour la température et 4 % si  $P_i < 50$  bar, sinon 2 %).

### 3.2.1 Graphe type vérifiant les solutions

Une fois les températures et les pressions solutions d'un problème obtenues nous traçons, pour chaque fluide d'une similitude (complète ou partielle), ses trois nombres adimensionnés normalisés par ceux d'un autre fluide de la même similitude. Le graphe de la **Figure 72** est un graphe type qui nous permet de vérifier que l'on a bien un cas de similitude complète ou de similitude partielle ; le cas échéant, il fournit la différence entre les nombres adimensionnels en question. La **Figure 72** illustre le propos où deux fluides et un seul nombre adimensionnel sont représentés. Le graphe met en relief, grâce au rapport  $X_2/X_1$ , l'écart entre le nombre adimensionnel du fluide 1 à  $(T_1, P_{i_1})$  avec celui du fluide 2 à  $(T_2, P_{i_2})$ . Les barres verticales représentent l'incertitude des variables sur le nombre adimensionnel  $X$ .

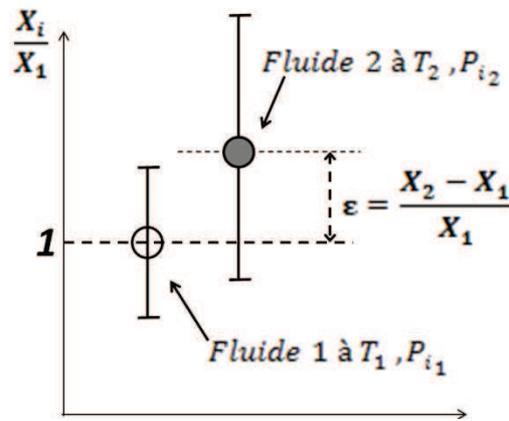


Figure 72: Illustration graphique d'une solution.

## 3.3 Solutions théoriques

### 3.3.1 Similitude complète

Le but du calcul théorique est de trouver deux fluides parmi les six retenus qui vérifient les conditions de similitude complète. Il faut donc tester toutes les combinaisons possibles de 2 parmi 6, c'est-à-dire 15 paires différentes de fluides afin de trouver une solution des équations (**Eq. 44**, **Eq. 45**, **Eq. 46**) écrites précédemment. Explicitons ces trois équations afin de les écrire sous la forme d'un système de 3 équations à 4 inconnues  $(T_1, T_2, P_{i_1}, P_{i_2})$ .

$$\begin{cases} We_1 = We_2 & \rightarrow \Delta P_1 \cdot \sigma_2 = \Delta P_2 \cdot \sigma_1 & \text{Eq. 44.1} \\ Re_1 = Re_2 & \rightarrow \Delta P_1 \cdot \rho_1 \cdot \eta_2^2 = \Delta P_2 \cdot \rho_2 \cdot \eta_1^2 & \text{Eq. 45.1} \\ C_1 = C_2 & \rightarrow \Delta P_1 \cdot (P_b - P_{v_2}) = \Delta P_2 \cdot (P_b - P_{v_1}) & \text{Eq. 46.1} \end{cases}$$

Ce système possède une inconnue de plus que le nombre d'équations qui doit donc être fixée arbitrairement. Afin de simplifier l'écriture des équations, la différence de pression  $(P_i - P_b)$  a été remplacée par le différentiel de pression d'injection  $\Delta P$ . A partir de l'équation d'égalité

entre les nombres de Weber nous pouvons éliminer les deux variables de pression dans les équations des nombres de  $C$  et  $Re$ . Ces deux dernières fournissent un système de deux équations à deux inconnues  $T_1$  et  $T_2$  qu'on appelle le système d'équation de températures  $S_T$  à partir duquel la température de chaque fluide est obtenue.

$$S_T \begin{cases} \sigma_1 \cdot \rho_1 \cdot \eta_2^2 = \sigma_2 \cdot \rho_2 \cdot \eta_1^2 & \text{Eq. 45.2} \\ \sigma_1 \cdot (P_b - P_{v2}) = \sigma_2 \cdot (P_b - P_{v1}) & \text{Eq. 46.2} \end{cases}$$

Etant donné que les températures  $T_1$  et  $T_2$  sont limitées par des intervalles, il se peut que des combinaisons parmi les 15 possibles ne vérifient pas les conditions fixées pour ce système. Lorsqu'une paire de fluides forme une similitude complète, la solution analytique du système  $S_T$  fournit un couple  $(T_1, T_2)$  qui vérifie les deux équations. Dès l'obtention de ces deux températures grâce à la résolution analytique de  $S_T$  (annexe IX.4.2, **Figure 129**), il suffit de fixer la valeur d'une des deux pressions dans l'équation du nombre de Weber pour compléter la solution du problème de similitude par les couples de pressions adéquats. En effet, cette troisième équation (**Eq. 44**) restante relie les deux pressions, c'est-à-dire que pour chaque  $P_{i1}$  fixée il existe une valeur  $P_{i2}$  vérifiant cette équation. Ainsi, pour une paire de fluides solution de  $S_T$ , il existe une infinité de couples de pressions satisfaisant les conditions de similitude complète. Ceci permet l'évaluation de la similitude à plusieurs régimes d'écoulement cavitant. Ainsi, les mesures expérimentales sont réalisées pour une série de six pressions d'injection par similitude (de « a » à « f »).

Nous trouvons, sur les combinaisons de deux fluides parmi six, deux similitudes complètes à seulement 2.5 % d'écart de précision  $\varepsilon$  comme le montrent les graphes de la **Figure 73** et de la **Figure 74** : l'heptane à 67°C avec l'hexane à 32°C pour la première (Similitude 1), et le butanol à 64°C avec le dodécane à 39°C pour la deuxième (Similitude 2). D'autres solutions existent mais leur précision est moins bonne soit à cause d'un écart  $\varepsilon$  plus important, soit parce que les incertitudes sont plus grandes en raison d'une haute température pour un des deux fluides. Nous avons pris soin d'éviter les températures proches de celle de l'ébullition afin d'empêcher un éventuel phénomène de flash boiling étant donné l'importante variation de la pression de vapeur saturante à hautes températures comme le montre la **Figure 126** de l'annexe IX.4.1.2.

Similitude 1 : F1 = n-heptane (67°C) et F2 = n-hexane (32°C) :

<b>1</b>	<b><math>P_1</math>(bar)</b>	<b><math>P_2</math> (bar)</b>	<b><math>Re</math></b>	<b><math>We</math></b>	<b><math>C</math></b>
<b>a</b>	9	10	2.50E+04	2.04E+04	12.48
<b>b</b>	20	23	3.88E+04	4.92E+04	30.07

<b>c</b>	39	45	5.49E+04	9.84E+04	60.13
<b>d</b>	53	61	6.42E+04	1.34E+05	82.14
<b>e</b>	95	109	8.62E+04	2.42E+05	148.17
<b>f</b>	120	137	9.69E+04	3.06E+05	187.08

Tableau 21: Valeurs des nombres adimensionnés des 6 mesures pour le couple (Heptane / Hexane).

Le **Tableau 21** contient les valeurs moyennes de chaque nombre adimensionné. La **Figure 73** montre que tous les nombres adimensionnés relatifs sont bien égaux un à un. Le symbole change d'un nombre adimensionnel à un autre et la couleur change d'un fluide à l'autre. Les incertitudes du nombre de cavitation du n-heptane à 67°C atteignent 25 % pour les raisons citées précédemment (température d'ébullition du n-heptane à 99°C).

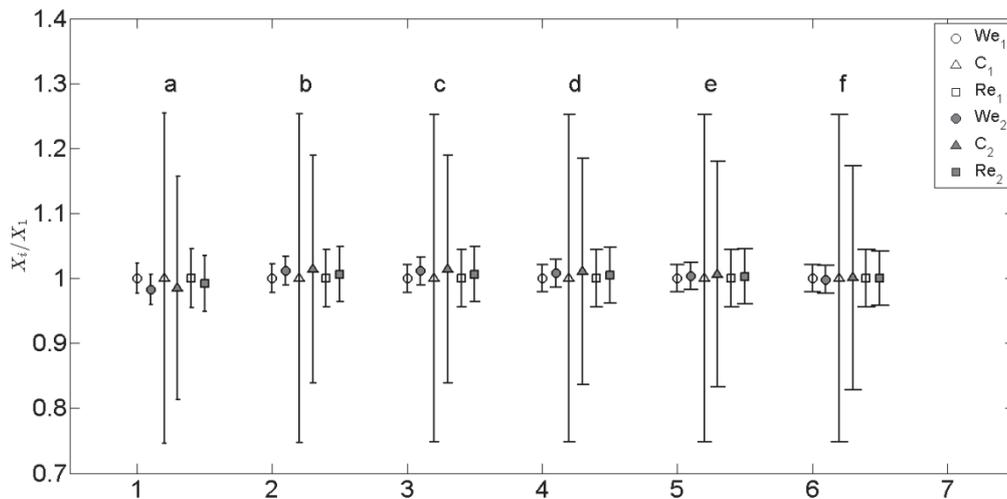


Figure 73: Rapports des nombres adimensionnés (1 : Hep 67°C, 2 : Hex 32°C).

Similitude 2 : F1 = n-butanol (64°C) et F2 = n-dodécane (39°C) :

<b>2</b>	<b><math>P_1</math>(bar)</b>	<b><math>P_2</math>(bar)</b>	<b><math>Re</math></b>	<b><math>We</math></b>	<b><math>C</math></b>
<b>a</b>	9	10	6.56E+03	1.52E+04	8.94
<b>b</b>	27	30	1.18E+04	4.93E+04	28.92
<b>c</b>	54	60	1.68E+04	1.00E+05	58.89
<b>d</b>	80	89	2.06E+04	1.50E+05	87.81
<b>e</b>	105	116	2.36E+04	1.96E+05	115.18
<b>f</b>	135	149	2.67E+04	2.53E+05	148.32

Tableau 22: Valeurs des nombres adimensionnés des 6 mesures pour le couple (But / Dod).

Le **Tableau 22** liste les valeurs de pressions et des nombres adimensionnés des points de mesures. La **Figure 74** se lit de la même façon que la **Figure 73**. Les incertitudes en  $Re$  du n-butanol à 64°C sont plus importantes que les autres en raison de sa forte variation en viscosité dans cette plage de températures modérées (courbe dans l'annexe IX.4.1.1, la **Figure 125**).

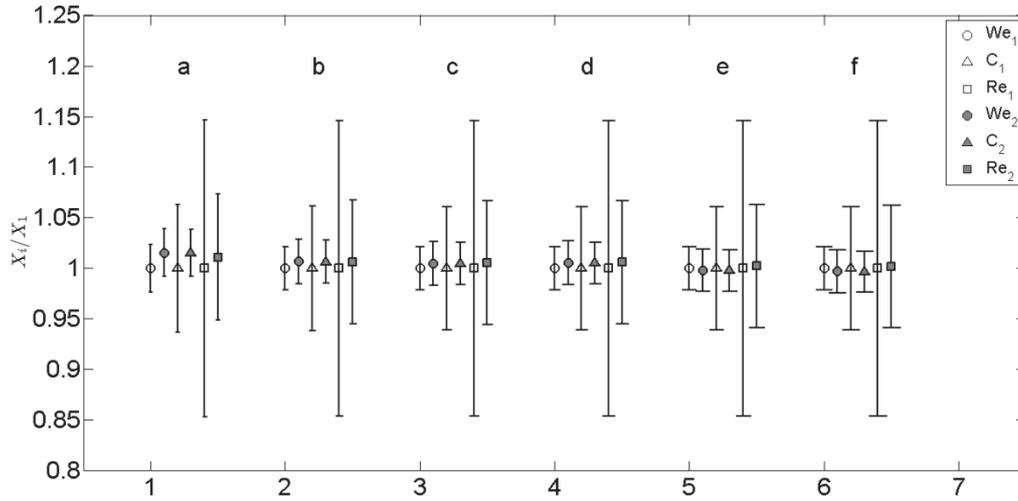


Figure 74: Rapport des nombres adimensionnés (1 : But 64°C, 2 : Dod 39°C).

La Figure 75 illustre la position dans l'espace ( $Re$ ,  $We$ ,  $C$ ) des points de mesure des deux cas de similitude complète ainsi que leurs projetés orthogonaux sur les plans. Les nombres de Weber et de cavitation ont chacun une gamme identique entre similitudes 1 et 2, tandis que celle du nombre de Reynolds est modérée pour la similitude 2 et grande pour la similitude 1.

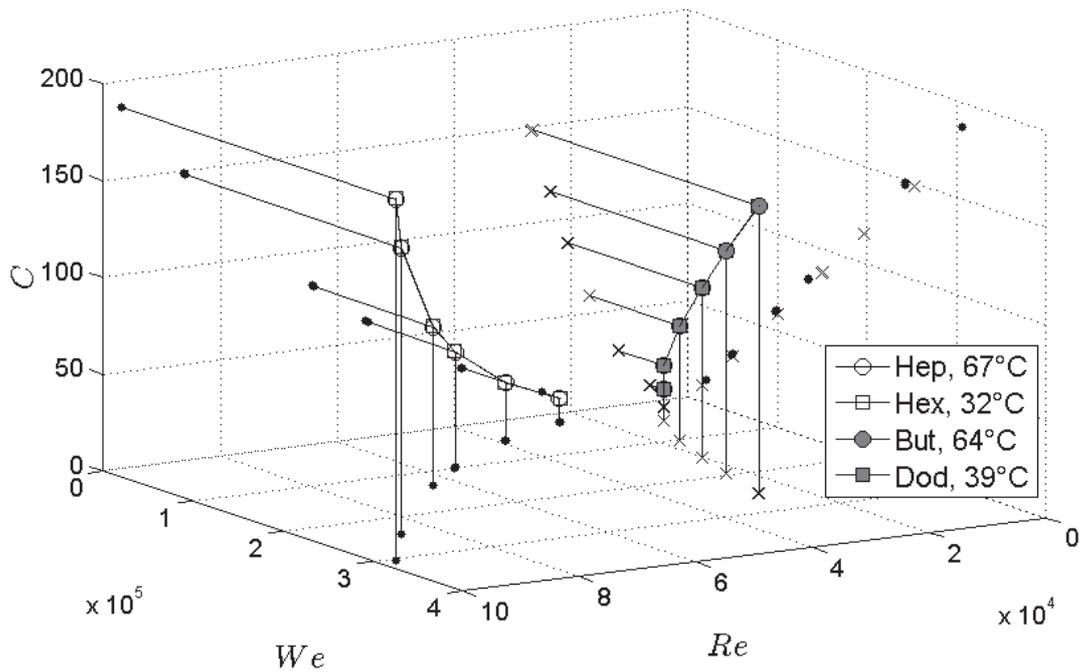


Figure 75: Visualisation 3-D des points de mesure en cas de similitudes complètes (symboles (x) et (•) pour la projection sur les plans).

### 3.3.2 Similitude partielle - effet du nombre de Weber

La même démarche de résolution du système d'équations est suivie ici. En revanche, pour étudier l'effet du nombre de Weber, il faut 3 systèmes physiques donc 3 fluides différents

ayant des valeurs de  $We$  différentes. Il existe 20 combinaisons possibles de 3 fluides parmi 6, appelées des triplets de fluides. Ceux qui vérifient le système de 4 équations ci-dessous.

$$\left\{ \begin{array}{l} Re_1 = Re_2 \quad \rightarrow \Delta P_1 \cdot \rho_1 \cdot \eta_2^2 = \Delta P_2 \cdot \rho_2 \cdot \eta_1^2 \\ Re_1 = Re_3 \quad \rightarrow \Delta P_1 \cdot \rho_1 \cdot \eta_3^2 = \Delta P_3 \cdot \rho_3 \cdot \eta_1^2 \end{array} \right. \quad \begin{array}{l} \text{Eq. 47.1} \\ \text{Eq. 47.2} \end{array}$$

$$\left\{ \begin{array}{l} C_1 = C_2 \rightarrow \Delta P_1 \cdot (P_b - P_{v_2}) = \Delta P_2 \cdot (P_b - P_{v_1}) \\ C_1 = C_3 \rightarrow \Delta P_1 \cdot (P_b - P_{v_3}) = \Delta P_3 \cdot (P_b - P_{v_1}) \end{array} \right. \quad \begin{array}{l} \text{Eq. 48.1} \\ \text{Eq. 48.2} \end{array}$$

Ce système de 4 équations contient 6 inconnues (3 de pression et 3 de température), ce qui nous oblige à fixer arbitrairement deux variables. En éliminant les termes de pressions de ces équations, un système de deux équations liant les températures est obtenu.

$$S_T \left\{ \begin{array}{l} (P_b - P_{v_1}) \cdot \rho_1 \cdot \eta_2^2 = (P_b - P_{v_2}) \cdot \rho_2 \cdot \eta_1^2 \\ (P_b - P_{v_1}) \cdot \rho_1 \cdot \eta_3^2 = (P_b - P_{v_3}) \cdot \rho_3 \cdot \eta_1^2 \end{array} \right. \quad \begin{array}{l} \text{Eq. 47.1} \\ \text{Eq. 47.2} \end{array}$$

Pour une température  $T_1$  fixée, il existe une température  $T_2$  obtenue par la 1<sup>ère</sup> équation de  $S_T$  et une température  $T_3$  issue de la 2<sup>ème</sup> équation. Ces valeurs sont bornées par les limites des intervalles spécifiques à chaque fluide du triplet. Comme dans le cas précédent, les pressions sont obtenues grâce aux deux équations restantes qui forment désormais un système d'équations de pressions  $S_p$  où une des trois pressions doit être fixée arbitrairement. D'une façon équivalente aux équations de  $S_T$ , il existe pour une pression d'injection  $P_{i_1}$  quelconque, deux autres pressions  $P_{i_2}$  et  $P_{i_3}$ .

$$S_p \left\{ \begin{array}{l} \Delta P_1 \cdot (P_b - P_{v_2}) = \Delta P_2 \cdot (P_b - P_{v_1}) \\ \Delta P_1 \cdot (P_b - P_{v_3}) = \Delta P_3 \cdot (P_b - P_{v_1}) \end{array} \right. \quad \begin{array}{l} \text{Eq. 48.1} \\ \text{Eq. 48.2} \end{array}$$

Nous optons pour les triplets où la solution est atteinte pour des températures qui sont relativement distantes de celles de l'ébullition et pour des écarts  $\varepsilon$  qui ne dépassent pas 3 % pour les nombres de  $Re$  et  $C$  et dépassent 50 % pour les nombres de  $We$  afin que son influence soit effective. Ainsi, nous gardons pour les tests expérimentaux les deux triplets suivants :

- 1- Iso-octane à 76°C, o-xylène à 123°C et n-dodécane à 132°C
- 2- O-xylène à 104°C, n-heptane à 35°C et n-dodécane à 146°C

<b>1</b>	<b><math>P_1</math></b>	<b><math>P_2</math></b>	<b><math>P_3</math></b>	<b><math>C</math></b>	<b><math>Re</math> (E+04)</b>	<b><math>We_1</math> (E+04)</b>	<b><math>We_2</math> (E+04)</b>	<b><math>We_3</math> (E+04)</b>
<b>a</b>	9	8	16	15.97	2.34	2.51	1.4	4.24
<b>b</b>	15	14	27	28.41	3.12	4.40	2.6	7.35
<b>c</b>	25	23	45	48.28	4.06	7.54	4.4	12.44

<b>d</b>	40	36	73	78.08	5.17	12.25	7	20.35
<b>e</b>	50	45	91	97.95	5.79	15.4	8.8	25.44
<b>f</b>	70	63	128	138.05	6.87	21.68	12.4	35.9
<b>g</b>	90	81	165	178.16	7.80	27.97	16	46.36
<b>h</b>	100	90	184	198.39	8.24	31.11	17.8	51.73

Tableau 23: Valeurs des nombres adimensionnés des 8 mesures pour le 1<sup>er</sup> triplet.

<b>2</b>	$P_1$	$P_2$	$P_3$	$C$	$Re$ (E+04)	$We_1$ (E+04)	$We_2$ (E+04)	$We_3$ (E+04)
<b>a</b>	8	10	10	10.12	2.02	1.28	1.93	2.82
<b>b</b>	16	20	20	21.47	2.94	2.74	4.07	5.96
<b>c</b>	28	36	35	38.87	3.96	4.93	7.50	10.67
<b>d</b>	40	51	50	55.9	4.74	7.12	10.71	15.37
<b>e</b>	50	64	62	70.09	5.31	8.95	13.49	19.14
<b>f</b>	65	84	81	91.93	6.08	11.68	17.78	25.1
<b>g</b>	85	109	105	119.93	6.95	15.33	23.13	32.63
<b>h</b>	110	142	137	156.34	7.93	19.9	30.2	42.67

Tableau 24: Valeurs des nombres adimensionnés des 8 mesures pour le 2<sup>ème</sup> triplet.

Les valeurs de température et celles de la pression d'injection qui figurent dans les tableaux (Tableau 23 et Tableau 24) seront retenues pour l'application expérimentale.

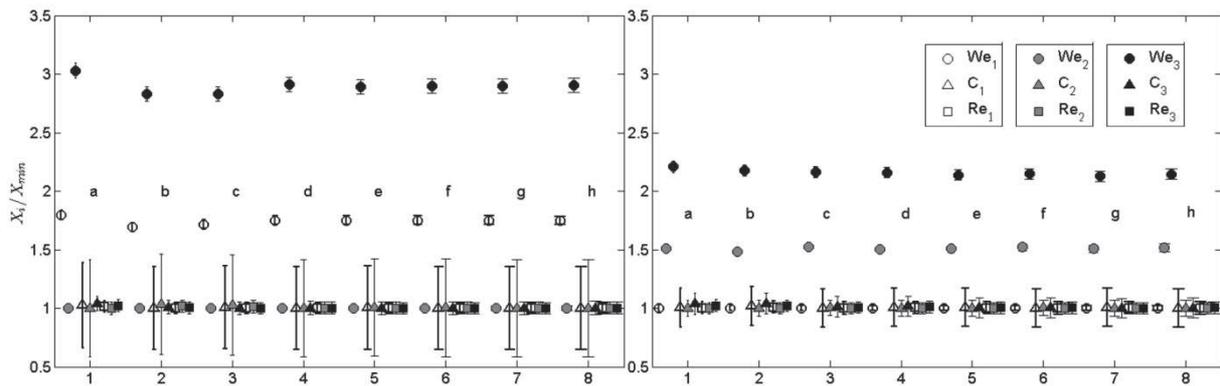


Figure 76: Rapport des nombres adimensionnés, triplet 1 à gauche et triplet 2 à droite.

La Figure 76 illustre la variation du nombre de Weber pour les deux cas de similitude partielle à iso  $C$  et  $Re$ . Les incertitudes les plus importantes sont pour le nombre de cavitation de l'isooctane 76°C et de l'o-xylène 123°C du premier triplet. Les incertitudes sont faibles sur le nombre de Weber étudié (à peine visible sur la Figure 76). Les fluides du 1<sup>er</sup> triplet admettent une variation plus importante en nombre de Weber que ceux du 2<sup>ème</sup> triplet.

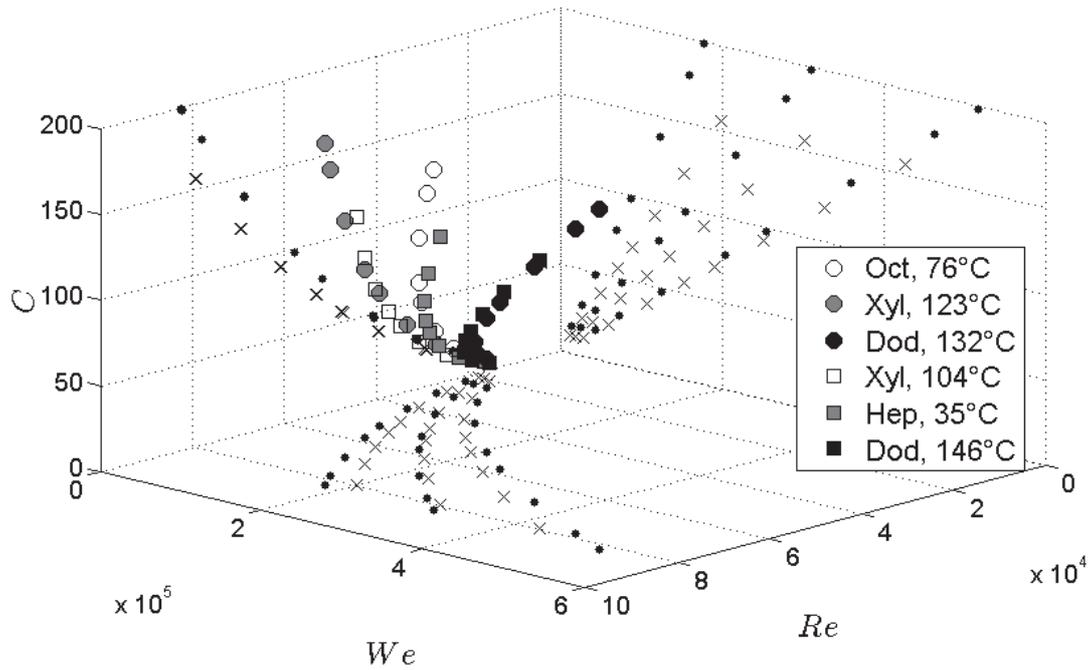


Figure 77: Illustration 3-D des points des deux similitudes partielles à iso  $C$  et  $Re$  à gauche (projections des points du triplet 1 (•) et du triplet 2 (x)). Plan ( $Re$ ,  $C$ ) à droite.

La **Figure 77** illustre la position dans l'espace ( $Re$ ,  $We$ ,  $C$ ) des points de mesures des deux triplets ainsi que leurs projetés orthogonaux sur les trois plans. Les nombres adimensionnés du triplet 1 s'intercalent entre ceux du triplet 2.

### 3.3.3 Similitude partielle - effet du nombre de Reynolds

Le seul changement par rapport au cas précédent concerne les équations car les étapes du calcul restent identiques. Le calcul aboutit aux systèmes d'équations de températures et de pressions suivants :

$$S_T \begin{cases} \sigma_1 \cdot (P_b - P_{v2}) = \sigma_2 \cdot (P_b - P_{v1}) \\ \sigma_1 \cdot (P_b - P_{v3}) = \sigma_3 \cdot (P_b - P_{v1}) \end{cases} \quad \text{Eq. 49.1}$$

Eq. 49.2

$$S_P \begin{cases} \Delta P_1 \cdot \sigma_2 = \Delta P_2 \cdot \sigma_1 \\ \Delta P_1 \cdot \sigma_3 = \Delta P_3 \cdot \sigma_1 \end{cases} \quad \text{Eq. 50.1}$$

Eq. 50.2

Après application des mêmes critères sur le choix des meilleurs triplets, nous optons pour :

- 1- Iso-octane à 86°C, n-butanol à 100°C et n-heptane à 83°C
- 2- Iso-octane à 86°C, n-butanol à 100°C et n-hexane à 52°C
- 3- N-butanol à 79°C, n-heptane à 69°C et n-dodécane à 22°C
- 4- N-butanol à 79°C, n-heptane à 69°C et n-hexane à 35°C

Nous avons l'opportunité d'obtenir deux fluides communs dans le 1<sup>er</sup> et le 2<sup>ème</sup> triplet (iso-octane et n-butanol) ainsi que deux autres fluides dans le 3<sup>ème</sup> et 4<sup>ème</sup> triplet (n-butanol et n-heptane), ce qui permet le regroupement de ces triplets en deux quadruplets. Les points de mesures de chaque fluide des deux quadruplets sont présentés dans les **Tableau 25** et **Tableau 26**.

1 et 2	$P_1$	$P_2$	$P_3$	$P_4$	$C$	$We$ (E+04)	$Re_1$ (E+04)	$Re_2$ (E+04)	$Re_3$ (E+04)	$Re_4$ (E+04)
<b>a</b>	10	15	12	13	28.94	3.09	2.69	1.64	3.33	3.36
<b>b</b>	20	31	24	26	61.2	6.53	3.91	2.4	4.81	4.85
<b>c</b>	30	46	35	40	91.88	9.8	4.83	2.93	5.85	6.05
<b>d</b>	40	62	47	53	124.14	13.2	5.6	3.42	6.8	6.99
<b>e</b>	50	78	59	66	156.4	16.69	6.28	3.84	7.64	7.81
<b>f</b>	75	117	89	99	236.37	25.22	7.71	4.71	9.41	9.59
<b>g</b>	100	156	119	133	316.33	33.75	8.92	5.45	10.9	11.13

Tableau 25: Valeurs des nombres adimensionnés des 7 mesures pour le 1<sup>er</sup> quadruplet.

Dans le 2<sup>ème</sup> quadruplet nous avons du n-heptane à 69°C et du n-hexane à 35°C faisant rappel au cas de similitude complète (hep 67°C / Hex 32°C). Les températures sont suffisamment proches pour que ces deux fluides forment un cas de similitude complète mais à une précision moindre. En effet, en regardant le graphe de droite de la **Figure 129** (annexe IX.4.2), on remarque que dans le cas de ces deux fluides, les deux courbes  $T_2 = f(T_1)$  qui vérifient les deux équations du cas de similitude complète se croisent en formant un angle très aigu indiquant que pour un point  $(T_1, T_2)$  situé entre les deux courbes, les nombres adimensionnés des deux fluides donnent une similitude complète à moindre précision. C'est aussi le cas du n-heptane 83°C et n-hexane 52°C du quadruplet 1 où la quasi-similitude se manifeste par l'égalité des rapports des nombres des Reynolds **Figure 78**.

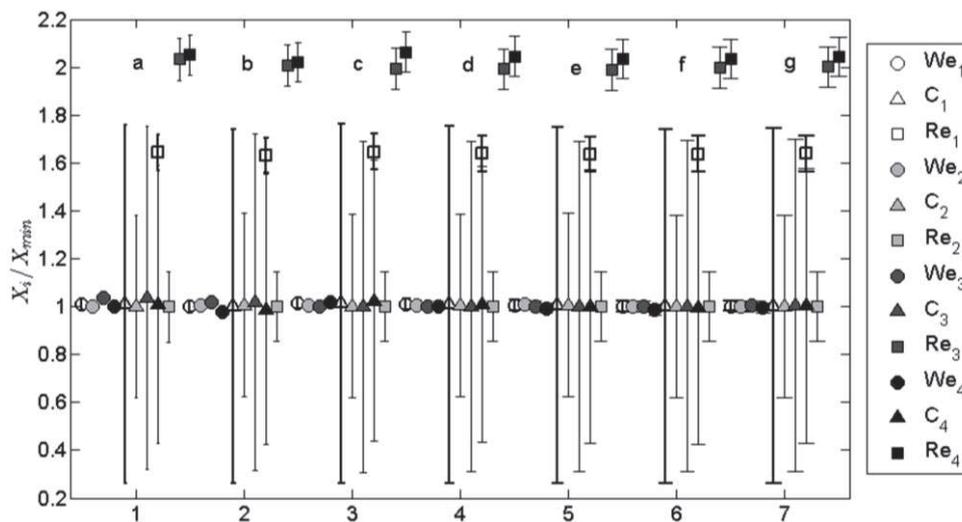


Figure 78: Rapport des nombres adimensionnés du quadruplet 1.

Sur la **Figure 78** les incertitudes des nombres de cavitation des quatre fluides sont très importantes. Les températures auxquelles ces fluides doivent être injectés sont élevées (les températures d'ébullition sont : 100°C pour l'iso-octane, 117°C pour le n-butanol, 99°C pour le n-heptane et 68°C pour l'hexane). Ceci s'explique par l'importante pente de la courbe de  $P_v$  en fonction de la température au voisinage des températures d'ébullition (**Figure 126**) pour tous les fluides. Malgré l'existence de 4 fluides, la quasi-similitude complète fait que ce cas ne se distingue pas d'un triplet par rapport au nombre de Reynolds.

<b>3 et 4</b>	$P_1$	$P_2$	$P_3$	$P_4$	$C$	$We$ (E+04)	$Re_1$ (E+04)	$Re_2$ (E+04)	$Re_3$ (E+04)	$Re_4$ (E+04)
<b>a</b>	9	7	11	8	9.97	1.59	0.86	2.21	0.54	2.25
<b>b</b>	18	14	22	16	21.24	3.38	1.26	3.25	0.78	3.3
<b>c</b>	40	31	50	35	49.1	7.8	1.91	4.94	1.19	4.96
<b>d</b>	60	46	75	52	74.03	11.76	2.35	6.05	1.46	6.08
<b>e</b>	80	62	100	70	99.5	15.81	2.72	7.05	1.69	7.07
<b>f</b>	110	85	138	96	137.34	21.83	3.19	8.27	1.98	8.3
<b>g</b>	140	108	176	122	175.17	27.84	3.6	9.34	2.24	9.37

Tableau 26: Valeurs des nombres adimensionnés des 7 mesures pour le 2<sup>ème</sup> quadruplet.

Le quadruplet 2 illustré dans le graphe de la **Figure 79** présente un plus large écart entre les nombres de Reynolds. Comme dans le cas précédent, il contient aussi une quasi-similitude complète entre le n-heptane 69°C (fluide 2) et le n-hexane 35°C (fluide 4).

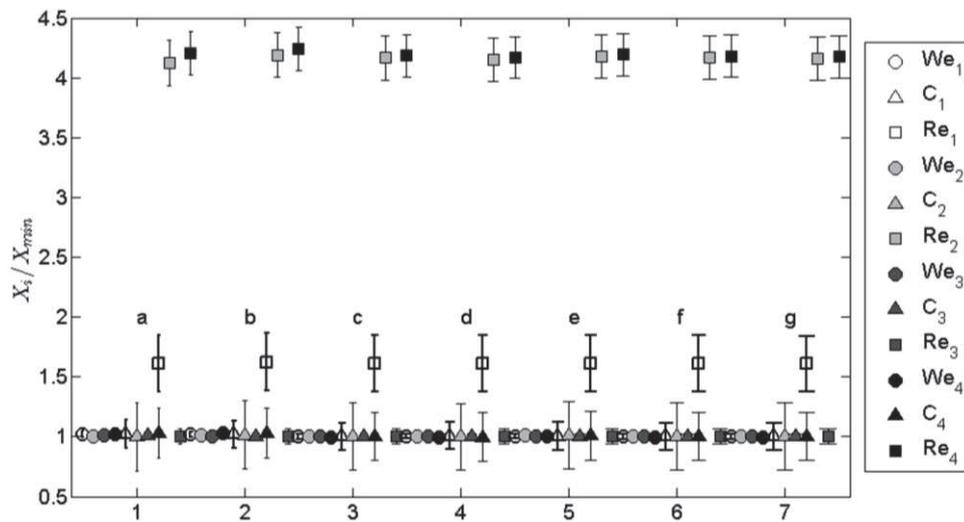


Figure 79: Rapport des nombres adimensionnés du quadruplet 2.

La **Figure 80** illustre la position des points des deux quadruplets dans l'espace ( $Re$ ,  $We$ ,  $C$ ). Le nombre de cavitation atteint de plus hautes valeurs pour le 1<sup>er</sup> quadruplet. Les nombres de Weber des deux quadruplets s'intercalent et ceux du Reynolds couvrent un large intervalle.

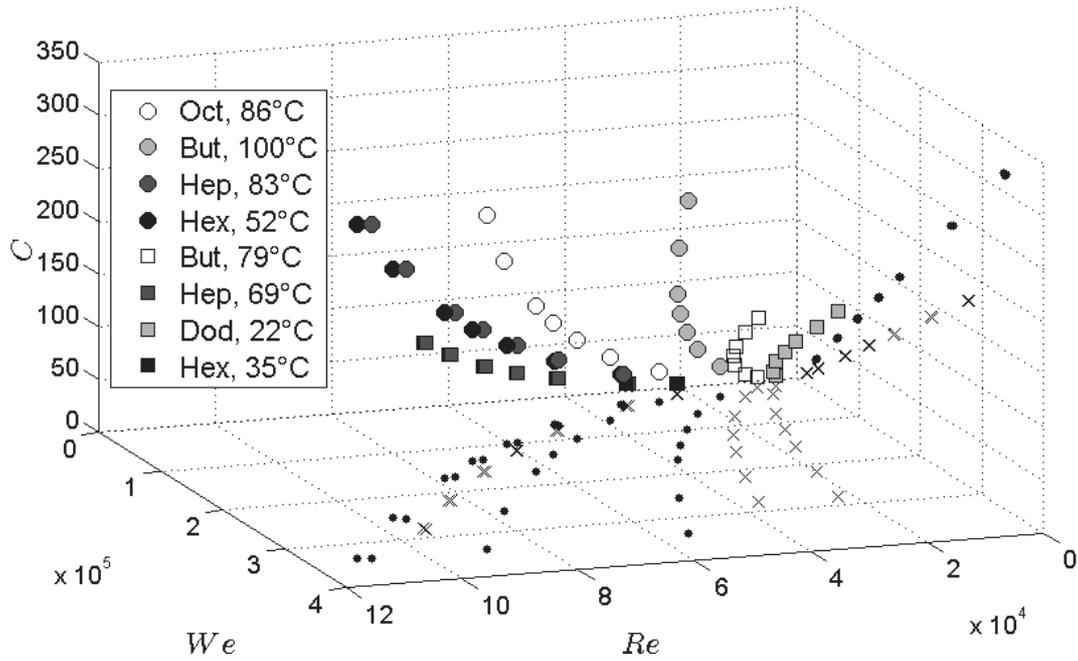


Figure 80: Illustration 3-D des points des deux similitudes partielles à iso  $We$  et  $C$  (projection des points du quadruplet 1 (•) et du quadruplet 2 (x)).

### 3.3.4 Similitude partielle - effet du nombre de cavitation

En appliquant le même raisonnement, le système d'équations  $S_T$  est résolu indépendamment des termes de pressions :

$$S_T \begin{cases} \sigma_1 \cdot \rho_1 \cdot \eta_2^2 = \sigma_2 \cdot \rho_2 \cdot \eta_1^2 \\ \sigma_1 \cdot \rho_1 \cdot \eta_3^2 = \sigma_3 \cdot \rho_3 \cdot \eta_1^2 \end{cases} \quad \text{Eq. 52.1}$$

$$\text{Eq. 52.2}$$

suivi par la résolution du système d'équations de pressions  $S_p$  :

$$S_p \begin{cases} \Delta P_1 \cdot \sigma_2 = \Delta P_2 \cdot \sigma_1 \\ \Delta P_1 \cdot \sigma_3 = \Delta P_3 \cdot \sigma_1 \end{cases} \quad \text{Eq. 51.1}$$

$$\text{Eq. 51.2}$$

En appliquant les mêmes conditions sur le choix des solutions théoriques, nous trouvons, sur les 20 combinaisons possibles, un seul triplet contenant de l'iso-octane à 44°C, de l'o-xylène à 51°C et du n-dodécane à 148°C. Les températures des fluides sont faibles relativement à leur température d'ébullition respective et donc n'aboutissent pas à des incertitudes qui mettent en doute les écarts entre les nombres de cavitation comme le prouve la **Figure 81**. Entre le 1<sup>er</sup> et le 3<sup>ème</sup> fluide, la faible variation (30 %) du nombre de cavitation risque de ne pas être assez importante pour mettre en relief l'effet de ce nombre sans dimension. En revanche, les nombres de cavitation du 2<sup>ème</sup> fluide sont 1.9 fois plus importants que ceux du 3<sup>ème</sup> fluide. Aucun autre triplet de fluides fournit un meilleur rapport entre les nombres de cavitation.

La **Figure 82** illustre la position des points de la similitude partielle dans l'espace ( $Re$ ,  $We$ ,  $C$ ).

	$P_1$	$P_2$	$P_3$	$Re$ (E+04)	$We$ (E+04)	$C_1$	$C_2$	$C_3$
<b>a</b>	10	16	8	1.83	2.23	10.64	15.55	8.15
<b>b</b>	15	25	12	2.3	3.52	16.54	24.88	12.8
<b>c</b>	25	42	20	3.01	6.04	28.36	42.5	22.11
<b>d</b>	35	59	28	3.58	8.56	40.18	60.12	31.43
<b>e</b>	55	93	44	4.52	13.6	63.82	95.37	50.05
<b>f</b>	75	127	59	5.27	18.53	87.45	130.61	67.51
<b>g</b>	95	162	75	5.96	23.62	111.09	166.9	86.13
<b>h</b>	110	187	87	6.41	27.37	128.82	192.81	100.1

Tableau 27: Valeurs des nombres adimensionnés des 8 mesures pour le triplet.

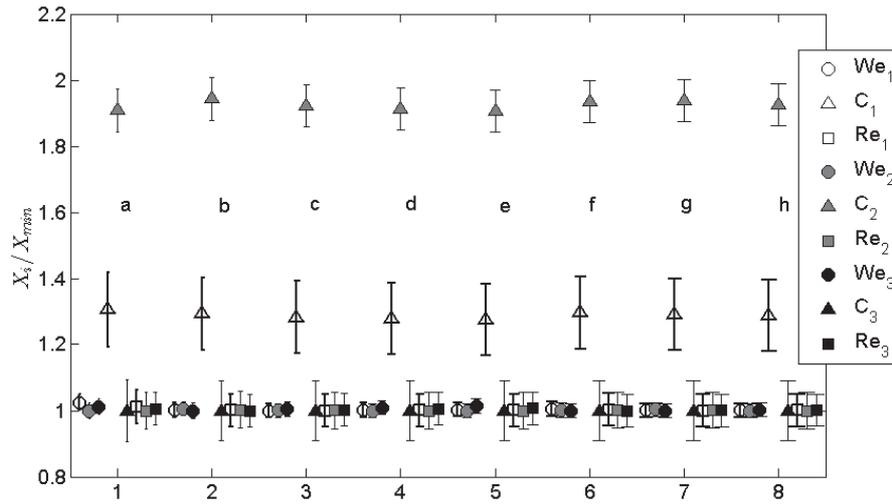
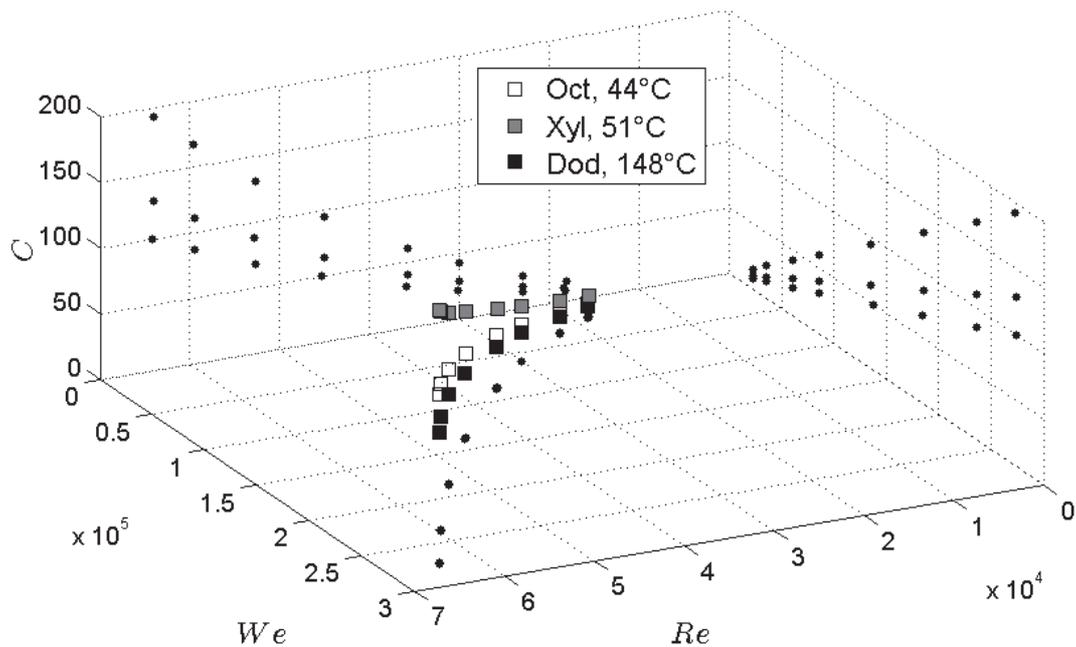


Figure 81: Rapport des nombres adimensionnés pour le triplet du cas « effet de C ».


 Figure 82: Illustration 3-D des points de la similitude partielle en  $C$  (projection des points (\*)).

### 3.3.5 Comparaison avec les conditions moteurs

Le but de cette partie est de montrer où se situent les points de mesure de l'analyse dimensionnelle par rapport aux points de fonctionnement du moteur présentés au chapitre I. La **Figure 83** superpose tous les points de mesure à ceux du fonctionnement à chaud et à froid du moteur. Les points correspondant à la pression d'injection de 350 bar ne sont pas pris en compte puisqu'elle ne peut être atteinte par notre banc de mesure (pression d'injection maximale de 200 bar).

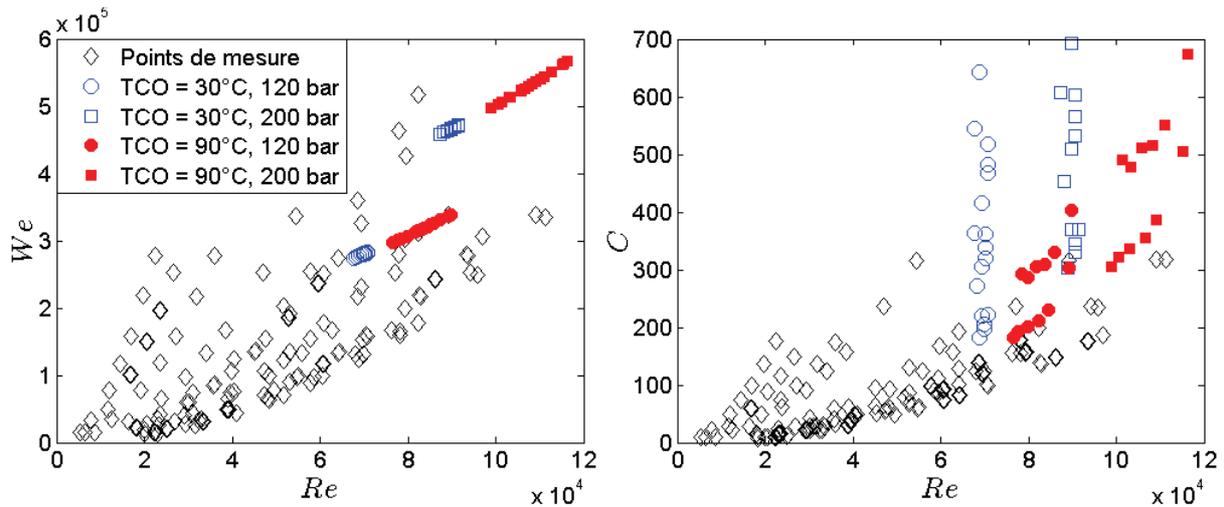


Figure 83: Comparaison des points de mesure de l'analyse dimensionnelle à ceux du fonctionnement du moteur.

Le graphe de gauche montre que la plage des nombres de Weber et de Reynolds lors de l'injection à pression d'injection de 200 bar est complètement couverte aux conditions froides ( $TCO = 30^\circ C$ ) et à moitié couverte aux conditions chaudes ( $TCO = 90^\circ C$ ). Pour les pressions d'injection en-dessous de 200 bar, les conditions dans le moteur en termes de nombres de Weber et de Reynolds sont couvertes.

Le graphe de droite donne l'intervalle du nombre de cavitation couvert par les points de mesures de l'analyse dimensionnelle. Cet intervalle semble couvrir uniquement le mode de fonctionnement à moyenne et forte charges du moteur ( $IMEP > 5.6$  bar lors des conditions froides et  $IMEP > 8.7$  bar lors des conditions chaudes).

## 4. Résultats

Les résultats expérimentaux provenant des mesures sur les injecteurs XL3-60 et XL3-CF0 se divisent en trois parties : la première et la deuxième concernent les résultats de la débitmétrie et de la visualisation du jet en champ proche. La troisième présente le modèle empirique de l'angle du jet à la section de sortie de la buse en fonction des trois nombres adimensionnés.

### 4.1 Résultats de la débitmétrie

Dans la première partie du chapitre précédent nous avons distingué sur le tracé de  $C_D$  en fonction de  $1/\sqrt{C}$  quatre différents régimes d'écoulement séparés par trois nombres critiques :

- 1) Régime 1 : un premier plateau où  $C_D$  ne varie pas avec l'augmentation de  $P_i$ .
- 2) Régime 2 : une chute linéaire du  $C_D$  précédée par un point de cavitation critique.
- 3) Régime 3 : un 2<sup>ème</sup> plateau où  $C_D$  est relativement indifférent de l'augmentation de  $P_i$ .
- 4) Régime 4 : une 2<sup>ème</sup> chute.

Les deux autres points critiques séparent le 2<sup>ème</sup> régime du 3<sup>ème</sup> et le 3<sup>ème</sup> du 4<sup>ème</sup>.

Le but principal de cette partie est de connaître le régime d'écoulement de chaque point de mesure (a à h). Ceci sera très utile pour les parties suivantes puisque seuls les paramètres issus de deux écoulements à régime identique sont comparables.

Le second but de cette partie est de qualifier le comportement hydraulique de l'injecteur en fonction des conditions variées d'un fluide à l'autre. Dans le cas d'une similitude complète, les coefficients de décharge doivent être identiques. Dans le cas contraire,  $C_D$  dépend au moins d'un quatrième  $\Pi$ -paramètre non pris en compte dans l'analyse dimensionnelle proposée.

Pour l'injecteur XL3-60, la mesure de débitmétrie à température élevée n'est pas réalisée dans la meilleure configuration décrite au chapitre III.2.4.2. L'injecteur n'était plus disponible lorsque ce protocole expérimental a été mis en place. Ainsi, les valeurs de la pesée à hautes températures et pressions sont sous-estimées à cause de l'échange de vapeur entre le tube et le milieu extérieur (d'où l'intérêt d'ajouter le joint et la paille de fer dans le tube montrés dans la **Figure 29**). Les tests ont montré que la forme de l'évolution du coefficient de décharge varie peu et que l'estimation de la position des points critiques est toujours possible. La **Figure 130** de l'annexe IX.4.3 en témoigne.

Afin d'être certain de la position des points critiques pour chaque fluide utilisé, l'identification de ces points se fait à l'aide de deux critères :

1) la courbe de l'évolution du coefficient de décharge en fonction de  $1/\sqrt{C}$ . Ainsi, des points supplémentaires (autres que les points de a à f ou h) ont été utilisés uniquement pendant la mesure du débit massique afin de distinguer précisément les différents régimes.

2) le rapport des nombres de Reynolds à un nombre de cavitation donné entre le fluide en question et l'heptane 23°C. En effet, le point de cavitation critique varie avec la viscosité du fluide comme l'ont montré Payri et al. [50]. Le fluide le moins visqueux (grand nombre de Reynolds) possède le coefficient de décharge le plus élevée dans la région du premier régime. C'est aussi pour ce même fluide que le nombre de cavitation critique est le plus petit car c'est le premier à atteindre une cavitation suffisamment développée aboutissant au changement de régime. Payri et al. [50] ont montré que le nombre de cavitation critique ( $C_{crit}$ ) s'écrit comme une fonction du nombre de Reynolds. Le premier est inversement proportionnel au deuxième. L'heptane 23°C nous sert de référence puisque ces points critiques sont connus (chapitre V.1). Si à un nombre de cavitation fixé, le rapport des nombres de Reynolds est égal à 1, les points critiques du fluide en question ont donc les mêmes valeurs de  $C$  que ceux de l'heptane 23°C.

#### 4.1.1 Similitude complète

Les résultats obtenus sont tracés sur la **Figure 84** pour l'injecteur XL3-60 et sur la **Figure 85** pour le XL3-CF0. Les graphes de gauche correspondent à la similitude 1 et ceux de droite à la similitude 2. Dans le cas de l'injecteur XL3-60, les courbes des deux fluides de chaque similitude sont semblables, avec un écart maximal de 0.02 pour certains points à hautes pressions. Cette valeur est du même ordre de grandeur que la masse de vapeur non évaluée par l'ancienne méthode de mesure comme le montre la **Figure 130** de l'annexe IX.4.3.

Dans le cas de l'injecteur XL3-CF0, la **Figure 85** montre une quasi-égalité entre les coefficients de décharge des deux fluides de chaque similitude complète. L'écart entre les courbes est en-dessous de 0.005. **Ainsi, dans les conditions de ces quatre fluides, le coefficient de décharge ne dépend que des trois nombres sans dimensions choisis pour cette analyse dimensionnelle.**

Dans le cas du XL3-60, le point critique de cavitation n'est obtenu que pour les fluides de la similitude 2.

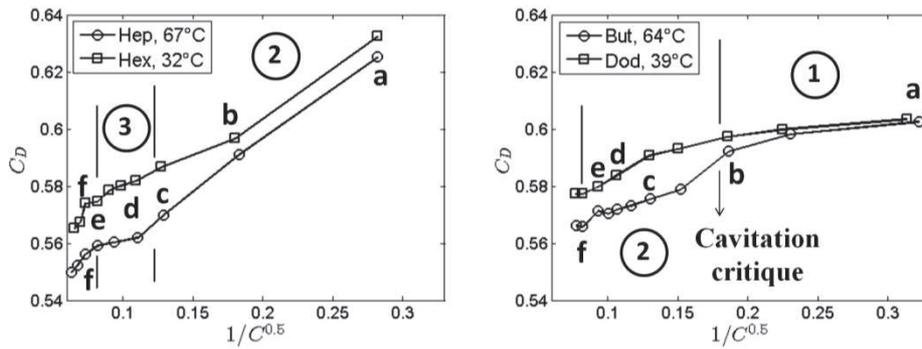


Figure 84: Evolutions des coefficients de décharges des fluides des deux similitudes (injecteur : XL3-60).

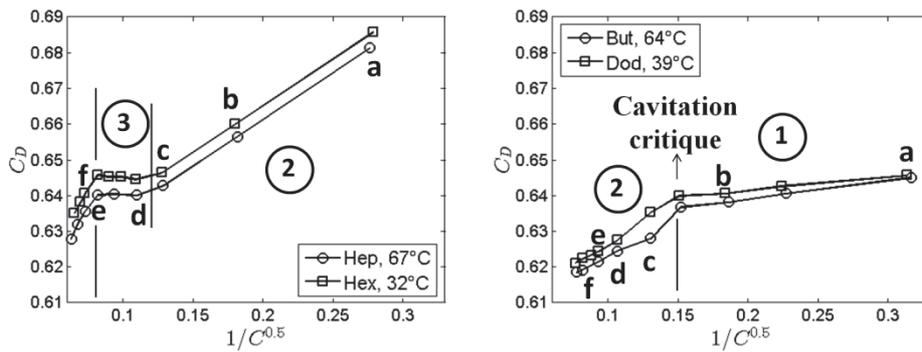


Figure 85: Evolutions des coefficients de décharges des fluides des deux similitudes (injecteur : XL3-CF0).

Dans le cas du XL3-CF0, le point critique de cavitation est présent sur le graphe de la similitude 2. Celui de la similitude 1 est obtenu grâce au couple heptane 69°C et hexane 35°C qui intervient dans le 2<sup>ème</sup> quadruplet  $Re(2)$  de la similitude partielle – effet du nombre de Reynolds. Ceci est dû à deux raisons :

- 1) Les quatre fluides ont le même rapport des nombres de Reynolds, donc doivent avoir le même nombre de cavitation critique et la même valeur du coefficient de décharge à ce point. (Les quatre courbes sont tracées sur la **Figure 86**).
- 2) Le premier point de mesure du couple (Hep69, Hex35) possède une abscisse plus grande facilitant ainsi l'obtention du point critique de cavitation.

Le point de mesure a du couple (Hep67, Hex32) est donc au 1er régime. Le coefficient de décharge (au point critique de cavitation) sera considéré égal à une valeur moyenne (ligne horizontale en pointillée) de 0.686 pour les quatre fluides.

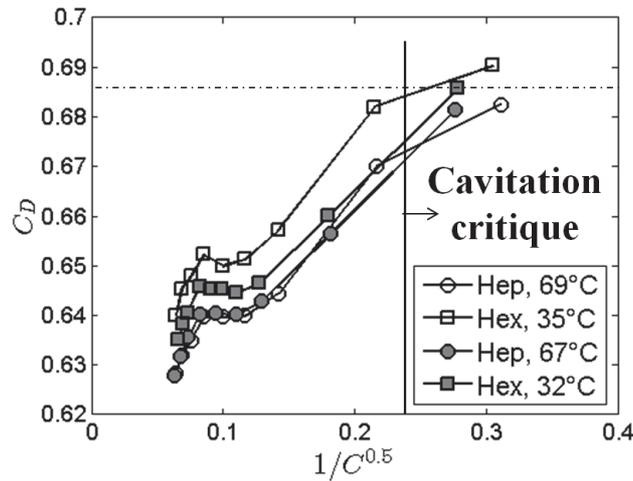


Figure 86: Coefficients de décharge des cas de similitudes complète et quasi-complète (XL3-CF0).

Le **Tableau 28** précise les rapports des nombres de Reynolds et les régimes d'écoulement de chaque point de mesure pour l'injecteur XL3-60. Il en est de même pour l'injecteur XL3-CF0 au **Tableau 29**.

Points de mesure	Hep67	Hex32	But64	Dod39
$\frac{Re_{Hep23}}{Re_i} \Big _{Crit(Hep23)}$	0.81	0.81	2.615	2.607
<b>a</b>	Régime2	Régime2	Régime1	Régime1
<b>b</b>	Régime2	Régime2	Régime1 / 2	Régime1 / 2
<b>c</b>	Régime2	Régime2	Régime2	Régime2
<b>d</b>	Régime3	Régime3	Régime2	Régime2
<b>e</b>	Régime3 / 4	Régime3 / 4	Régime2	Régime2
<b>f</b>	Régime4	Régime4	Régime2 / 3	Régime2 / 3

Tableau 28: Répartition des points de mesure sur les régimes d'écoulement pour les similitudes 1 et 2 (XL3-60).

Certains points de mesure sont à la frontière entre deux régimes (ex : point e, régime 3 / 4). Les tableaux sont coloriés selon les régimes du plus clair (régime 1) au plus foncé (régime 4).

Points de mesure	Hep67	Hex32	But64	Dod39
<b>a</b>	Régime1	Régime1	Régime1	Régime1
<b>b</b>	Régime2	Régime2	Régime1	Régime1
<b>c</b>	Régime2	Régime2	Régime2	Régime2
<b>d</b>	Régime3	Régime3	Régime2	Régime2
<b>e</b>	Régime3	Régime3	Régime2	Régime2
<b>f</b>	Régime4	Régime4	Régime2	Régime2

Tableau 29: Répartition des points de mesure sur les régimes d'écoulement (XL3-CF0).

#### 4.1.2 Similitude partielle - effet du nombre de Weber

De la même façon, le **Tableau 30** et le **Tableau 31** récapitulent la répartition des points de mesure de la 1<sup>ère</sup> similitude partielle (appelée  $We(1)$ ) sur les régimes d'écoulement pour les injecteurs XL3-60 et XL3-CF0 respectivement.

Points de mesure	Oct76	Xyl123	Dod132
a	Régime2	Régime2	Régime2
b	Régime2	Régime2	Régime2
c	Régime2/ 3	Régime2/ 3	Régime2/ 3
d	Régime3	Régime3	Régime3
e	Régime3	Régime3	Régime3
f	Régime3	Régime3	Régime3
g	Régime4	Régime4bis	Régime4bis
h	Régime4	Régime4bis	Régime4bis

Tableau 30: Répartition des points de mesure sur les régimes d'écoulement pour We(1) (XL3-60).

Dans le cas de la similitude partielle – effet du nombre de Weber (iso  $Re$  et  $C$ ) – tous les fluides du triplet ont les mêmes points critiques, donc ils ont aussi la même répartition des points de mesure sur les régimes. Les courbes de  $C_D$  des fluides injectés à plus de 100°C remontent au lieu de rechuter à hautes pressions (vers la fin du 3ème régime) indépendamment de l'injecteur utilisé. Etant donné que dans ce cas, la 2<sup>ème</sup> chute qui définit le quatrième régime est inexistante, ce dernier sera nommé « régime 4bis ». Cet aspect, méconnu jusque là, met en relief un éventuel effet thermique qui ne peut plus être négligé.

Points de mesure	Oct76	Xyl123	Dod132
a	Régime1	Régime1	Régime1
b	Régime2	Régime2	Régime2
c	Régime2	Régime2	Régime2
d	Régime3	Régime3	Régime3
e	Régime3	Régime3	Régime3
f	Régime3	Régime3	Régime3
g	Régime3	Régime3	Régime3
h	Régime4	Régime4bis	Régime4bis

Tableau 31: Répartition des points de mesure sur les régimes d'écoulement pour We(1) (XL3-CF0).

Concernant les fluides du 2<sup>ème</sup> triplet We(2), la répartition des points de mesure sur les régimes d'écoulement est présentée dans le Tableau 32 et le Tableau 33 pour le XL3-60 et le XL3-CF0 respectivement.

Points de mesure	Xyl104	Hep35	Dod146
a	Régime1 /2	Régime1 /2	Régime1 /2
b	Régime2	Régime2	Régime2
c	Régime2	Régime2	Régime2
d	Régime3	Régime3	Régime3
e	Régime3	Régime3	Régime3
f	Régime3	Régime3	Régime3
g	Régime4	Régime4	Régime4bis
h	Régime4bis	Régime4	Régime4bis

Tableau 32: Répartition des points de mesure sur les régimes d'écoulement pour We(2) (XL3-60).

Points de mesure	Xyl104	Hep35	Dod146
a	Régime1	Régime1	Régime1
b	Régime2	Régime2	Régime2
c	Régime2	Régime2	Régime2
d	Régime3	Régime3	Régime3
e	Régime3	Régime3	Régime3
f	Régime3	Régime3	Régime3
g	Régime3/ 4bis	Régime3 /4	Régime3/ 4bis
h	Régime4bis	Régime4	Régime4bis

Tableau 33: Répartition des points de mesure sur les régimes d'écoulement pour  $We(2)$  (XL3-CF0).

#### 4.1.3 Similitude partielle - effet du nombre de Reynolds

N'ayant pas les mêmes nombres de Reynolds, les fluides n'ont pas nécessairement le même régime d'écoulement à iso  $C$  et  $We$ . Contrairement au cas de la similitude partielle précédente, les régimes des fluides peuvent ne pas coïncider à tous les points de mesure (sauf pour les deux fluides formant une quasi-similitude complète).

Le **Tableau 34** liste les régimes des points de mesure pour chacun des quatre fluides provenant du XL3-60. Malgré les différentes positions des points critiques d'un fluide à l'autre, les régimes des fluides du 1<sup>er</sup> quadruplet  $Re(1)$  coïncident sur tous les points de mesure.

Points de mesure	Oct86	But100	Hep83	Hex52
a	Régime2	Régime2	Régime2	Régime2
b	Régime2 /3	Régime2 /3	Régime2 /3	Régime2 /3
c	Régime3	Régime3 /2	Régime3	Régime3
d	Régime3	Régime3	Régime3	Régime3
e	Régime3	Régime3	Régime3	Régime3
f	Régime4 /3	Régime4 /3	Régime4	Régime4
g	Régime4	Régime4	Régime4	Régime4

Tableau 34: Répartition des points de mesure sur les régimes d'écoulement pour  $Re(1)$  (XL3-60).

Les résultats obtenus sur l'injecteur XL3-CF0 sont listés dans le **Tableau 35**. Pour les points de mesure a et e le butanol 100°C n'est pas au même régime d'écoulement que les deux autres (puisque le couple Hep83 et Hex52 forme une quasi-similitude complète).

Points de mesure	Oct86	But100	Hep83	Hex52
a	Régime2	Régime1 /2	Régime2	Régime2
b	Régime2 /3	Régime2	Régime2 /3	Régime2 /3
c	Régime3	Régime3	Régime3	Régime3
d	Régime3	Régime3	Régime3	Régime3
e	Régime3 /4	Régime3	Régime4	Régime4
f	Régime4	Régime4	Régime4	Régime4
g	Régime4	Régime4	Régime4	Régime4

Tableau 35: Répartition des points de mesure sur les régimes d'écoulement pour  $Re(1)$  (XL3-CF0).

En ce qui concerne le 2<sup>ème</sup> quadruplet Re(2), le dodécane 22°C possède une très grande valeur du rapport des nombres de Reynolds (3.38), ce qui pourrait extrêmement augmenter la valeur du nombre de cavitation critique.

Le **Tableau 36** précise pour l'injecteur XL3-60 le régime d'écoulement à chaque point de mesure. Pénalisé par le dodécane 22°C, l'alignement des régimes n'est jamais établi. De plus, à cause de la quasi-similitude complète (Hep69/Hex35), il n'est plus possible d'avoir trois valeurs différentes du nombre de Reynolds tout en gardant le même régime d'écoulement.

Points de mesure	But79	Hep69	Dod22	Hex35
<b>a</b>	Régime1	Régime2	Régime1	Régime2
<b>b</b>	Régime1 /2	Régime2	Régime1	Régime2
<b>c</b>	Régime2	Régime2	Régime1 /2	Régime2
<b>d</b>	Régime2 /3	Régime3	Régime2	Régime3
<b>e</b>	Régime3	Régime3	Régime2	Régime3
<b>f</b>	Régime3	Régime3 /4	Régime2	Régime3 /4
<b>g</b>	Régime3 /4	Régime4	Régime2	Régime4

Tableau 36: Répartition des points de mesure sur les régimes d'écoulement pour Re(2) (**XL3-60**).

Le **Tableau 37** précise pour l'injecteur XL3-CF0 le régime d'écoulement à chaque point de mesure. Seul le point de mesure a possède le même régime d'écoulement pour tous les fluides.

Points de mesure	But79	Hep69	Dod22	Hex35
<b>a</b>	Régime1	Régime1	Régime1	Régime1
<b>b</b>	Régime1	Régime2	Régime1	Régime2
<b>c</b>	Régime2	Régime2	Régime1	Régime2
<b>d</b>	Régime2	Régime3	Régime2 /1	Régime3
<b>e</b>	Régime2 /3	Régime3	Régime2	Régime3
<b>f</b>	Régime3	Régime3 /4	Régime2	Régime3 /4
<b>g</b>	Régime3	Régime4	Régime2	Régime4

Tableau 37: Répartition des points de mesure sur les régimes d'écoulement pour Re(2) (**XL3-CF0**).

#### 4.1.4 Similitude partielle – effet du nombre de cavitation

Etant donné que le nombre de cavitation varie d'un fluide à l'autre à iso  $Re$  et  $We$ , il est tout à fait possible que les régimes d'écoulement des trois fluides ne s'alignent pas à tous les points de mesure. Le **Tableau 38** liste pour la similitude partielle C(1) de l'injecteur XL3-60 le régime d'écoulement à chaque point de mesure. Les régimes coïncident sur tous les points de mesure.

Le **Tableau 39** répartit les régimes d'écoulement sur les points de mesure pour l'injecteur XL3-CF0. Les régimes d'écoulement sont quasiment alignés sur tous les points de mesure sauf pour le point g.

Points de mesure	Oct44	Xyl51	Dod148
a	Régime1 /2	Régime1 /2	Régime1
b	Régime2	Régime2	Régime2
c	Régime2	Régime2	Régime2
d	Régime2	Régime2 /3	Régime2
e	Régime3	Régime3	Régime3
f	Régime3	Régime3	Régime3
g	Régime3	Régime3	Régime3
h	Régime4	Régime4	Régime4

Tableau 38: Répartition des points de mesure sur les régimes d'écoulement pour le triplet C(1) (XL3-60).

Points de mesure	Oct44	Xyl51	Dod148
a	Régime1	Régime1	Régime1
b	Régime1	Régime2 /1	Régime1
c	Régime2	Régime2	Régime2
d	Régime2	Régime2	Régime2
e	Régime3	Régime3	Régime3
f	Régime3	Régime3	Régime3
g	Régime3	Régime3 /4	Régime3
h	Régime4	Régime4	Régime3/ 4bis

Tableau 39: Répartition des points de mesure sur les régimes d'écoulement pour le triplet C(1) (XL3-CF0).

#### 4.1.5 Conclusion sur l'effet de chaque nombre adimensionné

Etant donné que pour l'injecteur XL3-CF0 les mesures de débitmétrie sont pertinentes (pas de sous-estimation à cause de l'évaporation), il est possible d'investiguer l'effet de chaque nombre sans dimension sur le coefficient de décharge à partir des similitudes partielles. Le **Tableau 40** résume les valeurs des variations relatives du coefficient de décharge par rapport à chacun des nombres sans dimension dans la plage investiguée.

Régimes d'écoulement	$\frac{\Delta C_D}{\Delta We}$	$\frac{\Delta C_D}{\Delta Re}$	$\frac{\Delta C_D}{\Delta C}$
1	$2.3^{E-08}$	$3.35^{E-06}$	$-3.8^{E-03}$
2	$7.77^{E-08}$	$7.45^{E-07}$	$-1.2^{E-03}$
3	$1.25^{E-07}$	$6.1^{E-07}$	$-2.31^{E-04}$
4	$7.5^{E-08}$	$4.72^{E-07}$	$-2.0^{E-04}$

Tableau 40: Variations relatives du coefficient de décharge par rapport à chacun des nombres sans dimension.

Les valeurs montrent que **le coefficient de décharge dépend principalement du nombre de cavitation**. L'influence de ce dernier diminue avec l'augmentation du régime d'écoulement. Le nombre de cavitation est responsable de la diminution du coefficient de décharge puisqu'il est le seul à avoir des valeurs négatives. **L'influence du nombre de Weber est quasiment négligeable et celle du nombre de Reynolds est surtout présente au 1<sup>er</sup> régime.**

#### 4.1.6 Relations au point critique de cavitation

La **Figure 87** trace pour l'injecteur XL3-60 tous les coefficients de décharge mesurés à basse température où le risque d'évaporation est minimal. A part les points en amont du point de cavitation critique, le coefficient de décharge de tous ces fluides possède quasiment une seule et unique courbe en fonction de  $C$  et de  $1/\sqrt{C}$ . Le graphe de droite montre que les coefficients de décharge des fluides chutent tous selon une même pente au 2<sup>ème</sup> régime (chute 1) et au 4<sup>ème</sup> régime (chute 2). Il en est de même pour le second injecteur. Ainsi, tous les points de cavitation critique vérifient l'équation de la chute 1 qui n'est autre que l'équation **Eq. 36** du modèle 1-D (analogue à celui de Nurick) présenté au chapitre IV.1.

$$C_D = \frac{C_a}{\sqrt{[(C_a/C_c)^2 - 1]}} \cdot \frac{1}{\sqrt{C}} + cste = c'_1 \cdot \frac{1}{\sqrt{C}} + c'_2 \quad \text{Eq. 61}$$

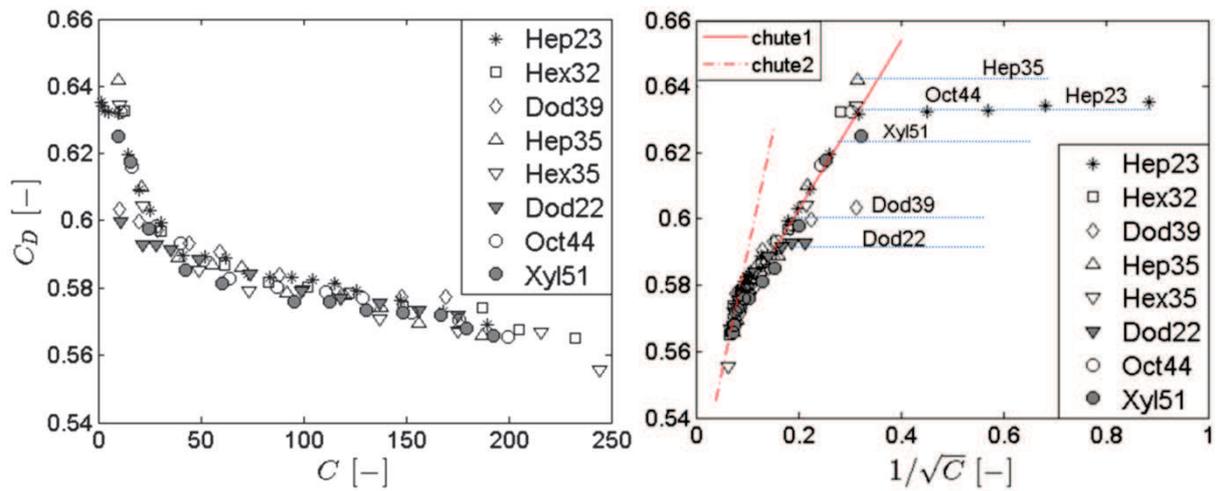


Figure 87: Evolution du coefficient de décharge de différents fluides en fonction de  $C$  et  $1/\sqrt{C}$ , XL3-60.

Pour chacun de nos deux injecteurs, les constantes  $c'_1$  et  $c'_2$  de la chute 1 sont obtenues à un facteur de qualité  $R^2$  de 0.98.

$$\text{XL3-60} : C_D = 0.2552 \frac{1}{\sqrt{C}} + 0.552 \quad \text{Eq. 62}$$

$$\text{XL3-CF0} : C_D = 0.3443 \frac{1}{\sqrt{C}} + 0.5956 \quad \text{Eq. 63}$$

Ces équations relient  $C_{crit}$  au  $C_D$  correspondant, appelé  $C_D(crit)$ . Ainsi, ce dernier peut être obtenu pour les fluides où  $C_{crit}$  est connu grâce à un autre fluide. C'est par exemple le cas aux deux similitudes partielles de l'effet du nombre de Weber  $We(1)$  et  $We(2)$ . Sur le graphe de droite de la **Figure 87**, les lignes horizontales schématisent le régime 1. Les valeurs aux points de cavitation critique ( $C_{crit}$ ,  $C_D(crit)$ ,  $Re_c$ ) obtenues grâce aux courbes d'évolution de  $C_D$  sont groupées dans le **Tableau 41** (XL3-60) et le **Tableau 42** (XL3-CF0).

Cas	fluide	Valeurs obtenues par la mesure de débitmétrie			$C_D(crit)$ obtenu par calcul (Eq. 62)
		$C_{crit}$	$C_D(crit)$	$Re_c(E+04)$	
Référence	Hep23	9.5	0.63	1.8	
Similitude 2	Dod39	33	0.595	1.26	0.596
	But64		0.59		
We(1)	Oct76	9.7		1.84	0.634
	Xyl123				
	Dod132				
We(2)	Xyl104	8.9		1.87	0.638
	Hep35		0.64		
	Dod146				
Re(1)	But100	21.4		1.42	
Re(2)	But79	23		1.33	0.605
	Dod22	47	0.59	1.16	
C(1)	Oct44	10	0.632	1.79	
	Xyl51	13	0.625	1.66	
	Dod148	9		1.93	

Tableau 41: Valeurs aux points critiques de cavitation (XL3-60).

Cas	fluide	Valeurs obtenues par la mesure de débitmétrie			$C_D(crit)$ obtenu par calcul (Eq. 63)
		$C_{crit}$	$C_D(crit)$	$Re_c(E+04)$	
Référence	Hep23	21	0.675	2.63	
Similitude 1	Hep67	18	0.686	3.00	
	Hex32				
Similitude 2	Dod39	45	0.638	1.47	
	But64		0.637		
We(1)	Oct76	21	0.677	2.68	
	Xyl123		0.605	2.69	0.671
	Dod132		0.625	2.69	0.671
We(2)	Xyl104	18.8	0.62	2.74	0.675
	Hep35		0.679	2.75	
	Dod146		0.625	2.76	0.675
Re(1)	But100	33.5	0.642	1.78	0.655
Re(2)	But79	39	0.642	1.7	
	Hep69	18	0.686	3.00	
	Dod22	67	0.634	1.39	
	Hex35	18	0.686	3.00	
C(1)	Oct44	21	0.676	2.6	
	Xyl51	24	0.661	2.25	
	Dod148	19	0.625	2.81	0.674

Tableau 42: Valeurs aux points critiques de cavitation (XL3-CF0).

Pour l'injecteur XL3-60, les valeurs de  $C_D(crit)$  sont sous-estimées à haute température.

Par contre, les valeurs du Tableau 42 (XL3-CF0) montrent que pour les fluides injectés à une température supérieure ou égale à 100°C, le  $C_D(crit)$  obtenu par mesure expérimentale est faible par rapport à celui calculé par l'équation Eq. 63. Cet écart ne peut provenir de

l'évaporation puisque les valeurs de l'iso-octane 76 (ayant une température d'ébullition de 100°C) prouvent que la mesure est pertinente. Ainsi, nous concluons que l'effet thermique ne peut plus être négligé à ces températures et diminue davantage le coefficient de décharge.

Payri et al. [50] montrent qu'au régime de débit non bloqué le coefficient de décharge suit une tangente hyperbolique en fonction du nombre de Reynolds. Nous recherchons donc une équation de la même forme à partir des coefficients de décharge et des nombres de Reynolds correspondants aux points de cavitation critique obtenus par la mesure expérimentale :

$$C_D(crit) = \tanh(c_1 \cdot Re_c + c_2) \quad \text{Eq. 64}$$

Ces valeurs tracées sur la **Figure 88** aboutissent à une corrélation (**Eq. 64**) par injecteur. Deux points obtenus par le calcul (dernière colonne du **Tableau 41**) correspondant à l'octane 76°C et le butanol 79°C sont ajoutés. Ils montrent leur superposition avec la courbe de corrélation de l'injecteur XL3-60. Pour chacun de nos deux injecteurs, la corrélation est obtenue à un facteur de qualité  $R^2$  de 0.99 :

$$\text{XL3-60 : } C_D(crit) = \tanh(1.104e^{-5} \cdot Re_c + 0.5485) \quad \text{Eq. 65}$$

$$\text{XL3-CF0 : } C_D(crit) = \tanh(5.8e^{-6} \cdot Re_c + 0.6676) \quad \text{Eq. 66}$$

Tous les  $C_D(crit)$  du XL3-60 sont en-dessous de ceux du XL3-CF0. Le point proche de l'intersection des courbes, est l'o-xylène 51°C du XL3-CF0. Au plus grand  $Re_c$ , les quatre fluides (heptane 67°C, hexane 32°C) et (heptane 69°C, hexane 35°C) du XL3-CF0 coïncident.

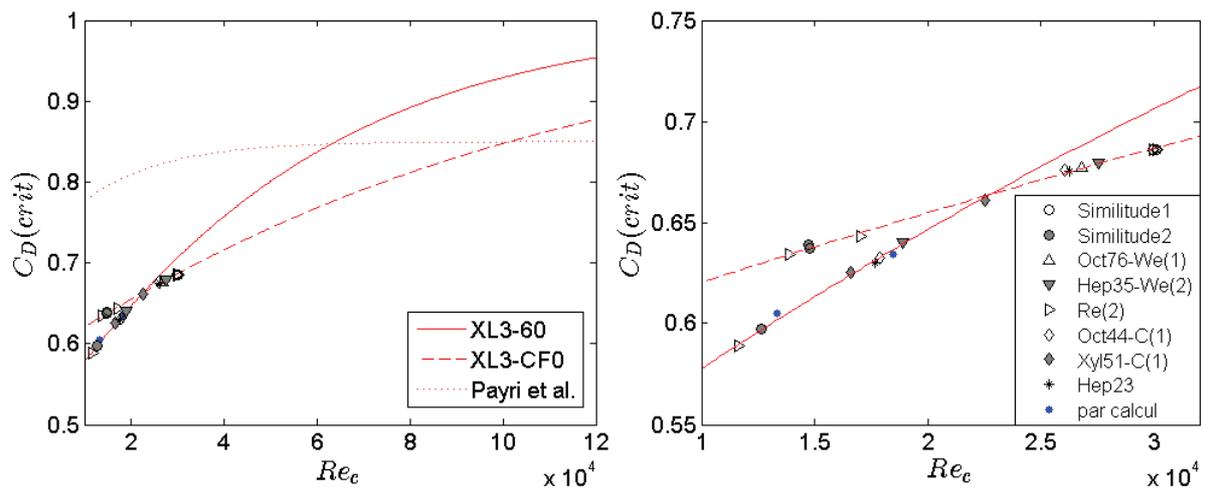


Figure 88: Corrélation des coefficients de décharge à la condition critique de cavitation par l'équation Eq. 64.

Le graphe de gauche de la **Figure 88** compare les courbes obtenues à celle trouvée par Payri et al. [50] pour un orifice cylindrique coaxial de diamètre 0.51 mm et de longueur 1 mm. On remarque que les injecteurs réels ont de plus faibles  $C_D(crit)$ .

Pour chaque injecteur, les deux équations **Eq. 61** et **Eq. 64** s'égalisent au point de cavitation critique et donnent par élimination du  $C_D(crit)$  une 3<sup>ème</sup> équation reliant le nombre de cavitation critique  $C_{crit}$  au nombre de Reynolds correspondant ( $Re_c$ ) :

$$C_{crit} = \left[ \frac{c'_1}{\tanh(c_1 \cdot Re_c + c_2) - c'_2} \right]^2 \quad \text{Eq. 67}$$

La **Figure 89** montre que cette loi empirique se superpose avec les valeurs expérimentales des tableaux précédents. Tous les nombres de cavitation critique trouvés suivent la loi empirique indépendamment des conditions d'injection avec un facteur de qualité  $R^2$  de 0.98 pour l'injecteur XL3-60 et de 0.97 pour le XL3-CF0.

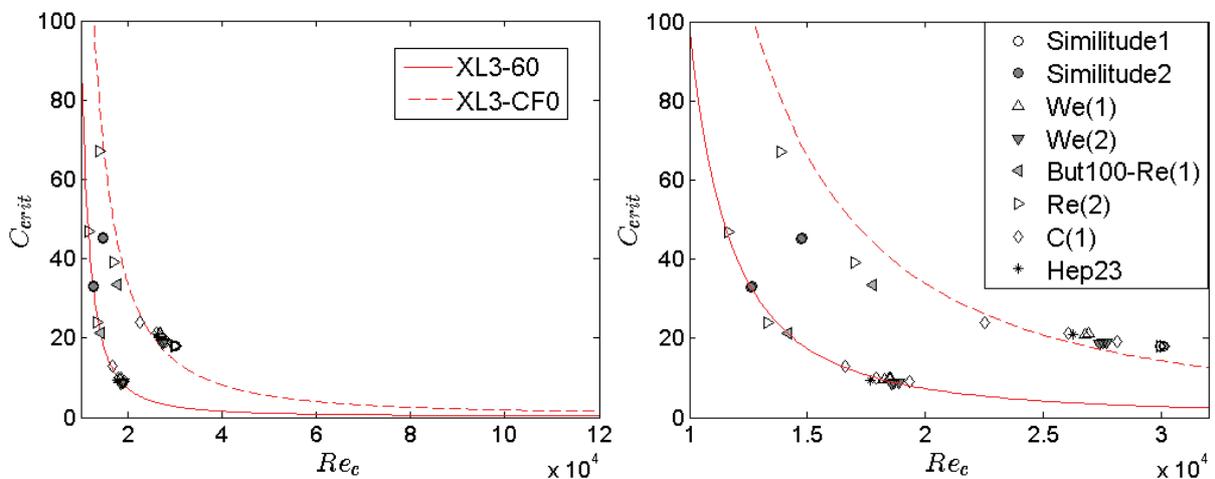


Figure 89: Loi empirique de la condition critique de cavitation.

Dans le cas de l'injecteur XL3-CF0, les fluides ayant de grandes valeurs de  $C_{crit}$  sont les plus lointains de la courbe due au manque de points de mesure de débitmétrie (à des pressions modérées) ce qui rend l'estimation du point critique de cavitation plus difficile.

Ces mesures et ces résultats ont deux inconvénients majeurs : 1) les valeurs des coefficients de décharge à température proche de celle de l'ébullition sont sous-estimées (XL3-60), 2) l'évolution de la courbe du coefficient de décharge des fluides injectés à plus de 100°C ne respecte pas la tendance du 4<sup>ème</sup> régime proposé au chapitre précédent. Ceci peut être dû aux effets thermiques ignorés dans l'analyse dimensionnelle. Il est possible qu'à ces conditions de haute température, un ou plusieurs nombres sans dimensions sont nécessaires pour décrire ce phénomène (nombres de Nusselt ou de Jakob). De plus, la variation des coefficients de décharge est faible, ce qui nécessite une grande précision pour une meilleure comparaison d'un fluide à l'autre et une meilleure estimation des deux autres points critiques. Une

corrélation entre ces points critiques et le nombre de Reynolds correspondant serait peut-être envisageable de la même façon.

## 4.2 Résultats sur le jet en champ proche

Le but de cette partie est de montrer que la similitude complète est respectée en se référant aux paramètres mesurés retenus. D'autre part, le but des similitudes partielles est d'analyser et de quantifier l'influence que chaque nombre adimensionné a sur le système physique étudié.

### 4.2.1 Similitude complète

#### 4.2.1.1 Morphologie globale du jet

Le **Tableau 43** présente des images brutes du jet provenant de l'injecteur XL3-CF0 et de la similitude 1. A chaque régime d'écoulement, l'image de l'heptane 67°C est comparée à celle de l'hexane 32°C. Ces images prouvent qu'il existe une similitude morphologique globale entre les deux jets. Il en est de même pour la 2<sup>ème</sup> similitude ainsi que pour les deux similitudes de l'injecteur XL3-60 qui ne sont pas présentées afin de ne pas alourdir le texte.

Régime	Heptane 67°C	Hexane 32°C
Régime 1 Point de mesure a  $C = 12.5$ $Re = 25000$ $We = 20400$		
Régime 2 Point de mesure b  $C = 30$ $Re = 38800$ $We = 49200$		

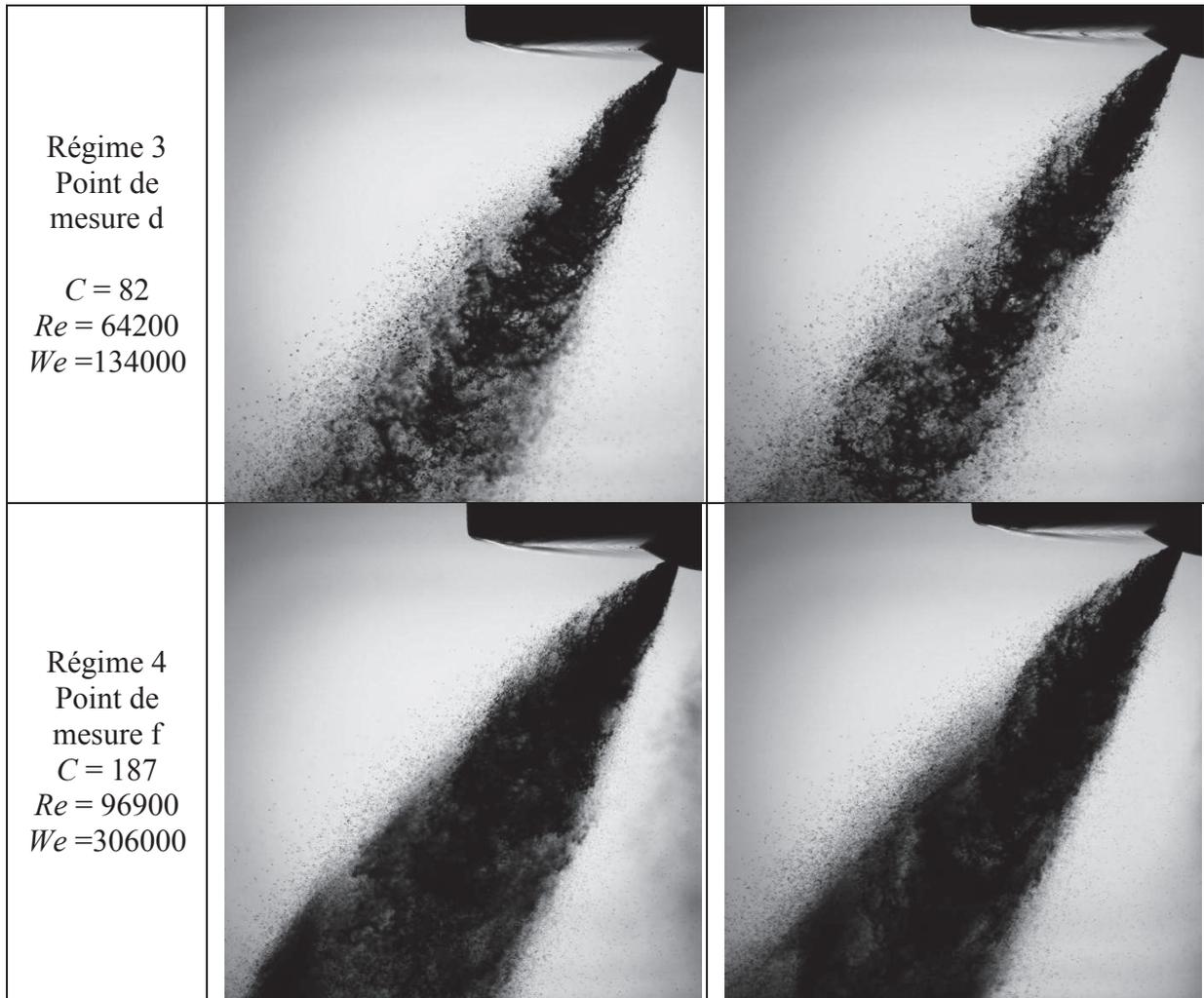


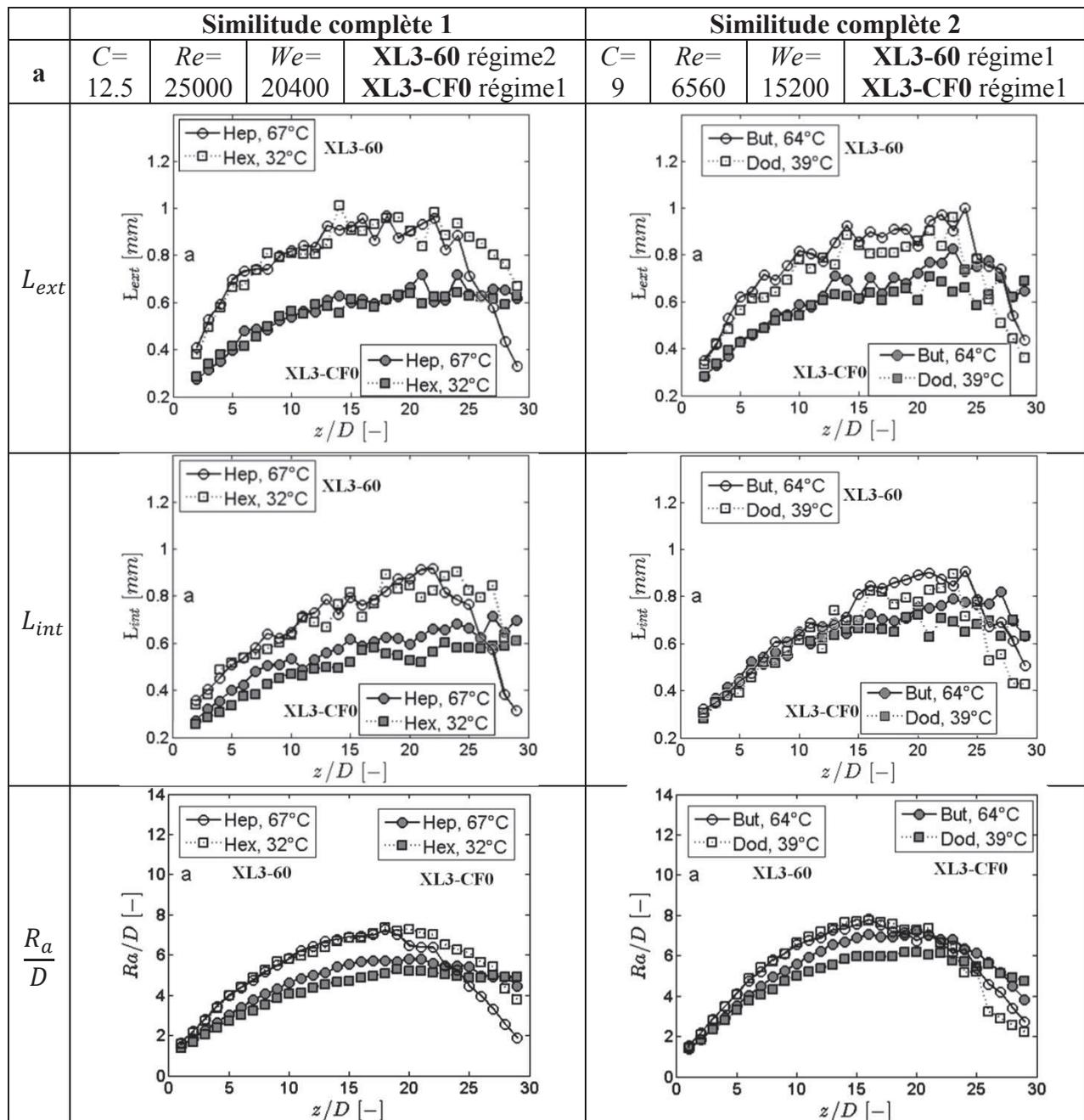
Tableau 43: Comparaison de la morphologie globale des jets de la similitude 1 de l'injecteur XL3-CF0.

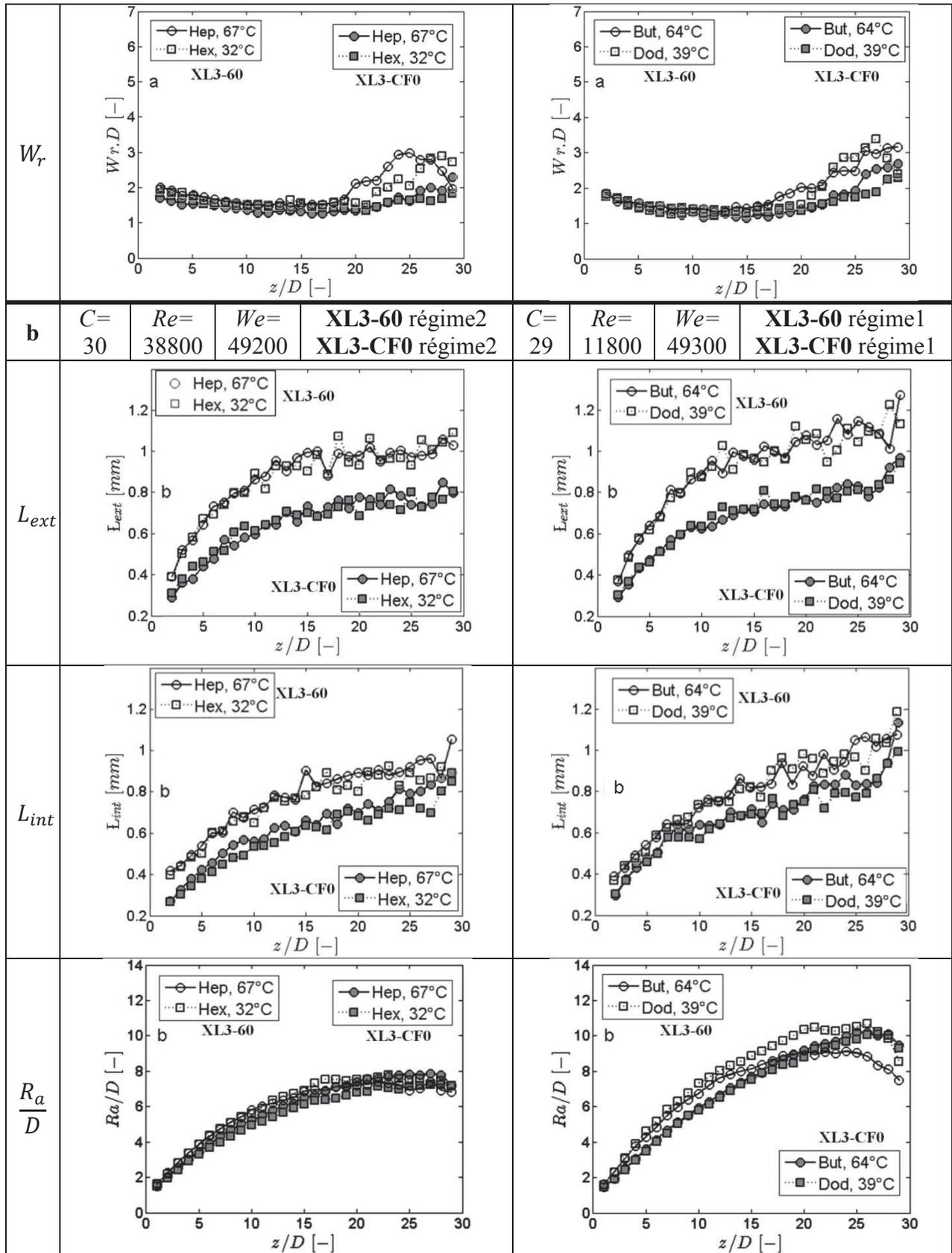
#### 4.2.1.2 Paramètres de la phase continue aux régimes 1 et 2

Dans le **Tableau 44**, seuls les plissements et les longueurs d'interface des points aux régimes 1 et 2 de chacune des paires sont présentés avec les tailles radiales correspondantes. Pour plus de clarté, les barres verticales symbolisant la variation ont été omises. Plusieurs courbes de ce type ont déjà été détaillées au chapitre précédent. Leur intérêt ici est de prouver que la phase liquide continue des deux jets de chaque similitude est similaire l'une à l'autre et se désintègrent à la même distance de l'injecteur. Les conclusions retirées de ces résultats sont les suivantes :

- 1) Pour l'injecteur XL3-60 : la ressemblance entre les systèmes liquides continus aux deux premiers régimes est de sorte que même la différence en termes de longueurs d'interface est négligeable. Toutes les courbes sont identiques, même les points qui correspondent à la croissance du plissement et aux maxima des tailles radiales sont à la même position. Ce n'est qu'au-delà de ce point de désintégration que les courbes peuvent être distinguées.

- 2) Pour l'injecteur XL3-CF0 : comme pour le XL3-60, les courbes des deux fluides de chaque similitude complète sont quasiment confondues prouvant que les trois nombres sans dimension retenus gouvernent le système physique d'injection en champ proche indifféremment du changement du rapport  $L/D$  et de  $\beta_{geo}$  de l'orifice d'injecteur.
- 3) Au niveau de la comparaison : la phase liquide continue du jet du XL3-60 crée plus de longueurs d'interface surtout du côté externe. Il possède un maximum de taille radiale légèrement plus élevé et plus proche de l'orifice. Les courbes du plissement ne se distinguent que par la pente de croissance qui est légèrement plus importante pour le XL3-60. La désintégration de la phase liquide continue du jet du XL3-60 commence à une plus petite distance  $z$  due principalement à son petit rapport  $L/D$ .





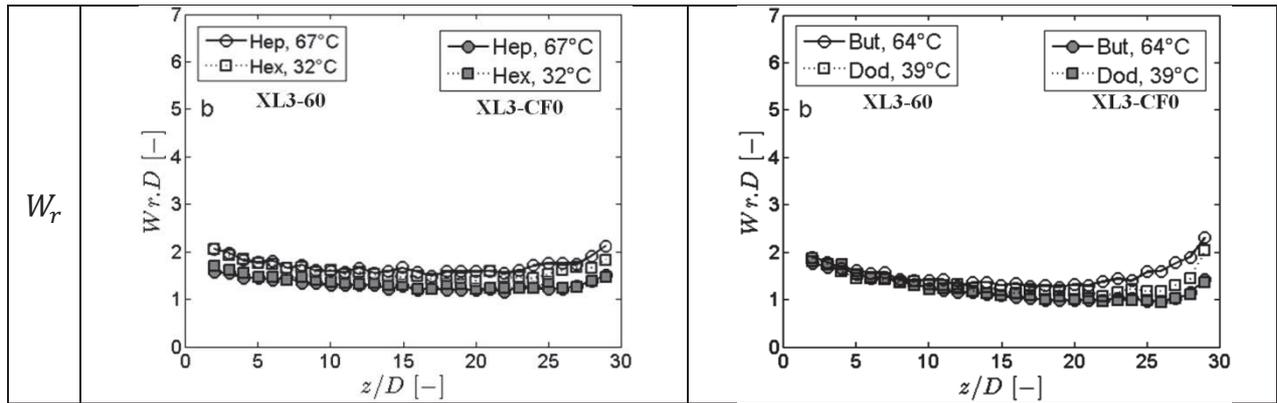
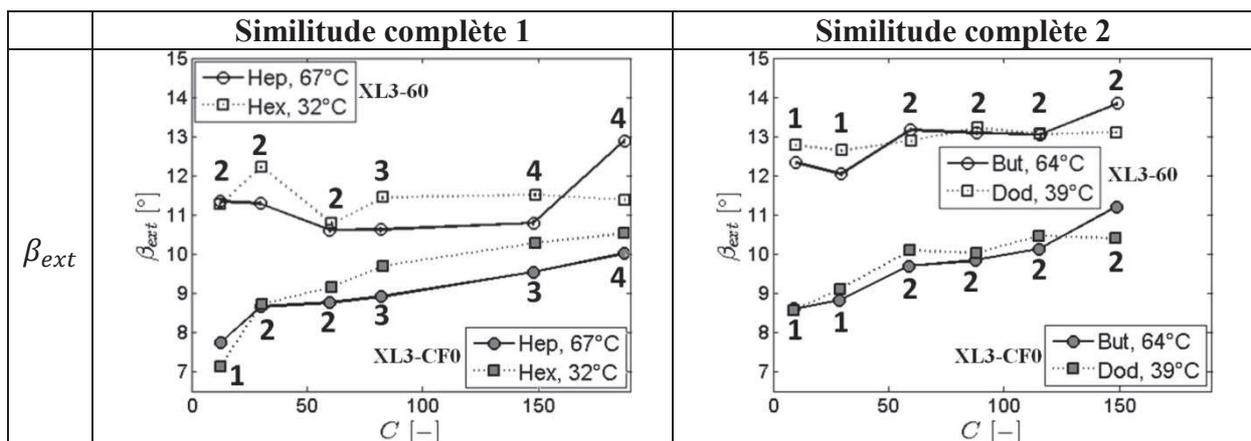


Tableau 44: Comparaison entre les paramètres aux régimes 1 et 2 des fluides de chaque similitude.

#### 4.2.1.3 Autres paramètres – toutes pressions confondues

Le **Tableau 45** compare les paramètres d'angles à tous les points de mesure de a à f. Les chiffres notés au-dessus de chaque point correspondent au régime d'écoulement pour l'injecteur XL3-60, et ceux notés en-dessous de chaque point correspondent à celui du XL3-CF0. Lorsque des points de mesure au 1<sup>er</sup> régime existent, les résultats montrent l'effet du passage du 1<sup>er</sup> au 2<sup>ème</sup> régime qui a déjà été signalé au chapitre V.2.3. Néanmoins quelques différences qui peuvent être observées au 2<sup>ème</sup> ordre sur la mesure optique intégrée des paramètres globaux  $\beta_{ext}$  et  $\beta_{int}$  (écart maximal inférieur à 2°), les résultats prouvent que la similitude complète est vérifiée en se référant aux paramètres d'angles du jet. Au niveau de la comparaison des résultats provenant des deux injecteurs, il est à noter que les écart-types sont moins importants dans le cas de l'injecteur XL3-CF0 surtout pour le demi-angle interne  $\theta_{int}$ . Ceci s'explique par les faibles fluctuations d'angle  $\beta_{int}$  et  $\beta_{ext}$  de part et d'autre de la direction moyenne du jet dues à l'importante longueur d'orifice de l'injecteur XL3-CF0.



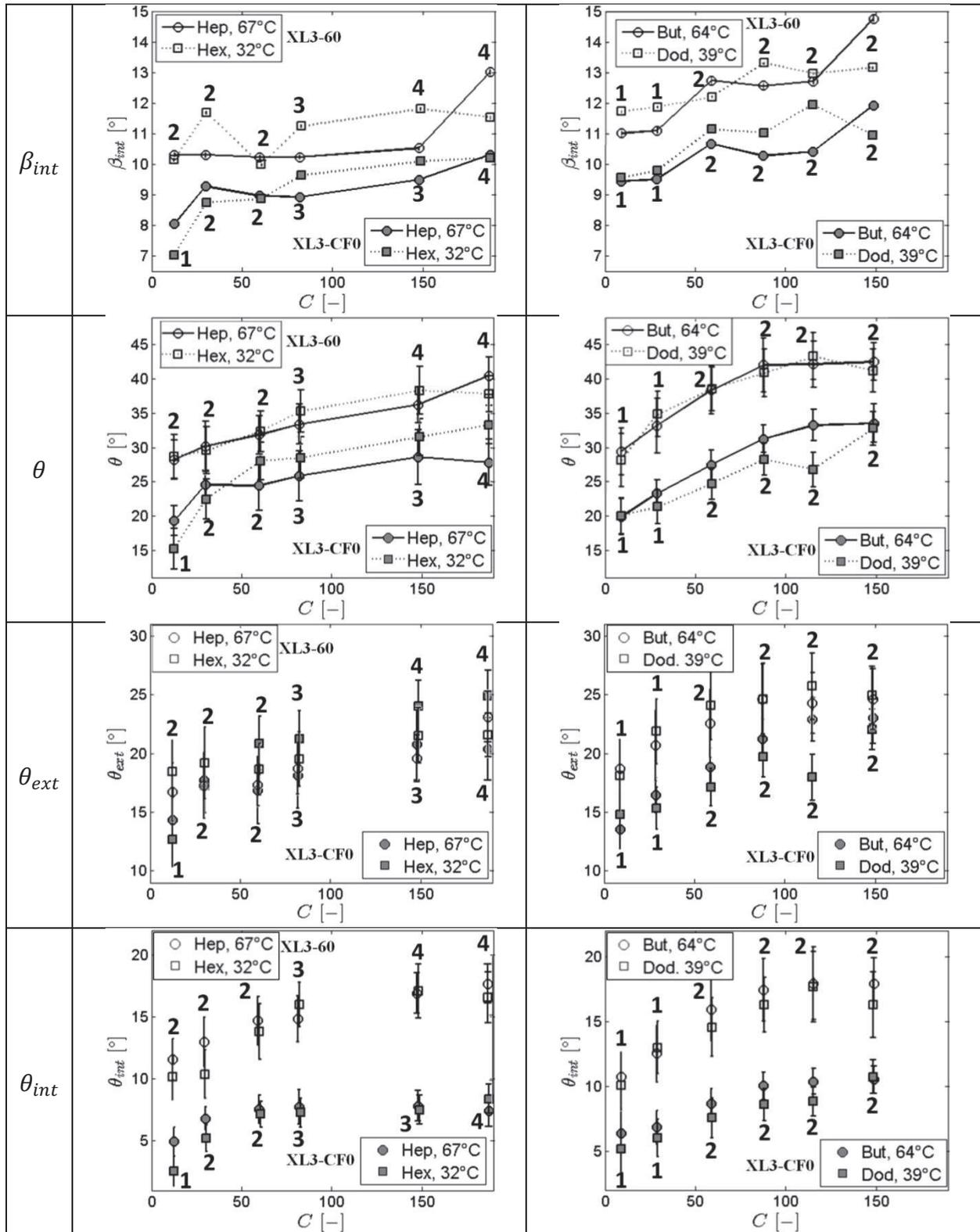


Tableau 45: Comparaison entre paramètres des fluides de chaque similitude.

#### 4.2.2 Similitudes partielles

L'effet de chaque nombre sans dimension sur l'angle du jet à la sortie de l'orifice  $\theta$  est investigué pour les deux injecteurs. Tous les résultats présentent un comportement linéaire en échelle logarithmique entre  $\theta$  et le nombre sans dimension étudié par chaque similitude partielle. Ainsi la loi en puissance qui est la plus utilisée dans la littérature, est recherchée

pour modéliser l'effet de chacun des trois nombres sans dimension. Les exposants de chacun d'eux sont présentés sur la **Figure 90** en forme de courbes mettant en relief l'évolution de leur effet en fonction de la montée en régime d'écoulement. Chaque graphe est commenté dans les trois parties ci-dessous en commençant par celui du gauche.

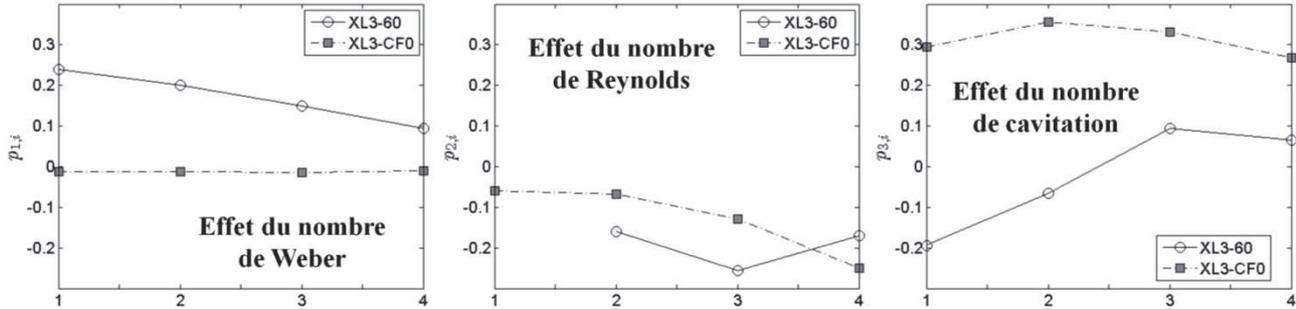


Figure 90: Evolution des exposants des trois nombres sans dimension en fonction des régimes d'écoulement.

#### 4.2.2.1 Effet du nombre de Weber

Une relation de proportionnalité existe entre  $\theta$  et le nombre de  $We$  :

$$\theta \propto We^{p_{1,i}} \quad \text{régime « i »} \quad \text{Eq. 68}$$

où la puissance  $p_{1,i}$  varie d'un régime à l'autre. Pour l'injecteur XL3-60, cette variation est telle que l'effet du nombre de Weber diminue en montant en régimes. Tandis que pour l'injecteur XL3-CF0, les exposants du nombre de Weber n'excèdent 0.015 en valeur absolue pour aucun des quatre régimes. Ainsi, l'effet du nombre de Weber sur  $\theta$  de cet injecteur est négligeable par rapport à l'effet des deux autres nombres sans dimension du même injecteur.

#### 4.2.2.2 Effet du nombre de Reynolds

Dans le cas de l'injecteur XL3-60, il n'existe que deux fluides ayant un point de mesure au 1<sup>er</sup> régime : le butanol 79°C et le dodécane 22°C du 2<sup>ème</sup> quadruplet. Deux points ne sont pas suffisants pour établir une corrélation, mais la valeur de l'exposant semble être égale à 0.37. L'effet du nombre de Reynolds sur le régime 1 reste cependant non connu jusque là. Pour les trois autres régimes les valeurs proviennent du 1<sup>er</sup> quadruplet et la loi puissance modélisant l'influence du nombre de Reynolds sur  $\theta$  s'écrit :

$$\theta \propto Re^{p_{2,i}} \quad \text{régime « i »} \quad \text{Eq. 69}$$

Les exposants de ces régimes sont tous négatifs, ce qui implique que l'effet du nombre de Reynolds est opposé à celui du nombre de Weber.

Dans le cas de l'injecteur XL3-CF0, le point de mesure a correspond au 1<sup>er</sup> régime pour les quatre fluides du quadruplet 2. Ainsi, les quatre exposants sont tous connus et sont également

négatifs. C'est-à-dire que l'angle du jet à la sortie de l'orifice est inversement proportionnel au nombre de Reynolds pour les deux injecteurs. Dans le cas du XL3-CF0, l'effet du nombre de Reynolds est toujours croissant lors de la montée en régime.

Il est à noter que les deux quasi-similarités complètes entre l'heptane et l'hexane sont vérifiées par les résultats de  $\theta$  des deux injecteurs.

#### 4.2.2.3 Effet du nombre de cavitation

De la même manière que pour les deux autres nombres sans dimensions, l'effet du nombre de cavitation est modélisé par l'équation suivante :

$$\theta \propto C^{p_{3,i}} \quad \text{régime « i »} \quad \text{Eq. 70}$$

Contrairement aux exposants de l'injecteur XL3-60 où le signe change en passant du 2<sup>ème</sup> au 3<sup>ème</sup> régime, ceux du XL3-CF0 sont tous positifs.

#### 4.2.3 Corrélations entre l'angle du jet et les nombres sans dimension (XL3-60)

Les lois puissances présentées précédemment doivent s'appliquer sur tous les points de mesure. Ainsi, l'angle  $\theta$  de tous les points est divisé par les fonctions puissances des nombres de Weber et de cavitation. Le résultat de cette division est tracé en fonction du nombre de Reynolds puisqu'il est le seul nombre sans dimension où la corrélation au premier régime est inconnue. L'angle  $\theta_1$  (graphe de gauche) et l'angle  $\theta_2$  (graphe de droite) définis par les équations suivantes sont présentés sur la **Figure 91**.

$$\theta_1 = \frac{\theta}{We^{p_{1,i}}} \quad \text{Eq. 71}$$

$$\theta_2 = \frac{\theta}{We^{p_{1,i}} \cdot C^{p_{3,i}}} \quad \text{Eq. 72}$$

Les deux graphes montrent que les angles du jet à la sortie de l'injecteur suivent une seule courbe par régime. Sauf que pour le 1<sup>er</sup> régime les points forment une courbe de type différent. Cette dernière se divise en deux tendances : une première tendance ascendante et une deuxième descendante.

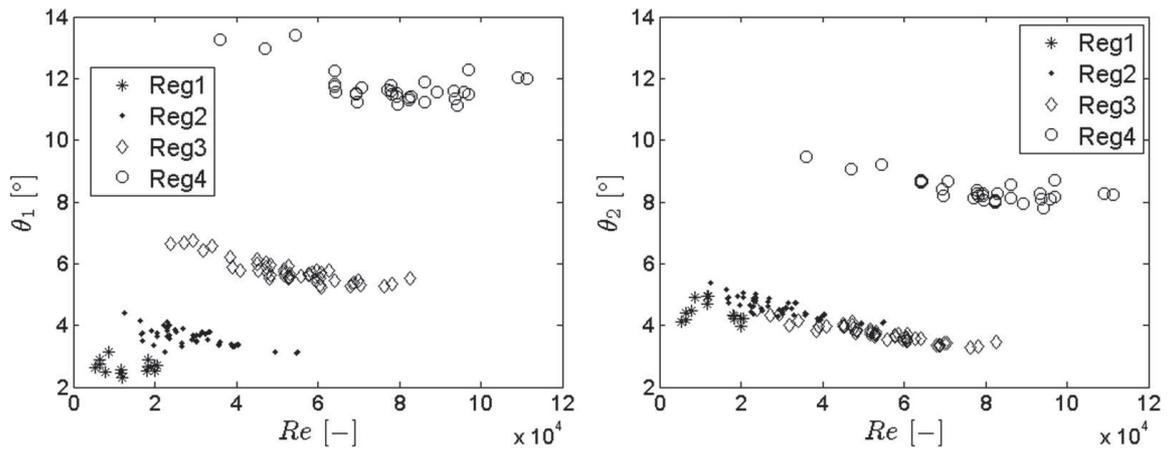


Figure 91: Angles du jet normalisés en fonction du nombre de Reynolds.

Si les lois précédentes ( $We$  et  $C$ ) qui aboutissent à ce résultat sont bonnes, la corrélation entre  $\theta_2$  et le nombre de Reynolds aux régimes 2, 3 et 4 doit redonner les mêmes résultats que ceux de la **Figure 90**. Elle doit aussi clarifier le cas particulier du régime 1. Le **Tableau 46** compare les résultats des corrélations trouvées précédemment à partir de la similitude partielle  $Re(1)$  et ceux de  $\theta_2$ . Les valeurs obtenues sont assez proches, ce qui confirme que la modélisation en loi puissance de l'effet du nombre de Reynolds est pertinente à ces régimes d'écoulement.

	Régime 2	Régime 3	Régime 4
Corrélation entre $\theta_2$ et $Re$	-0.16 $R^2 = 0.68$	-0.26 $R^2 = 0.87$	-0.15 $R^2 = 0.61$
Corrélation directe entre $\theta$ et $Re$	-0.16	-0.255	-0.17

Tableau 46: Comparaison des résultats des régressions linéaires pour l'effet du nombre de Reynolds.

Afin d'investiguer le comportement de l'angle du jet au 1<sup>er</sup> régime, la **Figure 92** présente le logarithme de  $\theta_2$  en fonction de celui du nombre de Reynolds. Deux droites apparaissent qui se coupent à la valeur  $Re = 10200$ . En-dessous de cette valeur, la pente est de 0.34 avec un facteur de qualité  $R^2 = 0.83$  et au-delà elle est de -0.29 avec  $R^2 = 0.89$ . La pente ascendante ( $Re < 10200$ ) rappelle le cas déjà mentionné du butanol 79°C et du dodécane 22°C (nombres de Reynolds respectifs : 8600 et 5400), où le segment de droite joignant leur angle  $\theta$  respectif possède une pente de 0.37.

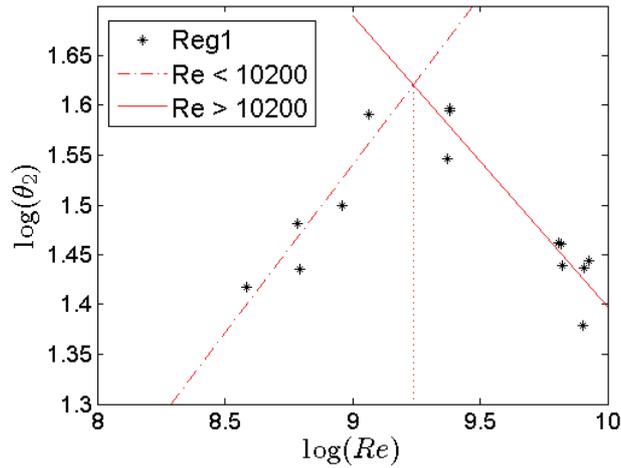


Figure 92: Comportement de l'angle du jet au premier régime d'écoulement.

Divisé en deux parties, le 1<sup>er</sup> régime introduit un 5<sup>ème</sup> set différent de fonctions puissances. La **Figure 93** trace l'angle  $\theta_3$  donné par l'équation **Eq. 73** en fonction du nombre de Reynolds.

$$\theta_3 = \frac{\theta}{We^{p_{1,i}} \cdot C^{p_{3,i}} \cdot Re^{p_{2,i}}} \quad \text{Eq. 73}$$

Les valeurs de  $\theta_3$  s'organisent dans cinq groupes où les valeurs de chacun deviennent indépendantes des nombres sans dimensions et égales à une constante de régime  $C_{r,i}$ .

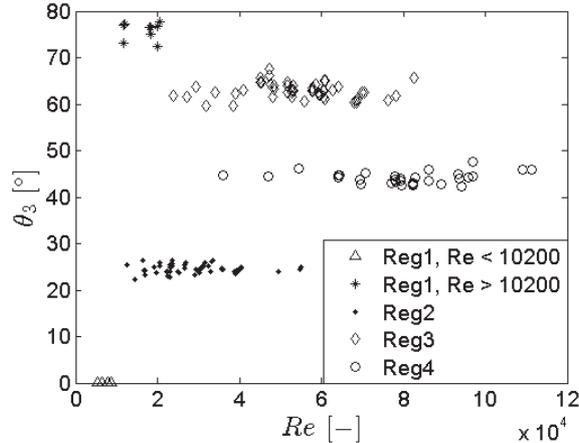


Figure 93: Angle du jet normalisé par les lois puissances obtenues grâce aux corrélations.

#### 4.2.4 Corrélations entre l'angle du jet et les nombres sans dimension (XL3-CF0)

Dans le cas des points de mesure retenus ici, l'effet du nombre de Weber est négligé et l'effet du nombre de Reynolds est connu pour les quatre régimes de l'injecteur XL3-CF0. Ainsi, l'angle du jet à la sortie est divisé par les fonctions puissances du nombre de cavitation ( $C^{p_{3,i}}$ ) et de Reynolds ( $Re^{p_{2,i}}$ ). L'angle résultant est appelé  $\theta_4$  et est tracé sur la **Figure 94** en fonction du nombre de Reynolds. Ces résultats semblent être moins satisfaisants pour le 4<sup>ème</sup> régime relativement aux autres et aux résultats de l'injecteur précédent.

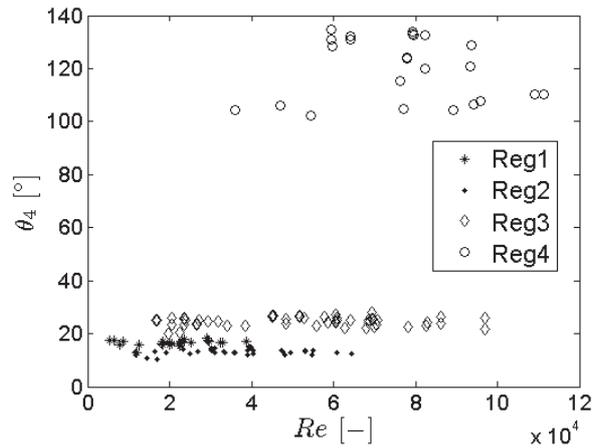


Figure 94: Angle du jet normalisé par les lois puissances obtenues grâce aux corrélations (XL3-CF0).

#### 4.2.5 Loi empirique modélisant l'angle du jet à la sortie de l'orifice

Il est maintenant possible de proposer une loi empirique finale qui gouverne le système physique de la forme suivante :

$$\text{XL3-60} : \theta_{mod,i} = C_{r,i} \cdot We^{p_{1,i}} \cdot Re^{p_{2,i}} \cdot C^{p_{3,i}} \quad \text{Eq. 74}$$

$$\text{XL3-CF0} : \theta_{mod,i} = C_{r,i} \cdot Re^{p_{2,i}} \cdot C^{p_{3,i}} \quad \text{Eq. 75}$$

où  $C_{r,i}$  est la constante de régime d'écoulement déjà mentionnée à la Figure 93. Le Tableau 47 (XL3-60) et le Tableau 48 (XL3-CF0) récapitulent les exposants de chaque nombre sans dimensions et liste les valeurs de la constante  $C_r$  ainsi que les écart-types selon les régimes.

XL3-60	$We$	$Re$	$C$	$C_r$ [°]	Ecart-types [°]
Régime 1 $Re < 10200$	$p_{1,1} = 0.24$	$p_{2,11} = 0.34$	$p_{3,1} = -0.194$	0.225	0.0064 (2.84%)
Régime 1 $Re > 10200$		$p_{2,12} = -0.29$		75.77	1.87 (2.47%)
Régime 2	$p_{1,2} = 0.2$	$p_{2,2} = -0.16$	$p_{3,2} = -0.066$	24.61	0.92 (3.74%)
Régime 3	$p_{1,3} = 0.15$	$p_{2,3} = -0.26$	$p_{3,3} = 0.095$	62.87	1.67 (2.66%)
Régime 4	$p_{1,4} = 0.095$	$p_{2,4} = -0.15$	$p_{3,4} = 0.065$	44.18	1.22 (2.76%)

Tableau 47: Loi empirique finale par régime d'écoulement pour l'injecteur XL3-60.

Pour l'injecteur XL3-60, la corrélation au 2<sup>ème</sup> régime est la moins bonne mais avec un écart-type en-dessous de 4% la modélisation de l'angle peut être considérée comme fiable.

XL3-CF0	$We$	$Re$	$C$	$C_r$ [°]	Ecart-types [°]
Régime 1	-	$p_{2,1} = -0.06$	$p_{3,1} = 0.295$	16.61	1.06 (6.4%)
Régime 2	-	$p_{2,2} = -0.068$	$p_{3,2} = 0.36$	13.17	1 (7.66%)
Régime 3	-	$p_{2,3} = -0.13$	$p_{3,3} = 0.33$	24.64	1.66 (6.75%)
Régime 4	-	$p_{2,4} = -0.25$	$p_{3,4} = 0.27$	120.43	11.83 (9.82%)

Tableau 48: Loi empirique finale par régime d'écoulement pour l'injecteur **XL3-CF0**.

Pour l'injecteur XL3-CF0, la corrélation au 4<sup>ème</sup> régime est la moins bonne avec un écart-type légèrement en-dessous de 10 %. La modélisation de l'angle du jet de cet injecteur est moins précise que celle de l'injecteur précédent comme le montre la comparaison des écart-types.

Ces résultats mènent à la **Figure 95** qui compare l'angle du jet à la sortie de la buse mesuré pour tous les points de l'étude expérimentale à celui donné par la loi empirique. Le graphe de gauche correspond à l'injecteur XL3-CF0. La ligne oblique continue est la première bissectrice du plan et les deux autres en pointillés qui l'enveloppent, illustrent l'incertitude de la loi empirique calculée à partir des incertitudes de chacun des nombre sans dimension. La **Figure 95** prouve que le modèle empirique proposé est acceptable pour la modélisation de l'angle du jet à la sortie de la buse en utilisant les 3 nombres adimensionnés qui gouvernent le système physique du spray à champ proche. Ce modèle empirique fonctionne pour deux géométries d'orifice différentes.

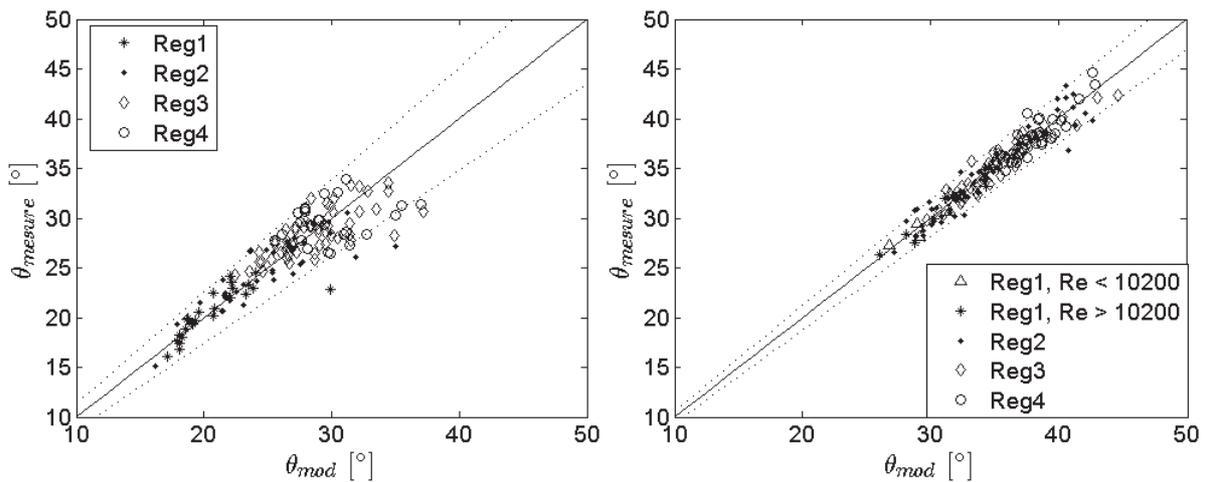


Figure 95: Angle de sortie mesurée en fonction du modèle empirique pour tous les points étudiés (XL3-CF0 à gauche et XL3-60 à droite).

Les résultats de la **Figure 95** confirment qu'à tous les régimes d'écoulement, le jet de l'injecteur XL3-CF0 possède de plus faibles valeurs de  $\theta$  que celles du XL3-60. Grâce à ce qui a été montré à la **Figure 61** du sous-chapitre V.3, où l'influence de l'inclinaison de l'orifice  $\beta_{geo}$  a été étudiée en comparant l'injecteur XL3-60 à l'injecteur XL3-90, on sait que l'augmentation de ce paramètre (de 23° pour XL3-60 à 30° pour XL3-CF0) aurait dû avoir un effet inverse sur  $\theta$ . C'est-à-dire que l'augmentation du rapport  $L/D$  joue un rôle opposé et est probablement le principal responsable des faibles valeurs de  $\theta$  du XL3-CF0 par rapport à celles du XL3-60.

#### 4.2.6 Comparaison avec la littérature

Comme mentionné dans le chapitre II.3, plusieurs auteurs proposent des lois empiriques modélisant l'angle du spray en champ macroscopique. Bien que les lois proposées ici ne concernent pas le même angle, nous supposons qu'une relation de proportionnalité existe entre l'angle du jet à la sortie de l'orifice et celui du spray loin de l'orifice. Ainsi, la comparaison présentée ici se limite aux signes des exposants des nombres de Reynolds et de Weber uniquement puisque le nombre de cavitation est très souvent remplacé par le rapport des masses volumiques lors des études du spray à champ lointain. Par exemple, selon Abramovich [42], l'angle du spray à  $60D$  de l'orifice ne dépend que du rapport des masses volumiques entre l'air et le liquide. De même, Bracco et al. [43] négligent les effets des nombres de Reynolds et de Weber et ne gardent de l'équation proposée précédemment par Reitz et Bracco [44] que la dépendance en fonction de  $L/D$  et du rapport des masses volumiques. Le **Tableau 49** groupe certains résultats et conditions de mesure de la littérature. Récemment, Zeng et al. [51] ont publié les résultats de leur analyse dimensionnelle effectuée sur le spray d'un injecteur essence direct multi-trous ayant un rapport  $L/D = 2$ . Ils montrent que le nombre de Reynolds n'a plus d'effet à partir de la valeur 12500 et que l'angle est toujours proportionnel au nombre de Weber dans la plage investiguée. Varde [46] se réfère à DeJuhasz et al. à propos de la puissance du nombre de Reynolds et propose pour le nombre de Weber un exposant fonction du rapport  $L/D$  (**Tableau 49**). Si ce dernier est inférieur à 3, l'exposant du nombre de Weber est positif et augmente avec la diminution de  $L/D$ . C'est-à-dire que le nombre de Weber est plus influençant pour un petit  $L/D$ , sauf que son équation empirique ne couvre pas des rapports  $L/D$  inférieurs à 2.2. Lefebvre [59] cite Yokota et Matsuoka qui ont proposé une corrélation de l'angle du spray en champ lointain en faisant intervenir le nombre de Reynolds à la puissance 0.64 ainsi que le rapport des masses volumiques et  $L/D$ .

Auteur	Champ lointain	Injecteur	$Re$ (E+04)	$We$ (E+04)	Exposants	
					$Re$	$We$
Zeng et al. [51]	70 mm	Essence direct multi-trou $L/D = 2$	[0.15 ; 1.25] et [1.25 ; 6.3]	[0.3 ; 12]	0.1 et 0	0.46
Varde [46]	80 mm	$L/D =$ [2.2 ; 10.8]	[1.6 ; 8.15]	[60 ; 500]	$\frac{1}{3}$ DeJuhasz et al.	$\frac{3 - L/D}{3 L/D}$

Reitz et Bracco [44]	100 mm	$D \sim 0.34$ mm, $L/D = [0.5 ; 85]$	$[0.11 ; 4.75]$	$[1.37 ; 9.12]$	$\sim 2$ ou 0	$\sim -2$ ou 0
----------------------	--------	--------------------------------------	-----------------	-----------------	---------------	----------------

Tableau 49: Comparaison des exposants des lois empiriques de la littérature.

Le **Tableau 50** est un résumé comparatif des résultats obtenus dans ce travail de thèse par rapport aux résultats des auteurs cités dans le **Tableau 49**. L'exposant du nombre de cavitation n'est pas inclus puisque ce nombre ne concerne que l'angle au champ proche. Pour l'effet du nombre de Reynolds les tendances sont inversées entre l'angle du spray en champ lointain et l'angle du jet à la sortie de la buse. L'effet du nombre de Weber semble avoir gardé la même tendance.

Injecteurs	Re (E+04)	We (E+04)	Exposants	
			Re	We
XL3-60 : essence direct 3 trous $L/D = 1, D = 0.2$ mm, $\beta_{geo} = 23^\circ$	$[0.53 ; 1.02]$ et $[1.02 ; 11.1]$	$[1.28 ; 51.7]$	0.34 et valeurs négatives	Valeurs positives
XL3-CF0 : essence direct 3 trous $L/D = 2.25, D = 0.2, \beta_{geo} = 30^\circ$	$[0.53 ; 11.1]$	$[1.28 ; 51.7]$	Valeurs négatives	0

Tableau 50: Résumé des résultats obtenus dans ce travail de thèse.

Varde montre aussi que l'angle est proportionnel à  $0.0001(L/D)^5$  pour un rapport  $L/D$  compris entre 2.2 et 6. Par contre, Reitz et Bracco [44] et Yokota et Matsuoka trouvent que l'angle est inversement proportionnel à  $L/D$ . Dans notre cas d'injecteurs réels multi-trous, l'angle du jet a diminué en conséquence de l'augmentation de ce rapport de 1 à 2.25.



## **Septième chapitre**

### **VII. Conclusion générale et perspectives**



## 1. Conclusions générales

Deux prototypes d'injecteurs trois trous de la famille XL2 et trois autres d'une génération plus récente, la famille XL3, ont été utilisés dans ce travail de thèse. Les deux injecteurs XL2 se distinguent par le rayon de courbure à l'entrée de l'orifice étant donné qu'un d'eux a subi le processus d'hydrogrinding. Deux injecteurs XL3 ayant un rapport  $L/D$  égal à 1, ne se distinguent que par l'inclinaison de l'orifice  $\beta_{geo}$  par rapport à l'axe vertical de l'injecteur ( $23^\circ$  et  $38^\circ$ ). Le troisième injecteur de la même famille possède un rapport  $L/D = 2.25$  et un  $\beta_{geo}$  (de  $30^\circ$ ) compris entre les deux précédents.

Le banc de mesure disponible chez Continental Toulouse permet d'injecter du carburant jusqu'à 200 bar de pression dans de l'air à condition atmosphérique. Le dispositif optique de visualisation est constitué de deux types de flash et de capteur : des nanolites à arc électronique montées en face d'un Fuji S5Pro (capteur CCD 3 couleurs, 8 bits) et un flash laser acohérent appelé Cavitar qui fonctionne avec un appareil PCO.edge (capteur CMOS, monocanal, 16 bits). Outre que le montage de visualisation par ombroscopie, plusieurs montages ont été réalisés à partir de ce dispositif expérimental comme le montage double vue qui permet de visualiser au même instant un jet sous deux angles différents et les montages de débitmétrie qui permettent : soit la mesure pour un orifice à la fois soit pour l'ensemble des orifices aux conditions d'injection froide ou chaude (grâce à un collier chauffant). Dans le but de se rapprocher du mode de fonctionnement homogène dans les moteurs à allumage commandé, la débitmétrie est effectuée en augmentant la différence de pression grâce à l'augmentation de la pression d'injection à contre pression fixée à la condition atmosphérique et en variant la température d'injection.

De plus, le banc de débit de quantité de mouvement à Continental Regensburg a été exploité pour la mesure des deux injecteur XL2. Grâce à l'Université de Loughborough, nous avons profité des résultats de mesure PDA en champ lointain des sprays de ces deux injecteurs.

Enfin, en utilisant six fluides différents (n-hexane, n-heptane, iso-octane, n-dodécane, n-bunatol et o-xylène), il était possible de réaliser des similitudes complètes entre deux fluides et des similitudes partielles entre trois fluides suivant une étude d'analyse dimensionnelle qui fait intervenir trois nombres sans dimension : le nombre de Reynolds, le nombre de Weber et le nombre de cavitation. Le but de cette analyse dimensionnelle est de prouver que ces trois nombres sans dimension gouvernent le système physique d'injection.

### 1.1 Résultats

Dans la plage de pression d'injection investiguée (entre 2 et 200 bar), la mesure de débitmétrie au n-heptane à température ambiante a révélé l'existence de quatre régions dans l'évolution du coefficient de décharge en fonction de l'inverse de la racine carrée du nombre de cavitation. Ces régions ont été interprétées comme étant des régimes d'écoulement où le niveau de développement de cavitation varie, ainsi que la forme du jet en champ proche. Le premier régime est celui où le coefficient de décharge est constant en amont du point de cavitation critique. Ce point est suivi par le régime 2 caractérisé par une chute linéaire du  $C_D$  vérifiant l'équation du modèle 1-D analogue à celui de Nurick. Le régime 3 est constitué d'un ou deux plateaux où la chute est interrompue et est suivi par un 4<sup>ème</sup> régime où la chute est reprise. En plus du point critique de cavitation, deux points critiques ont été définis séparant entre les trois derniers régimes.

Les résultats confirment que le coefficient de décharge augmente avec :

- 1) la diminution de l'inclinaison de l'orifice  $\beta_{geo}$
- 2) l'augmentation du rapport  $L/D$  de l'orifice
- 3) l'augmentation du rapport  $r/D$  ou du rayon de courbure à l'entrée de l'orifice

Dans ces trois cas, l'injecteur est moins exposé à la cavitation. C'est-à-dire que le niveau de développement de la cavitation diminue et les trois points critiques (celui de la cavitation ainsi que les deux autres qui le suivent) se décalent à de plus grandes valeurs du nombre de cavitation.

Il a été montré que les mesures de débit massique et de quantité de mouvement permettent la quantification de la proportion de liquide et de vapeur dans l'orifice aux sections de sortie et de la vena contracta grâce aux coefficients de contraction de surface. De plus, le coefficient de vitesse montre que la vitesse axiale de l'écoulement dans l'orifice est plus importante dans le cas de l'injecteur le plus exposé à la cavitation. Grâce aux mesures locales du débit de quantité de mouvement, il était possible de tracer le profil de la vitesse axiale le long de trois directions différentes à la section de sortie de l'orifice. Selon la direction qui traverse l'orifice là où la cavitation géométrique est la plus développée, la vitesse axiale de l'écoulement de l'injecteur le plus exposé à la cavitation s'affaiblit loin du centre de l'orifice et s'intensifie au centre.

Au 1<sup>er</sup> régime, le jet de l'injecteur XL3-60 a été visualisé à très basse pression en vue transverse et en vue frontale. L'asymétrie de la forme du jet obtenue sous la vue transverse

uniquement met en relief l'effet de la turbulence de l'écoulement interne. Cette turbulence est due au décollement de la couche limite à l'entrée de l'orifice du côté où l'inclinaison forme un angle aigu avec le siège de l'aiguille. Ceci est visible à très basses pressions (entre 2 et 4 bar) grâce à la petite longueur de l'orifice qui défavorise le rattachement de la couche limite. La cavitation peut aussi être présente du côté externe dès ces pressions là.

D'une manière plus générale, la visualisation en champ proche montre que le jet de l'injecteur le moins exposé à la cavitation est plus stable et plus étroit, donc moins asymétrique et moins dispersé radialement surtout du côté externe.

La granulométrie montre qu'au-delà de 20 mm en-dessous de l'injecteur, la vitesse axiale du spray est moins importante dans le cas de l'injecteur le plus exposé à la cavitation. Les vecteurs vitesses des gouttes ont des directions plus variées due à l'importante dispersion radiale du spray. Par contre, les tailles caractéristiques des gouttes semblent dépendre principalement de l'atomisation secondaire et sont quasiment indépendantes de ce qui se passe en amont de ce processus d'atomisation.

Conclusion sur les méthodologies de mesure : Il n'existe aucune mesure permettant un accès simple et direct aux quantités basiques comme la masse volumique et la vitesse. Il est donc important d'établir une liste de remarques concernant la méthodologie de mesure du spray essayant de montrer comment traiter ses techniques et ses différentes quantités afin de tirer des conclusions sur les caractéristiques du spray.

- Le débit massique mesure l'intégralité de  $u_f \cdot \rho_f$ . La mesure individuelle par orifice donne un accès détaillé sur la performance d'un injecteur (trou à trou). Le nombre de cavitation  $C$  évalué avec une contre pression ambiante pourrait être plus représentatif de l'application GDI que la méthode de variation de la contre pression souvent appliquée en diesel.
- Le débit de quantité de mouvement (mesure locale) évalue une quantité filtrée spatialement de  $u_f^2 \cdot \rho_f$  (due à la petite cible) à travers trois directions dont une d'elles est dans le plan transverse où l'effet de la cavitation est le plus prononcé. Les deux autres directions aident à construire une idée 3-D du profil de l'écoulement.
- La granulométrie (ou PDA) est une mesure prise à un point donné et qui peut être erronée quand des petites et des grandes vitesses ont lieu en même temps. L'analyse de la direction des gouttes qui en résulte doit réduire cet inconvénient. La technique de

PDA ne peut pas mesurer la densité mais donne une analyse détaillée sur les tailles de gouttes.

### **1.1.1 Résultats sur le comportement hydraulique**

Les résultats expérimentaux de débitmétrie respectent les similitudes complètes calculées théoriquement. Ainsi, dans les conditions d'injection des fluides de ces similitudes, les trois nombres sans dimension retenus suffisent pour prédire le coefficient de décharge. Les fluides d'une similitude complète ont les mêmes points critiques.

Grâce aux similitudes partielles, l'effet de chaque nombre sans dimension sur le coefficient de décharge a été investigué. Les résultats prouvent que ce dernier dépend principalement du nombre de cavitation. L'effet du nombre de Reynolds est essentiellement présent au premier régime d'écoulement, tandis qu'aux autres régimes son effet est négligeable par rapport à celui du nombre de cavitation. Il en est de même pour l'effet du nombre de Weber aux quatre régimes.

Pour certains fluides, la courbe d'évolution de  $C_D$  en fonction de  $1/\sqrt{C}$  présente une région au 1<sup>er</sup> régime et révèle le nombre critique de cavitation  $C_{crit}$ . Une corrélation a été établie entre le coefficient de décharge et le nombre de Reynolds correspondants aux points de cavitation critique obtenus expérimentalement. Ceci abouti à une loi empirique qui relie le nombre de cavitation critique à son nombre de Reynolds correspondant. Le facteur de qualité  $R^2$  de cette loi était de 0.98 pour le XL3-60 et de 0.97 pour le XL3-CF0.

Les fluides injectés à plus de 100°C ont fourni des résultats particuliers. La courbe d'évolution du  $C_D$  en fonction de  $1/\sqrt{C}$  admet vers la fin du 3<sup>ème</sup> régime une légère montée suivie d'une plus forte croissance du  $C_D$ . La chute habituelle au 4<sup>ème</sup> régime est donc remplacée par une croissance que nous distinguons en l'appelant « régime 4bis ». De plus, les valeurs des coefficients de décharge de ces fluides sont faibles et leur  $C_D$  au point de cavitation critique ne respecte pas la corrélation. Ainsi, la manifestation de ces symptômes uniquement à plus de 100°C pourrait être due aux effets thermiques non négligeables à de telles températures et qui requièrent l'introduction d'au moins un nombre sans dimension de plus.

### **1.1.2 Résultats de la visualisation en champ proche**

La région du jet où la désintégration des objets liquides commence, a été obtenue grâce à l'étude du plissement et de la taille radiale de la phase liquide continue en fonction de la distance de l'injecteur. Cette région se décale vers des distances plus importantes

proportionnellement à l'augmentation de la chute de pression entre l'entrée et la sortie de l'orifice. Une corrélation linéaire modélisant cette relation a été obtenue.

En passant du 1<sup>er</sup> vers le second régime, la dispersion radiale augmente des deux côtés de l'orifice due au développement de la cavitation du côté interne. Ceci est très bien capturé par les paramètres globaux  $\beta_{ext}$  et  $\beta_{int}$  qui quantifient la fluctuation de part et d'autre de la direction moyenne de propagation du jet. De son côté, l'angle du jet à la sortie  $\theta$  augmente considérablement entre les régimes 1 et 2. A partir du 2<sup>ème</sup> régime, l'augmentation de cet angle est plus atténuée. Une diminution brusque a été parfois observée au 4<sup>ème</sup> régime, mais elle est plus marquée dans le cas de l'injecteur XL3-90 que dans le cas des autres injecteurs.

La similitude complète est révélée par tous les paramètres retenus pour la mesure du jet en champ proche. Le jet est donc gouverné par les trois nombres sans dimension de l'analyse dimensionnelle.

A partir des cas de similitude partielle, l'effet de chaque nombre adimensionné sur l'angle du jet à la sortie de l'injecteur a été modélisé par une fonction puissance pour deux injecteurs différents (XL3-60 et XL3-CF0). Les exposants d'un nombre sans dimensions varient d'un régime à l'autre. Ils peuvent aussi varier d'un injecteur à l'autre, pour certains nombres sans dimension la tendance est inversée. Une loi empirique a été proposée par injecteur afin de modéliser l'angle  $\theta$ . Cette loi est d'une précision de moins de 4 % et de 10 % dans le cas du XL3-60 et du XL3-CF0 respectivement. Il a été démontré que le rapport  $L/D$  est d'une grande importance sur l'angle  $\theta$  qui lui est inversement proportionnel.

## 2. Perspectives

### 2.1 Comportement hydraulique

L'interprétation de l'évolution du coefficient de décharge en fonction du nombre de cavitation a certainement besoin d'être vérifiée par une visualisation directe de l'écoulement interne à l'aide d'un orifice transparent. Ceci requiert le montage, sur un injecteur de la famille XL3, d'une buse transparente ayant les mêmes dimensions du siège, du sac et de l'orifice. Cette visualisation de l'écoulement interne peut clarifier la question de l'occurrence d'une cavitation de vortex ou d'un éventuel changement de niveau de développement de la cavitation. De même, elle simplifie l'établissement d'une relation entre le régime d'écoulement et les symptômes correspondants visualisés sur les jets en champ proche.

Le comportement hydraulique doit aussi être investigué dans le cas d'un injecteur (ayant de préférence une buse transparente) immergé dans le même fluide à une contre pression fixée à un bar. De plus, la comparaison de cette visualisation à la précédente peut contribuer à la compréhension des effets que les bulles de vapeur ont sur la propagation du jet. Les images de la **Figure 96** montrent les bulles de vapeur issues des deux injecteurs XL2 à 5 et 60 bar. En mettant en place un système de pressurisation empêchant la formation de gaz dissous, il est possible d'avoir une estimation satisfaisante de la quantité massique de vapeur créée par la cavitation.

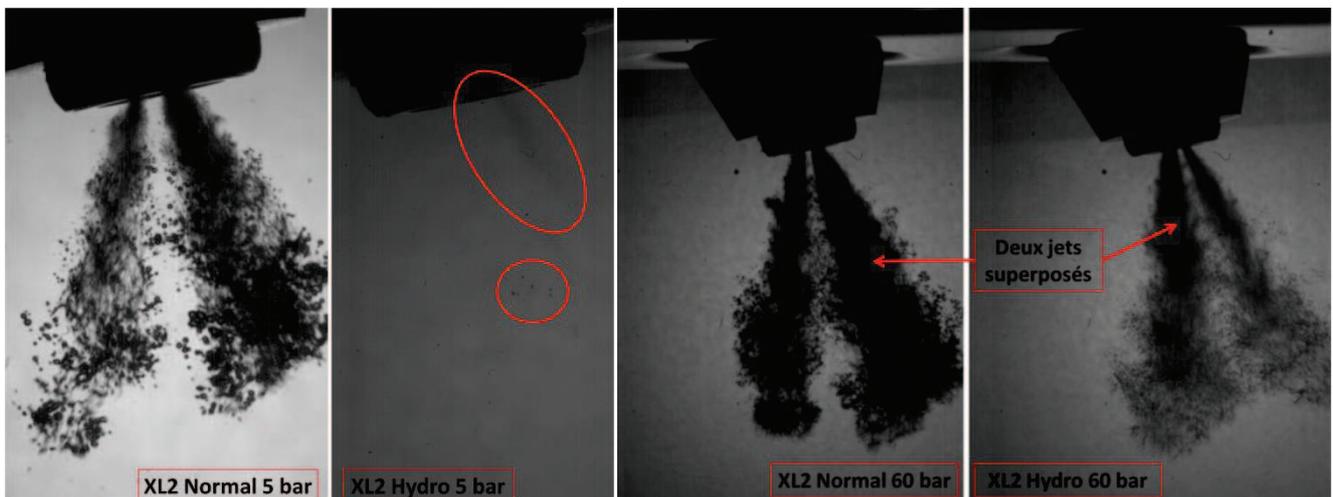


Figure 96: Injecteurs XL2 immergés - jets de bulles de vapeur.  $P_i = 5$  bar pour les deux images de gauche et 60 bar pour les deux de droite.

D'autre part, en mettant en place une mesure plus précise du débit massique, les points critiques 2 et 3 peuvent être obtenus plus précisément sur les courbes de l'évolution du coefficient de décharge. Ainsi, une corrélation entre ces points et leur nombre de Reynolds

correspondant pourrait être trouvée similairement à celle obtenue pour le nombre de cavitation critique et le nombre de Reynolds correspondant.

## 2.2 Analyse dimensionnelle

Par manque de temps, les résultats de la visualisation aux régimes 1 et 2 n'ont pas été investigués pour les fluides des similitudes partielles. En exploitant ces résultats, il est possible de connaître l'effet de chaque nombre sans dimensions sur la position  $z/D$  du point de désintégration de la phase liquide continue du jet et d'écrire une meilleure loi empirique indépendante des variables physiques.

Plusieurs hypothèses négligeant les effets de températures et de compressibilité de l'écoulement ont été imposées dans notre analyse dimensionnelle. Au vue des résultats des fluides injectés à plus de 100°C, il paraît que l'effet thermique doit être pris en compte pour une meilleure compréhension de ce système physique. Ainsi, des nombres sans dimension comme le nombre de Nusselt ou de Jakob doivent être intégrés.

A cause des résultats contradictoires de la littérature à propos de l'effet du rapport  $L/D$  et du besoin d'étudier différentes géométries d'orifice, il est nécessaire de mener des campagnes de mesures expérimentales sur une série d'injecteurs réels complémentaires aux XL3-60 et XL3-CF0 afin de clarifier l'effet du  $L/D$  et faire intervenir ce rapport dans la loi empirique de l'angle  $\theta$ .



## VIII. Référence bibliographique

- [1] **J-B. Blaisot, J. Yon**, “Droplet size and morphology characterization for dense sprays by image processing: application to the Diesel spray”, *Experiments in fluids* (2005), 39 : 977-994.
- [2] **J-B. Blaisot, N. Fdida**, “Drop size distribution measured by imaging: determination of the measurement volume by calibration of the point spread function”, *Meas. Sci. Technol.* (2010), 21, 025501 (15pp).
- [3] **J. M. Desantes, R. Payri, F. J. Salvador, J. Gimeno**, “Measurements of spray momentum for the study of cavitation in Diesel injection Nozzles”, SAE Paper 2003-01-0703, 2003.
- [4] **J. M. Desantes, R. Payri, J. M. Pastor, J. Gimeno**, “Experimental characterization of internal nozzle flow and Diesel spray behavior. PartI: nonevaporative conditions”, *Atomization and Sprays*, vol. 15, pp 489-516, 2005.
- [5] **R. Payri, J. M. Garcia, F. J. Salvador, J. Gimeno**, “Using spray momentum flux measurements to understand the influence of diesel nozzle geometry on spray characteristics”, *Fuel*, 84 (2005) 551-561.
- [6] **R. Payri, F. J. Salvador, J. Gimeno, A. Garcia**, “Flow regime effects over non-cavitating diesel injection nozzles”, *Proc. IMechE Part D: J. Automobile Engineering* (2012) Vol. 226: 133.
- [7] **L. Postriotti, M. Battistoni, C. Ungaro, A. Mariani**, “Analysis of Diesel spray momentum flux spatial distribution”, SAE Paper 2011-01-0682, 2011.
- [8] **L. Postriotti, F. Mariani, M. Battistoni**, “Experimental and numerical momentum flux evaluation of high pressure Diesel spray”, *Fuel*, 98 (2012) 149-163.
- [9] **N. Otsu**, “A threshold selection method from gray-level histograms”, *IEEE Trans. Sys., Man., Cyber.*, vol. 9, 1979, p. 62-66.
- [10] **C. Dumouchel, N. Leboucher, D. Lisiecki**, “Cavitation and primary atomization in real injectors at low injection pressure condition”, *Exp Fluids* (2013) 54:1554.
- [11] **Carlos Hernández Esteban, Ph.D Thesis**, “Stereo and silhouette fusion for 3D object modeling from uncalibrated images under circular motion”, 2004.
- [12] **G. Wigley, G. Pitcher, H. Nuglisch, J. Helie, N. Ladommatos**, AVL 8<sup>th</sup> International Symposium on Combustion Diagnostics, Baden-Baden, Germany 2008.
- [13] **W. H. Nurick**, “Orifice cavitation and its effect on spray mixing”, *Journal of fluid engineering*, vol. 98, pp. 681-687, 1976.
- [14] **A. K. Lichtarowicz, R. K. Duggins, E. Markland**, “Discharge coefficients for incompressible non-cavitating flow through long orifices”, *J. Mech. Engng Sci* 1965, 7(2):210-9.
- [15] **S. Kampmann, B. Dittus, P. Mattes, M. Kirner**, “The Influence of Hydro Grinding at VCO Nozzles on the Mixture Preparation in a DI Diesel Engine”, SAE Technical Paper 960867, 1996, doi:10.4271/960867.
- [16] **J. M. Desantes, R. Payri, F. J. Salvador, J. Gimeno**, “Prediction of Spray Penetration by Means of Spray Momentum Flux”, SAE Paper 2006-01-1387, 2006.
- [17] **L. Postriotti, M. Battistoni**, “Evaluation of Diesel Spray Momentum Flux in Transient Flow Conditions”, SAE Paper 2010-01-2244, 2010.
- [18] **R. Payri, S. Ruiz, F. J. Salvador, J. Gimeno**, “On the Dependence of Spray Momentum Flux in Spray Penetration: Momentum Flux Packets Penetration Model”, *J. Mech. Sci. Technol.* 21 (2007) 1100~1111.

- [19] **K. Triballier, Ph.D Thesis**, “Etude énergétique des processus d’atomisation primaire: application au comportement des injecteurs essence basse pression à triple disque”, Université de Rouen, 2003.
- [20] **S. Grout, Ph.D Thesis**, “Analyse multi-échelle des processus d’atomisation et des sprays – Application aux injecteurs triple disque”, Université de Rouen, 2009.
- [21] **P. Marmottant, E. Villermaux**, “On spray formation”, *J. Fluid Mech.* (2004), vol. 498, pp. 73-111.
- [22] **A. Susset, J. M. Most, D. Honoré**, “A novel architecture for a super-resolution PIV algorithm developed for the improvement of the resolution of large velocity gradient measurements”, *Exp. Fluids* (2005).
- [23] **S. Makhlouf, J. Hélie, J. Cousin**, “Investigation of some primary atomization aspects using double exposure and double viw processes », *ILASS – Europe 2013*, Chania, Greece, 1-4 September 2013.
- [24] **H. Chaves, Ch. Ludwig**, “Characterization of cavitation in transparent nozzles depending on the nozzle geometry”, *Proc. 20<sup>th</sup> ILASS – Europe Meeting 2005*.
- [25] **J. Zhang, Q. Du, Y. Yang**, “Influence of Diesel nozzle geometry on cavitation using Eulerian multi-fluid method”, *Tianjin University and Springer – Verlag Berlin Heidelberg 2010*.
- [26] **C. Badock, R. Wirth, C. Tropea**, “The influence of hydro grinding on cavitation inside a Diesel injection nozzle and primary break-up under unsteady pressure conditions”, *Proc. 15<sup>th</sup> ILASS – Europe 1999*.
- [27] **S. Makhlouf, J. Hélie, O. Grimoux, J. Cousin, L. Gestri, A. Wood, G. Wigley**, “Spray resulting from high pressure atomization with low L over D multihole injectors and the role of the cavitation”, *ICLASS, Heidelberg, Germany, Sept 2012*.
- [28] **R. Miranda, H. Chaves, U. Martin, F. Obermeier**, “Cavitation in a transparent real size VCO injection nozzle”, *Proc. ICLASS 2003 Sorrento*.
- [29] **A. Sou, S. Hosokawa, A. Tomiyama**, “Effects of cavitation in a nozzle on liquid jet atomization”, *International Journal of Heat and Mass Transfer* 50 (2007), 3575-3582.
- [30] **L. C. Ganippa, G. Bark, S. Andersson, J. Chomiak**, “Cavitation: a contributory factor in the transition from symmetric to asymmetric jets in cross-flow nozzles”, *Experiments in Fluids* 36 (2004) 627-634.
- [31] **L. C. Ganippa, G. Bark, S. Andersson, J. Chomiak**, “The structure of cavitation and its effect on the spray pattern in a single-hole Diesel nozzle”, *SAE Paper 2001-01-2008*, 2001.
- [32] **O. J. Soriano Palao, S. Mouvanal**, “Numerical study of the effect of conicity and inlet rounding of Diesel injector nozzles and its influence on spray characteristics”, *SAE Paper 2011-28-0120*.
- [33] **R. Rotondi, J. Hélie, C. Leger, M. Mojtabi, G. Wigley**, “Multihole gasoline direct injection spray plumes”, *ILASS – Europe 2010*, Brno, Czech Republic.
- [34] **C. Arcoumanis, M. Gavaises, M. Nouri, E. Abdul-Wahab, Roy W. Horrocks**, “Analysis of the flow in the nozzle of a vertical multi-hole Diesel engine injector”, *SAE Technical paper series 980811* (1998).
- [35] **N. Mitroglou, M. Gavaises, J. M. Nouri, C. Arcoumanis**, “Cavitation inside enlarged and real-size fully transparent injector nozzles and its effect on near nozzle spray formation”, *DIPSI Workshop*, May 27, 2011, Bergamo, Italy.
- [36] **H. Roth, M. Gavaises, C. Arcoumanis**, “Cavitation initiation, its development and link with flow turbulence in Diesel injector nozzles”, *SAE Paper 2002-01-0214*, (2002).
- [37] **A. Andriotis, M. Gavaises**, “Visualisation of string cavitation formation and development inside transparent injector nozzle replicas”, *ILASS 2008*, Como Lake, Italy.

- [38] **F. M. White**, Fluid Mechanics, fourth ed., McGraw-Hill Co., New York (1999).
- [39] **E. Buckingham**, “On physically systems: illustration of the use of dimensional equations”, *Physical Review*, 4(4), pp. 345-376 (1914).
- [40] **B. A. Edge**, Ph.D, Penn State University, 2007
- [41] **T. Szirtes**, Applied Dimensional Analysis and Modeling, second ed., Butterworth-Heinemann, Burlington, MA.
- [42] **G. N. Abramovich**, “Theory of turbulent jets”, MIT press, Cambridge, Mass., 1963.
- [43] **F. V. Bracco, B. Chehroudi, S. H. Chen, Y. Onuma**, “On the intact core of full cone sprays”, *SAE Trans.*, Vol. 94, 1985, Paper 850126.
- [44] **R. D. Reitz, F. V. Bracco**, “On the dependence of spray angle and other spray parameters on nozzle design and operating conditions”, *SAE paper* 790494, 1979.
- [45] **H. Hiroyasu, M. Arai**, “Fuel spray penetration and spray angle in Diesel engines”, *Trans. JSAE*, Vol. 21, 1980, pp. 5-11.
- [46] **K. S. Varde**, “Spray cone angle and its correlation in a high pressure fuel spray”, *The Canadian journal of chemical engineering*, Vol. 63, April 1985.
- [47] **L. Zigan, I. Schmitz, M. Wensing, A. Leipertz**, “Effect of fuel properties on primary breakup and spray formation studied at a gasoline 3-hole nozzle”, *ILASS – Europe 2010*, Brno, Czech Republic, September 2010.
- [48] **L. Zigan, I. Schmitz, A. Flügel, T. Knorsch, M. Wensing, A. Leipertz**, “Effect of fuel properties on spray breakup and evaporation studied for a multihole direct injection spark ignition injector”, *Energy Fuels*, 24, 4341-4350, 2010.
- [49] **J. Serras-Pereira, Z. Van Romunde, P.G. Aleiferis, D. Richardson, S. Wallace, R.F. Cracknell**, “Cavitation, primary break-up and flash boiling of gasoline, iso-octane and n-pentane with a real-size optical direct-injection nozzle”, *FUEL* 89 (2010), 2592-2607.
- [50] **R. Payri, F.J. Salvador, J. Gimeno, O. Venegas**, “Study of cavitation phenomenon using different fuels in a transparent nozzle by hydraulic characterization and visualization”, *Experimental Thermal and Fluid Science*, 44 (2013) 235-244.
- [51] **W. Zeng, M. Xu, M. Zhang, Y. Zhang, D. Cleary**, “Macroscopic characteristics for direct-injection multi-hole sprays using dimensionless analysis”, *Experimental Thermal and Fluid Science*, 40 (2012) 81-92.
- [52] **P.G. Aleiferis, Z.R. Van Romunde**, “An analysis of spray development with iso-octane, n-pentane, gasoline, ethanol, n-butanol from a multi-hole injector under hot fuel conditions”, *Fuel* 105 (2013) 143-168.
- [53] **J. W. S. Rayleigh**, “On the instability of jets”, *Proc. Lond. Math. Soc.*, 10, 4-13, 1978.
- [54] **J. Plateau**, “Statique expérimentale et théorique des liquides soumis aux seules forces moléculaires”, Gaitier-Villars, Paris, 1873.
- [55] **R. D. Reitz, F.V. Bracco**, “Mechanism of atomization of a liquid jet”, *Physics of Fluids*, 25 (10), p. 1730-1742, 1982
- [56] **C. M. Varga, J. C. Lasheras, E. J. Hopfinger**, “Initial breakup of a small-diameter liquid jet by a high-speed gas stream”, *J. Fluid Mech.*, vol. 497, pp. 405-434, 2003.
- [57] **A. R. Hanson, E. G. Domich, H. S. Adams**, “Shock tube investigation of the break-up of drops by air blasts”, *Phys. Fluids* 6, 1070-1080, 1963.
- [58] **J.O. Hinze**, “Fundamental of the hydrodynamic mechanism of splitting in dispersion processes”, *AIChE* 1-3, 289-295, 1955.
- [59] **A. H. Lefebvre**, “Atomization and sprays”, Hemisphere 1989.
- [60] **H. von Helmholtz**, “On discontinuous movements of fluids”, *Phil. Mag.* 36, 337-346, 1868.
- [61] **Kelvin Lord**, “Hydrokinetic solutions and observations”, *Phil. Mag.* 42, 362-377, 1871.

- [62] **C. Soteriou, R. Andrews, M. Smith**, “Further studies of cavitation and atomization in diesel injection”, SAE technical paper series 1999-01-1486.
- [63] **J. P. Franc, F. Avellan, B. Belahadji, J. Y. Billard, L. Briançon-Marjollet, D. Fréchou, D. H. Fruman, A. Karimi, J. L. Kueny, J. M. Michel**, “La cavitation : mécanismes physiques et aspects industriels”, Presses universitaires de Grenoble, 1995.
- [64] **C. E. Brennen**, “Cavitation and bubble dynamics”, volume 44. Oxford University Press, USA, 1995.
- [65] **T. Oda, Y. Goda, S. Kanaike, K. Aoki, K. Ohsawa**, “Experimental study about internal cavitating flow and primary atomization of a large-scale VCO Diesel injector with eccentric needle”, 11<sup>th</sup> Triennial International Annual Conference on Liquid Atomization and Spray Systems, 2009, 132.
- [66] **H. Chaves, M. Knapp, A. Kubitzek, F. Obermeier**, “Experimental study of cavitation in the nozzle hole of Diesel injectors using transparent nozzles”, SAE Paper 950290, 1995.
- [67] **H. Chaves, C. Kirmse, F. Obermeier**, “The influence of nozzle inlet curvature on unsteady cavitation in transparent Diesel injection nozzles”, 1<sup>st</sup> International Colloquium on Microhydrodynamics, Paris, 2000.
- [68] **C. Arcoumanis, M. Badami, H. Flora, M. Gavaises**, “Cavitation in real-size multi-hole Diesel injector nozzles”, SAE Paper 2000-01-1249, 2000.
- [69] **H. Hiroyasu**, “Spray breakup mechanism from the hole-type nozzle and its applications”, *Atomization and Sprays* 10, 511-527, 2000.
- [70] **R. Payri, F. J. Salvador, J. Gimeno, J. de la Morena**, “Study of cavitation phenomena based on a technique for visualizing bubbles in a liquid pressurized chamber”, *International Journal of Heat and Fluid Flow* 30 (2009) 768-777.
- [71] **J. M. Desantes, R. Payri, R. Salvador, F. J. de la Morena**, “Influence of cavitation phenomenon on primary break-up and spray behavior at stationary conditions”, *Fuel* 89 (2010) 3033-3041.
- [72] **R. Payri, J. Gimeno, P. Marti-Aldaravi, O. Venegas**, “Study of the influence of internal flow on the spray behavior under cavitating conditions using a transparent nozzle”, 12<sup>th</sup> Triennial International Conference on Liquid Atomization and Spray Systems, ICLASS 2012, Heidelberg, Germany.
- [73] **C. Stanley, T. Barber, B. Milton, G. Rosengarten**, “Periodic cavitation shedding in a cylindrical orifice”, *Exp. Fluids*, 51:1189-1200, 2011.
- [74] **M. Arai, M. Shimizu, H. Hiroyasu**, “Break-up length and spray angle of high speed jet”, Proceedings of ICLASS 85, London, UK, 8-10 July 1985, paper IB/4.
- [75] **M. Arai, M. Shimizu, H. Hiroyasu**, “Break-up length and spray formation mechanism of high speed liquid jet”, Proceedings of ICLASS 88, Sendai, Japan, 22-24 August 1988, paper A/4:177-184.
- [76] **H. Hiroyasu, M. Arai, M. Shimizu**, “Break-up length of a liquid jet and internal flow in a nozzle”, Proceedings of ICLASS 91, Gaithersburgh, MD, USA, 15-18 July 1991, paper 26: 275-282.
- [77] **S. Dabiri, W. A. Sirignano, D. D. Joseph**, “Cavitation in an orifice flow”, *Phys. Fluids* 19:072112, 2007.
- [78] **J. K. Kim, K. Nishida, H. Hiroyasu**, “Characteristics of the internal flow in a Diesel injection nozzle”, Proceedings of ICLASS 97, Seoul, Korea, 18-22 August 1997 : 175-182.
- [79] **C. Arcoumanis, M. Gavaises, H. Flora, H. Roth**, “Visualisation of cavitation in Diesel engine injectors”, *Mec. Ind.* 2:375-381, 2001.

- [80] **C. Soteriou, R. Andrews, N. Torres, M. Smith, R. Kunkulagunta**, “Through the Diesel nozzle hole – A journey of discovery II”, ILASS-Europe 2001, Zurich, Switzerland, 2-6 September 2001.
- [81] **A. Andriotis, M. Gavaises, C. Arcoumanis**, “Vortex flow and cavitation in Diesel injector nozzles”, *JFM* 610:195-215, 2008.
- [82] **A. Andriotis, M. Gavaises**, “Influence of vortex flow and cavitation on near-nozzle Diesel spray dispersion angle”, *Atomization and Sprays*, 19:247-261, 2009.
- [83] **M. Gavaises, A. Andriotis, D. Papoulias, N. Mitroglou, A. Theodorakakos**, “Characterization of string cavitation in large-scale Diesel nozzles with tapered holes”, *Phys. Fluids* 21:052107, 2009.
- [84] **M. Gavaises, A. Andriotis**, “Cavitation inside multi-hole injectors for large Diesel engines and its effect on the near-nozzle spray structure”, *SAE Trans. J. Engines* 2006-01-1114, 115-3, 634-647, 2006.
- [85] **I. Gilles-Birth, S. Bernhardt, U. Spicher, M. Rechs**, “A study of the in-nozzle flow characteristics of valve-covered orifice nozzles for gasoline direct injection”, *SAE Paper* 2005-01-3684, 2005.
- [86] **W. Bergwerk**, “Flow pattern in Diesel nozzle spray holes”, *Proc. Inst. Mech. Eng.*, Vol 173 (n°25) : 655-660, 1959.
- [87] **C. Soteriou, R. Andrews, M. Smith**, “Direct injection diesel sprays and the effect of cavitation and hydraulic flip on atomization”, *SAE Paper*, (950080), 1995.
- [88] **A. Sou, S. Hosokawa, A. Tomiyama**, “Dimensionless numbers on cavitation in a nozzle of pressure atomizers”, *ICLASS*, 2009.
- [89] **C. Mauger**, “Cavitation dans un micro-canal modèle d’injecteur diesel: méthodes de visualisation et influence de l’état de surface”, thèse de doctorat, 2012.
- [90] **E. Winklhofer, E. Kull, E. Kelz, A. Morozov, S. Zurich**, “Comprehensive hydraulic and flow field documentation in model throttle experiments under cavitation conditions”, *ILASS-Europe Annual Meeting*, pages 574-579, 2001.
- [91] **J. Cousin, A. Berlemont, T. Ménard, S. Grout**, “Primary break-up simulation of a liquid jet discharged by a low-pressure compound nozzle”, *Computers and Fluids*, Vol. 63, 30 : 165-173, 2012.
- [92] **C. Arcoumanis, M. Gavaises, J. Nouri, E. Abdul-Wahab, R. W. Horrocks**, “Analysis of the flow in the nozzle of a vertical multi-hole Diesel engine injector”, *SAE Technical Paper* 980811, 1998.
- [93] **J. Cousin, T. Menard, A. Berlemont, J. Hélie**, “Numerical simulations of the interactions between a vortex and a liquid gaz interface”, *ILASS – Europe 2010*, Brno, Czech Republic.
- [94] **C. Mauger, L. Méès, A. Michard, M. Azouzi, S. Valette**, “Shadowgraph, Schlieren and interferometry in a 2D cavitating channel flow”, *Exp. Fluids* 53, 1895-1913, 2012.
- [95] **C. Mauger, L. Méès, M. Michard, M. Lance**, “Velocity measurements based on shadowgraph-like image correlations in a cavitating micro-channel flow”, *International Journal of Multiphase Flow* 58, 301-312, 2014.
- [96] **T. T. Shoba, C. Crua, M. R. Heikal, G. Martin**, “Optical characterization of diesel, RME and kerosene sprays by microscopic imaging”, *ILASS – Europe 2011*.
- [97] **J. Serras-Pereira, P. G. Aleiferis, D. Richardson, S. Wallace**, “Characteristics of ethanol, butanol, iso-octane and gasoline sprays and combustion from a multi-hole injector in a DISI engine”, *SAE International Journal of Fuels and Lubricants*, vol. 1, *SAE Paper* 2008-01-1591, pp. 893-909, 2008.
- [98] **P. G. Aleiferis, J. Serras-Pereira, A. Augoye, T. J. Davies, R. F. Cracknell, D. Richardson**, “Effect of fuel temperature on in-nozzle cavitation and spray formation of liquid

hydrocarbons and alcohols from a real-size optical injector for direct-injection spark-ignition engines”, *International Journal of Heat and Mass Transfer* 53, 4588-4606, 2010.

## IX. Annexes

### 1. Annexes du Chapitre III

#### 1.1 Banc d'essai à Toulouse

La Figure 97 illustre le signal périodique que la vanne de contrôle de volume VCV envoie à la pompe haute pression afin de la contrôler. La période de ce signal est de 58.8  $\mu$ s.

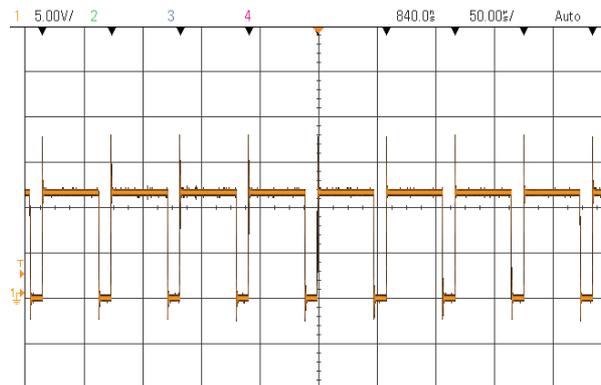


Figure 97: Signal périodique de la VCV.

#### 1.2 Des montages subsidiaires sur le banc de Toulouse

D'autres montages que ceux déjà présentés ont été testés et utilisés pendant les travaux de cette thèse. Nous présentons dans cette partie deux montages qui peuvent être couplés ensemble [23].

##### 1.2.1 Montage pour double illumination

Ce montage est couramment utilisé dans le domaine de la PIV (Particle Image Velocimetry). Dans notre cas, il consiste à figer le même jet avec deux flashes successifs. Une paire de « nanolite » est utilisée comme source lumineuse avec l'appareil photo Nikon D300s qui permet d'obtenir des images en couleurs RGB (3x8 bits). Marmottant et al. [21] utilise une paire de lampe au xénon dans ses travaux sur la formation du spray. En ajoutant deux filtres couleurs différents devant chaque flash, nous distinguons les deux ombres provenant du même jet. Etant donné que l'instant auquel le jet est photographié correspond à celui du déclenchement du flash, deux ombres de couleurs différentes sont obtenus sur la même image brute grâce à ce montage. La durée séparant les deux flashes est très courte par rapport à celle d'ouverture de l'obturateur de l'appareil photo. Les deux instants de déclenchement des flashes sont réglés via Labview. L'écart minimal que la carte N.I. peut générer entre les deux consignes est de 100 ns avec une précision de 16 ns. La précision de l'écart ou l'erreur due au système électronique, comme le retard des drivers des nanolites, est détaillé dans la sous-

partie suivante. La **Figure 98** schématise la technique de la double couleur utilisée dans nos travaux de la façon suivante : (a) en aval des paires nanolites / filtres, le montage du miroir semi-réfléchissant qui superpose les deux faisceaux lumineux en direction du spray, (b) la consigne donnant la succession des flashes, et (c) la superposition des deux jets sur la même image brute issue de la somme de deux images.

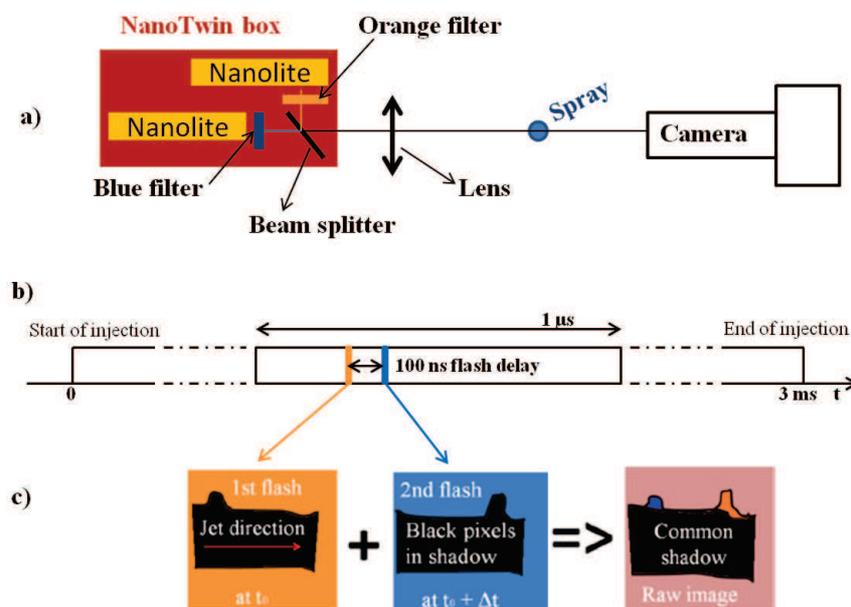


Figure 98: Technique de la double couleur.

L'image brute montre deux crêtes symbolisant la même instabilité de l'interface liquide – gaz à deux instants différents séparés par un délai  $\Delta t$ . Les couleurs des crêtes ont un ordre inversé par rapport à celui du déclenchement des flashes. Seules les instabilités et les objets liquides détachés apparaissent deux fois sur l'image brute. Tandis que les parties communes du cœur liquide sont confondues en gardant un niveau de gris très sombre. Un travail de post traitement est nécessaire afin de séparer les ombres en deux images différentes. Cette étape est conditionnée par la paire de filtre et requière une étude comparative pour sélectionner la meilleure paire. Le **Tableau 51**, où les graphes dans la colonne « caractéristique » présentent le pourcentage de transmission en fonction de la longueur d'onde, montre les meilleures paires de filtre. Les filtres désignés par un astérisque sont fabriqués chez « *LEE filters Centar Way, Walworth Industrial Estate, Andover* ». Les autres filtres proviennent de chez « *NewPort filters* » et sont marqués par deux astérisques. Le filtre appelé « orange 179 » est très équivalent au filtre passe haut 515. La paire de filtres utilisée dans nos campagnes de mesure est la paire n°3.

Numéro de la	Filtre 1	Caractéristique	Filtre 2	Caractéristique
--------------	----------	-----------------	----------	-----------------

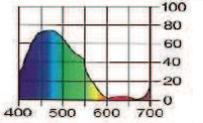
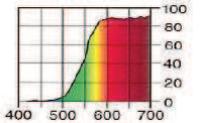
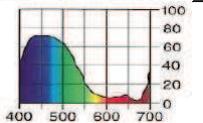
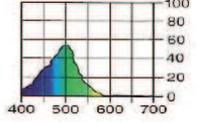
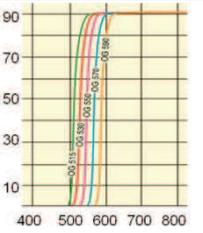
paire de filtres				
Paire n° 1	Bleu 118*		Orange 179*	
Paire n° 2	Bleu 144*		Orange 179*	
Paire n° 3	Medium 116*		Orange 179*	
Paire n° 4	Medium 116*		Passe haut 515**	
Paire n° 5	Medium 116*		Passe haut 550**	
Paire n° 6	Passe bande 122*	Passe haut 550**		

Tableau 51: Meilleures paires de filtres testées et comparées.

Les avantages :

Ce montage permet la mesure de vitesse de propagation des gouttes. Il permet aussi de suivre dans le temps le développement des instabilités de l'interface liquide – gaz. Ainsi, une mesure quantitative de la variation de la longueur d'interface et du plissement est obtenue en fonction du temps. Enfin, ce montage offre la possibilité de visualiser qualitativement la formation des gouttes et des particules de différentes formes et leur séparation du cœur liquide.

Les inconvénients :

Due à l'utilisation des filtres couleurs et du miroir semi-réfléchissant, l'intensité lumineuse diminue ainsi que le contraste ce qui pénalise une éventuelle mesure de taille. Cette technique est limitée à des basses et moyennes pressions pour deux raisons : la densité et la vitesse du jet. Les régions très denses en gouttes sont ingérables qualitativement et quantitativement par ce montage surtout que la taille de ces gouttes est inversement proportionnelle à la pression d'injection. D'autre part, à grande vitesse de propagation, le déplacement des gouttes devient important vis-à-vis de la durée du flash et de l'écart entre les deux flashes.

## 1.2.1.1 Contrôle du délai entre les deux flashes

Afin de contrôler l'écart entre les deux flashes et l'erreur sur le délai provenant des drivers des nanolites, un test a été réalisé sur les sorties des drivers. La première étape de ce test consiste à envoyer une consigne telle que le délai théorique entre les deux flashes est égal à zéro. La mesure (Figure 99) montre que le délai entre le déclenchement des flashes est de 268.8 ns.

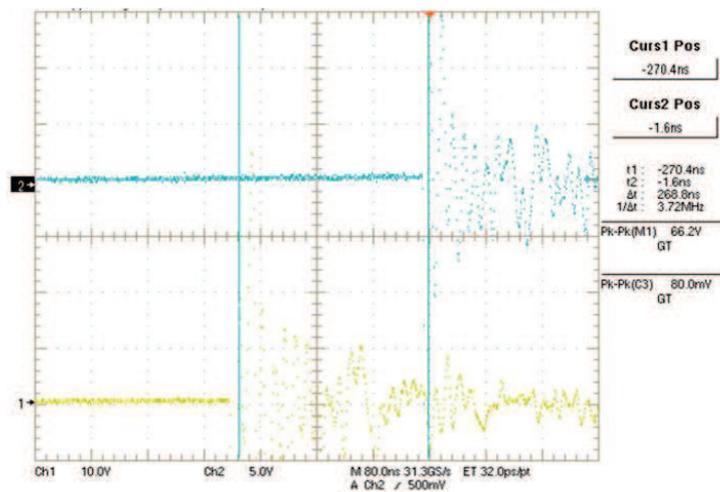


Figure 99: Ecart entre les signaux de sortie des drivers nanolites lorsque les consignes d'entrée coïncident.

Pour contrer ce décalage provenant des drivers, la consigne envoyée au 2<sup>ème</sup> driver est avancée de 300 ns. Cette avance en consigne doit générer une avance de 31.2 ns en faveur du 2<sup>ème</sup> flash par rapport au 1<sup>er</sup>. Alors que la mesure (Figure 100) montre une avance de 46.4 ns, donc l'erreur provenant du système de réglage globale est de l'ordre de 15.2 ns.

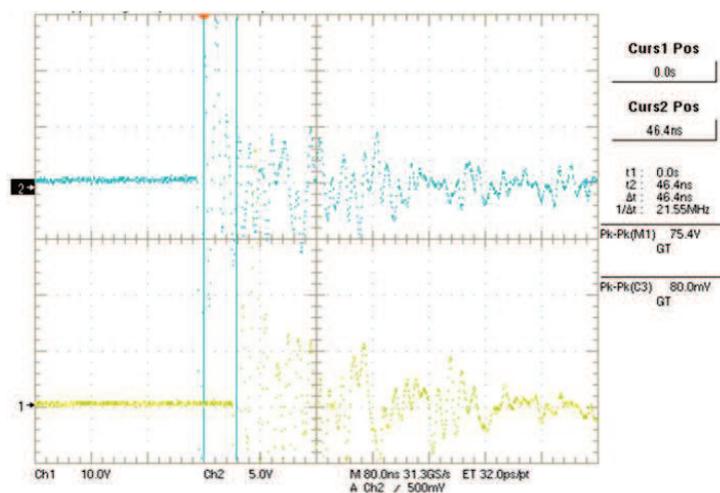


Figure 100: Erreur entre les signaux de sortie provenant du système de commande des nanolites.

### 1.2.2 Montage pour double vue

La reconstruction 3D d'un objet à partir d'images stéréoscopiques nécessite plusieurs vue sous plusieurs angles (par exemple la thèse de C. H. Esteban [11]). Dans le cas de notre application sur les sprays des injecteurs multi-trous, il est impossible de réaliser ceci pour une seule plume sans être gêner par les autres plumes. Il n'existe que deux directions qui le permettent. La première est la vue transverse qui est souvent utilisée dans les montages. La seconde direction lui est perpendiculaire, appelée la vue frontale. Cette dernière est par contre

limitée à la très basse pression. Nous nous sommes intéressés par la comparaison de la forme du jet photographié sous ces deux vues.

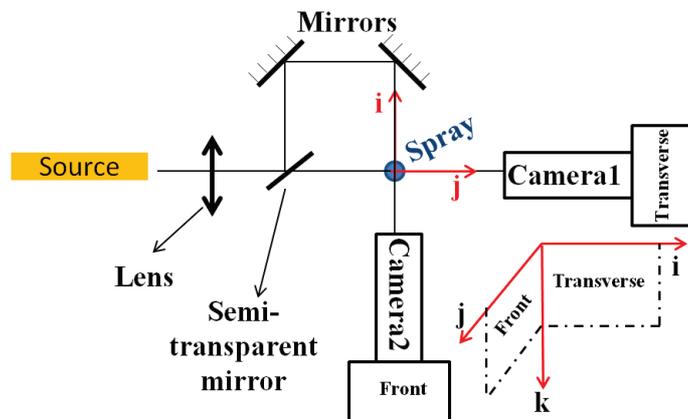


Figure 101: Schéma du montage double vue.

Le schéma de la Figure 101 explicite le montage qui fournit, grâce à un miroir semi-réfléchissant et deux miroirs inclinés de  $45^\circ$ , deux axes perpendiculaires. C'est ainsi que nous obtenons une deuxième image frontale du même jet figé au même instant par le même flash. L'appareil photo placé dans l'axe secondaire est identique au premier.

#### Les avantages :

Le montage est indépendant de la source lumineuse qui peut par exemple être remplacée par celle utilisée au montage de la double couleur afin de coupler les deux montages. Dans le cas des injecteurs mono-trou, l'angle entre les deux vues peut être varié librement et n'est pas nécessairement fixé à  $90^\circ$ . Ce montage permet de visualiser simultanément un même jet sous deux angles différents. Grâce au post-traitement des deux images enregistrées, nous obtenons une construction pseudo 3-D du jet.

#### Les inconvénients :

Le second appareil photo reçoit un faisceau lumineux moins intense que celui reçu par le premier dû à sa réflexion sur deux miroirs supplémentaires. Dans le cas des injecteurs multi-trous, on est limité à un angle de  $90^\circ$  entre les deux axes optiques sinon une autre plume se superpose à la plume que l'on souhaite photographier. L'autre inconvénient dans le cas des injecteurs multi-trous est que les plumes sont inclinées par rapport à l'axe de l'injecteur. Il faut donc légèrement incliner l'injecteur afin de garder la plume dans la profondeur du champ de l'appareil photo de la vue frontale. Selon l'angle d'inclinaison de l'orifice, cette inclinaison de l'injecteur affecte la vue frontale et empêche l'accès aux premiers millimètres du jet à sa

sortie de l'orifice qui se masquent par le corps de l'injecteur. Enfin, ce montage n'est pas adapté aux injections à haute pression car l'espace visuel entre les trois plumes n'est pas important et leur distinction devient complexe.

Vue les difficultés de ce montage pour des injecteurs trois trous, et étant donné que les paramètres mesurés sur le jet sont obtenus par un calcul statistique sur au moins cent images, il n'est pas nécessaire que les images soient prises au même instant et pour la même injection. Ainsi, ce montage est abandonné et remplacé par une simple rotation de l'injecteur de  $90^\circ$  autour de son propre axe afin de photographier la vue frontale. En revanche, la reconstruction pseudo 3-D d'un jet n'est plus possible.

#### 1.2.2.1 Reconstruction pseudo 3-D

La reconstruction pseudo 3-D consiste à recroiser les deux images perpendiculairement tel que les deux axes de propagation du spray soient confondus. La **Figure 102** présente une image reconstruite à partir de deux images contenant uniquement la phase continue du jet à 5 bar.

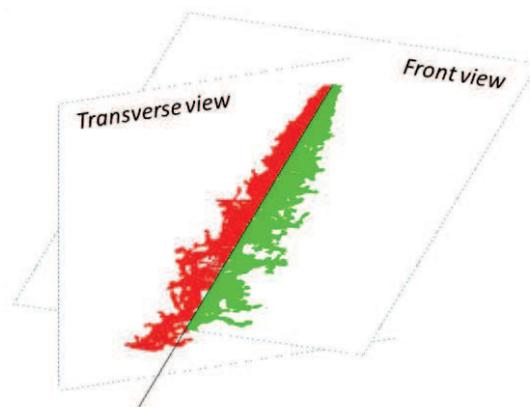


Figure 102: Reconstruction pseudo 3D (injecteur XL3-CF0,  $P_i=5$  bar).

### 1.3 Montage PDA (Loughborough University)

Loin de l'injecteur, au-delà de 20 mm de l'orifice, le jet complètement atomisé devient un système liquide dispersé contenant de petites particules. Dans cette région, il est possible d'avoir recours à la technique de la PDA afin de mesurer les distributions jointes de taille et de vitesse de gouttes. Cette mesure scanne le spray dans la direction radiale en le traversant à partir de l'axe vertical de l'injecteur jusqu'à sa périphérie externe. Le plan perpendiculaire à l'axe vertical de l'injecteur où ce scan est effectué prend les positions suivantes : 10, 20, 30, 40, 50 et 60 mm en-dessous du nez de l'injecteur. Il faut se méfier de la position à 10 mm pour certaines pressions d'injection à cause des limites de la technique de mesure dans les régions très dense du spray. Ce scan radial est contrôlé par ordinateur et programmé pour

effectuer des pas itérés toutes les 10 % de la distance séparant le plan horizontal de l'injecteur. Ainsi, on assure une bonne résolution locale du gradient de vitesse tout au long de la traversée horizontale du spray.

## 2. Annexes du Chapitre IV

### 2.1 Traitement d'image à double flash

Les images brutes provenant du montage double flash sont à 8 bits et 3 couleurs. Le but du traitement de ces images est de séparer les deux sprays qui se distinguent par leur couleur dans deux images. Ainsi, nous pouvons ensuite séparer chacune en deux phases et appliquer le post-traitement PIV sur la phase dispersée.

#### 2.1.1 La distinction par couleur des deux jets

La distinction des deux jets se fait par la répartition de l'image selon ses 3 canaux de couleur. Le canal rouge de l'image brute donne une image du spray colorié initialement en bleu et le canal bleu donne une image du spray colorié initialement en orange (Figure 103).

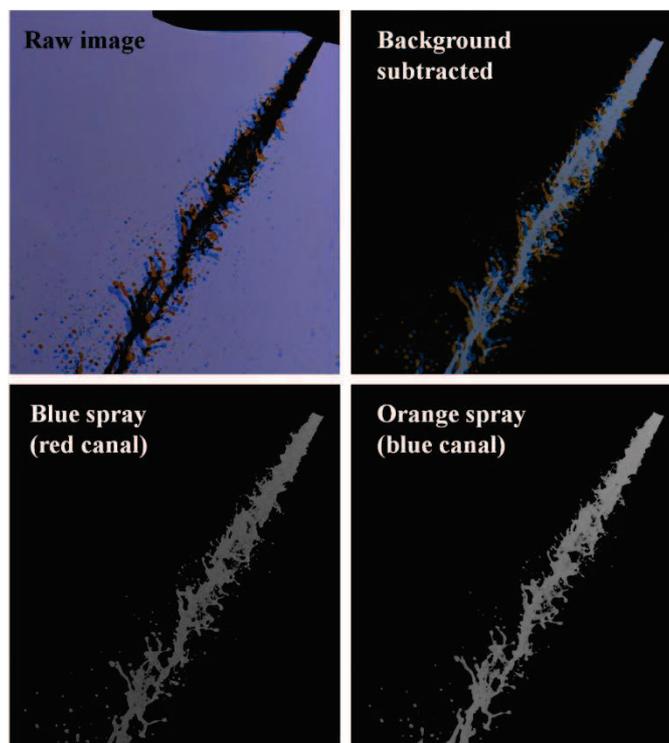


Figure 103: Séparation de l'image (injecteur XL3-CF0,  $\Delta t = 5 \mu\text{s}$ ,  $P_i = 5 \text{ bar}$ ).

#### 2.1.2 La reconstruction binaire des deux jets

Les deux images des deux jets peuvent être analysées comme toutes les autres. Après binarisation, les deux images peuvent être fusionnées à nouveau (Figure 104) afin d'effectuer une étude qualitative comparative sur le développement des instabilités au niveau de l'interface liquide – gaz ainsi qu'au niveau des objets liquides relâchées pendant l'écart  $\Delta t$ . A gauche de la Figure 104 la somme des deux images binaires superpose les sprays bleu et rouge. A droite, une autre image provenant de la somme des phases dispersées de chaque spray

uniquement. Ces images sont réutilisées dans un autre post-traitement qui mesure le champ de vitesse des particules à l'aide du logiciel « DirectPIV » de « R&D Vision » [22].

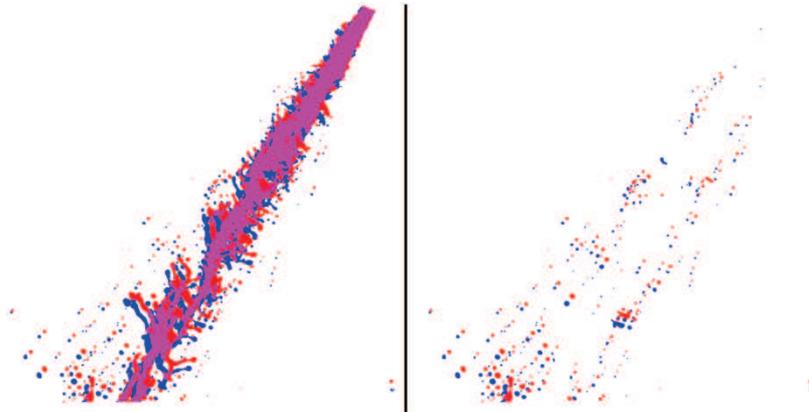


Figure 104: fusion binaire des deux jets. A droite, les particules uniquement.

### 2.1.3 Le post-traitement PIV

L'image de droite de la Figure 104 contient des particules dupliquées, i.e des paires de particules, distant d'une certaine longueur que la particule traverse dans un intervalle de temps  $\Delta t$ . Cet intervalle de temps est choisi en fonction de la pression d'injection afin que la distance entre les paires de particules soit aux normes du logiciel de traitement PIV. La taille du maillage des images doit être au minimum égale à 4 fois le déplacement de la particule. Afin d'obtenir des statistiques fiables, nous faisons le traitement à plusieurs  $\Delta t$  et pour centaine d'images à chaque  $\Delta t$ .

## 2.2 Reproductibilité des mesures sur le banc

### 2.2.1 Erreur engendrée par la rotation de l'injecteur autour de son axe

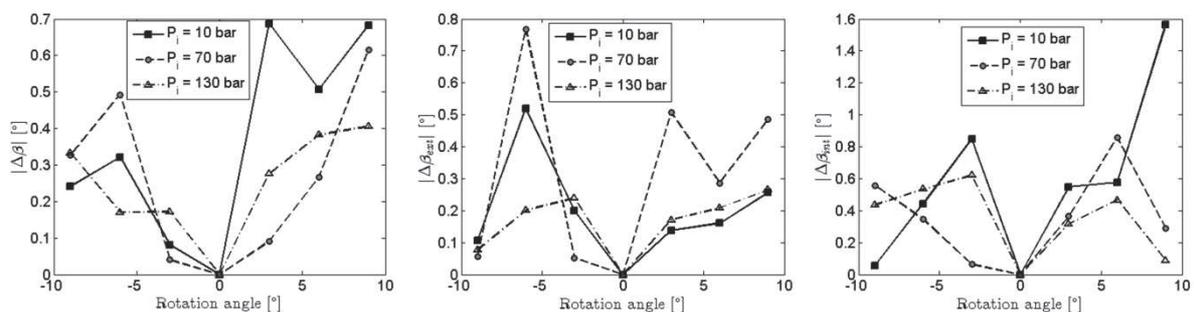


Figure 105: Erreur relative des paramètres globaux due à la rotation autour de l'axe de l'injecteur.

La Figure 105 représente l'effet de la rotation autour de l'axe de l'injecteur sur les paramètres globaux calculés avant binarisation. À gauche, l'erreur absolue sur la direction moyenne, au milieu, celle du demi-angle externe, et à droite, celle du demi-angle interne. L'erreur

introduite sur ces paramètres est négligeable d'autant plus que l'écart maximal qui peut avoir lieu durant une campagne est de  $\pm 0.5^\circ$  (dû à la relecture de la position de l'injecteur).

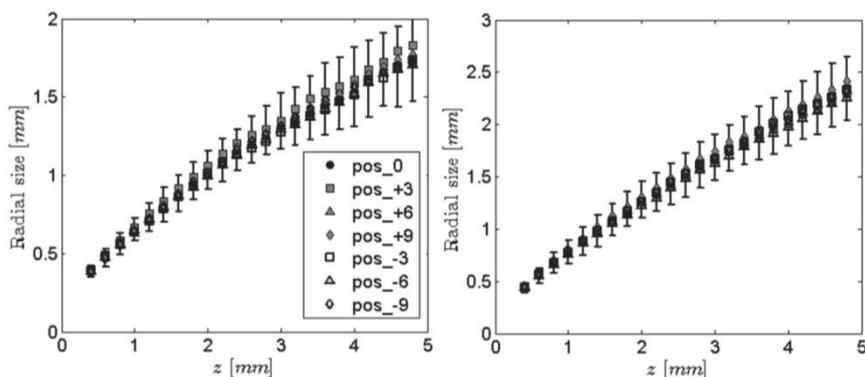


Figure 106: Variation de la taille radiale (à gauche  $P_i = 70$  bar et 130 bar à droite).

La **Figure 106** montre que la taille radiale n'est pas influencée par une éventuelle rotation. La **Figure 107** donne l'erreur de l'angle apparent de la plume à 10, 70 et 130 bar de pression d'injection en fonction des positions de rotation. Ce paramètre peut varier de  $\pm 0.5^\circ$  dans l'intervalle  $[-3 ; 3^\circ]$  de rotation autour de la position centrale.

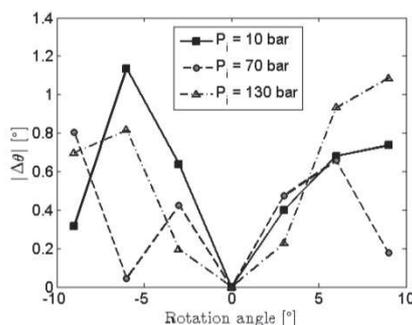


Figure 107: Erreur de l'angle apparent due à la rotation autour de l'axe de l'injecteur.

### 2.2.2 La variation des mesures d'une plume à l'autre

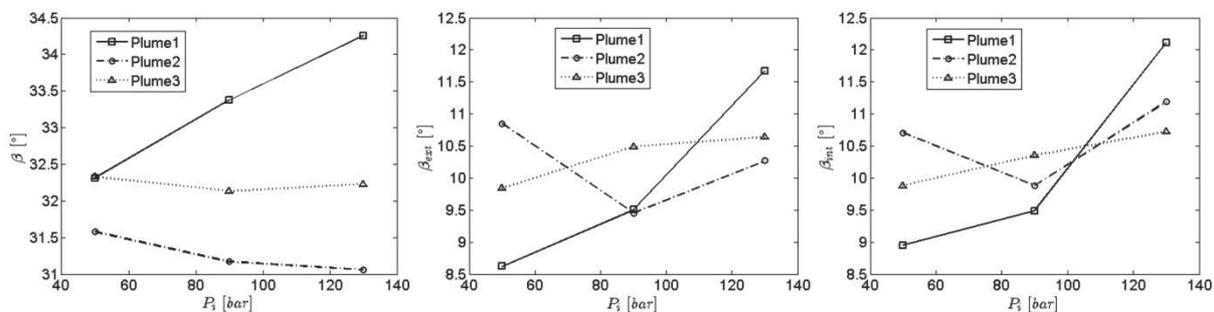


Figure 108: Variations de  $\beta$ ,  $\beta_{ext}$  et  $\beta_{int}$  d'une plume à l'autre.

La **Figure 108** compare les paramètres globaux pour les trois plumes du même injecteur. Le graphe de gauche montre que la 1<sup>ère</sup> plume a un comportement différent des deux autres. Les deux autres graphes prouvent que la variation plume à plume n'est pas négligeable.

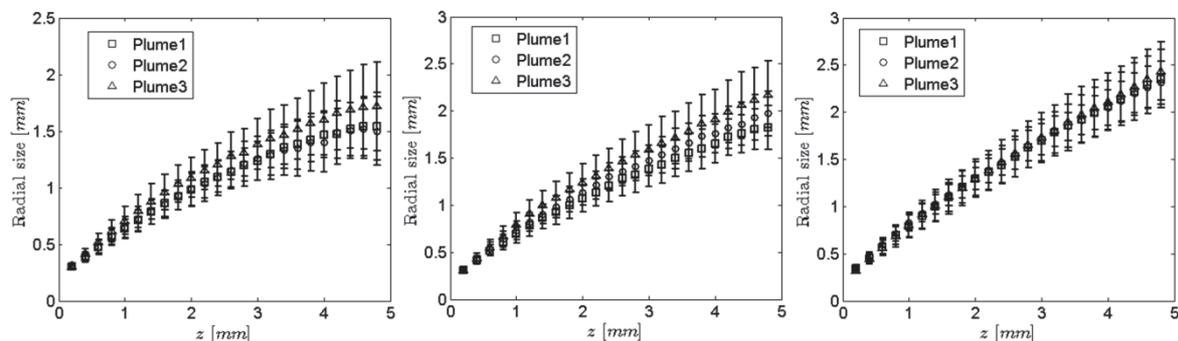


Figure 109: Variation de la taille radiale d'une plume à l'autre (De gauche à droite :  $P_i = 50, 90$  et  $130$  bar).

La taille radiale des plumes est représentée dans la **Figure 109**. Ces résultats montrent que la variation d'une plume à l'autre devient de plus en plus faible avec la montée en pression d'injection. Pour les deux premières pressions, la plume numéro 3 possède le spray le plus large radialement, tandis que les deux autres sont relativement semblables. En ce qui concerne l'angle apparent des plumes, la **Figure 110** montre encore une fois que la plume numéro 3 est plus large à basse et moyenne pressions.

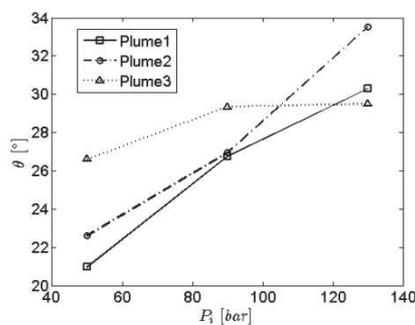


Figure 110: Variation de  $\theta$  d'une plume à l'autre.

### 2.2.3 Test de l'absorption lumineuse

La **Figure 111** compare le spray d'une plume singulière nette, à gauche, à deux sprays visuellement confondus qui se propagent de part et d'autre du plan focal, à droite. Cette deuxième image est obtenue en tournant l'injecteur de sa position initiale (celle à laquelle l'image de gauche est prise) d'un angle de  $180^\circ$  autour de son axe.

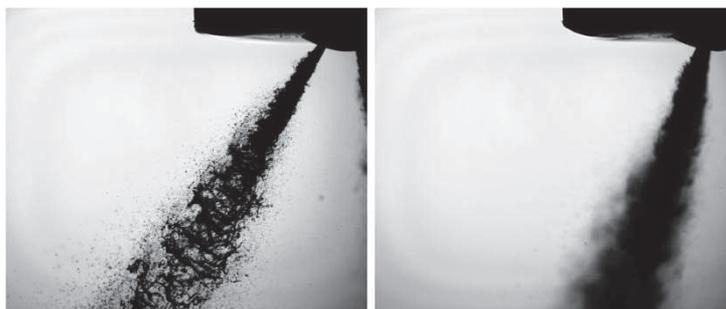


Figure 111: Images d'une plume nette (à gauche) à deux plumes superposées (à droite),  $P_i = 50$  bar.

L'inclinaison de la direction moyenne des deux sprays superposés de l'image de droite est plus petite que celle du spray de l'image de gauche. Ceci s'explique par la projection sur le plan focal des sprays de l'image de droite qui sont en réalité dans deux plans faisant un angle  $\alpha = \pm 60^\circ$  avec le plan focal, provoquant ainsi cette « illusion » optique. Soit  $\beta'_{double}$  l'angle visuel mesuré sur l'image de droite comme étant l'inclinaison de la direction moyenne des deux plumes superposées. D'une autre part, calculons à partir de l'angle  $\beta$  mesuré sur l'image de gauche l'angle  $\beta'_{sing}$  en projetant le plan de cette image sur un plan incliné de  $\alpha$  comme le montre l'équation suivante :

$$\beta'_{sing} = \text{atan}( \text{tg}(\beta) \cdot \cos(\alpha) ) \quad \text{Eq. 76}$$

Si l'écart entre  $\beta'_{double}$  et  $\beta'_{sing}$  est nul, le résultat n'est pas affecté par un doublement du nombre de gouttes.

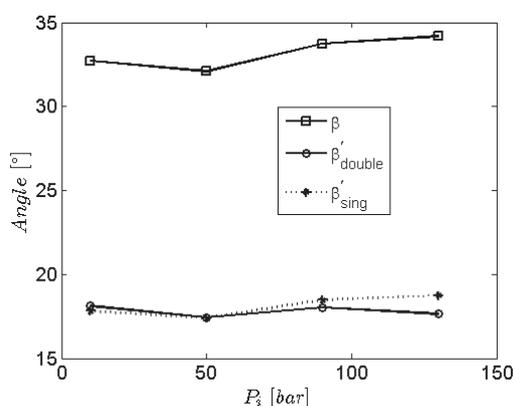


Figure 112: Evaluation de  $\beta$  pour une densité double.

Le plus grand écart entre les deux  $\beta'$  prend place à 130 bar et est égal à  $1^\circ$ . Les deux premières valeurs sont identiques avec un écart maximal de  $0.3^\circ$ . Dans le cas des deux autres pressions, la valeur de  $\beta'_{double}$  est en-dessous. Cet écart provient des directions des plumes elles mêmes et non pas de la densité des deux plumes superposées. Or, la Figure 112 et la Figure 108 montrent que  $\beta$  de la plume 1 ne cesse de croître de  $32^\circ$  à  $34.2^\circ$  avec

l'augmentation de la pression de 50 à 130 bar contrairement aux angles de la direction moyenne  $\beta$  des plumes 2 et 3. Dans le cas de ces deux plumes on remarque que  $\beta$  diminue légèrement dans cette plage de pression, ce qui explique l'écart figurant entre la valeur de  $\beta'_{sing}$  calculée en se basant sur  $\beta$  de la plume 1 et celle de  $\beta'_{double}$  mesurée sur les images de la superposition des plumes 2 et 3. Nous en déduisons que le calcul de nos paramètres globaux n'est pas influencé par la densité du liquide.

### 2.2.4 Effet de l'intensité lumineuse et du grandissement

Le **Tableau 52** liste les histogrammes selon les trois intensités lumineuses (en colonnes) de chaque grandissement (en lignes) pour des images du spray à une pression d'entrée de 70 bar. Dans chaque colonne, les deux histogrammes ont la même dynamique. Deux comparaisons sont présentées : 1) celle des images provenant de G1 évaluant l'effet de l'intensité, 2) et celle des images provenant de G1 et G2 à I2 mettant en relief l'effet du grandissement.

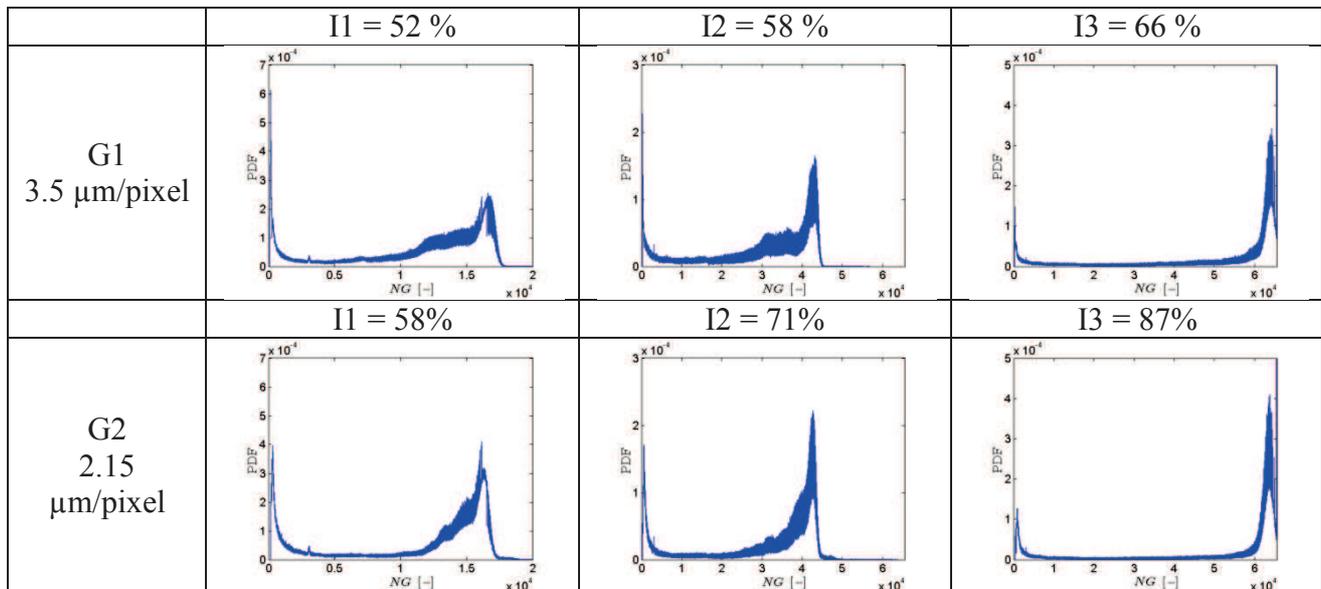


Tableau 52: Histogrammes aux différents grandissements et intensités.

#### 2.2.4.1 Effet de l'intensité lumineuse

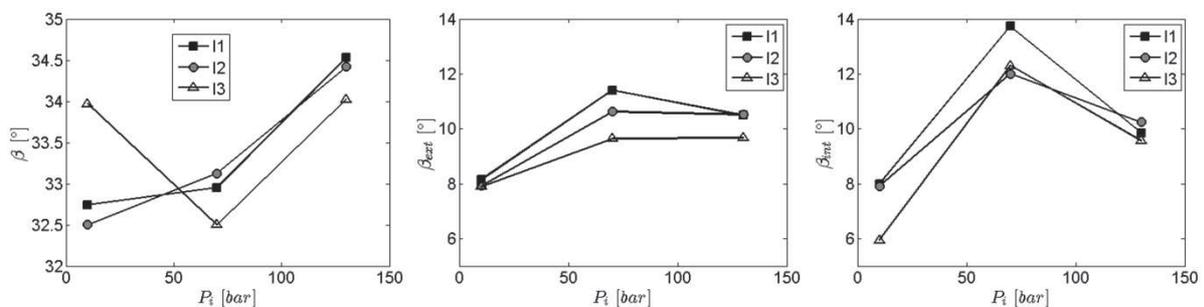


Figure 113: Variation des paramètres globaux en fonction de l'intensité lumineuse (G1).

La **Figure 113** montre que les valeurs des paramètres globaux mesurées aux intensités I1 et I2 sont proches tandis qu'à I3 elles sont plus éloignées. La **Figure 114** montre que, dans la partie du jet proche de l'injecteur ( $< 3$  mm), la différence en intensité lumineuse n'influence pas les longueurs d'interface. Dès qu'on dépasse le 3<sup>ème</sup> millimètre, l'écart entre les différents points s'explique par le fait que le jet est tellement plissé avec beaucoup de structures de part et d'autres de la direction moyenne de propagation.

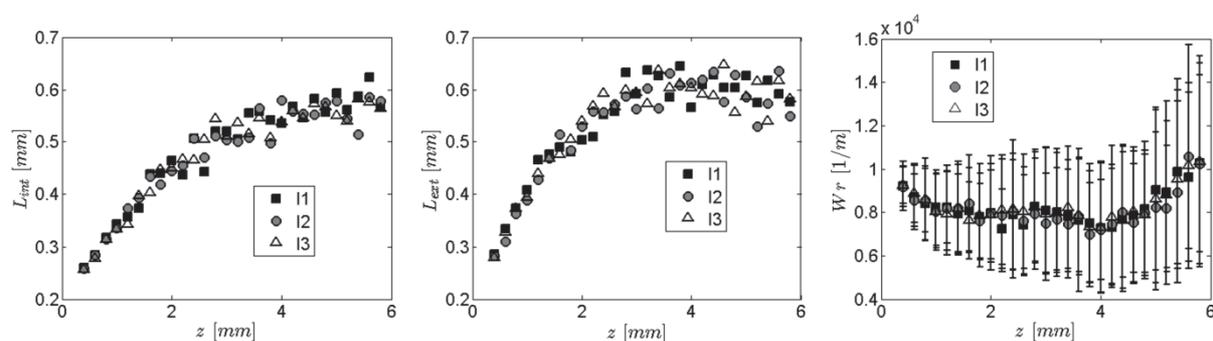


Figure 114: Variations des longueurs d'interface et du plissement en fonction de l'intensité lumineuse ( $P_i = 10$  bar, G1).

Les trois graphes de la **Figure 115** correspondent, de gauche à droite, aux pressions 10, 70 et 130 bar respectivement. A 10 bar, l'intensité lumineuse n'a aucun effet sur la taille du système liquide continu. Par contre, à 70 bar où le jet devient de plus en plus atomisé, la courbe correspondante à I3 est considérablement plus basse que les deux autres courbes. C'est une preuve que la saturation du fond lumineux diminue l'ombre du spray. A 130 bar, où le spray est plus dense, la différence entre la courbe I3 et les deux autres courbes se réduit.

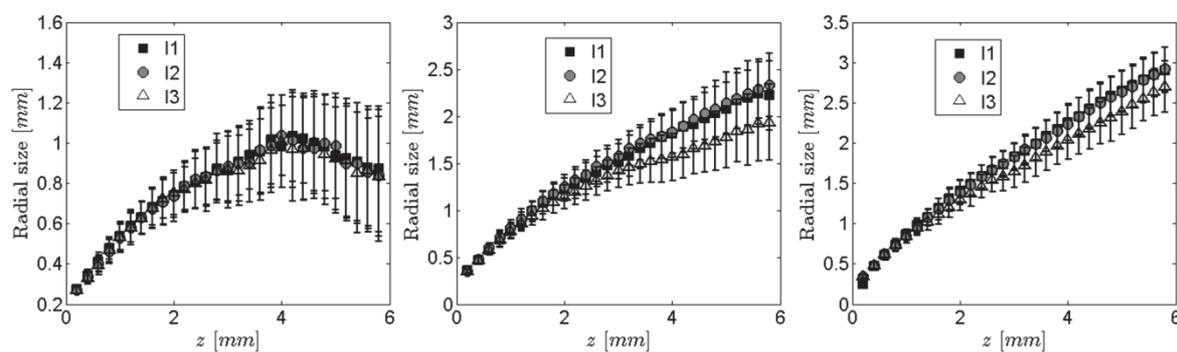
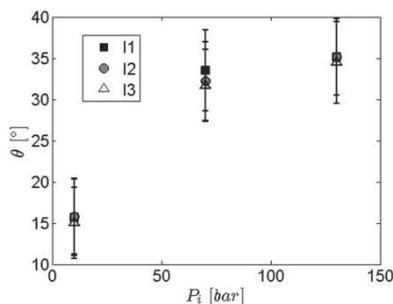


Figure 115: Variations de la taille radiale en fonction de l'intensité lumineuse (G1).

A une distance proche de l'injecteur, le jet n'est pas influencé par la variation de l'intensité lumineuse comme on le voit aussi sur la valeur de l'angle apparent du jet (**Figure 116**).

Figure 116: Variation de  $\theta$  en fonction de l'intensité lumineuse (G1).

### 2.2.4.2 Effet du grandissement

Les paramètres de la caractérisation inter-faciale obtenus aux deux grandissements à la pression d'injection de 10 bar sont comparés à la **Figure 117**. Le plus petit grandissement sous-estime légèrement la longueur d'interface. Cette tendance est plus marquée du côté externe (graphe au milieu de la figure) étant donné la rapidité du développement des instabilités par rapport au côté interne (graphe à gauche).

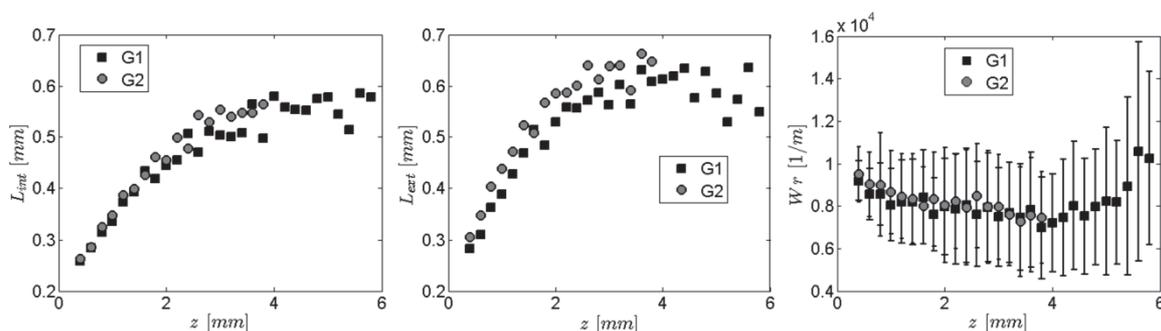
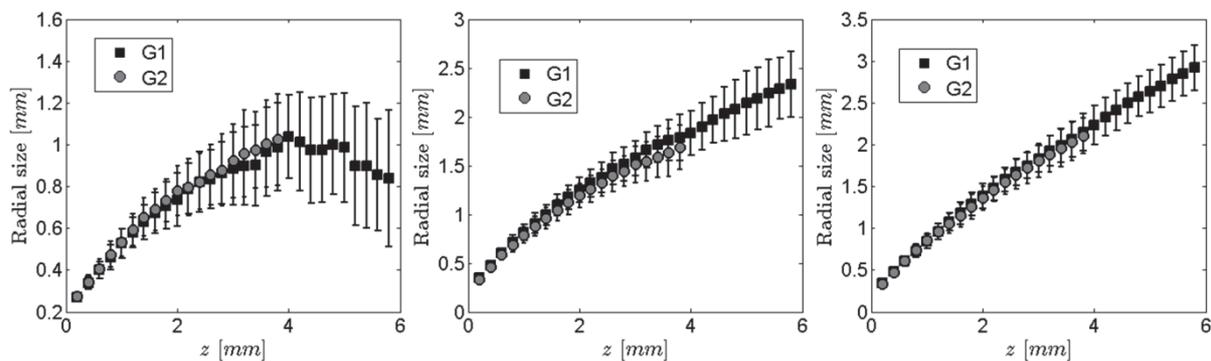


Figure 117: Comparaison des longueurs d'interface et du plissement à G1 et G2.

En revanche, la taille radiale qui dépend plus faiblement des détails de l'interface entre liquide et gaz, est quasiment inchangée en fonction du grandissement (**Figure 118**).

Figure 118: Comparaison de la taille radiale à G1 et G2 ( $P_i = 10, 70$  et  $130$  bar).

Cependant, le petit grandissement G1 permet de considérer une partie du jet plus importante et de voir un maximum atteint vers 4 millimètres suivi d'une diminution qui correspond au début de la désintégration du système liquide continu. La **Figure 119** montre que l'angle apparent de la plume à  $2D$  de l'orifice est faiblement influencé par la variation du grandissement.

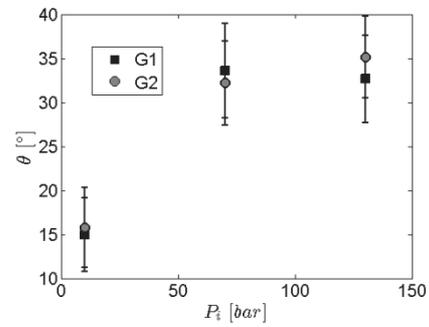


Figure 119: Comparaison à  $2D$  de l'orifice de l'angle apparent à G1 et G2.

### 3. Annexes du Chapitre V

#### 3.1 Débit massique par plume de l'injecteur XL3-CF0

Les débits massiques par plume de l'injecteur XL3-CF0 ont été mesurés de la même manière que ceux des injecteurs de la famille XL2. Les courbes en pointillé qui enveloppent les points de mesure des trois plumes indiquent la variation du débit d'une mesure à l'autre. En comparant les courbes des trois plumes avec celle de l'injecteur (**Figure 120**), il apparaît que les trois points critiques sont à peu près les mêmes d'une plume à l'autre. Ainsi, pour une valeur du nombre de cavitation fixée, les trois plumes ont simultanément le même régime d'écoulement. En termes de coefficient de décharge, la plume 1 est la plus proche de la totalité de l'injecteur. C'est cette plume qui est toujours visualisée et photographiée dans nos travaux.

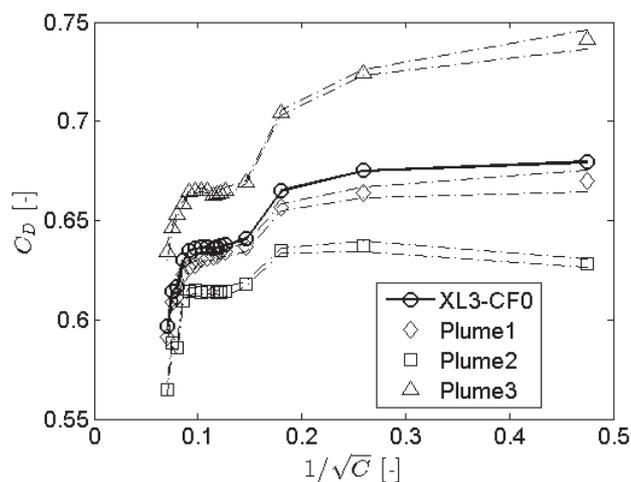


Figure 120: Coefficient de décharge de chaque plume de l'injecteur XL3-CF0.

#### 3.2 Répartition spatiale des tris directions de chaque plume

Les figures ci-dessous (**Figure 121**, **Figure 122** et **Figure 123**) présentent une comparaison de la moyenne temporelle du moment inertiel brute (en bar) des trois directions de chaque plume.

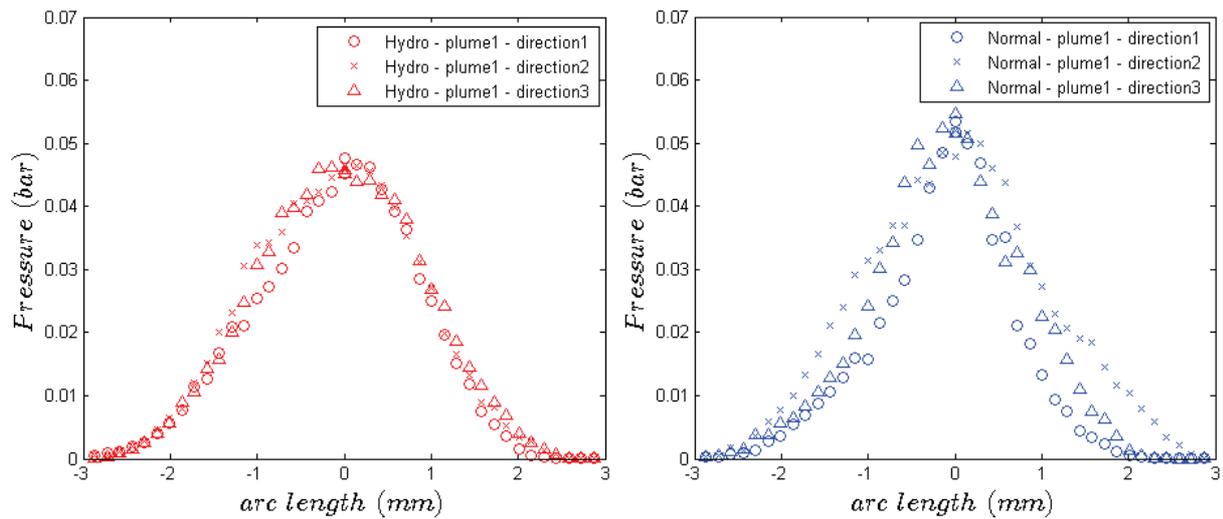


Figure 121: Comparaison de la moyenne temporelle du moment inertiel brute des 3 directions de la plume 1.

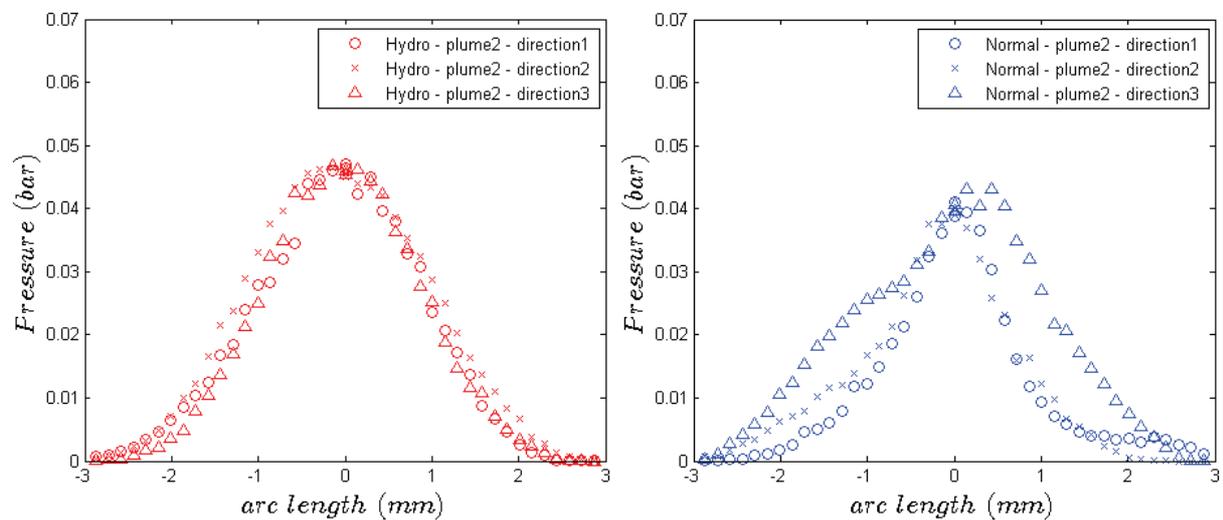


Figure 122: Comparaison de la moyenne temporelle du moment inertiel brute des 3 directions de la plume 2.

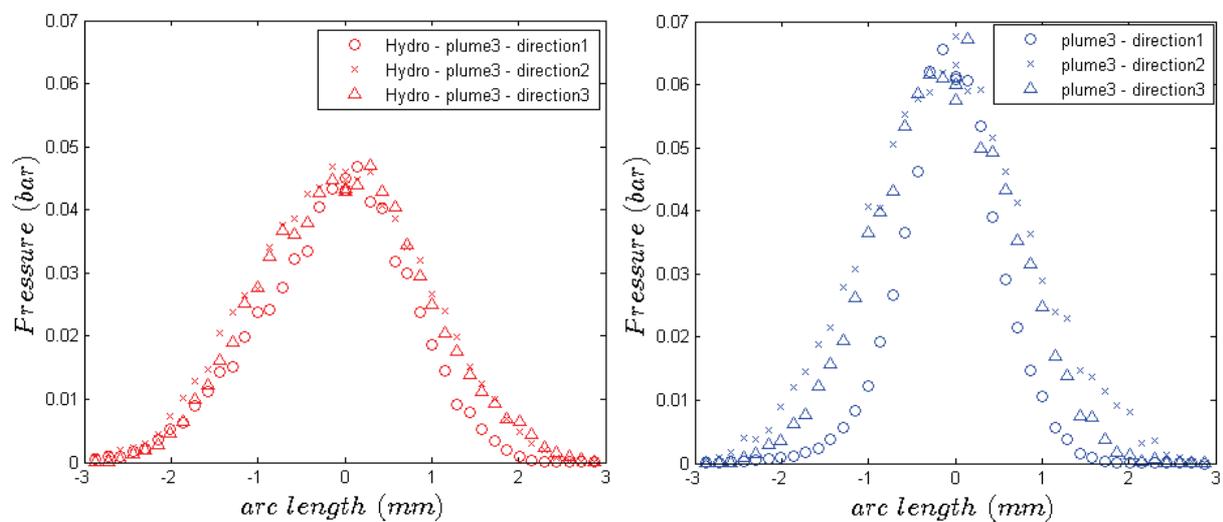


Figure 123: Comparaison de la moyenne temporelle du moment inertiel brute des 3 directions de la plume 3.

### 3.3 Paramètres et coefficients caractérisant l'écoulement interne

Etant donné que, le débit massique à Toulouse est mesuré avec du n-heptane, tandis que le débit de quantité de mouvement à Regensburg est mesuré avec de l'Exxsol, nous devons prendre en considération quelques corrections vis à vis de la masse volumique de chacun des fluides ( $\rho_{Hep}$  et  $\rho_{Exx}$ ) lorsque nous manipulons les équations **Eq. 17** et **Eq. 18** qui deviennent:

$$u_{l,eff} = \frac{\rho_{Hep}}{\rho_{Exx}} \cdot \frac{\dot{M}_f}{\dot{m}_f} \quad \text{Eq. 77}$$

$$A_{eff} = \frac{\rho_{Exx}}{\rho_{Hep}^2} \cdot \frac{\dot{m}_f^2}{\dot{M}_f} \quad \text{Eq. 78}$$

Les paramètres et les coefficients détaillés théoriquement au chapitre IV.1 sont listés dans le **Tableau 53** et **Tableau 54** pour les combinaisons de : pression d'injection  $P_i$  – type d'injecteur (I) – plumes (Pl). La case grisée indique l'utilisation de  $\rho_{Exx}$  dans le calcul du paramètre.

$P_i$ bar	I	Pl	$A$ $10^{-8}m^2$	$\dot{m}_f$ $10^{-3}kg/s$	$\dot{M}_f$ $10^{-1}N$	$u_{l-eff}$ m/s	$A_{eff}$ $10^{-8}m^2$	$u_t$ m/s Hep	$u_t$ m/s Exx	$\dot{m}_t$ $10^{-3}kg/s$	$\dot{M}_t$ $10^{-1}N$	$u_c$ m/s	$A_c$ $10^{-8}m^2$
130	N	1	2.96	2.0665	3.71	157.43	1.9191	194.21	181.87	3.9321	7.637	194.93	1.5499
	N	2	2.96	1.984	2.887	127.6	2.2732	194.21	181.87	3.9321	7.637	194.93	1.488
	N	3	2.96	2.3395	4.024	150.83	2.2677	194.21	181.87	3.9321	7.637	194.93	1.7546
	H	1	2.96	2.464	4.063	144.6	2.4913	194.21	181.87	3.9321	7.637	194.93	1.848
	H	2	2.96	2.561	4.059	138.98	2.694	194.21	181.87	3.9321	7.637	194.93	1.9208
	H	3	2.96	2.48	3.83	135.43	2.6773	194.21	181.87	3.9321	7.637	194.93	1.86
150	N	1	2.96	2.1965	4.443	177.38	1.8104	208.73	195.46	4.226	8.821	209.39	1.5336
	N	2	2.96	2.104	3.457	144.08	2.1349	208.73	195.46	4.226	8.821	209.39	1.469
	N	3	2.96	2.494	4.642	163.22	2.234	208.73	195.46	4.226	8.821	209.39	1.7413
	H	1	2.96	2.6195	4.709	157.64	2.4294	208.73	195.46	4.226	8.821	209.39	1.8289
	H	2	2.96	2.728	4.857	159.35	2.4522	208.73	195.46	4.226	8.821	209.39	1.8662
	H	3	2.96	2.618	4.558	152.67	2.507	208.73	195.46	4.226	8.821	209.39	1.8279

Tableau 53: Paramètres calculés suivant les équations de la partie théorique.

$P_i$ bar	I	Pl	$C_D$	$C_M$	$C_v$	$C_a$	$C_c$	$K = (\frac{C_c}{C_D})^2$	$1/\sqrt{K}$	$1/\kappa_{crit}$	$P_b^{crit}$ (bar)
130	N	1	0.5255	0.4858	0.8106	0.6483	0.5236	0.9927	1.0037	1.3892	62.66
	N	2	0.5046	0.378	0.657	0.768	0.5027	0.9927	1.0037	1.3892	62.66
	N	3	0.595	0.5269	0.7766	0.7661	0.5928	0.9927	1.0037	1.3892	62.66
	H	1	0.6266	0.532	0.7445	0.8417	0.6243	0.9927	1.0037	1.0877	20.15
	H	2	0.6513	0.5315	0.7156	0.9101	0.6489	0.9927	1.0037	1.0877	20.15
	H	3	0.6307	0.5015	0.6973	0.9045	0.6284	0.9927	1.0037	1.0877	20.15
150	N	1	0.5198	0.5037	0.8498	0.6116	0.5181	0.9936	1.0032	1.3892	72.3
	N	2	0.4979	0.3919	0.6903	0.7213	0.4963	0.9936	1.0032	1.3892	72.3
	N	3	0.5902	0.5263	0.782	0.7547	0.5883	0.9936	1.0032	1.3892	72.3
	H	1	0.6199	0.5339	0.7552	0.8208	0.6179	0.9936	1.0032	1.0877	23.25
	H	2	0.6325	0.5506	0.7634	0.8285	0.6305	0.9936	1.0032	1.0877	23.25
	H	3	0.6195	0.5167	0.7314	0.847	0.6175	0.9936	1.0032	1.0877	23.25

Tableau 54: List of all non-dimensional coefficients calculated as detailed in the theoretical section.

Le **Tableau 55** compare entre le débit de quantité de mouvement d'un injecteur Diesel issu de Desantes et al. [4] et celui de notre injecteur essence XL2 hydro.

Un orifice	Diesel	XL2 hydro
$D$ ( $\mu\text{m}$ )	204	194
$r/D$	0.029	0.27
$L/D$	4.9	1.1
$P_b$ (bar)	40	1
$\rho$ ( $\text{kg}/\text{m}^3$ )	822	780
$P_i$ (bar)	300	130
$\Delta P$ (bar)	260	129
$\dot{M}_f$ (N)	1.2	0.4
$\dot{M}_t$ (N)	1.76	0.76
$C_M$	0.68	0.53

Tableau 55: Comparaison du débit de quantité de mouvement entre un injecteur type Diesel et le XL2 hydro.

Pour une chute de pression deux fois plus petites, le débit de quantité de mouvement théorique dans le cas de l'injecteur essence est légèrement plus faible que la moitié de la valeur obtenue pour l'injecteur Diesel.

### 3.4 Résultats de la phase liquide continue à 5 bar.

Le plissement augmente avec l'augmentation de la distance de l'orifice grâce aux instabilités. Le maximum de plissement indique que la phase liquide continue est désintégrée et c'est pour cela que le plissement chute (la phase liquide n'existe plus à cette distance pour un certains nombres d'injection). Dans le cas de l'injecteur normal, la désintégration débute lorsque le plissement croit considérablement vers  $14D$  (qui correspond aussi au maximum de la taille radiale). Dans le cas de l'injecteur hydro, la désintégration est légèrement décalée (vers  $15D$ ).

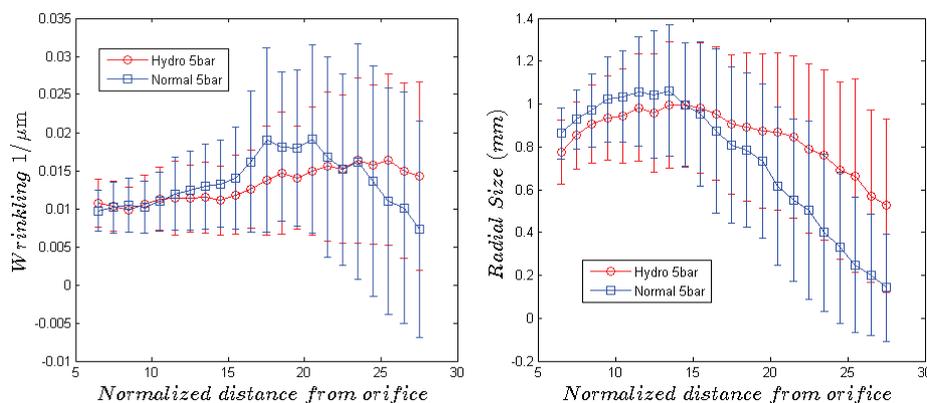


Figure 124: Plissement à gauche et taille radiale à droite ( $P_i = 5$  bar).

## 4. Annexes du Chapitre VI

### 4.1 Constantes et propriétés des fluides

$A, B, C, D, A', B', C', D', a, b, a'$  et  $b'$  sont des constantes spécifiques à chaque fluide qui figurent dans les lois empiriques donnant ces quatre propriétés en fonction de la température. Les tableaux ci-dessous récapitulent les valeurs de ces 12 constantes pour les six fluides utilisés dans l'analyse dimensionnelle et les figures illustrent les courbes d'évolution.

#### 4.1.1 Viscosité

Le **Tableau 56** donne les constantes  $A, B, C$  et  $D$  de la viscosité dynamique de chaque fluide et la **Figure 125** illustre les courbes d'évolution correspondantes.

Viscosité dynamique		Iso-octane	O-xylène	N-butanol	N-heptane	N-dodécane	N-hexane
	$A$	-4,444	-3,332	-9,722	-4,325	-4,46	-4,562
	$B$	1099,85	1039	2602	1006	1286	1454
	$C$	0	-0,001768	0,00953	0	0	0
	$D$	0	1,08E-06	-9,97E-06	0	0	0

Tableau 56: Constantes de la viscosité dynamique (en mPa.s) de chaque fluide.

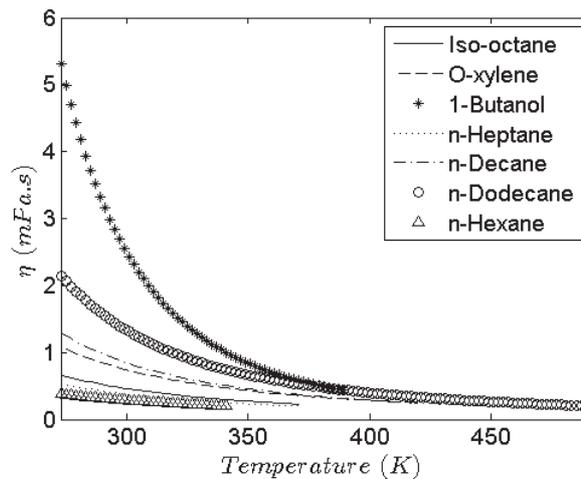


Figure 125: Evolution de la viscosité dynamique en fonction de la température pour chaque fluide.

#### 4.1.2 Pression de vapeur saturante

Le **Tableau 57** donne les constantes  $A', B', C'$  et  $D'$  de la pression de vapeur saturante (en kPa) de chaque fluide et la **Figure 126** illustre les courbes correspondantes jusqu'à atteindre la pression de 1 bar (100 kPa) où en d'autres termes la température d'ébullition du fluide.

$D'$		Iso-octane	O-xylène	N-butanol	N-heptane	N-dodécane	N-hexane

$A'$	-10,88582	-10,06059	-9,882614	-14,12388	-7,768817	-13,98384
$B'$	-7041,769	-7946,229	-9127,496	-8030,07	-8163,335	-11200,45
$C'$	86,74583	83,32184	86,72214	108,1461	69,76469	112,7229
$D'$	8,87E-06	5,94E-06	1,43E-06	1,20E-05	2,62E-06	5,79E-06

Tableau 57: Constantes de la pression de vapeur saturante (en kPa) de chaque fluide.

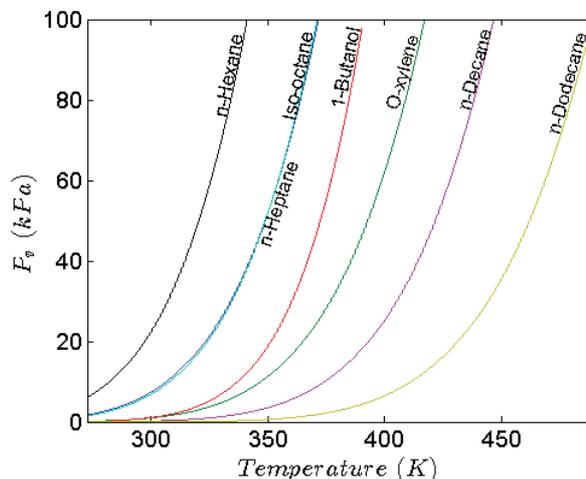


Figure 126: Evolution de la pression de vapeur saturante en fonction de la température pour chaque fluide.

#### 4.1.3 Masse volumique

Le Tableau 58 donne les constantes  $a$  et  $b$  de la masse volumique et la Figure 127 illustre l'évolution de celle-ci en fonction de la température pour chaque fluide.

Masse volumique		Iso-octane	O-xylène	N-butanol	N-heptane	N-dodécane	N-hexane
$a$		-0,84997273	-0,80388182	-0,70935455	-0,89099091	-0,745	-0,7615
$b$		940,710282	1116,66474	1017,71152	944,739155	948,285	972,991773

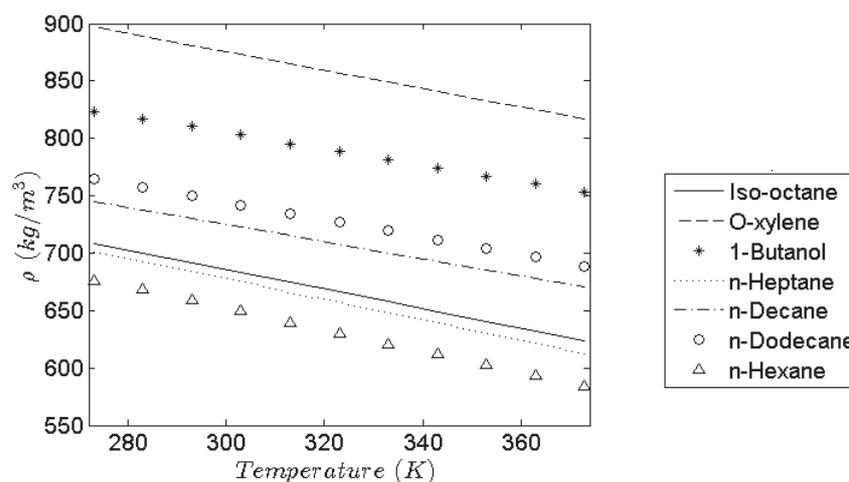
Tableau 58: Constantes de la densité (en Kg/m<sup>3</sup>) de chaque fluide.

Figure 127: Evolution de la masse volumique en fonction de la température de chacun des fluides utilisés.

#### 4.1.4 Tension de surface

De même, le **Tableau 59** et la **Figure 128** concernent la tension de surface.

Tension de surface	Iso-octane	O-xylène	N-butanol	N-heptane	N-dodécane	N-hexane
$a'$	-0,1	-0,1	-0,07696364	-0,0981	-0,092	-0,1
$b'$	47,63	59,61	47,1056182	48,8890273	50,786	54,65

Tableau 59: Constantes de la tension de surface (en mN/m) de chaque fluide.

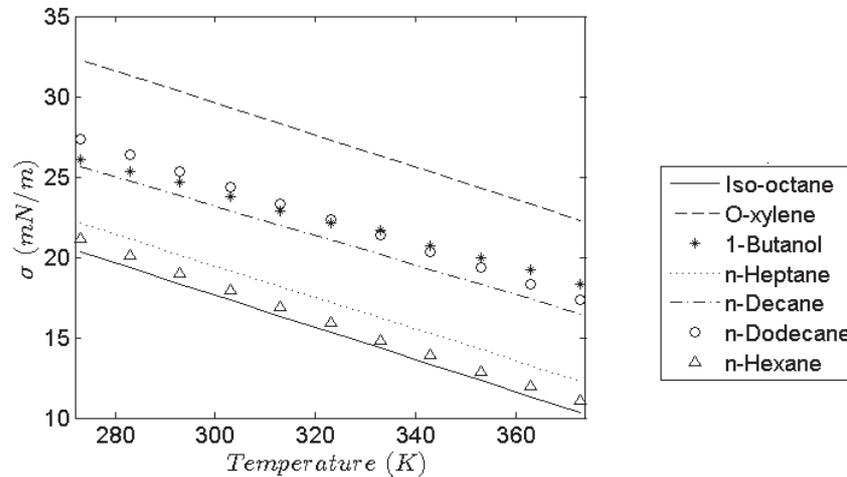


Figure 128: L'évolution de la tension de surface en fonction de la température pour chacun des fluides utilisés.

#### 4.2 Solutions théoriques pour la similitude complète

Le système d'équations de température contient deux équations qui s'écrivent de la façon suivante :

$$S_T \begin{cases} Eq_1 = \sigma_1 \cdot \rho_1 \cdot \eta_2^2 - \sigma_2 \cdot \rho_2 \cdot \eta_1^2 \\ Eq_2 = \sigma_1 \cdot (P_b - P_{v_2}) - \sigma_2 \cdot (P_b - P_{v_1}) \end{cases}$$

La résolution analytique de chaque équation fournit une courbe  $T_2 = f_i(T_1)$ . Pour vérifier les deux conditions  $Eq_1 = 0$  et  $Eq_2 = 0$ , il faut avoir une intersection entre les fonctions  $f_1$  et  $f_2$  comme c'est le cas pour nos deux couples de la **Figure 129**. Les coordonnées du point d'intersection  $(T_1, T_2)$  forment le couple qui satisfait les conditions de la similitude. Les pressions d'injection complètent le couple afin de l'évaluer à plusieurs régimes d'écoulement cavitant étant donné que les valeurs d'une des deux sont choisies arbitrairement.

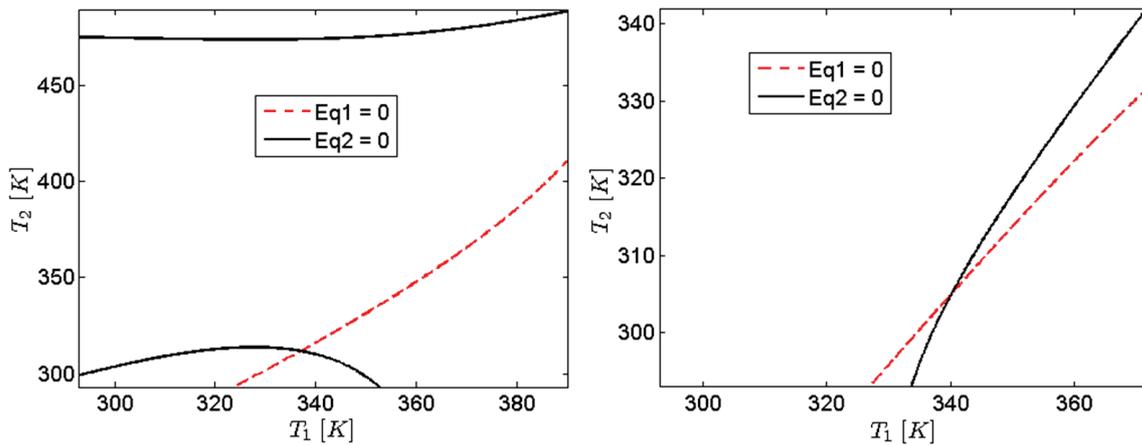


Figure 129: Solutions du système  $S_T$ , couple (But/Dod) à gauche et (Hep/Hex) à droite.

#### 4.3 Comparaison entre les deux mesures de débitmétrie à haute température

La Figure 130 compare l'évolution du coefficient de décharge de l'heptane  $67^\circ\text{C}$  obtenu par les deux différentes mesures de débitmétrie à haute température. L'ancienne méthode qui sous-estime la masse injectée était appliquée sur l'injecteur XL3-60 avant de mettre en place le nouveau protocole expliqué au chapitre III.2.4.2. La sous-estimation augmente avec l'augmentation de la pression d'injection et de la température de consigne. Il est toujours possible de connaître le régime d'écoulement des points de mesure mais avec un risque d'erreur plus élevé. La Figure 130 montre que pour le cas de l'heptane  $67^\circ\text{C}$ , la sous-estimation est de l'ordre de 0.02.

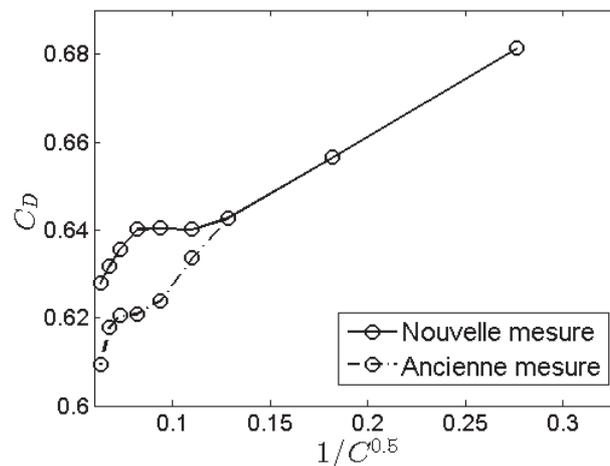


Figure 130: Comparaison des deux mesures de débitmétrie à haute température : injecteur XL3-CF0, heptane  $67^\circ\text{C}$ .