



**HAL**  
open science

# Étude expérimentale de l'atomisation d'un jet en rotation pour des applications agricoles

Alix Bartoli

► **To cite this version:**

Alix Bartoli. Étude expérimentale de l'atomisation d'un jet en rotation pour des applications agricoles. Mécanique des fluides [physics.class-ph]. Ecole Centrale Marseille, 2022. Français. NNT : 2022ECDM0009 . tel-04067330

**HAL Id: tel-04067330**

**<https://theses.hal.science/tel-04067330v1>**

Submitted on 13 Apr 2023

**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.



ÉCOLE DOCTORALE N° 353 : SCIENCES POUR L'INGÉNIEUR : MÉCANIQUE, PHYSIQUE,  
MICRO ET NANOÉLECTRONIQUE

# Thèse de Doctorat

pour obtenir le grade de

Docteur en sciences de l'ingénieur  
École Centrale de Marseille

Spécialité "Mécanique et Physique des fluides"

## Étude expérimentale de l'atomisation d'un jet en rotation pour des applications agricoles

présentée et soutenue publiquement par

**Alix Bartoli**

le 17 Novembre 2022

Directeur de thèse : **Fabien Anselmet**

Co-directrice : **Séverine Tomas**

Devant le jury composé de :

<b>Laurent APRIN,</b>	Professeur, IMT Mines Alès	Rapporteur
<b>Jeanne MALET,</b>	Ingénieur-chercheur, IRSN, Saclay	Rapporteuse
<b>Véronique ROIG,</b>	Professeure, INP Toulouse	Présidente
<b>Muriel AMIELH,</b>	Chargée de recherche, IRPHE, Marseille	Examinatrice
<b>Catherine GIBERT,</b>	Entreprise Rolland Sprinkler	Invitée
<b>Jean-Jacques LASSERRE,</b>	Dantec Dynamics, Nozay	Invité
<b>Bruno MOLLE,</b>	Ingénieur de recherche, INRAE Montpellier	Invité
<b>Séverine TOMAS,</b>	Ingénieure de recherche, INRAE Montpellier	Co-directrice
<b>Fabien ANSELMET,</b>	Professeur, École centrale de Marseille	Directeur



# Résumé

Les jets en rotation sont omniprésents dans le domaine de l'irrigation en agriculture. On peut les observer en sortie de micro-asperseurs avec des déflecteurs rotatifs. Pourtant les mécanismes d'atomisation qui sont en jeu dans ce type d'atomiseur sont peu étudiés et par conséquent méconnus. En agriculture, des risques sanitaires et des manquements à l'efficacité sont rencontrés à cause de la dispersion des gouttes générées par l'atomisation d'un jet liquide. Cette étude a pour objectif le développement, avec un partenaire industriel, d'un prototype de micro-asperseur limitant les phénomènes de dérive et de ruissellement, qui utiliserait des produits de biocontrôle. Afin de mener à bien ce projet, une installation expérimentale de laboratoire avec une méthode d'ombroscopie combinée avec la DTV (Droplet Tracking Velocimetry) a été élaborée pour observer la fragmentation d'un jet liquide avec différentes vitesses angulaires. En premier lieu, nous avons observé l'atomisation d'un jet turbulent expulsé par une buse circulaire avec différentes vitesses de rotation contrôlées par un moteur. L'étirement du jet causé par la rotation provoque la diminution de l'épaisseur du cœur liquide. Conjointement, les forces aérodynamiques liées à la vitesse résultante du jet, de part sa rotation, vont favoriser la diminution du diamètre moyen des gouttes. En second lieu, une expérimentation a été réalisée sur des prototypes de micro-asperseurs dont la vitesse de rotation est intrinsèquement liée à la géométrie du déflecteur et au débit volumique. La fabrication rapide des prototypes avec une imprimante 3D nous a permis de réaliser une étude paramétrique sur 70 configurations. La morphologie du jet est étudiée en regard des paramètres géométriques pour une prédiction du diamètre moyen des gouttes. Une classification des régimes d'atomisation primaire a été réalisée en fonction du nombre de Weber aérodynamique. On observe que le régime d'atomisation de transition permet d'éviter les phénomènes de dispersion liés à la distribution de la taille des gouttes dans le cas des micro-asperseurs. Finalement, une perspective de simulation numérique d'un jet en rotation a aussi été abordée.

Mots clés : Atomisation, Fragmentation, Jet en rotation, Ombroscopie



# Abstract

Rotating jets are ubiquitous in agricultural irrigation. They can be observed at the outlet of micro-sprinklers with rotating deflectors. However, the atomisation mechanisms involved in this type of sprayer are poorly studied and therefore not well understood. In agriculture, health risks and inefficiencies are encountered due to the dispersion of drops generated by the atomisation of a liquid jet. The objective of this study is to develop, with an industrial partner, a prototype of a micro-sprinkler limiting the phenomena of drift and runoff, which would use biocontrol products. In order to carry out this project, an experimental laboratory set-up with a shadowgraphy method combined with DTV (Droplet Tracking Velocimetry) was developed to observe the fragmentation of a liquid jet with different angular velocities. First, we observed the atomisation of a turbulent jet expelled by a circular nozzle with different angular velocities controlled by a motor. The stretching of the jet caused by the rotation results in a decrease of the thickness of the liquid core. At the same time, the aerodynamic forces linked to the resulting velocity of the jet, due to its rotation, will favour the decrease of the average diameter of the drops. Secondly, an experiment was carried out on prototype micro-sprinklers whose angular velocity is intrinsically linked to the geometry of the deflector and the volume flow rate. The rapid manufacture of prototypes with a 3D printer enabled us to carry out a parametric study on 70 configurations. The morphology of the jet is studied with respect to the geometrical parameters for a prediction of the average diameter of the drops. A classification of the primary atomisation regimes was carried out according to the aerodynamic Weber number. It is observed that the transition atomisation regime avoids the dispersion phenomena related to the droplet size distribution in the case of micro-sprinklers. Finally, a perspective of numerical simulation of a rotating jet is also discussed.

Keywords: Atomization, Fragmentation, Rotary jet, Shadowgraphy



# Remerciements

Je tiens à remercier l'entreprise Rolland Sprinklers notamment sa dirigeante Catherine Gibert qui a financé ces travaux de thèse et m'a fait confiance au cours de ce partenariat.

Je remercie particulièrement le noyau dur de ma thèse avec qui nous avons su gérer les aléas. Vous m'avez soutenu tout en me laissant une liberté de réflexion et d'action. Merci Séverine pour ton écoute et ta réactivité, Bruno pour tes idées et ton pragmatisme. Muriel, merci pour ton indéfectible présence et tes relectures attentives. Enfin, je dois beaucoup de mon parcours à mon directeur de thèse Fabien et ce depuis les premiers cours de turbulence, merci pour cette opportunité et tes conseils avisés.

Un grand merci aux membres du jury, Véronique Roig, Laurent Aprim et Jeanne Malet, d'avoir accepté de lire le manuscrit et d'assister à ma thèse.

Une thèse expérimentale ne serait pas possible sans du soutien technique. Ainsi, merci Jean Jacques pour tes conseils au niveau du matériel d'observation et de son utilisation, Merci à Geoffrey, François, Marine et Frans pour le soutien technique et logistique, Marie-Claude pour l'aide informatique. Je remercie aussi l'équipe optimiste et la direction, Laetitia, Olivier et Marcel qui ont facilité le déroulement de cette thèse. Merci à Claire, ma co-bureau pour ta bienveillance. Un remerciement aussi à l'équipe d'Itap et notamment l'aide précieuse de David pour avoir usiné mes premiers prototypes.

Je repense aussi aux bons moments passés à G-eau, Les débats entre midi et deux sur des sujets farfelus lancés par Marie, les éternels foots du jeudi et les rafraîchissements dans le lez avant la reprise. Je peux citer Claire, Pierre, Victor, Julien, Ben, Bastien, Martin, Mélaine, Mehrnaz, Nancy et tant d'autres. Je n'oublie pas les fameux barbecues d'augustin avec sa personnalité débordante et les voyages à Udine et Paris avec Romain sous fond de discussions sur la fragmentation.

Je remercie bien évidemment ma famille et mes amis pour m'avoir accompagné et soutenu dans ce projet. Je réserve le dernier remerciement à Fanny, qui m'a toujours épaulé et aiguillé tout au long de cette thèse.



# Table des matières

<b>Résumé</b>	<b>3</b>
<b>Abstract</b>	<b>5</b>
<b>Remerciements</b>	<b>7</b>
<b>Table des matières</b>	<b>9</b>
<b>Table des figures</b>	<b>13</b>
<b>Liste des tableaux</b>	<b>21</b>
<b>Liste des acronymes</b>	<b>23</b>
<b>Nomenclature</b>	<b>25</b>
<b>1 Introduction</b>	<b>27</b>
1.1 Contexte général de l'étude . . . . .	28
1.1.1 Usage de l'eau dans l'agriculture . . . . .	28
1.1.2 Traitement des cultures . . . . .	29
1.2 Projet industriel : Conception d'un micro-asperseur . . . . .	30
1.2.1 Pulvérisation fixe . . . . .	30
1.2.2 Cahier des charges . . . . .	31
1.2.3 Choix de la technique d'aspersion . . . . .	31
1.3 Atomisation d'un jet liquide : compréhension de la mise en rotation . . . . .	34
1.3.1 Fragmentation d'un jet liquide dans l'air . . . . .	34
1.3.2 Atomisation d'un jet en rotation . . . . .	35
1.3.3 Nombres adimensionnels . . . . .	39
1.3.4 Régime de fragmentation . . . . .	42
1.3.5 Jet fixe . . . . .	42
1.3.6 Jet <i>crossflow</i> . . . . .	43
1.3.7 Jet en rotation . . . . .	43
1.3.8 Étirement du jet . . . . .	46
1.4 Caractéristiques granulométriques de l'atomisation d'un jet . . . . .	47
1.4.1 Distribution de la taille des gouttes . . . . .	47
1.4.2 Diamètres moyens . . . . .	48
1.4.3 Diamètres représentatifs . . . . .	49
1.5 Objectifs de la thèse . . . . .	50
<b>2 Étude expérimentale</b>	<b>51</b>
2.1 Introduction . . . . .	52

2.2	Élaboration des dispositifs expérimentaux . . . . .	53
2.2.1	Banc expérimental . . . . .	53
2.2.2	Impression 3D . . . . .	54
2.2.3	Géométrie de la buse motorisée . . . . .	55
2.2.4	Géométrie du micro-asperseur . . . . .	56
2.3	Matériel d'observation . . . . .	57
2.3.1	Ombroscopie . . . . .	57
2.3.2	Dispositifs pour l'observation de la rotation . . . . .	58
2.4	Traitement d'image . . . . .	60
2.4.1	Détection de la trajectoire . . . . .	60
2.4.2	Détection de la longueur de brisure . . . . .	63
2.4.3	Droplet Tracking Velocimetry . . . . .	65
2.5	Équation de la trajectoire . . . . .	68
2.5.1	Trajectoire du jet . . . . .	68
2.5.2	Expérimentation motorisée . . . . .	69
2.5.3	Expérimentation avec le micro-asperseur . . . . .	70
2.6	Balistique . . . . .	71
2.6.1	Généralités . . . . .	71
2.6.2	Référentiel inertiel . . . . .	71
2.6.3	Référentiel non inertiel . . . . .	71
2.6.4	Coefficient de traînée . . . . .	72
2.7	Convergence . . . . .	73
2.8	Conclusion . . . . .	75
<b>3</b>	<b>Analyse d'un jet en rotation motorisée</b>	<b>77</b>
3.1	Introduction . . . . .	78
3.2	Configurations expérimentales . . . . .	79
3.3	Classification des observations . . . . .	82
3.3.1	Régimes de fragmentation le long de la trajectoire du jet . . . . .	82
3.3.2	Classification morphologique . . . . .	84
3.3.3	Classification des régimes de fragmentation . . . . .	87
3.4	Trajectoire du jet en rotation . . . . .	88
3.4.1	Trajectoire . . . . .	88
3.4.2	Longueur et rayon de brisure . . . . .	91
3.5	Prédiction de la taille des gouttes . . . . .	93
3.5.1	Courbes de variations du diamètre moyen en fonction des vitesses $u_b$ et $\omega$ . . . . .	94
3.5.2	Diamètres moyens en fonction des nombres de Weber . . . . .	97
3.5.3	Influence de la vitesse de rotation . . . . .	98
3.5.4	Distribution des tailles et vitesses de gouttes . . . . .	100
3.5.5	Ajustement avec les lois Gamma . . . . .	106
3.5.6	Ajustement avec une loi cumulée . . . . .	107
3.6	Conclusion . . . . .	109
<b>4</b>	<b>Conception et analyse de prototypes de micro-asperseurs</b>	<b>111</b>
4.1	Introduction . . . . .	113
4.2	Théorie des micro-asperseurs . . . . .	115
4.3	Essais préliminaires . . . . .	116

4.4	Configurations expérimentales . . . . .	120
4.4.1	Différentes configurations . . . . .	120
4.4.2	Prédiction de la vitesse de rotation . . . . .	123
4.4.3	Spécificité des micro-asperseurs . . . . .	125
4.5	Classification des configurations . . . . .	128
4.5.1	Observations le long de la trajectoire . . . . .	128
4.5.2	$d_b=1.2$ mm, effets de la variation du diamètre du canal $C$ . . . . .	129
4.5.3	$d_b=1.2$ mm, effets de la variation de l'angle d'éjection $\alpha$ . . . . .	130
4.5.4	$C=2$ mm, variation du diamètre de la buse $d_b$ . . . . .	131
4.5.5	Différences morphologiques . . . . .	132
4.5.6	Évolution en fonction des nombres de Weber . . . . .	134
4.6	Trajectoire du jet . . . . .	136
4.6.1	Longueur et rayon de brisure . . . . .	137
4.6.2	Analyse de la trajectoire . . . . .	138
4.7	Prédiction de la taille des gouttes . . . . .	139
4.7.1	Paramètres entrée/sortie . . . . .	139
4.7.2	Variation des diamètres moyens en fonction de la position de détection . . . . .	139
4.7.3	Variation des diamètres moyens en fonction des configurations . . . . .	140
4.7.4	Ajustement des diamètres moyens en fonction de la morphologie . . . . .	146
4.7.5	Pdf de la taille des gouttes . . . . .	148
4.7.6	Ajustement des densités de probabilité . . . . .	154
4.7.7	Ajustement des densités de probabilité cumulées . . . . .	157
4.8	Détermination d'un prototype . . . . .	160
4.8.1	Classes de gouttes . . . . .	160
4.8.2	Rayon d'aspersion . . . . .	162
4.9	Atomisation d'un mélange d'eau et d'argile kaolinite . . . . .	166
4.10	Comparaison entre les expérimentations . . . . .	168
4.11	Conclusion . . . . .	171
<b>5</b>	<b>Perspective de modélisation d'un jet diphasique en rotation</b> . . . . .	<b>173</b>
5.1	Introduction . . . . .	174
5.2	Méthode numérique et implémentations . . . . .	175
5.2.1	OpenFOAM . . . . .	175
5.2.2	Modélisation de la turbulence . . . . .	175
5.2.3	Volume of Fluid . . . . .	176
5.2.4	Changement de référentiel . . . . .	177
5.3	Simulation d'un jet en rotation . . . . .	178
5.3.1	Domaine . . . . .	178
5.3.2	Maillage . . . . .	180
5.3.3	Mouvement de l'air dans un système en rotation . . . . .	181
5.3.4	Jet d'air en rotation . . . . .	182
5.3.5	Jet liquide en rotation . . . . .	182
5.3.6	Prise en compte des effets de rotation . . . . .	184
5.4	Conclusion . . . . .	185
	<b>Conclusion</b> . . . . .	<b>187</b>
5.5	Conclusion . . . . .	187
5.6	Perspectives . . . . .	189

<b>Bibliographie</b>	<b>191</b>
<b>ANNEXES</b>	<b>198</b>
A Plans des prototypes . . . . .	198
A.1 Expérimentation du rotor motorisé . . . . .	198
B Matrice de corrélation . . . . .	200
B.1 Matrice de corrélation - Expérimentation motorisée . . . . .	200
B.2 Matrice de corrélation - Expérimentation micro-asperseur . . . . .	201
C Morphologie du jet provenant du micro-asperseur . . . . .	202

# Table des figures

1.1	Utilisation d'un système de pivot pour l'irrigation avec des micro-asperseurs rotatifs pendulaires. . . . .	28
1.2	Dérive des pesticides au vent lors de phases de traitements par un pulvérisateur conventionnel. . . . .	29
1.3	Système Pulvéfix. Source : CTFIL . . . . .	30
1.4	Schéma du rayon d'aspersion pour un rang de pommiers avec une conduite en axe. . . . .	32
1.5	Photo d'un micro-asperseur rotatif, Rolland Rotojet 3C pendulaire. La courbure du jet est dépendante de la vitesse de rotation du rotor. Dans le cas présent, le sens de rotation est anti-horaire. . . . .	33
1.6	Atomisation d'un jet fixe. Représentation des atomisations primaire et secondaire d'un jet liquide. . . . .	34
1.7	Différents jets en rotation. (a) Prilling. Source : Wallwork, Decent et al. (2002) (b) Sécheur industriel. Source : Kuhnhehn, Luh et al. (2018) (c) Disque en rotation. Source : Frost (1981). . . . .	35
1.8	Coupe en rotation. Source : Keshavarz, Houze et al. (2020). . . . .	36
1.9	Courbe représentant les différents domaines d'application d'un jet en rotation	38
1.10	Régimes de fragmentation et longueur de brisure pour un jet fixe. Source : Lefebvre et McDonell (2017), Dumouchel (2008). . . . .	42
1.11	Différents types de fragmentation pour un jet non turbulent avec un vent latéral, d'après Sallam, Aalburg et al. (2004), (a) $We_{Gc} = 0$ pas de brisure, (b) $We_{Gc} = 3$ brisure de Rayleigh (colonne), $We_{Gc} = 8$ Bag brisure, $We_{Gc} = 30$ , multimode brisure, $We_{Gc} = 220$ shear breakup. . . . .	43
1.12	Différents régimes de fragmentation pour les injecteurs Slinger, Source : Choi, Jang et al. (2010). . . . .	44
1.13	Régimes de fragmentation pour le jet en rotation motorisée de type : (a) Rayleigh, (b) <i>bag breakup</i> . . . . .	45
2.1	Banc expérimental avec les deux expérimentations disposées conjointement.	53
2.2	Assemblage des pièces composant le rotor pour l'expérimentation motorisée.	55
2.3	Buses de diamètres 1.2, 1.5 et 2.0 mm. Vue en coupe d'une buse avec le diamètre de la buse $d_b$ et la longueur de la buse $L_b$ . . . . .	55
2.4	Micro-asperseur Rotojet 3C de Rolland avec un prototype de rotor. . . . .	56
2.5	Prototypes de rotor et vue en coupe d'un prototype avec le diamètre du canal $C$ . . . . .	56
2.6	Schéma du matériel d'observation par ombroscopie adapté à un jet en rotation.	57
2.7	Schéma de la méthode d'observation par ombroscopie pour un jet en rotation.	58
2.8	Capteur rotatif incrémental fixé à l'axe de rotation du moteur au niveau d'un renvoi d'angle. . . . .	59
2.9	Capteur optique et réflecteur placé sur le micro-asperseur. . . . .	60

2.10	Images de la détection de la ligne centrale pour différentes positions. (a) Position à la sortie de la buse avec le point de référence, (b) Position le long de la trajectoire à $s/s_{LBK} = 0.6$ . (c) Position à la longueur de brisure, $s/s_{LBK} = 1$ . . . . .	61
2.11	Schéma du changement de référentiel des images prises par ombroscopie pour la configuration $d_b = 2.0$ mm, $Q = 75$ L/h et $\omega = 2900$ tr/min. . . . .	62
2.12	Détection de la probabilité d'avoir la brisure du jet pour chaque position le long de la trajectoire. . . . .	63
2.13	Probabilité de détecter la longueur de brisure et ajustement avec une loi normale sur 5 positions différentes. . . . .	64
2.14	Probabilité de détecter le point de brisure avec une loi normale bidirectionnelle. Les points rouges représentent chaque point de brisure détecté sur une image de $30 \times 30$ mm <sup>2</sup> . . . . .	65
2.15	DTV appliquée à une image par ombroscopie. Dans cette image toutes les gouttes ont été détectées par DTV. Dans l'analyse finale, les gouttes les moins nettes sont rejetées. . . . .	66
2.16	Champ de vue en fonction de la zone d'observation dans un système en rotation. . . . .	67
2.17	Schéma de la trajectoire des gouttes dans le référentiel inertiel et le référentiel en rotation. . . . .	68
2.18	Schéma de la mise en rotation du jet dans un système motorisé. . . . .	69
2.19	Schéma de la mise en rotation du jet dans le cas d'un micro-asperseur. . . . .	70
2.20	Nombre de gouttes captées pour chaque configuration en fonction du nombre de Weber aérodynamique. . . . .	73
2.21	Diamètres moyens $D_{10}$ , $D_{32}$ pour deux régimes de fragmentation différents : Rayleigh (Gauche) et <i>bag breakup</i> (Droite). . . . .	74
3.1	Images par ombroscopie du jet en rotation pour la configuration $d_b = 2.0$ mm, $Q = 75$ L/h et une vitesse de rotation de $\omega = 2900$ tr/min. . . . .	78
3.2	Configurations pour l'expérimentation motorisée . . . . .	80
3.3	Images par ombroscopie le long de la trajectoire du jet en rotation pour la configuration $d_b = 1.5$ mm, $Q = 35$ L/h et une vitesse de rotation de $\omega = 2000$ tr/min. . . . .	82
3.4	Images par ombroscopie le long de la trajectoire du jet en rotation pour la configuration $d_b = 1.2$ mm, $Q = 85$ L/h et une vitesse de rotation de $\omega = 2790$ tr/min. . . . .	83
3.5	Images captées par ombroscopie pour des paramètres de débits $Q$ et de vitesses de rotation $\omega$ pour une buse de $d_b = 1.5$ mm. On est à des positions proches de $s/s_{LBK} \sim 1$ . . . . .	85
3.6	Images captées par ombroscopie en fonction des paramètres de diamètre $d_b$ et de vitesse de rotation $\omega$ pour un débit constant de $Q = 75$ L/h. Nous sommes à des positions proches de $s/s_{LBK} \sim 1$ . . . . .	86
3.7	Différentes configurations en fonction du nombre de Weber <i>crossflow</i> et du rapport des flux de quantité de mouvement eau/air. . . . .	87
3.8	Différentes configurations en fonction du nombre de Weber aérodynamique et du rapport des flux de quantité de mouvement eau/air. . . . .	88
3.9	Différentes trajectoires pour une buse de $d_b = 1.2$ mm, un débit de $Q = 50$ L/h et des vitesses de rotation de $\omega = 1675, 2230$ et $2790$ tr/min. . . . .	89

3.10	Différentes trajectoires pour une buse de $d_b=1.2$ mm, un débit de $Q=50$ L/h et des vitesses de rotation de $\omega=1675, 2230$ et $2790$ tr/min. . . . .	89
3.11	Différentes trajectoires pour une buse de $d_b=1.2$ mm, un débit de $Q=50$ L/h et la vitesse de rotation de $\omega=1675$ tr/min. . . . .	90
3.12	Différentes trajectoires, longueurs de brisure (représentées par un point rouge) et rayons de brisure calculés par la méthode numérique pour une buse de $d_b=1.2$ mm, un débit de $Q=50$ L/h et des vitesses de rotation de $\omega=1675, 2230$ et $2790$ tr/min. . . . .	91
3.13	Longueur de brisure $s_{LBK}$ pour toutes les configurations expérimentales. Les points reliés représentent l'augmentation de $\omega$ . Pour un diamètre de buse $d_b$ , il y aura 4 débits différents . . . . .	92
3.14	Rayon de brisure $R_{LBK}$ pour toutes les configurations expérimentales. . . . .	92
3.15	$\langle d \rangle$ en fonction de $s/s_{LBK}$ pour les configurations avec une buse de $d_b=1.2$ mm, une vitesse $\omega=2790$ tr/min et un débit de $Q=75$ et $85$ L/h. Pour une configuration, nous avons relevé les observations à différentes positions. . . . .	93
3.16	$\langle d \rangle$ [mm] en fonction de $u_b$ et $\omega$ pour une buse de $d_b=1.2$ mm. . . . .	95
3.17	$\langle d \rangle$ [mm] en fonction de $u_b$ et $\omega$ pour une buse de $d_b=1.5$ mm. . . . .	95
3.18	$\langle d \rangle$ [mm] en fonction de $u_b$ et $\omega$ pour une buse de $d_b=2.0$ mm. . . . .	96
3.19	$\langle d \rangle$ en fonction du nombre de Weber aérodynamique et <i>crossflow</i> pour une position $s/s_{LBK} \approx 1.5 - 3.5$ . Les points reliés représentent l'augmentation de $\omega$ . Pour un diamètre de buse $d_b$ , il y aura 4 débits différents . . . . .	97
3.20	$D_{32}$ en fonction du nombre de Weber aérodynamique et <i>crossflow</i> pour une position $s/s_{LBK} \approx 1.5 - 3.5$ . . . . .	97
3.21	Différentes configurations en fonction du nombre de Weber aérodynamique et du nombre de Rossby . . . . .	98
3.22	Diamètre moyen des gouttes en fonction du nombre de Rossby pour les différentes configurations. . . . .	99
3.23	Diamètre moyen des gouttes $\langle d \rangle$ et $D_{32}$ en fonction du nombre de Bond de Coriolis pour les différentes configurations. . . . .	100
3.24	Pdf de la distribution de la taille des gouttes pour une buse de diamètre $d_b=1.2$ mm et un débit $Q=85$ L/h et pour des positions différentes le long de la trajectoire du jet, pour une vitesse de rotation de $\omega=2790$ tr/min. . . . .	101
3.25	Probabilités conjointes de la taille des gouttes et de leur vitesse pour une buse de diamètre $d_b=1.2$ mm et un débit $Q=85$ L/h, $\omega=2790$ tr/min le long de la trajectoire. . . . .	101
3.26	Pdf de la distribution de la taille des gouttes pour une buse de diamètre $d_b=1.5$ mm et un débit $Q=35$ L/h et pour des vitesses de rotation de $1500, 2000, 2500$ et $2900$ tr/min. . . . .	102
3.27	Probabilités conjointes de la taille des gouttes et de leur vitesse pour une buse de diamètre $d_b=1.5$ mm et un débit $Q=35$ L/h et pour des vitesses de rotation de $1500, 2000, 2500$ et $2900$ tr/min. . . . .	102
3.28	Pdf de la distribution de la taille des gouttes pour une buse de diamètre $d_b=1.5$ mm et un débit $Q=75$ L/h et pour des vitesses de rotation de $1500, 2000, 2500$ et $2900$ tr/min. . . . .	103

3.29	Probabilités conjointes de la taille des gouttes et de leur vitesse pour une buse de diamètre $d_b=1.5\text{mm}$ et un débit $Q=75\text{ L/h}$ et pour des vitesses de rotation de 1500, 2000, 2500 et 2900 tr/min. . . . .	104
3.30	Pdf de la distribution de la vitesse des gouttes pour toutes les configurations. . . . .	105
3.31	Pdf de la distribution de la vitesse des gouttes pour le régime de Rayleigh (Gauche) et <i>bag breakup</i> (Droite). . . . .	105
3.32	Ajustement de la pdf de la distribution de la taille des gouttes pour une buse de diamètre $d_b=1.5\text{mm}$ et un débit $Q=75\text{ L/h}$ et $\omega=1500, 2500$ et 2900 tr/min. . . . .	106
3.33	$\langle d \rangle_m$ et $\langle d \rangle_s$ venant des lois Gamma ajustées sur les résultats expérimentaux. . . . .	107
3.34	(Gauche) Ajustement avec une fonction de Roslin Rammler sur quatre configurations avec une buse de $d_b=1.5\text{ mm}$ , $Q=75\text{L/h}$ et $\omega=1500, 2000, 2500$ et 2900 tr/min. (Droite) Évolution des paramètres $X$ et $\delta$ pour l'ensemble des configurations. . . . .	108
4.1	Images par ombroscopie du jet émanant d'un micro-asperseur . . . . .	113
4.2	Schéma d'un prototype de micro-asperseur. . . . .	115
4.3	Variation de la vitesse de rotation pour les prototypes de rotors avec les différents angles d'éjection observés pour une buse de 1.2 mm. . . . .	117
4.4	Prototypes de rotors avec les différents angles d'éjection [°]. . . . .	117
4.5	Variation de la vitesse de rotation pour les prototypes de rotors avec les différents rayons observés pour une buse de 1.2 mm. . . . .	118
4.6	Prototypes de rotors avec les différents rayons du rotor [mm]. . . . .	118
4.7	Variation de la vitesse de rotation pour les prototypes de rotors avec les différents diamètres de canaux observés pour une buse de 1.2 mm. . . . .	119
4.8	Prototypes de rotors avec les différents diamètres de canaux [mm]. . . . .	119
4.9	Débit en fonction de la pression pour les buses du ROLLAND Rotojet de diamètres $d_b=1.0, 1.2, 1.5$ et 2.0 mm. . . . .	120
4.10	Différentes configurations pour l'expérimentation avec des prototypes de micro-asperseurs. . . . .	122
4.11	Vitesse de rotation $\omega$ en fonction du débit pour chaque prototype de micro-asperseur. . . . .	123
4.12	Comparaison des résultats expérimentaux avec la théorie de la conservation du moment cinétique. . . . .	124
4.13	Images prises par ombroscopie de deux jets liquides en provenance des micro-asperseurs. L'une visualise le cœur liquide d'un jet en rotation (Gauche) et l'autre une nappe située plus en aval le long de la trajectoire du jet (Droite). On distingue nettement la présence de bulles d'air. . . . .	125
4.14	Gouttes d'eau chargées d'air détectées par ombroscopie avec la configuration P8C2A45 avec une buse de $d_b = 1.5\text{ mm}$ et un débit $Q=35\text{ L/h}$ . . . . .	126
4.15	Rapport de la vitesse résultante sur la vitesse d'éjection $u_{res}/u_b$ en fonction de la vitesse de rotation pour le micro-asperseur (gauche) et pour les configurations d'un jet en rotation motorisée (droite). . . . .	127
4.16	Images par ombroscopie de la configuration de diamètre $d_b=1.2\text{ mm}$ , $Q=75\text{ L/h}$ et $C=1.5\text{ mm}$ . . . . .	128

4.17	Images par ombroscopie des configurations pour un diamètre de buse de $d_b=1.2$ mm et un angle d'éjection de $\alpha=45^\circ$ . On analyse 3 diamètres de canal, $C=1.5, 2.0$ et $2.5$ mm, pour une distance d'environ $s/s_{LBK} \sim 1$ . La vitesse de rotation $\omega$ est en tr/min. . . . .	129
4.18	Images par ombroscopie des configurations pour un diamètre de buse $d_b=1.2$ mm et un diamètre de canal $C=2.0$ mm. On considère trois angles d'éjection, $\alpha=30, 45$ et $60^\circ$ . La vitesse de rotation $\omega$ est en tr/min. . . . .	130
4.19	Images par ombroscopie des configurations pour un canal de diamètre $C=2$ mm et un angle $\alpha=45^\circ$ , avec des diamètres de buse de $d_b=1.0, 1.2$ et $1.5$ mm. La vitesse de rotation $\omega$ est en tr/min. . . . .	131
4.20	Images par ombroscopie pour les différentes catégories de jet, (a) : Jet Rayleigh, (b) : Jet nappe, (c) : Jet <i>bag breakup</i> et (d) : Nappe/cône. $d_b$ [mm], $C$ [mm], $Q$ [L/h], $\alpha$ [ $^\circ$ ], $\omega$ [tr/min] . . . . .	132
4.21	Répartition des différentes catégories morphologiques en fonction de la géométrie et du nombre de Weber liquide. . . . .	133
4.22	$We_{Gc}$ et $We_{Ga}$ en fonction de $q$ . . . . .	134
4.23	$We_L$ en fonction de $q$ . . . . .	134
4.24	Trajectoires dans le référentiel en rotation pour une buse de $d_b=1.5$ mm, $C=2.0$ mm et les angles $\alpha=30, 45$ et $60^\circ$ . . . . .	136
4.25	Longueur de brisure et Rayon de brisure pour les différents prototypes et une buse de $d_b=1.2$ mm. . . . .	137
4.26	Longueurs d'onde d'aspersion de la spirale pour les différents prototypes de canaux avec un diamètre de buse de $d_b=1.2$ mm. . . . .	138
4.27	Diamètre moyen $\langle d \rangle$ ( $\square$ ) et $D_{32}$ ( $\triangle$ ) le long de la trajectoire du jet en rotation pour $d_b=1.2$ mm, $\alpha=45^\circ$ , $Q=75$ L/h et les diamètres de canal $C=1.5, 2.0$ et $2.5$ mm. . . . .	140
4.28	Diamètre moyen $\langle d \rangle$ en fonction de $We_L$ pour toutes les configurations. . . . .	141
4.29	Diamètre moyen $\langle d \rangle$ en fonction de $We_{Gc}$ et $We_{Ga}$ pour toutes les configurations. . . . .	141
4.30	$\langle d \rangle$ et $D_{32}$ en fonction du nombre de Weber liquide pour une buse de $d_b=1.2$ mm. . . . .	142
4.31	$\langle d \rangle$ et $D_{32}$ en fonction du nombre de Weber <i>crossflow</i> pour une buse de $d_b=1.2$ mm. . . . .	143
4.32	$\langle d \rangle$ et $D_{32}$ en fonction du nombre de Weber aérodynamique pour une buse de $d_b=1.2$ mm. . . . .	143
4.33	$D_{32}$ et $\langle d \rangle$ en fonction des nombres de Weber aérodynamique et <i>crossflow</i> . . . . .	144
4.34	$D_{32}$ et $\langle d \rangle$ en fonction des nombres de Weber aérodynamique et <i>crossflow</i> . . . . .	144
4.35	$D_{32}$ et $\langle d \rangle$ en fonction des nombres de Weber aérodynamique et <i>crossflow</i> . . . . .	145
4.36	$D_{32}$ et $\langle d \rangle$ en fonction des nombres de Weber. . . . .	145
4.37	$\langle d \rangle$ et $D_{32}$ en fonction du nombre de Weber aérodynamique et des paramètres géométriques pour les trois premières catégories. . . . .	147
4.38	$\langle d \rangle$ et $D_{32}$ en fonction du nombre de Weber aérodynamique et des paramètres géométriques pour la catégorie Nappe/Cône. . . . .	148
4.39	Ligaments perpendiculaires au cœur liquide pour deux configurations. (a) $C=2$ mm, $\alpha=45^\circ$ , $d_b=1.2$ mm et $Q=45$ L/h, (b) $C=1.5$ mm, $\alpha=45^\circ$ , $d_b=1.2$ mm et $Q=75$ L/h pour des positions $s/s_{LBK} < 1$ . . . . .	149

4.40	Pdf de la distribution de la taille des gouttes pour le prototype avec $C=2.0$ mm, $\alpha=45^\circ$ , $d_b=1.2$ mm, $Q=75$ L/h et $\omega=4015$ tr/min. . . . .	150
4.41	Probabilités conjointes de la taille des gouttes et de leur vitesse pour le prototype avec $C=2.0$ mm, $\alpha=45^\circ$ , $d_b=1.2$ mm, $Q=75$ L/h et $\omega=4015$ tr/min. . . . .	150
4.42	Images par ombroscopie des positions sur les Figures 4.40 et 4.41. . . . .	150
4.43	Pdf de la distribution de la taille des gouttes pour le prototype avec $C=2.5$ mm, $\alpha=45^\circ$ , $d_b=1.2$ mm, $Q=75$ L/h et $\omega=4015$ tr/min. . . . .	151
4.44	Probabilités conjointes de la taille des gouttes et de leur vitesse pour le prototype avec $C=2.5$ mm, $\alpha=45^\circ$ , $d_b=1.2$ mm, $Q=75$ L/h et $\omega=4015$ tr/min. . . . .	151
4.45	Images par ombroscopie des positions sur les Figures 4.43 et 4.44. . . . .	151
4.46	Pdf de la distribution de la taille des gouttes pour le prototype avec $C=1.5$ mm, $\alpha=45^\circ$ et $d_b=1.2$ mm à une position de $s/s_{LBK} \sim 3.5$ . . . . .	153
4.47	Probabilités conjointes de la taille des gouttes et de leur vitesse pour le prototype avec $C=1.5$ mm, $\alpha=45^\circ$ et $d_b=1.2$ mm à une position de $s/s_{LBK} \sim 3.5$ . . . . .	153
4.48	Images par ombroscopie des positions sur les Figures 4.46 et 4.47. . . . .	153
4.49	Pdf de la distribution de la vitesse des gouttes pour chaque catégorie morphologique. . . . .	154
4.50	Probabilités conjointes de la taille des gouttes et de leur vitesse pour le prototype avec $C=2.0$ mm, $\alpha=60^\circ$ et $d_b=1.2$ mm à une position de $s/s_{LBK} \sim 3.5$ . . . . .	154
4.51	Ajustement avec une combinaison linéaire de deux lois gamma de la PDF de la distribution de la taille des gouttes pour le prototype P8C1.5A45 et une buse de $d_b=1.2$ mm à une position de $s/s_{LBK} \sim 3.5$ . . . . .	155
4.52	Ajustement avec une combinaison linéaire de deux lois Gamma de la PDF de la distribution de la taille des gouttes pour les catégories Jet Rayleigh, Nappe et <i>bag breakup</i> . . . . .	156
4.53	Ajustement avec une combinaison linéaire de deux lois Gamma de la pdf de la distribution de la taille des gouttes pour la catégorie Nappes/cône . . . . .	156
4.54	Ajustement avec une loi cumulée pour le prototype avec $C=1.5$ mm, $\alpha=45^\circ$ et $d_b=1.2$ mm à une position de $s/s_{LBK} \sim 3.5$ . . . . .	157
4.55	Ajustement de Roslin Rammler pour chaque catégorie morphologique. . . . .	158
4.56	Évolution de $X$ et $\delta$ pour toutes les configurations. . . . .	158
4.57	Évolution du VMD, $D_{0.1}$ et $D_{0.9}$ [mm] pour toutes les configurations. . . . .	159
4.58	Classes de gouttes pour toutes les configurations expérimentales des prototypes de micro-asperseurs. . . . .	161
4.59	$\langle d \rangle$ et $D_{32}$ en fonction du nombre de Weber liquide $We_L$ pour toutes les configurations. Les configurations sélectionnées sont indiquées par le symbole ( $\times$ ). Les lignes (-) représentent la zone où sont situées les configurations sélectionnés. . . . .	161
4.60	Configuration classée en fonction de $We_L$ et $\mathcal{G}$ . Les configurations sélectionnées sont indiquées par le symbole ( $\times$ ) . . . . .	162
4.61	Rayon d'aspersion $R_{ASP}$ calculé pour deux hauteurs du micro-asperseur par rapport au sol, $z=0.25$ m et 0.5 m. Les configurations sélectionnées sont indiquées par le symbole ( $\times$ ). . . . .	163

4.62	Probabilité de l'impact de la trajectoire balistique pour une hauteur au dessus du sol de $z=0.5$ m, (a) Jet Rayleigh, $C=1.5$ mm, $\alpha=45^\circ$ , $d_b=1.2$ mm $Q=35$ L/h, (b) Jet nappe, $C=1.5$ mm, $\alpha=45^\circ$ , $d_b=1.2$ mm $Q=55$ L/h, (c) Jet <i>bag breakup</i> , $C=1.5$ mm, $\alpha=45^\circ$ , $d_b=1.2$ mm $Q=75$ L/h et , (d) Nappe/cône, $C=2.5$ mm, $\alpha=45^\circ$ , $d_b=1.2$ mm $Q=55$ L/h. . . . .	164
4.63	Pdf de la distribution de la taille des gouttes pour un prototype avec un canal de $C=1.5$ mm, $d_b=1.2$ mm et $Q=75$ L/h. . . . .	166
4.64	Expérimentation avec un mélange eau/argile kaolinite calcinée (Haut) et de l'eau déminéralisée (Bas). Images à différentes distances du centre de rotation. (a) et (e) $r/R=1$ , (b) et (f), $r/R=3.6$ , (c) et (g) $r/R=5.6$ , (d) et (h) $r/R=7$ . . . . .	167
4.65	Comparaison entres les deux expérimentations, $q$ en fonction de $We_{Ga}$ . . .	168
4.66	Comparaison entres les deux expérimentations, $\langle d \rangle$ en fonction de $We_{Ga}$	169
4.67	Comparaison entres les ajustements de courbe avec les lois Gamma . . . .	170
5.1	Vue en coupe du domaine de simulation et la buse en rotation au centre, avec $d_b$ le diamètre de la buse, $R=0.03$ m le rayon du rotor et $R_d=0.25$ m le domaine. . . . .	178
5.2	Domaine 3D du jet en rotation. La buse de 1.5 mm de diamètre est placée dans le rotor au centre du domaine. . . . .	179
5.3	Domaine et maillage du jet en rotation. La buse de 1.5 mm de diamètre est placée au centre du domaine. . . . .	180
5.4	Domaine et maillage du cylindre en rotation. . . . .	181
5.5	Profil de vitesse orthoradiale sur le rayon du domaine pour une vitesse de rotation de 500 tr/min. . . . .	182
5.6	Simulation d'un jet d'air en rotation pour des vitesses de rotation de 500 tr/min et de 1000 tr/min. $u_b=5.5$ m/s. . . . .	182
5.7	Simulation d'un jet d'eau en rotation. . . . .	183
5.8	Simulation d'un jet d'eau en rotation. . . . .	183
.1	Plan de la vue générale de l'assemblage (haut) et pièce d'alignement (bas)	198
.2	Plan du rotor avec différentes vues en coupe . . . . .	199
.3	Matrice de corrélation pour l'expérimentation sur un jet en rotation motorisée	200
.4	Matrice de corrélation pour l'expérimentation sur des micro-asperseurs rotatifs	201
.5	Morphologie du jet provenant du micro-asperseur lorsque le jet en sortie de buse est considéré comme compact : Jet Rayleigh, Jet nappe et Jet <i>bag breakup</i> . . . . .	202



# Liste des tableaux

1.1	Tableau non exhaustif des différentes recherches théoriques sur les jets en rotation . . . . .	37
1.2	Tableau non exhaustif des différents domaines d'application du jet en rotation	38
1.3	Différents régimes de fragmentation pour un jet fixe (sans rotation). . . . .	42
1.4	Régimes de fragmentation pour un jet à vent transversal (crossflow), Mazallon, Dai et al. (1999). . . . .	43
1.5	Régimes de fragmentation pour un jet émanant d'un injecteur Slinger, Rezaayat et Farshchi (2019). . . . .	44
3.1	Différents paramètres utilisés pour l'étude expérimentale d'un jet en rotation motorisée. . . . .	79
3.2	Propriétés physiques du fluide pour nos expérimentations. . . . .	79
3.3	Vitesse de rotation $\omega$ (tr/min) en fonction du nombre de Weber <i>crossflow</i> $We_{Ge}$ et du diamètre de la buse $d_b$ (en mm). . . . .	80
3.4	Configurations pour l'expérimentation motorisée avec une buse de $d_b=1.2$ mm. . . . .	81
3.5	Configurations pour l'expérimentation motorisée avec une buse de $d_b=1.5$ mm	81
3.6	Configurations pour l'expérimentation motorisée avec une buse de $d_b=2.0$ mm	81
3.7	Paramètres d'ajustement pour la Figure 3.32 . . . . .	106
4.1	Différents paramètres utilisés pour l'étude expérimentale d'un prototype de micro-asperseur. . . . .	121
4.2	Prototypes de micro-asperseurs utilisés pour nos expérimentations. . . . .	121
4.3	Positions d'observation pour les différentes configurations . . . . .	122
4.4	Différents paramètres utilisés pour l'étude paramétrique des prototypes de micro-asperseurs lors de l'étude plus approfondie. . . . .	139
4.5	Paramètres d'ajustement pour la Figure 4.51 . . . . .	155
4.6	Classes de gouttes de diamètres $d$ [mm] et critères sélectifs pour chaque classe de gouttes. Les valeurs sont les probabilités d'avoir une taille de goutte dans la classe par rapport à l'ensemble de l'échantillon. . . . .	160
5.1	Conditions limites utilisées lors de nos simulations numériques . . . . .	179
5.2	Caractéristiques des simulations . . . . .	180



# Liste des acronymes

AMR	Adaptative Mesh Refinement	183
CAO	Conception Assistée par Ordinateur	54
CDA	Controlled Droplet Application	39
CFD	Computational Fluid Dynamics	174
CTIFL	Centre Technique Interprofessionnel des Fruits et Légumes	30
DTV	Droplet Tracking Velocimetry	57
MMD	Mass Median Diameter	49
MRF	Mutiple Reference Frame	177
RANS	Reynolds Averaged Navier-Stokes	174
RJS	Rotating Jet Spinning	37
SRF	Single Rotating Frame	177
VMD	Volume Median Diameter	49
VOF	Volume of Fluid	174
ZNT	Zone non Traitée	30



# Nomenclature

$\alpha$	Angle d'éjection du jet [°]	56
$Bo_{cg}$	Nombre de Bond Centrifuge	41
$Bo_{cr}$	Nombre de Bond Coriolis	41
$C$	Diamètre du canal [m]	56
$d$	Diamètre des gouttes [m]	47
$D_{0.1}$	Diamètre à 10 % du volume total cumulé [m]	49
$D_{0.9}$	Diamètre à 90 % du volume total cumulé [m]	49
$D_{10}(< d >)$	Diamètre moyen arithmétique des gouttes [m]	48
$D_{20}$	Diamètre moyen surfacique [m]	48
$D_{30}$	Diamètre moyen volumique [m]	48
$D_{32}$	Diamètre moyen de Sauter [m]	48
$d_b$	Diamètre de la buse [m]	40
$\delta$	Paramètre d'uniformité dans l'équation de Roslin Rammler	47
$F_{cg}$	Force centrifuge [N]	41
$F_{cr}$	Force de Coriolis [N]	41
$\dot{\gamma}$	Taux d'étirement du ligament [1/s]	46
$\nu_G$	Viscosité cinématique de l'air [ $m^2/s$ ]	79
$\nu_L$	Viscosité cinématique de l'eau [ $m^2/s$ ]	40
$Oh$	Nombre de Ohnesorgue	40
$\omega$	Vitesse de rotation [rad/s]	40
$q$	Rapport des flux de quantité de mouvement eau/air	41
$R$	Rayon du rotor [m]	40
$r$	Position radiale de l'observation par rapport au centre de rotation [m]	58
$Re_L$	Nombre de Reynolds liquide	40
$\rho_G$	Masse volumique de l'air [ $kg/m^3$ ]	40
$\rho_L$	Masse volumique de l'eau [ $kg/m^3$ ]	40
$Ro$	Nombre de Rossby	41

$s$	Abscisse curviligne [m]	62
$\sigma_L$	Tension de surface eau/air [N/m]	40
$\Delta$	Relative span factor	49
$T$	Translation sur l'axe y [m]	58
$t_{bt}$	Temps caractéristique inertie/capillarité [s]	46
$\theta$	Angle de rotation [°]	58
$\theta_c$	Angle entre l'extrémité du canal et l'axe vertical	70
$u_b$	Vitesse d'éjection de l'eau [m/s]	40
$u_g$	Vitesse d'une goutte [m/s]	100
$u_{res}$	Vitesse résultante des gouttes [m/s]	40
$u_\theta$	Vitesse orthoradiale [m/s]	40
$We_G$	Nombre de Weber gazeux	40
$We_{Ga}$	Nombre de Weber aérodynamique	40
$We_{Gc}$	Nombre de Weber Crossflow	40
$We_L$	Nombre de Weber liquide	40
$X$	Paramètre de taille dans l'équation de Roslin Rammler [m]	47

# 1. Introduction

## Sommaire

1.1	Contexte général de l'étude . . . . .	28
1.1.1	Usage de l'eau dans l'agriculture . . . . .	28
1.1.2	Traitement des cultures . . . . .	29
1.2	Projet industriel : Conception d'un micro-asperseur . . . . .	30
1.2.1	Pulvérisation fixe . . . . .	30
1.2.2	Cahier des charges . . . . .	31
1.2.3	Choix de la technique d'aspersion . . . . .	31
1.3	Atomisation d'un jet liquide : compréhension de la mise en rotation . . . . .	34
1.3.1	Fragmentation d'un jet liquide dans l'air . . . . .	34
1.3.2	Atomisation d'un jet en rotation . . . . .	35
1.3.2.1	Applications industrielles . . . . .	35
1.3.2.2	Applications agricoles . . . . .	39
1.3.2.3	Analogie avec un jet crossflow . . . . .	39
1.3.3	Nombres adimensionnels . . . . .	39
1.3.4	Régime de fragmentation . . . . .	42
1.3.5	Jet fixe . . . . .	42
1.3.6	Jet <i>crossflow</i> . . . . .	43
1.3.7	Jet en rotation . . . . .	43
1.3.8	Étirement du jet . . . . .	46
1.4	Caractéristiques granulométriques de l'atomisation d'un jet . . . . .	47
1.4.1	Distribution de la taille des gouttes . . . . .	47
1.4.1.1	Équation de Roslin Rammler . . . . .	47
1.4.1.2	Distribution Gamma . . . . .	47
1.4.2	Diamètres moyens . . . . .	48
1.4.3	Diamètres représentatifs . . . . .	49
1.5	Objectifs de la thèse . . . . .	50

## 1.1. Contexte général de l'étude

### 1.1.1. Usage de l'eau dans l'agriculture

A l'heure du réchauffement climatique et des sécheresses à répétition, l'eau est une de nos préoccupations actuelles principales. L'efficacité de l'utilisation de l'eau est à améliorer pour la durabilité de notre planète. La production alimentaire agricole est au centre de cette problématique, car elle est la plus consommatrice de la ressource en eau. Au niveau mondial, la part de l'eau utilisée pour la production alimentaire et de certains matériaux de base pour l'industrie agricole représente 70 % de la consommation totale. Certains pays consomment plus de 80 % de leur ressource nationale pour l'agriculture, [FAO \(2022\)](#). En Europe, l'agriculture utilise 33 % de l'eau consommée totale, avec une grande disparité de situations entre le sud et le nord. L'efficacité de l'utilisation de l'eau sonne donc comme une nécessité. Cela passe par une amélioration des performances des systèmes de distribution, mais aussi par la capacité des plantes à résister à la pénurie ou l'amélioration des méthodes de conduite de ces irrigations. L'aspersion est le mode d'irrigation le plus répandu en France et concerne près de 90% de la surface totale irriguée. Le pivot représente près de 20% des surfaces irriguées, [Figure 1.1](#) et utilise majoritairement des micro-asperseurs rotatifs, [Serra-Wittling et Molle \(2017\)](#). Les pertes d'eau avec cette technique d'irrigation sont de plusieurs ordres : les fuites dans les canalisations, l'évaporation, la dérive et le ruissellement. La dérive est le transport des gouttes dans l'air par le vent qui échappent au périmètre mouillé. [Hendawi \(2006\)](#) au cours de sa thèse a montré que la perte cumulée entre la dérive et l'évaporation atteint environ 13.5% de l'apport total à l'échelle d'une journée. Les gouttes ayant un diamètre inférieur à  $500 \mu\text{m}$  sont fortement sensibles à la dérive, pouvant être transportées sur des distances dépassant deux fois la portée, alors que les gouttes inférieures à  $150 \mu\text{m}$  sont susceptibles de s'évaporer complètement avant d'avoir pu retomber au sol ou sur les plantes ([Molle, Tomas et al. \(2012\)](#)). Le ruissellement est dû aux gouttes de tailles importantes ( $\geq 2.5 \text{ mm}$ ) dont la forte énergie cinétique génère un phénomène de *splash* et détruit la micro-topographie, ce qui, à terme, rend l'horizon superficiel du sol imperméable et empêchant l'infiltration.



FIGURE 1.1. – Utilisation d'un système de pivot pour l'irrigation avec des micro-asperseurs rotatifs pendulaires.

Le changement des pratiques d'irrigation et l'optimisation de l'efficacité peuvent contribuer à des économies d'eau entre 5 % et 25 % suivant les techniques utilisées.

### 1.1.2. Traitement des cultures

La France possède la plus grande surface agricole utile d'Europe, soit 28.72 millions d'hectares. La production agricole française représente 19% de la production européenne. On estime que les quantités de substances actives de produits phytosanitaires vendus sont de 72 035 tonnes, ce qui place la France au deuxième rang européen et au 9ème rang mondial selon le nombre de substances actives vendues rapporté à l'hectare cultivé. Les produits phytosanitaires (phytopharmaceutiques) désignent les préparations contenant une ou plusieurs substances actives ayant pour objectif de protéger les végétaux. L'Europe veut diminuer la quantité utilisée de ces produits. Certaines applications restent cependant nécessaires, c'est pourquoi on se tourne vers des produits de biocontrôle. Ces produits permettent la mise en oeuvre d'un ensemble de méthodes dérivées des mécanismes naturels présents dans un couvert végétal. C'est un principe qui repose sur la gestion des populations d'agresseurs plutôt que sur leur éradication en interposant des barrières à la contamination par les maladies ou par les insectes. Par exemple, l'argile kaolinite calcinée utilisée dans le cadre de la protection contre les pucerons des pommiers est pulvérisée sur les feuilles. Elle permet une création de barrière minérale qui perturbe le comportement des bioagresseurs (Markó, Blommers et al. (2008)).



FIGURE 1.2. – Dérive des pesticides au vent lors de phases de traitements par un pulvérisateur conventionnel.

En France, le projet Ecophyto initié par le gouvernement en 2008 cherche à atteindre des objectifs de réduction de l'utilisation des produits phytopharmaceutiques de 50 % d'ici à 2025. Malgré le succès relatif de ce projet, il y a la volonté de tendre vers une agriculture moins dépendante des pesticides et favorisant l'utilisation des produits de biocontrôle. Les produits de traitements sont majoritairement appliqués par la pulvérisation du liquide (bouillie) à l'aide de buses soumises à une forte pression. Les risques sanitaires liés aux pesticides sont nombreux. On peut les retrouver dans les nappes phréatiques à cause du ruissellement. Ils peuvent aussi être transportés par dérive dans l'air sur des distances de plusieurs kilomètres et contaminer d'autres cultures ou des zones habitées, Figure 1.2.

La réglementation actuelle encourage fortement à réduire les doses de pesticides et interdit progressivement les produits dangereux, poussant au développement de produits phytosanitaires à faible impact environnemental. Cela impose de développer des stratégies de traitement en temps réel plus complexes pour assurer la protection de la culture et ainsi maintenir un rendement élevé. Parmi ces stratégies innovantes, le développement de

méthodes alternatives basées sur des solutions techniques d'irrigation localisée répond à ces enjeux qualitatifs et quantitatifs. Cela peut contribuer à réduire de façon significative les quantités de pesticides utilisés, ou permet d'utiliser des produits moins concentrés mais appliqués plus souvent, pour autant que les arroseurs assurent une couverture homogène de la culture et limitent les pertes par ruissellement sur les feuilles et par dérive. On parle de **Zone non Traitée (ZNT)** à respecter. La réduction de la ZNT dépend de trois conditions : l'enregistrement des applications de produits qui ont été effectuées sur la parcelle, la présence d'un dispositif végétalisé d'au moins 5 m de large en bordure des points d'eau, puis l'utilisation de distributeurs ou diffuseurs ayant des caractéristiques anti dérives homologuées par le ministère de l'agriculture. Le distributeur utilisé doit réduire la dérive d'un appareil de référence d'un facteur 3 pour être homologué. La réduction de la dérive est totalement dépendante de la taille des gouttes générées. La pulvérisation classique privilégie une répartition uniforme des traitements sur les feuilles et par conséquent la création de très petites gouttes (en règle générale de moins de  $200\mu\text{m}$ ). La diversification des produits de traitement et notamment le passage aux produits de biocontrôle qui sont généralement plus colmatants (argiles, huiles ...) nécessite donc le changement des techniques et pratiques, dont la micro-aspersion qui répond aux exigences énoncées plus haut.

## 1.2. Projet industriel : Conception d'un micro-asperseur

### 1.2.1. Pulvérisation fixe

Le **Centre Technique Interprofessionnel des Fruits et Légumes (CTIFL)** développe un nouveau système de pulvérisation appelé Pulvéfix ([Verpont et Favareille \(2016\)](#)). La particularité de ce système est qu'il est fixé au-dessus de la frondaison. C'est une alternative aux pulvérisateurs conventionnels. Le principe est de détourner un système d'irrigation de son usage premier pour pulvériser pendant un temps très court ( $\sim 30\text{s}$ ) des produits de traitement au-dessus des plantations. Des produits phytosanitaires ou des produits de biocontrôle sont pulvérisés par des micro-asperseurs utilisés en irrigation, il n'existe pas à l'heure actuelle de micro-asperseurs spécifiques à ce type de pratique. Les travaux menés au CTIFL par [Verpont et Favareille \(2020\)](#) démontrent une réduction de la dérive des produits de traitement de plus de 90 % par rapport aux pulvérisateurs.



FIGURE 1.3. – Système Pulvéfix. Source : CTIFL

L'avantage d'un tel système est la protection des riverains et des résidents par l'efficacité de confinement des produits. Cela évite une exposition des agriculteurs qui appliquent ces produits de traitement. L'efficacité de ce système réside dans la rapidité et la flexibilité de la pulvérisation. Lorsque les conditions climatiques sont adéquates et que le vent est minimal, on peut rapidement traiter sans effectuer de déplacement à l'intérieur de la parcelle. Les vergers de pommiers sont étudiés dans le cadre de ce projet car ils sont aujourd'hui les plantations recevant le plus de produits phytosanitaires (plus de 25 produits différents avec jusqu'à 40 passages par an). La conduite des pommiers est en axe avec une hauteur de canopée d'environ 3.5m, et une largeur de canopée entre 1.5 et 2.5m. On basera la conception du micro-asperseur, objet de ce travail de thèse, sur ces paramètres.

### 1.2.2. Cahier des charges

Le projet, développé dans le cadre d'une thèse CIFRE, est financé par l'entreprise [Rolland Arroseurs Sprinklers \(2022\)](#), qui est spécialisée dans la fabrication de matériels d'irrigation. L'objectif industriel de ce projet est de mettre au point un micro-asperseur dont on maîtrise la taille des gouttes pour réduire l'évaporation, la dérive et le ruissellement ( $150\mu\text{m} < d < 2.5 \text{ mm}$ ). Un tel asperseur sera facilement utilisable pour réaliser des traitements phytosanitaires ou de biocontrôle sous et sur frondaison avec divers produits sans générer d'effets indésirables (dérives, pertes sur le sol...). On souhaite se concentrer sur les produits utilisés en agriculture biologique et on testera par conséquent l'application d'argile kaolinite calcinée. Le colmatage étant une des problématiques majeures des asperseurs dans l'irrigation et les traitements, le micro-asperseur devra lutter contre les effets du colmatage minéral. Le cahier des charges préliminaire est le suivant : l'asperseur doit travailler proche de la végétation (autour d'un mètre) et à moyenne pression (environ 2 bar pour limiter la consommation énergétique) ; générer plus de 95 pourcent du volume sous forme de gouttes supérieures à 0.150 mm et inférieures à 2.5 mm afin de limiter la sensibilité au transport par le vent et le ruissellement sur la végétation ; résister à l'encrassement avec des eaux chargées ; couvrir de manière homogène la culture en minimisant l'application à l'inter-rang, ce qui revient à cibler un volume sphérique de 1 m de rayon environ. Dans le projet Pulvéfix, le volume moyen de bouillie utilisé pour un traitement est de 600 L/ha pour 2500 arbres/ha. Pour une pulvérisation de 30 s et un micro-asperseur par arbre, cela revient à un débit de 30 L/h environ. Un système d'irrigation sera utilisé pour pulvériser des produits phytosanitaires ou des produits de biocontrôle au-dessus des vergers et plus précisément de pommiers.

Le développement de micro-asperseurs adaptés devient primordial au regard des enjeux énumérés dans les parties précédentes. Ce micro-asperseur devra être adapté à la pulvérisation fixe et par conséquent être suspendu au dessus de la frondaison. La taille des gouttes, leur vitesse et, par conséquent, le rayon d'aspersion seront des variables clés pour la conception du micro-asperseur. On devra trouver les leviers pour ajuster ces variables et les adapter à la convenance de l'industriel pour l'application de traitements avec un système de pulvérisation fixe.

### 1.2.3. Choix de la technique d'aspersion

Dans le domaine de l'agriculture, on parle de l'aspersion comme d'une méthode d'irrigation. La définition de l'aspersion est le fait d'arroser un objet ou une surface avec un liquide à partir d'un point d'injection, sous la forme d'une pluie de gouttes de tailles variables.

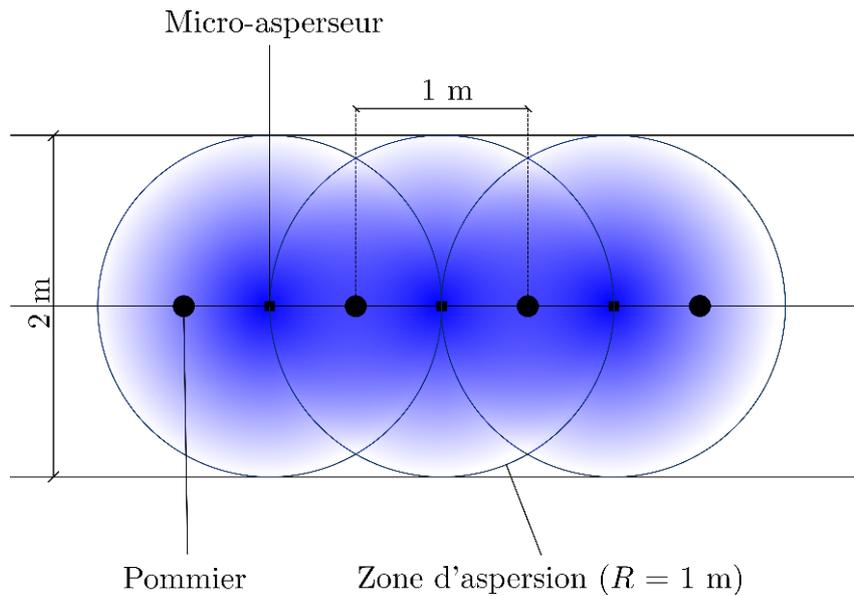


FIGURE 1.4. – Schéma du rayon d'aspersion pour un rang de pommiers avec une conduite en axe.

L'aspersion résulte de l'atomisation d'un jet liquide qui, en étant projeté dans l'air, se sépare en gouttelettes pour couvrir une surface cible. Le choix de la technique d'aspersion a dû être déterminé au début de la thèse pour s'adapter à la pulvérisation fixe. Pendant notre recherche bibliographique sur la conduite des pommiers, plusieurs possibilités s'offraient à nous. Suivant la forme et la répartition des arbres on pouvait utiliser une méthode d'aspersion particulière. Au sein de l'INRAE, les précédentes thèses avaient étudié les jets fixes à buse circulaire, comme [Kadem \(2005\)](#), [Stevenin \(2012\)](#) et [Felis-Carrasco \(2017\)](#). La question d'utiliser les résultats des thèses précédentes sur la pulvérisation d'un jet sans rotation s'est posée car on aurait appliqué des méthodes abouties pour se concentrer sur les techniques de conception. Notons que ce sont des jets qui sont majoritairement utilisés dans l'irrigation (canons et sprinklers) et non pour les traitements. La pulvérisation utilise des jets fixes, mais avec des buses elliptiques ou à fente pour déformer le jet et en accélérer la dispersion. Ce type de jet issu de buse à fente ne pourrait convenir qu'au cas de murs fruitiers car la largeur du rang est très faible.

La puissance d'un jet fixe permettait l'aspersion à l'intérieur du feuillage des arbres, ce qui est un avantage. En revanche, pour une conduite en axe, Figure 1.4, comme sont taillés la majorité des vergers, cette technique d'aspersion n'est pas adaptée à une couverture de frondaison étendue. Dans le domaine de la pulvérisation, les buses à turbulence (buses à swirl) sont bien représentées car elles génèrent de petites gouttes qui permettent un recouvrement uniforme du produit de traitement sur les feuilles. Ces types de buses ont été étudiées dans deux thèses ([De Luca \(2007\)](#) et [Belhade, Vallet et al. \(2012\)](#)). En revanche, ces buses à swirl génèrent majoritairement de très petites gouttes ( $< 100\mu\text{m}$ ) qui ne sont pas acceptable dans notre projet. En pulvérisation, il y a souvent le dilemme entre générer des gouttes assez fines pour permettre un recouvrement de surface adéquate tout en évitant la dérive. C'est pour cela que dans de plus en plus de pulvérisateurs conventionnels il y a l'ajout de panneaux récupérateurs de gouttes par aspiration. L'étude des techniques d'aspersion précédentes a révélé qu'elles ne sont alors pas adaptées pour



FIGURE 1.5. – Photo d'un micro-asperseur rotatif, Rolland Rotojet 3C pendulaire. La courbure du jet est dépendante de la vitesse de rotation du rotor. Dans le cas présent, le sens de rotation est anti-horaire.

la pulvérisation fixe. Par conséquent, avec les contraintes d'une pression relativement faible, d'une portée suffisante et d'une atomisation efficace, cela nous a amenés à travailler avec les micro-asperseurs rotatifs, Figure 1.5. Ils possèdent la capacité d'avoir un rayon mouillé relativement élevé pour une faible énergie d'utilisation (pression  $\sim 1-2$  bars). La rotation favoriserait une atomisation mono-disperse, notamment pour les coupes et les disques, suivant les conditions opérationnelles. L'uniformité de la dispersion est améliorée comme précisé dans les articles de [Hanson et Orloff \(1996\)](#) et [D. J. Hills et J. Barragan \(1998\)](#). La conservation de sections de passage élevées, en regard de celles utilisées en pulvérisation, permet de limiter les risques de colmatage liés aux particules épandues. De plus, les micro-asperseurs rotatifs, au contraire des asperseurs fixes, permettent une variation indépendante de la pression et de la vitesse de rotation grâce à la géométrie, ce qui apporte plus de souplesse de fonctionnement. Historiquement, les micro-asperseurs rotatifs sont utilisés pour l'irrigation et on a décidé de les adapter pour la pulvérisation fixe de produits de biocontrôles. Au sein de l'INRAE et de l'entreprise Rolland il n'y a jamais eu d'étude expérimentale précise sur l'atomisation d'un micro-asperseur rotatif. Nous avons donc dû concevoir un moyen de réaliser ces observations et un protocole pour réussir à observer la taille et la vitesse des gouttes.

## 1.3. Atomisation d'un jet liquide : compréhension de la mise en rotation

### 1.3.1. Fragmentation d'un jet liquide dans l'air

L'atomisation (ou fragmentation) d'un jet est l'action qui désigne la division successive du cœur liquide ou de la nappe pour former un nuage de gouttelettes. Du fait de la vitesse d'expulsion du jet, de la forme des buses, de la turbulence ou de l'énergie mécanique appliquée pour la rotation du système, le cœur liquide va se diviser en plusieurs ligaments et gouttes de tailles différentes, on appelle cette phase *l'atomisation primaire*. Lorsque les gouttes et structures ligamentaires de l'atomisation primaire, sous les effets aérodynamiques, se divisent en gouttes plus petites, on appelle cette phase *l'atomisation secondaire*, Figure 1.6. Après l'atomisation secondaire on se retrouve dans la phase dispersée.

Les mécanismes de fragmentations sont encore en partie méconnus et de nombreuses expérimentations et simulations numériques (Wu et Faeth (1995), Villermaux, Marmottant et al. (2004), Eggers et Villermaux (2008)) tentent d'améliorer leur compréhension. Différentes instabilités peuvent prendre naissance à l'interface entre l'eau et l'air et participer à la fragmentation d'un cœur liquide. Les vitesses des deux phases, la turbulence, la viscosité et la tension de surface vont déterminer les mécanismes de fragmentation. Ces différentes instabilités sont au cœur de l'apparition de différents modes d'atomisation.

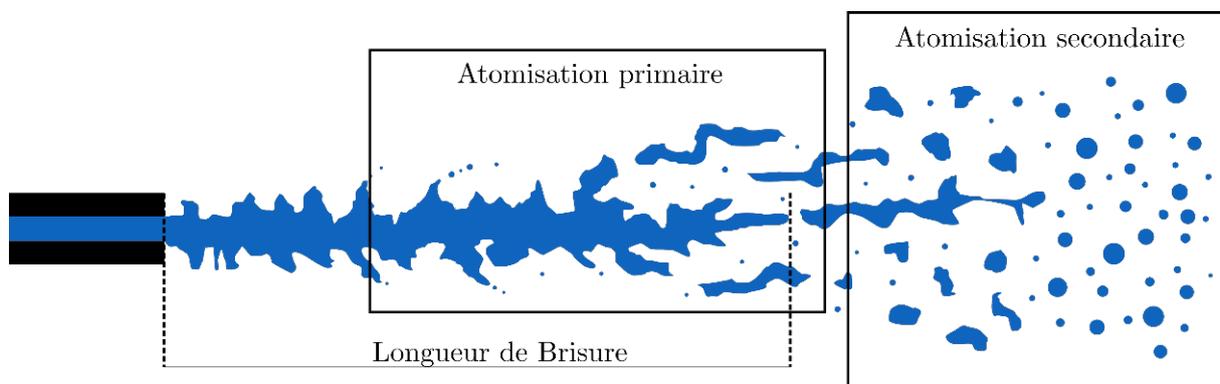


FIGURE 1.6. – Atomisation d'un jet fixe. Représentation des atomisations primaire et secondaire d'un jet liquide.

Les principales instabilités sont :

**Instabilité de Rayleigh-Taylor :** Elle se développe lorsqu'il y a une interface entre deux phases et une accélération perpendiculaire à cette interface. Comme dans le cas de deux fluides stratifiés, avec le fluide le plus dense au dessus de la phase la moins dense, l'accélération due à la force de gravité engendre cette instabilité.

**Instabilité de Rayleigh-Plateau :** Elle se développe quand une colonne de fluide se fragmente en gouttelettes afin de minimiser l'interface entre l'eau et l'air.

**Instabilité de Kelvin-Helmoltz :** Elle est définie par la déformation de l'interface

eau/air à cause d'un différentiel de vitesse entre les deux phases.

L'augmentation de la vitesse relative entre l'eau et l'air va amplifier les effets de turbulence et favoriser l'atomisation. L'atomisation d'un jet liquide est rencontrée dans de nombreux phénomènes naturels, industriels et notamment en agriculture. On peut citer les geysers, les injecteurs de voiture, les pistolets pulvérisateurs de peinture, les imprimantes à jet d'encre, l'irrigation par aspersion et le traitement des cultures par pulvérisation. Le processus d'atomisation est largement influencé par le type et la forme de l'atomiseur (jet assisté d'air, en rotation, à swirl...). Les livres de [Lefebvre et McDonell \(2017\)](#) et [Bayvel, L & Orzechowski \(1993\)](#) détaillent les différents types d'atomiseurs existants pour l'atomisation d'un jet et leurs applications. Nous nous intéressons ici à l'atomisation avec des buses agricoles. L'aspersion par des micro-asperseurs rotatifs peut être envisagée comme l'atomisation d'un jet émanant d'une buse en rotation sur elle même. Pour un micro-asperseur rotatif, le jet a une forte quantité de mouvement qui met en rotation un rotor maintenu par un point de pivot. L'étude sur les micro-asperseurs rotatifs nous a amenée à étudier différentes formes de jets en rotation. De nombreuses applications majoritairement industrielles ont été trouvées.

## 1.3.2. Atomisation d'un jet en rotation

### 1.3.2.1. Applications industrielles

L'industrie a rapidement utilisée l'efficacité de fragmentation des jets en rotation, Figure 1.7. Cela a commencé dans les années 1890 dans les chaudières. Puis, au début du  $XX^{\text{ème}}$  siècle, l'atomisation de jets par rotation a été étudiée pour son application dans le séchage par pulvérisation qui est majoritairement utilisé dans l'industrie agro-alimentaire. Ce développement s'est concrétisé par un important brevet de l'ingénieur Johan E. Nyrop créateur du NIRO atomizer en 1956 ([GEA \(2019\)](#)).

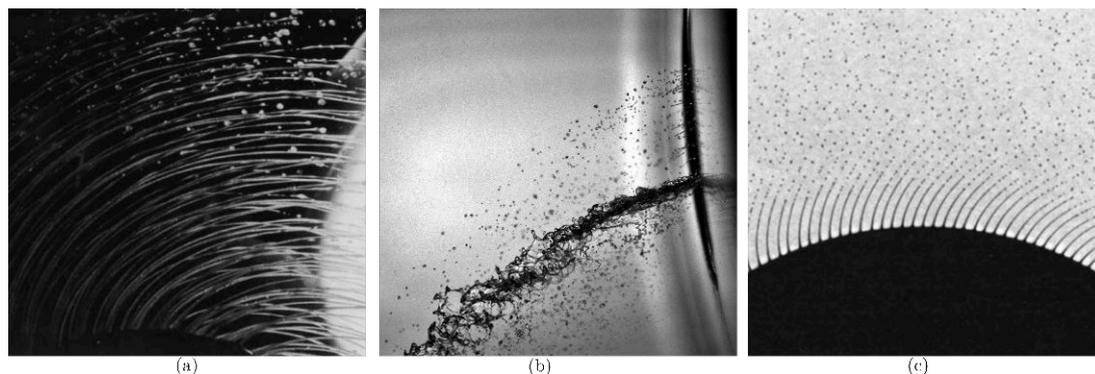


FIGURE 1.7. – Différents jets en rotation. (a) Prilling. Source : [Wallwork, Decent et al. \(2002\)](#) (b) Sécheur industriel. Source : [Kuhnheim, Luh et al. \(2018\)](#) (c) Disque en rotation. Source : [Frost \(1981\)](#).

Dans les sécheurs industriels, le liquide est tout d'abord amené dans un réservoir central, puis il est transporté par la force centrifuge vers des ouvertures orientées radialement, et il est finalement éjecté dans l'air ambiant en générant une multitude de ligaments et de gouttes. La taille des gouttes générées a alors un impact significatif sur les propriétés de la

poudre séchée. [Johansen Crosby \(1989\)](#) a fourni une description détaillée des différents types de jets en rotation utilisés dans le séchage par pulvérisation. Les livres sur l'atomisation et les sprays de [Lefebvre et McDonell \(2017\)](#) et [Bayvel, L & Orzechowski \(1993\)](#) détaillent de nombreux types de systèmes d'atomisation et notamment pour les sècheurs industriels. Les dernières études sur les jets dans un sècheur industriel sont celles de [Kuhnenn, Luh et al. \(2017\)](#) et [Kuhnenn, Luh et al. \(2018\)](#). La société GEA est encore très impliquée aujourd'hui en recherche et développement. Les études plus académiques des jets en rotation ont commencé par l'étude d'un liquide amené sur un disque ou une coupelle en rotation. Le disque ou la coupelle, par sa rotation et la force centrifuge, éjecte le liquide vers son bord extérieur. Suivant la vitesse, il y aura éjection d'une nappe liquide ou création de ligaments, situations respectivement appelées *atomisation par formation de film* et *atomisation par formation de ligament*. [Hinze et Milborn \(1950\)](#), [Kamiya \(1972\)](#) ont étudié en détail, avec différents liquides newtoniens, les gouttes éjectées d'une coupelle et d'un disque plat. Plus tard, [Dombrowski et Lloyd \(1974\)](#) et [Frost \(1981\)](#) ont approfondi les études sur les coupelles et les disques en rotation. Dans l'industrie, les cloches (ou coupelles) en rotation sont largement étudiées pour l'application de la peinture. La rotation de la cloche combinée à une injection d'air et une force électrostatique permettent une application ciblée et homogène de la peinture. De nombreuses simulations numériques et expérimentations ont été réalisées ([Viti, Kulkarni et al. \(2010\)](#), [Guettler, Paustian et al. \(2017\)](#), [Shen, Ye et al. \(2017\)](#)). Les cloches en rotation sont crantées sur la périphérie du disque pour permettre une uniformisation de la taille des gouttes et une fragmentation plus rapide ([Sidawi, Moroz et al. \(2021\)](#)). Les mouvements d'air générés par l'injection et la rotation sont étudiés dans l'article de [Stevenin, Bereaux et al. \(2015\)](#). L'étude de [Keshavarz, Houze et al. \(2020\)](#) étudie avec précision la distribution de la taille des gouttes générées à partir d'un disque en rotation avec plusieurs liquides Newtoniens, voir Figure 1.8.

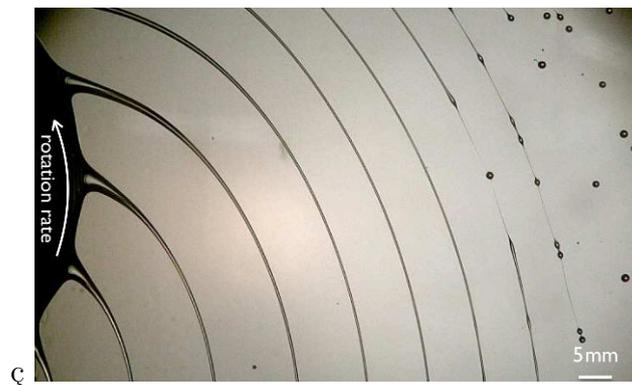


FIGURE 1.8. – Coupe en rotation. Source : [Keshavarz, Houze et al. \(2020\)](#).

Le *Prilling* ou grelonage est un procédé de granulation par cristallisation utilisé dans l'industrie. Les gouttes formées par un cylindre en rotation sont éjectées dans un environnement plus froid, ce qui permet la solidification des gouttes et par conséquent la création de particules solides. L'équipe de l'université de Birmingham ([Wallwork, Decent et al. \(2002\)](#)) a été la première à formaliser mathématiquement la spirale du jet en rotation avec un nombre de Weber<sup>1</sup> faible. [Părău, Decent et al. \(2007\)](#) par la suite généralisera le

1. Le nombre de Weber est le nombre sans dimension qui caractérise le rapport entre les forces d'inertie

modèle mathématique avec des fluides visqueux et l'étude de la génération des gouttes. La dernière étude sur le *prilling* est celle de [Li, Sisoiev et al. \(2019\)](#). La technique du **Rotating Jet Spinning (RJS)** est similaire au *Prilling* car il y a génération d'un jet très fin. C'est une méthode utilisée dans la création de nanofibres utilisées dans les domaines comme la biomédecine, les composites, ou la filtration. [Rogalski, Bastiaansen et al. \(2017\)](#) ont passé en revue ces méthodes. Les études de l'équipe de Birmingham sur le *Prilling* s'appliquent à l'étude de RJS. Ces études de jets en rotation sont celles qui sont les plus proches de notre cas d'étude. Un autre domaine relativement proche de notre projet est la caractérisation de l'atomisation dans les injecteurs diesel (*Model Slinger injector*). Une description expérimentale sur la distribution de la taille des gouttes a été assurée par [Willauer, Ananth et al. \(2006\)](#). La forme du jet en rotation et les différents modes de fragmentation ont été examinés par [Dahm, Patel et al. \(2006b\)](#) et [Dahm, Patel et al. \(2006a\)](#). On peut noter une prospection sur l'influence de la taille de l'orifice sur les modes de rupture dans les études de [Choi, Lee et al. \(2008\)](#), [Sescu, Kucinschit et al. \(2009\)](#) et [Choi, Jang et al. \(2010\)](#). Une classification des modes de rupture en fonction du nombre de Weber *crossflow* (1.5) et du rapport des quantités de mouvement axiale et transverse  $q$  (1.13) pour les injecteurs Slinger est exposée dans les études de [Rezayat, Farshchi et al. \(2019\)](#) et [Rezayat et Farshchi \(2019\)](#). Le point commun entre toutes les études précédentes est que le disque, la coupelle ou le cylindre sont mis en rotation par un moteur. L'énergie apportée au système permet le développement de la force centrifuge et l'expulsion du liquide vers l'extrémité du disque ou d'une fente pour générer un jet. La différence fondamentale avec notre étude est que les micro-asperseurs ne sont pas motorisés, mais, le jet étant pressurisé, la quantité de mouvement du jet va générer la rotation du rotor. La vitesse de rotation est constante du fait de la conservation du moment cinétique. Puis, aux forces impliquées dans l'atomisation d'un jet classique, viennent s'ajouter les forces centrifuge et de Coriolis. Les mécanismes sont décrits dans le chapitre 4. La vitesse d'éjection détermine alors la vitesse de rotation. La quantité de mouvement doit être importante pour la mise en rotation. Ce qui est une des nouveautés dans le domaine des jets en rotation. Les Tables 1.1 et 1.2 synthétisent les études principales appliquées aux jets en rotation.

Types de rotor	Principales Études
Disques	<a href="#">Kamiya (1972)</a> , <a href="#">Frost (1981)</a> , <a href="#">Li, Sisoiev et al. (2018)</a>
Coupe	<a href="#">Hinze et Milborn (1950)</a> , <a href="#">Dombrowski et Lloyd (1974)</a> , <a href="#">Keshavarz, Houze et al. (2020)</a>
Autre	<a href="#">Emami, Bussmann et al. (2011)</a> , <a href="#">Langley, Maynes et al. (2015)</a> , <a href="#">Mencinger, Bizjan et al. (2015)</a> , <a href="#">Sidawi, Moroz et al. (2021)</a>

Table 1.1. – Tableau non exhaustif des différentes recherches théoriques sur les jets en rotation

La Figure 1.9 présentent les différentes études sur les jets en rotation en comparaison avec

et les forces de tension superficielle, il sera défini plus loin

1. Introduction – 1.3. Atomisation d'un jet liquide : compréhension de la mise en rotation

notre étude. Nous avons représenté la vitesse de rotation  $\omega$  en fonction du rapport entre la vitesse d'éjection et la vitesse orthoradiale du liquide  $u_b/u_\theta$ . Cela permet de visualiser que dans notre étude, la vitesse d'éjection du liquide est grande par rapport à la vitesse de rotation. C'est l'aspect novateur de cette thèse.

Applications industrielles	Types de rotor	Principales Études
Sécheurs industriels	Cylindre	GEA (2019), Johansen Crosby (1989), Kuhnheim, Luh et al. (2018)
Grelonage (Prilling)	Cylindre	Wallwork, Decent et al. (2002) Părău, Decent et al. (2007), Li, Sisoiev et al. (2019)
Slinger injector	Cylindre	Willauer, Ananth et al. (2006) Dahm, Patel et al. (2006b), Choi, Lee et al. (2008), Sescu, Kucinschit et al. (2009), Rezayat, Farshchi et al. (2019)
Peinture	Coupe, disque	Viti, Kulkarni et al. (2010) Domnick, Yang et al. (2008), Guettler, Paustian et al. (2017), Shen, Ye et al. (2017), Sidawi, Moroz et al. (2021), Stevenin, Bereaux et al. (2015)
Granulation	Coupe, disque, cylindre	Peng, Shan et al. (2018)
Rotating Jet Spinning	Cylindre	Rogalski, Bastiaansen et al. (2017)

Table 1.2. – Tableau non exhaustif des différents domaines d'application du jet en rotation

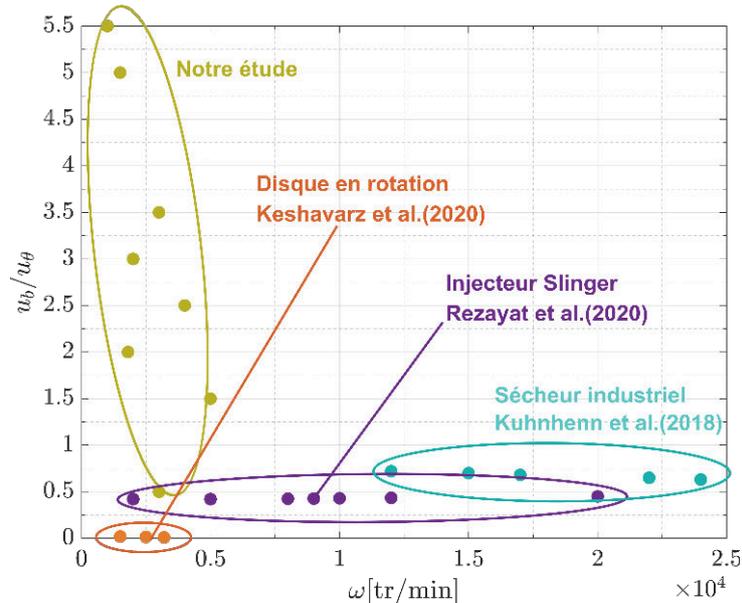


FIGURE 1.9. – Courbe représentant les différents domaines d'application d'un jet en rotation

### 1.3.2.2. Applications agricoles

Les articles portant sur les mécanismes d'atomisation primaire et secondaire d'un jet provenant d'un micro-asperseur rotatif sont quasi inexistantes. En ce qui concerne les jets en rotation appliqués à l'agriculture, Micron Group [MicronGroup \(1954\)](#) invente l'application de gouttelette contrôlée, [Controlled Droplet Application \(CDA\)](#). Ils créent un système de pulvérisation de produits phytosanitaires basé sur la rotation de cylindres et de disques. Le Micronair AU3000 et le Micromax ont été étudiés par [Bode, Butler et al. \(1983\)](#), [Salah \(2018\)](#), [Parkin et Siddiqui \(1990\)](#) et [Teske, Hewitt et al. \(2001\)](#), qui ont mené des études sur les tailles de gouttes générées par des systèmes rotatifs en restant sur une approche d'observation qualitative. Ils étudient des asperseurs dont la rotation est motorisée. On les retrouve particulièrement pour l'épandage aérien des pesticides. Les études des jets en rotation appliqués à l'agriculture se concentrent sur la taille des gouttes générées par les jets dont la rotation est motorisée, comme l'étude de [Craig, Hewitt et al. \(2014\)](#). A propos des micro-asperseurs, citons [Faci, Salvador et al. \(2001\)](#) qui fait une étude comparative de la granulométrie des gouttes obtenues avec deux types de micro-asperseurs, l'un avec un déflecteur fixe et l'autre avec un déflecteur en rotation. [Robles Rovelo, Zapata Ruiz et al. \(2019\)](#) a fait l'étude des micro-asperseurs rotatifs utilisés pour les pivots. Il a observé la distribution de pluviométrie et relié ces observations à un modèle de balistique. Une étude de la pluviométrie a également été réalisée par [Liu, Liu et al. \(2016\)](#) pour différentes vitesses de rotation. On retrouve des études sur la granulométrie ou la pluviométrie pour des micro-asperseurs, mais pas d'observation sur les mécanismes de fragmentation des micro-asperseurs avec un jet dont la rotation est initiée par lui-même.

### 1.3.2.3. Analogie avec un jet crossflow

Le processus d'atomisation pour un asperseur rotatif est similaire à celui d'un jet dans un écoulement de type *crossflow*. En effet, un observateur placé dans le référentiel en rotation (sur le rotor du micro-asperseur) peut observer un phénomène similaire à celui d'un jet dans un écoulement transverse. En revanche, le jet ne sera pas soumis aux forces *fictives* résultantes d'un mouvement rotatif. Les études de [Mazallon, Dai et al. \(1999\)](#) et [Sallam, Aalburg et al. \(2004\)](#) évoquent les différents modes de fragmentation pour les jets liquides non turbulents avec vent latéral. L'étude de [Ng, Sankarakrishnan et al. \(2008\)](#) met en évidence la création des bag breakups pour un jet *crossflow*. Les modes de fragmentation pour un jet turbulent sont présentés dans l'étude de [Lee, Aalburg et al. \(2007\)](#). Ces régimes de fragmentation seront détaillés dans la partie 1.3.4. L'article de [Mahesh \(2013\)](#) résume les interactions d'un jet avec le vent transversal et les méthodes pour détecter la trajectoire du jet *crossflow*.

### 1.3.3. Nombres adimensionnels

Dans la présente étude, on va modifier la taille de la buse et la vitesse d'éjection du jet. L'augmentation de la vitesse entre la phase liquide et la phase gazeuse va augmenter la force d'inertie du jet liquide et les forces aérodynamiques à l'interface du jet. Ces modifications vont engendrer de la turbulence et des instabilités qui vont favoriser la fragmentation du jet. Les forces visqueuses de chaque phase et la tension de surface entre elles vont jouer un rôle prépondérant. La complexité et le nombre de phénomènes en jeu imposent l'utilisation de nombres adimensionnels pour décrire l'écoulement. Leurs valeurs

1. Introduction – 1.3. Atomisation d'un jet liquide : compréhension de la mise en rotation

déterminent les forces prépondérantes et permettent une classification des différents régimes.

Le **nombre de Reynolds**  $Re_L$  est le rapport entre les forces d'inertie et les forces visqueuses.

$$Re_L = \frac{\text{Forces d'inertie}}{\text{Forces visqueuses}} = \frac{u_b d_b}{\nu_L} \quad (1.1)$$

où  $\nu_L$  est la viscosité cinématique du fluide,  $u_b$  la vitesse d'éjection du fluide et  $d_b$  le diamètre de la buse choisi comme longueur caractéristique.

La valeur du nombre de Reynolds  $Re_L$  donne l'information du régime d'écoulement. La transition d'un régime laminaire à un régime turbulent est à partir de  $Re_L \sim 2000$ .

Le **nombre de Weber** est le rapport entre les forces d'inertie et la tension de surface. Plus ce nombre est grand, plus des petites gouttes sont susceptibles de se former. Dans notre étude, nous utiliserons de nombreuses définitions du nombre de Weber. On définit le nombre de Weber liquide  $We_L$  :

$$We_L = \frac{\text{Forces d'inertie}}{\text{Tension superficielle}} = \frac{\rho_L u_b^2 d_b}{\sigma_L} \quad (1.2)$$

où  $\rho_L$  est la masse volumique de l'eau et  $\sigma_L$  est la tension superficielle.

On aura ensuite le Weber gazeux  $We_G$  avec  $\rho_G$  la masse volumique de l'air :

$$We_G = \frac{\rho_G u_b^2 d_b}{\sigma_L} \quad (1.3)$$

On construit le nombre de Weber aérodynamique  $We_{Ga}$  avec la vitesse relative entre le fluide et l'air en sortie de buse. L'air ambiant étant considéré au repos, on calcule alors la vitesse résultante  $u_{res} = (u_b^2 + u_\theta^2)^{1/2}$ . On verra dans le chapitre 4 que  $u_{res}$  ne dépend pas que de  $u_b$  et de  $u_\theta$  :

$$We_{Ga} = \frac{\rho_G u_{res}^2 d_b}{\sigma_L} \quad (1.4)$$

On construit le nombre de Weber crossflow  $We_{Gc}$  avec la vitesse  $u_\theta = R\omega$ ,  $\omega$  étant la vitesse de rotation du jet et  $R$  le rayon du rotor :

$$We_{Gc} = \frac{\rho_G u_\theta^2 d_b}{\sigma_L} \quad (1.5)$$

Le **nombre d'Ohnesorge**  $Oh$  est le rapport des forces visqueuses avec la tension superficielle. Il permet de caractériser la déformation des bulles et des gouttes.

$$Oh = \frac{\text{Forces visqueuses}}{\text{Tension superficielle}} = \frac{\nu_L}{\sqrt{\sigma_L \rho_L d_b}} \quad (1.6)$$

On peut aussi définir le nombre d'Ohnesorge comme une combinaison du nombre de Reynolds et du nombre de Weber liquide.

$$Oh = \sqrt{We_L / Re_L} \quad (1.7)$$

Dans un système en rotation, d'autres forces sont en jeu qui sont impliquées dans les

1. Introduction – 1.3. Atomisation d'un jet liquide : compréhension de la mise en rotation

mécanismes de fragmentation et accentuent les instabilités. Lorsqu'on se place dans un référentiel en rotation et par conséquent non inertiel, on a l'apparition de deux forces *fictives* que l'on appelle la force de Coriolis et la force centrifuge.

La **force de Coriolis**  $F_{cr}$  est perpendiculaire au mouvement et aura tendance à dévier la trajectoire dans un sens ou l'autre suivant le sens de rotation. On la retrouve notamment dans notre quotidien à cause de la rotation de la terre. La force de Coriolis occasionne une déviation vers la droite des mouvements atmosphériques dans l'hémisphère Nord, sources des cyclones dans le sens anti-horaire dans cet hémisphère.

$$F_{cr} = -2\rho_L\vec{\omega} \wedge \vec{V} \quad (1.8)$$

La **force centrifuge**  $F_{cg}$  est une force orientée radialement en s'éloignant du centre de rotation. Elle est opposée à la force centripète.

$$F_{cg} = -\rho_L\vec{\omega} \wedge (\vec{\omega} \wedge \vec{R}) \quad (1.9)$$

Avec ces deux forces, on construit les nombres adimensionnels suivants :

Le **nombre de Rossby**  $Ro$  est le rapport entre les forces d'inertie et les forces dues à la rotation. Dans le cas d'un jet en rotation, on le définit en sortie de buse. La force centrifuge est alors plus faible que la force de Coriolis pour la majorité de nos expérimentations. Dans le référentiel non galiléen, on exprime le nombre de Rossby comme suit :

$$Ro = \frac{\text{Forces d'inertie}}{\text{Forces de rotation}} = \frac{u_b}{R\omega} = \frac{u_b}{u_\theta} \quad (1.10)$$

On trouve alors le rapport entre la vitesse d'expulsion du jet et la vitesse orthoradiale. Il exprime aussi le rapport entre la force de Coriolis et la force centrifuge.  $u_b\omega/R\omega^2 = u_b/R\omega = Ro$

Le **nombre de Bond** est originellement le rapport entre les forces de gravité et les forces de tension de surface. Dans un système en rotation, il peut y avoir les accélérations de Coriolis et centrifuge. On peut alors avoir deux nombres de Bond qui sont le nombre de Bond centrifuge  $Bo_{cg}$  et le nombre de Bond de Coriolis  $Bo_{cr}$

$$Bo_{cg} = \frac{\text{Force centrifuge}}{\text{Tension de surface}} = \frac{\rho_L R\omega^2 d_b^2}{\sigma_L} \quad (1.11)$$

$$Bo_{cr} = \frac{\text{Force de Coriolis}}{\text{Tension de surface}} = \frac{\rho_L u_b \omega d_b^2}{\sigma_L} \quad (1.12)$$

La génération de forces aérodynamiques transversales requiert l'utilisation du **rapport des flux de quantité de mouvement de l'eau dans l'air**  $q$ . Il donne l'information de la pénétration du jet liquide dans l'air.

$$q = \frac{\rho_L u_b^2}{\rho_G u_\theta^2} \quad (1.13)$$

Il y a plusieurs rapports d'aspect qui sont importants dans cette étude. Il y a en premier

lieu le rapport entre le diamètre de la buse et le rayon du disque  $d_b/R$ . Ainsi que le rapport  $L_b/d_b$  entre la longueur de la buse et son diamètre qui est très important pour le développement du jet.

### 1.3.4. Régime de fragmentation

### 1.3.5. Jet fixe

La complexité des mécanismes en jeu pour la fragmentation d'un jet liquide est dépendante d'un large nombre de paramètres, comme la forme, la taille de la buse, la vitesse du fluide et la turbulence associée ainsi que des paramètres extérieurs comme la vitesse de l'air environnant ou la force de Coriolis. De nombreuses études ont défini des régimes de fragmentation en s'appuyant sur les nombres adimensionnels décrits dans ce chapitre pour délimiter les différents mécanismes de brisure. On peut parler de type, mode ou régime de fragmentation. La Figure 1.10 décrit les longueurs de brisure pour les différents régimes de fragmentation en fonction de la vitesse d'éjection du fluide pour un jet fixe proposées par Reitz (1978). Il a observé quatre régimes de fragmentation augmentant avec la vitesse d'éjection, Table 1.3.

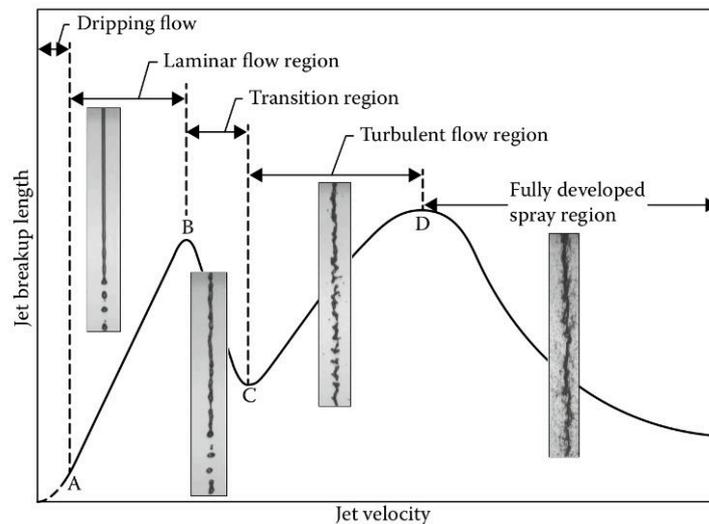


FIGURE 1.10. – Régimes de fragmentation et longueur de brisure pour un jet fixe. Source : Lefebvre et McDonnell (2017), Dumouchel (2008).

Dripping flow	$We_L < 8$
Laminar flow region (Rayleigh regime)	$We_L > 8$
Transition region (First wind induced)	$We_G < 0.4$ or $1.2 + 3.41Oh^{0.9}$
Turbulent flow region (Second wind induced)	$1.2 + 3.41Oh^{0.9} < We_G < 13$
Fully developed spray region (Atomization regime)	$13 < We_G < 40.3$
	$40.3 < We_G$

Table 1.3. – Différents régimes de fragmentation pour un jet fixe (sans rotation).

## 1. Introduction – 1.3. Atomisation d'un jet liquide : compréhension de la mise en rotation

Les principaux mécanismes en jeu sont la tension de surface et la pression dynamique de l'air ambiant. Le livre de [Lefebvre et McDonnell \(2017\)](#) et l'article de [Dumouchel \(2008\)](#) expriment bien les enjeux des nombreux paramètres dans le processus d'atomisation d'un jet liquide.

### 1.3.6. Jet *crossflow*

En faisant une analogie directe avec les jets *crossflow*, comme évoqué dans la partie 1.3.2.3, on peut noter quatre régimes distincts de fragmentation. L'étude de [Mazallon, Dai et al. \(1999\)](#) et [Sallam, Aalburg et al. \(2004\)](#) dénombre les différents régimes de fragmentation en fonction du nombre de Weber *crossflow* pour un jet non turbulent dans un vent transverse, voir Figure 1.11 et Table 1.4. Par la suite, l'atomisation primaire d'un jet turbulent est détaillée dans l'étude de [Lee, Aalburg et al. \(2007\)](#).

Brisure de Rayleigh/ colonne	$We_{Gc} < 5$
bag breakup	$5 < We_{Gc} < 60$
multimode breakup(bag and shear breakup)	$60 < We_{Gc} < 110$
Shear breakup	$We_{Gc} > 110$

Table 1.4. – Régimes de fragmentation pour un jet à vent transversal (crossflow), [Mazallon, Dai et al. \(1999\)](#).

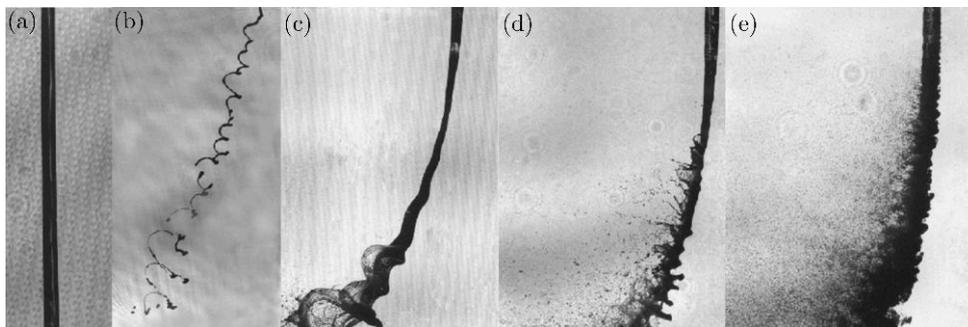


FIGURE 1.11. – Différents types de fragmentation pour un jet non turbulent avec un vent latéral, d'après [Sallam, Aalburg et al. \(2004\)](#), (a)  $We_{Gc} = 0$  pas de brisure, (b)  $We_{Gc} = 3$  brisure de Rayleigh (colonne),  $We_{Gc} = 8$  Bag brisure,  $We_{Gc} = 30$ , multimode brisure,  $We_{Gc} = 220$  shear breakup.

### 1.3.7. Jet en rotation

La rotation modifie les régimes d'atomisation d'un jet fixe. Les forces aérodynamiques transversales et les forces de Coriolis et centrifuge créent des instabilités supplémentaires. Dans notre cas d'étude, on pourra avoir un certain contrôle sur la vitesse de rotation. Si on définit une vitesse de rotation nulle, le jet émanant de la buse à une vitesse  $u_b$  pourra être considéré comme un jet fixe. En augmentant petit à petit la vitesse de rotation, on va alors s'éloigner des régimes de fragmentation des jets fixes. Pour les systèmes en rotation motorisés comme les injecteurs Slinger, on aura des régimes de fragmentation différents du

1. Introduction – 1.3. Atomisation d'un jet liquide : compréhension de la mise en rotation

fait que le fluide est mis en mouvement grâce à la force centrifuge et par conséquent à la rotation. Les différents régimes sont étudiés par [Dahm, Patel et al. \(2006a\)](#), [Choi, Jang et al. \(2010\)](#) et [Sescu, Kucinschit et al. \(2009\)](#).

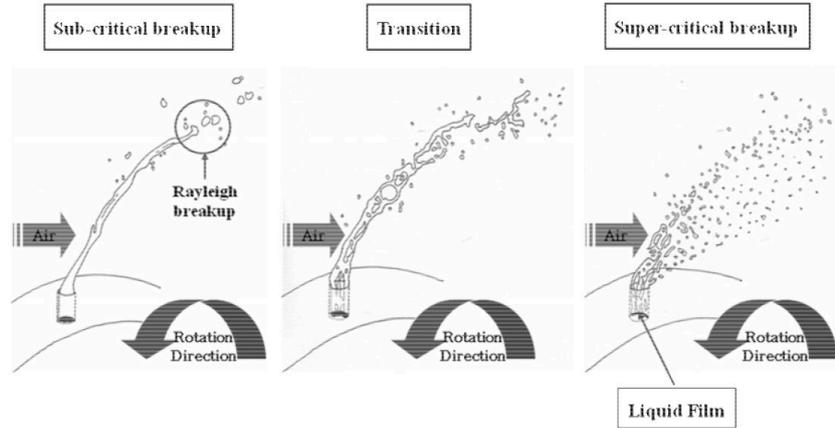


FIGURE 1.12. – Différents régimes de fragmentation pour les injecteurs Slinger, Source : [Choi, Jang et al. \(2010\)](#).

[Dahm, Patel et al. \(2006a\)](#) ont défini différents régimes suivant les mécanismes en jeu. Dans un premier temps ils font la distinction entre *film mode* et *stream mode*. Le premier, dû à la force centrifuge, génère un film dans toute la bordure de la buse. Dans le second, suivant le rapport entre la force de Coriolis et la force centrifuge, qui peut être décrit par le nombre de Rossby, il y aura une accumulation du liquide d'un côté de la buse. Il appelle cela aussi *Coriolis induced stream mode*. Par la suite, il décrit deux régimes *subcritical* et *supercritical film mode*, voir Figure 1.12. Dans le premier, la tension de surface est supérieure et on a alors une agrégation du liquide pour former un jet et une fragmentation de Rayleigh. Dans le second, les forces d'inertie sont supérieures à la tension de surface et on a alors une séparation complète du jet pour avoir des gouttes de la taille du film issu de la buse. Puis [Dahm, Patel et al. \(2006a\)](#) met en évidence deux autres régimes qui englobent les régimes précédents. Ils les différencient comme une sortie de liquide régulière et non régulière. Le régime régulier a un unique film qui se fragmente alors que le régime irrégulier a une multitude de jets répartis le long de l'orifice. Le dernier est obtenu à de très hautes vitesses de rotation.

Radial-Axial Channel		Radial Channel	
Rayleigh	$We_{Gc} < 8$	Rayleigh	$We_{Gc} < 6$
multimode breakup (Bag + stretched)	$8 < We_{Gc} < 30$	Rayleigh + Bag	$6 < We_{Gc} < 12$
stretched breakup	$30 < We_{Gc} < 70$	Column + Bag + Stretched	$12 < We_{Gc} < 35$
Shear breakup	$We_{Gc} > 70$	stretched breakup	$35 < We_{Gc} < 70$
		Shear breakup	$We_{Gc} > 70$

Table 1.5. – Régimes de fragmentation pour un jet émanant d'un injecteur Slinger, [Rezayat et Farshchi \(2019\)](#).

Les travaux de [Rezayat, Farshchi et al. \(2019\)](#) pour les jets provenant d'injecteurs Slinger permettent d'observer les jets en rotation en utilisant les mêmes régimes de fragmentation

1. Introduction – 1.3. Atomisation d'un jet liquide : compréhension de la mise en rotation

et les mêmes nombres adimensionnels utilisés pour les jets *crossflow*. Cet auteur définit les frontières des régimes en se basant sur le nombre de Weber *crossflow*  $We_{Gc}$  calculé avec le diamètre de la buse  $d_b$ . Il fait dans un premier temps la distinction entre deux formes d'injection : une injection purement radiale et une autre avec une composante axiale et une radiale, Table 1.5. Nous retrouvons des valeurs similaires avec le jet *crossflow*. Comme tous les systèmes en rotation motorisée, la vitesse d'éjection est entièrement liée à la force centrifuge, par conséquent les forces de rotation sont prédominantes. L'étirement lié à la force centrifuge et l'étalement dû à la force de Coriolis vont occasionner différentes formes du jet. Notre cas d'étude est plus proche du cas de l'injecteur Slinger avec un orifice orienté uniquement radialement, Figure 1.13. Les régimes d'atomisation pour notre étude seront étudiés dans les parties 3.3.2 et 4.5.

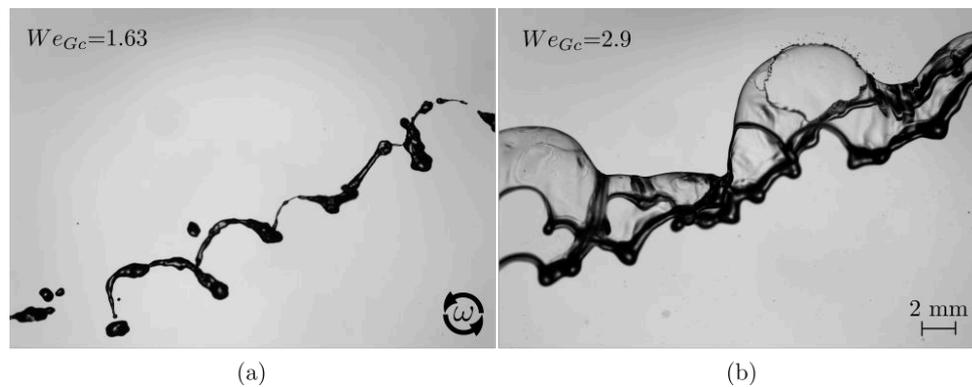


FIGURE 1.13. – Régimes de fragmentation pour le jet en rotation motorisée de type : (a) Rayleigh, (b) *bag breakup*.

### 1.3.8. Étirement du jet

La Figure 2.17 présente la déformation du jet en fonction de l'angle de rotation et du rayon. Cette déformation est un étirement du jet le long de sa trajectoire en spirale dû aux forces de Coriolis et centrifuge si l'on se place dans un référentiel en rotation. Dans l'étude de [Kuhnenn, Joensen et al. \(2018\)](#), le taux d'étirement est calculé en considérant la variation de longueur d'arc calculée en fonction de l'équation paramétrique de la trajectoire. L'article de [Sidawi, Moroz et al. \(2021\)](#) calcule le taux d'étirement en considérant les variations infinitésimales de la vitesse lors d'une rotation  $d\theta$ . Le calcul des temps caractéristiques sur l'axe des x et celui des y donne par la suite le taux d'étirement  $\dot{\gamma}$ . Dans les deux études, pour une vitesse d'éjection du jet de  $u_{res} = u_b \vec{e}_r + R\omega \vec{e}_\theta$ ,

$$\dot{\gamma} = \frac{R\omega^2}{u_b} \quad (1.14)$$

Il exprime le rapport entre l'accélération centrifuge et d'inertie. Dans l'article de [Sidawi, Moroz et al. \(2021\)](#), ce taux suffit à décrire l'évolution du diamètre  $d_{32}$ <sup>2</sup> en fonction des vitesses de rotation, car il est supposé que l'étirement est le mécanisme prédominant qui pilote la fragmentation. Dans l'étude de [Kuhnenn, Joensen et al. \(2018\)](#), le taux d'étirement est multiplié par le temps caractéristique de la rupture de l'interface  $t_{bt}$  défini par :

$$t_{bt} = \sqrt{\frac{\rho_L d_b^3}{\sigma_L}} \quad (1.15)$$

Il introduit alors le nombre sans dimension  $P$  qui décrit bien l'atomisation d'un jet dans les sécheurs industriels :

$$P = \dot{\gamma} t_{bt} = \frac{d_b^{3/2} R \sqrt{\rho_L} \omega^2}{\sqrt{\rho_L} u_b} \quad (1.16)$$

L'article de [Keshavarz, Houze et al. \(2020\)](#) étudie l'étirement du jet appliqué à un disque en rotation pour justifier la diminution de la taille moyenne des gouttes avec la vitesse de rotation. Dans leurs études, ils ne prennent pas en compte la vitesse radiale proche de zéro.

---

2. Le diamètre noté  $D_{32}$  est un diamètre caractéristique moyen qui permet de représenter de façon globale certaines propriétés de la distribution en taille des gouttes, il sera défini dans la partie 1.4.2

## 1.4. Caractéristiques granulométriques de l’atomisation d’un jet

L’atomisation d’un jet comme décrite précédemment génère un nuage de gouttes d’eau dans l’air. Notons la diversité des mécanismes d’atomisation, ce qui va amener à un large éventail de diamètre de gouttes. Généralement, les asperseurs en agriculture génèrent une taille de gouttes jusqu’à 3 mm. Par conséquent, ils possèdent un large spectre de tailles. La distribution de la taille des gouttes est la représentation complète du nuage. L’histogramme de la taille des gouttes peut être tracé en fonction du nombre ou du volume total dans chaque intervalle de taille de gouttes. Ces deux représentations seront utilisées ultérieurement. La caractérisation du jet pourra se faire également par l’étude des diamètres. On distingue deux catégories de diamètres : les diamètres moyens et les diamètres représentatifs. Dans la plupart des cas d’ingénierie ou dans l’agriculture, les diamètres représentatifs sont plus pertinents et donnent une information sur la granulométrie du jet mais aussi sur sa dispersion.

### 1.4.1. Distribution de la taille des gouttes

#### 1.4.1.1. Équation de Roslin Rammler

Lorsqu’on trace la distribution cumulée en volume de la taille des gouttes, il existe des équations qui permettent d’ajuster les résultats expérimentaux de la distribution de la taille des gouttes. On peut citer l’équation de distribution Log-normale, l’équation de Nukiyama-Tanasawa et l’équation de Roslin-Rammler (Lefebvre et McDonell (2017), Bayvel, L & Orzechowski (1993)). Chacune de ces équations contient des paramètres qui pourront être utilisés pour comparer les résultats de nos expérimentations. Dans cette étude, on utilisera seulement l’équation de Roslin-Rammler, qui est la loi de Weibull appliquée à la distribution de la taille des gouttes.

$$f(d) = 1 - \exp(-(d/X)^\delta) \quad (1.17)$$

où  $f(d)$  est la fraction du volume total contenant les diamètres de gouttes inférieurs à  $d$ .  $X$  est le paramètre de taille, il correspond au diamètre  $d$  pour lequel  $f(d)=0.632$ .  $\delta$  est le paramètre d’uniformité. Il donne l’information de l’étalement de la distribution ou de sa dispersion.

#### 1.4.1.2. Distribution Gamma

L’étude plus détaillée d’un jet requiert l’utilisation de la densité de probabilité (pdf) de la taille des gouttes pour chaque configuration. Lorsqu’on est dans un régime de fragmentation de type Rayleigh, on retrouve une distribution bimodale classiquement observée dans les études des jets en rotation (Kamiya (1972), Keshavarz, Houze et al. (2020) par exemple). Dans le but de mieux comprendre et comparer nos expérimentations nous allons utiliser une théorie sur la description de la fragmentation de ligaments. L’approche d’un scénario d’agrégation des gouttes a été développée par Villermaux, Marmottant et al. (2004) et Villermaux (2020). La corrugation des ligaments grandit en amplitude et les pics forment in fine les gouttes primaires qui s’en détachent. Cependant, entre les gouttes primaires, il y a génération de gouttes secondaires. En mesurant la distribution de la taille des gouttes

de la fragmentation résultante, on peut la quantifier par une distribution Gamma. Cette distribution théorique se veut universelle et a été vérifiée avec différentes expérimentations. Dans le domaine de la pulvérisation, [Kooij, Sijs et al. \(2018\)](#) ont analysé la distribution de la taille des gouttes pour des buses à turbulence (Swirl) et des buses de pulvérisation classiques. [Vallon, Abid et al. \(2021\)](#) ont décrit les différents régimes de fragmentation appliqués à une buse agricole sous pression. Dans le cadre des jets impactants, [Villermaux et Bossa \(2011\)](#) suggèrent une superposition linéaire de deux lois Gamma pour décrire la fragmentation primaire et secondaire. Les courbes bimodales sont décrites en détail pour un disque en rotation dans l'étude de [Keshavarz, Houze et al. \(2020\)](#).

$$p(d) = \frac{a_m}{\langle d \rangle_m} \Gamma(n_m, x = d / \langle d \rangle_m) + \frac{a_s}{\langle d \rangle_s} \Gamma(n_s, x = d / \langle d \rangle_s) \quad (1.18)$$

Le premier terme définit la distribution pour les gouttes issues de la fragmentation primaire et le deuxième pour celles issues de la fragmentation secondaire.  $\langle d \rangle_m$  est le diamètre moyen des gouttes de la fragmentation primaire et  $\langle d \rangle_s$  le diamètre moyen pour celles de la fragmentation secondaire. La condition  $a_m + a_s = 1$  doit être satisfaite. Les paramètres  $n_m$  et  $n_s$  sont les fonctions de corrugation du ligament. Lorsque  $n \rightarrow \infty$  le ligament aura tendance à être lisse. Pour une très forte corrugation,  $n \sim 4-5$ .

$$\Gamma(n, x = d / \langle d \rangle_m) = \frac{n^n}{\Gamma(n)} x^{n-1} e^{-nx} \quad (1.19)$$

avec  $\Gamma(n)$  étant la fonction gamma d'Euler.

Nous allons utiliser cette théorie pour comparer et analyser l'évolution des différentes configurations en fonction de la vitesse d'éjection du fluide et des forces aérodynamiques en jeu liées à la vitesse de rotation.

### 1.4.2. Diamètres moyens

Le concept de diamètre moyen a été généralisé par l'étude de [Mugele et Evans \(1951\)](#). Les différents diamètres moyens peuvent être décrits par cette formulation :

$$D_{pq} = \left( \frac{\int_{d_{min}}^{d_{max}} d^p n(d) dd}{\int_{d_{min}}^{d_{max}} d^q n(d) dd} \right)^{1/(p-q)} = \left( \frac{\sum N_i d_i^p}{\sum N_i d_i^q} \right)^{1/(p-q)} \quad (1.20)$$

Avec  $n(d)$  la densité de probabilité en nombre des diamètres de particules et  $d$  le diamètre des gouttes. Pour chaque diamètre caractéristique, on choisit une valeur de  $p$  et  $q$ . Par exemple, pour  $p=1$  et  $q=0$ , on aura le diamètre  $D_{10}$ . Dans cette thèse, on utilisera surtout les diamètres moyens  $D_{10}(\langle d \rangle)$ ,  $D_{20}$ ,  $D_{30}$  et  $D_{32}$ , qui représentent respectivement le diamètre moyen arithmétique, le diamètre surfacique, le diamètre volumique et le diamètre de Sauter.

Le  $D_{10}$  représente la moyenne arithmétique de la taille de toutes les gouttes dans le jet. Le  $D_{30}$  représente le diamètre dont le volume multiplié par le nombre de gouttes dans le jet représente le volume total de l'échantillon.

Le  $D_{32}$  est le diamètre de la goutte équivalente dont le rapport entre son volume et sa surface a le même rapport que pour l'échantillon.

Chaque diamètre moyen donne une information différente sur le jet et dépend du domaine d'étude et par quel angle nous voulons analyser l'information du diamètre des gouttes dans

le nuage de gouttes. Le  $D_{10}(< d >)$  sera plutôt utilisé pour comparer différents systèmes. Le  $D_{30}$  donnera plus d'information sur les effets liés au volume des gouttes. Le  $D_{32}$  pourra être lié aux transferts de masse et de chaleur, importants dans le domaine de la combustion ou pour décrire l'évaporation. Le diamètre moyen  $D_{43}$  représente le diamètre des gouttes pondéré par le volume. Par la suite on notera ce diamètre moyen par  $< d >_V$ .

### 1.4.3. Diamètres représentatifs

Pour l'étude granulométrique, les diamètres représentatifs utilisés sont :

$D_{0.1}$  : Diamètre des gouttes tel que 10 pourcent du volume ont des diamètres plus petits

$D_{0.9}$  : Diamètre des gouttes tel que 90 pourcent du volume ont des diamètres plus petits

$D_{0.5}$  : Diamètre des gouttes tel que 50 pourcent du volume ont des diamètres plus petits.

On l'appelle aussi le [Mass Median Diameter \(MMD\)](#) ou [Volume Median Diameter \(VMD\)](#)

Pour quantifier la dispersion, on utilise le *Relative Span Factor*. Ce paramètre rend compte de l'étalement de la distribution de tailles de gouttes dans le jet par rapport au VMD. Le SPAN  $\Delta$  est représenté par :

$$\Delta = \frac{D_{0.9} - D_{0.1}}{D_{0.5}} \quad (1.21)$$

## 1.5. Objectifs de la thèse

La présente thèse doit d'une part répondre à un enjeu industriel : concevoir un micro-asperseur utilisable pour l'application de traitement au travers du réseau d'irrigation, nommée «pulvérisation fixe», pour cela on doit limiter au maximum la dérive et le ruissellement. L'étude préliminaire a montré que le micro-asperseur rotatif était le plus adapté à l'application de la pulvérisation fixe. Il présente de nombreux avantages sur le contrôle de la génération de la taille des gouttes du fait des variations indépendantes du débit et de la vitesse de rotation. Nous avons considéré que la taille des gouttes générées doit être comprise entre  $0.150 < d < 2.5$  mm. L'état de l'art a révélé que les micro-asperseurs avec une rotation *naturelle* (non motorisée) n'ont jusqu'alors pas été étudiés, à fortiori dans un contexte agricole. Pour cela, la thèse doit aussi répondre à un enjeu académique et exploratoire : comprendre et analyser l'atomisation de jets en rotation issue d'un micro-asperseur. On s'est alors posé les questions suivantes : Comment observer un jet qui est en mouvement de rotation ? Peut-on appliquer les méthodes de détection utilisées pour un jet fixe ? Comment déterminer la taille et la vitesse des gouttes générées ? Le Chapitre 2 s'attelle à répondre à ces premiers questionnements et détaille comment une installation expérimentale de laboratoire a été élaborée pour observer la fragmentation d'un jet liquide avec différentes vitesses angulaires et différentes tailles de buses. Dans un premier temps, nous avons choisi de contrôler la vitesse angulaire par l'utilisation d'un moteur et de simplifier la géométrie en utilisant une buse de section circulaire ; dans le but de mieux comprendre l'impact de la vitesse de rotation sur la fragmentation. Cela a permis de développer un protocole expérimental et d'adapter une méthode d'ombroscopie combinée avec la DTV (Droplet Tracking Velocimetry) pour observer l'atomisation, la propagation et la dispersion des jets liquides rotatifs. Le chapitre 3 détaille les résultats de l'expérimentation d'un jet en rotation motorisé. Dans le chapitre 4, nous avons analysé les observations sur des prototypes de micro-asperseurs rotatifs pour satisfaire l'objectif industriel. L'objectif de cette étude est de caractériser l'impact de la géométrie et des conditions opérationnelles sur la distribution de la taille des gouttes et de leurs vitesses provenant d'un jet en rotation. Une classification des régimes de fragmentation sera alors effectuée pour déterminer le régime le plus adapté à notre application. Ces travaux serviront de support pour des perspectives de simulations numériques qui seront évoquées dans le chapitre 5.

# 2. Étude expérimentale

## Sommaire

2.1	Introduction . . . . .	52
2.2	Élaboration des dispositifs expérimentaux . . . . .	53
2.2.1	Banc expérimental . . . . .	53
2.2.2	Impression 3D . . . . .	54
2.2.3	Géométrie de la buse motorisée . . . . .	55
2.2.4	Géométrie du micro-asperseur . . . . .	56
2.3	Matériel d'observation . . . . .	57
2.3.1	Ombroscopie . . . . .	57
2.3.2	Dispositifs pour l'observation de la rotation . . . . .	58
2.4	Traitement d'image . . . . .	60
2.4.1	Détection de la trajectoire . . . . .	60
2.4.1.1	Détection du point de référence . . . . .	60
2.4.1.2	Détection de la ligne centrale . . . . .	61
2.4.2	Détection de la longueur de brisure . . . . .	63
2.4.2.1	Brisure du jet - 5 images . . . . .	63
2.4.2.2	Brisure du jet - 1 image . . . . .	65
2.4.3	Droplet Tracking Velocimetry . . . . .	65
2.5	Équation de la trajectoire . . . . .	68
2.5.1	Trajectoire du jet . . . . .	68
2.5.2	Expérimentation motorisée . . . . .	69
2.5.3	Expérimentation avec le micro-asperseur . . . . .	70
2.6	Balistique . . . . .	71
2.6.1	Généralités . . . . .	71
2.6.2	Référentiel inertiel . . . . .	71
2.6.3	Référentiel non inertiel . . . . .	71
2.6.4	Coefficient de traînée . . . . .	72
2.7	Convergence . . . . .	73
2.8	Conclusion . . . . .	75

## 2.1. Introduction

La compréhension des mécanismes de fragmentation en jeu dans un jet en rotation nécessite en premier lieu son observation. Ce qui motive notre étude est d'analyser comment un jet se fragmente en fonction des vitesses de rotation et quelles sont les caractéristiques de tailles et vitesses de gouttes générées par cette fragmentation. Dans le cas d'un micro-asperseur, la vitesse de rotation est intrinsèquement liée à la géométrie. Ce qui nous amènera à étudier l'impact des paramètres géométriques du micro-asperseur sur la fragmentation du jet. On a décidé d'observer le jet comme *figé* dans sa rotation. A chaque rotation du jet, on doit donc trouver le moyen de déclencher le système d'observation fixe à une position définie. L'idée a été d'utiliser des capteurs rotatifs pour permettre les observations. Dans cette étude, on a réalisé deux types d'expérimentations, Figure 2.1. Pour ces deux types d'expérimentations, on a utilisé la même méthode d'observation par imagerie : l'ombroscopie (Felis-Carrasco (2017) et Stevenin (2012)). Cette méthode a la capacité de nous donner les informations de la morphologie du jet en vue de déterminer les différents régime de fragmentation. Le traitement d'image par DTV (Droplet Tracking Velocimetry) a été appliqué par la suite pour en extraire les informations de tailles et vitesses des gouttes. Le matériel d'observation (caméra / laser) et la partie tournante ont été positionnés sur deux structures distinctes afin d'éviter les gênes dues aux vibrations mécaniques. On a fait le choix d'un jet dans le plan horizontal pour se rapprocher de l'application. Dans ce chapitre on va définir les deux expérimentations et les méthodes de détection de la taille et de la vitesse des gouttes appliquées à ce système en rotation.

## 2.2. Élaboration des dispositifs expérimentaux

### 2.2.1. Banc expérimental

**Expérimentation 1 - rotor motorisé :** On a réalisé une première expérimentation qui nous permettait de contrôler la vitesse de rotation et le débit. Elle permet de voir l'influence de la vitesse de rotation pour un débit choisi. La simplification de la géométrie et le contrôle de la vitesse de rotation ont permis de développer la méthode d'observation. Le contrôle de la vitesse de rotation est effectué par un moteur de 0.75 kW relié à une buse par un axe de transmission. Une pièce d'accouplement relie l'axe au prototype de buse en rotation. Une attention particulière a été portée à l'alignement des différentes pièces pour éviter toutes vibrations au moment de la rotation. La variation de la vitesse de rotation du moteur est guidée par un variateur de fréquence (ATV320) capable de générer une vitesse maximale de 3000 tr/min. La vitesse de rotation est détectée par un capteur rotatif incrémental, voir partie 2.3.2. Les géométries de la buse en rotation sont décrites dans la partie 2.2.3. On a choisi des tailles de buse avec au minimum un diamètre de 1.2 mm pour éviter les effets du colmatage liés à la présence future du produit de traitement.

**Expérimentation 2 - micro-asperseur :** La deuxième expérimentation a eu pour objet d'observer l'atomisation d'un jet provenant de prototypes de micro-asperseurs. Lors de l'observation avec ces micro-asperseurs, la rotation est liée à l'angle d'éjection et la taille du canal. Une force de propulsion due à la déviation par l'angle d'éjection va créer un moment angulaire. Le rayon de courbure, le rayon du prototype et l'angle de sortie vont occasionner des effets différents sur le jet. Suivant le débit et l'angle du canal, la vitesse de rotation peut atteindre 5600 tr/min pour nos configurations. La vitesse de rotation est détectée par un capteur rotatif optique, voir partie 2.3.2. Les géométries des prototypes de micro-asperseur sont décrites dans la partie 2.2.4.

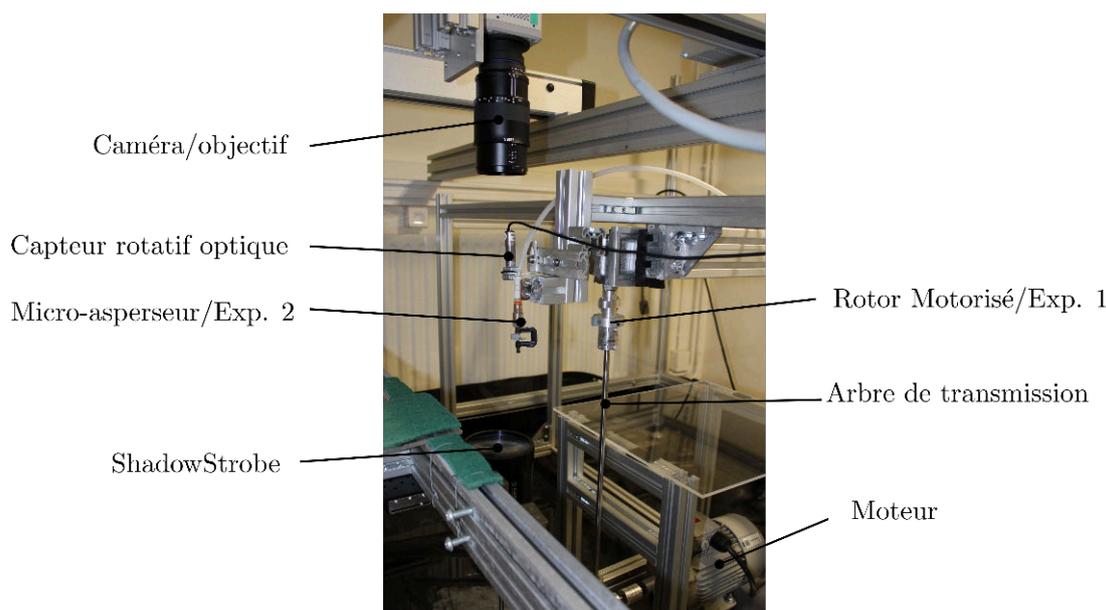


FIGURE 2.1. – Banc expérimental avec les deux expérimentations disposées conjointement.

### 2.2.2. Impression 3D

L'impression 3D est un outil très important pour cette thèse car elle a permis de façonner les différents éléments de nos expérimentations. Les dispositifs existants présentant une large gamme de géométries, on a pu réaliser de nombreux prototypes pour une utilisation avec le banc motorisé et le banc du micro-asperseur. L'impression 3D combinée au dessin [Conception Assistée par Ordinateur \(CAO\)](#) réalisé sur le logiciel ANSYS Spaceclaim nous a permis de varier les formes de prototype pour le micro-asperseur et de tester celles qui seraient les plus adéquates pour notre étude. L'imprimante 3D qui appartient à l'entreprise ROLLAND est une FabPro 1000 utilisant la micro-stéréolithographie. Sa résolution est d'environ  $65 \mu\text{m}$ . Le matériau utilisé est le FabPro GRY qui est un plastique très peu poreux et opaque adapté aux utilisations industrielles.

### 2.2.3. Géométrie de la buse motorisée

La première expérimentation a consisté à réussir à mettre en rotation un jet à haute vitesse de rotation sans perte d'eau. Pour cela, on a donc ajouté un joint tournant étanche capable de tourner à une vitesse de rotation de 3000 tr/min, Figure 2.2. Un joint tournant est une pièce venant de l'industrie qui permet la rotation tout en laissant passer un flux de liquide. On a par la suite ajouté une pièce vissée sur le joint tournant permettant de rediriger le jet dans le plan (x,y) avec une direction radiale uniquement. On a laissé la possibilité de pouvoir changer les buses facilement pour l'expérimentation sur des diamètres différents, voir les plans en Annexe A.1. Les différentes pièces entre la sortie de buse et le joint tournant ont été nécessaires pour favoriser un alignement parfait et éviter la génération de vibrations. Le rayon du prototype avec la buse est de  $R=0.03$  m.

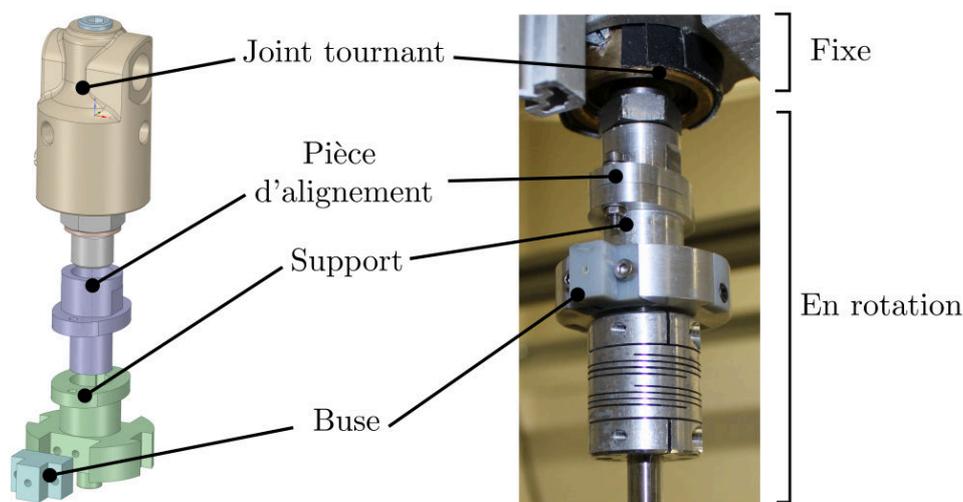


FIGURE 2.2. – Assemblage des pièces composant le rotor pour l'expérimentation motorisée.

Les pièces constitutives de la buse peuvent être changées pour tester différents diamètres de buses et pouvoir accéder à des formes de jets différentes afin d'étudier d'autres modes de fragmentation. Le choix s'est porté sur des buses de diamètres  $d_b=1.2$ , 1.5 et 2.0 mm, Figure 2.3. Ces diamètres sont représentatifs des diamètres utilisés pour les micro-asperseurs. Le rapport  $L_b/d_b$  varie par la seule variation de la taille de la buse, car dans notre dispositif la longueur de la buse  $L_b$  est constante.

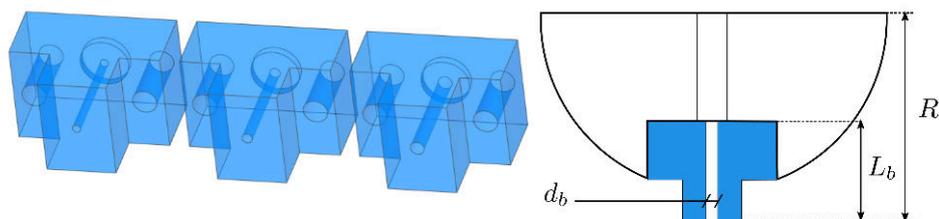


FIGURE 2.3. – Buses de diamètres 1.2, 1.5 et 2.0 mm. Vue en coupe d'une buse avec le diamètre de la buse  $d_b$  et la longueur de la buse  $L_b$ .

### 2.2.4. Géométrie du micro-asperseur

Les micro-asperseurs utilisés pour les expérimentations sont constitués de la base des micro-asperseurs de Rolland Rotojet 3C, Figure 2.4. La partie interchangeable est le rotor (canal). L'eau est éjectée par la buse verticalement dans le canal interne qui a une courbure pour réorienter le jet dans le plan horizontal avec un angle d'éjection  $\alpha$ , voir Figure 2.5. L'impression 3D permet de modifier la partie rotor pour tester différentes formes de canaux et différents angles d'éjection. Le rayon de courbure du canal du rotor du micro-asperseur est le même pour toutes nos expérimentations ( $R=0.015$  m). Les buses du micro-asperseur sont interchangeables et ont des diamètres  $d_b=1.0, 1.2, 1.5$  et  $2.0$  mm.

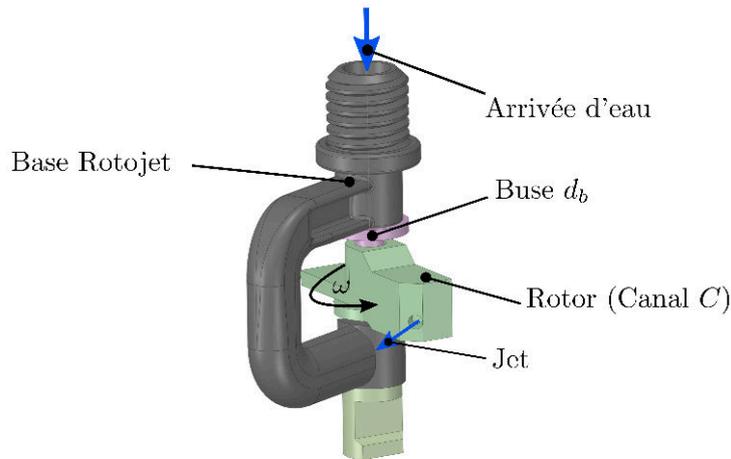


FIGURE 2.4. – Micro-asperseur Rotojet 3C de Rolland avec un prototype de rotor.

On a privilégié un canal fermé pour les prototypes de micro-asperseur afin de confiner le jet, évitant ainsi les débordements latéraux à cause de la force de Coriolis et les intrusions d'air, et permettant de se rapprocher le plus possible de la forme du jet obtenu pour le banc expérimental avec le moteur. En outre, cela permet de limiter la dispersion verticale pour mieux s'adapter à notre système d'observation par imagerie et maximiser le nombre de gouttes détectées. On a choisi par conséquent cette géométrie plus simplifiée bien que moins réaliste. Le diamètre des canaux varie de  $C=1.5, 2.0$  et  $2.5$  mm.

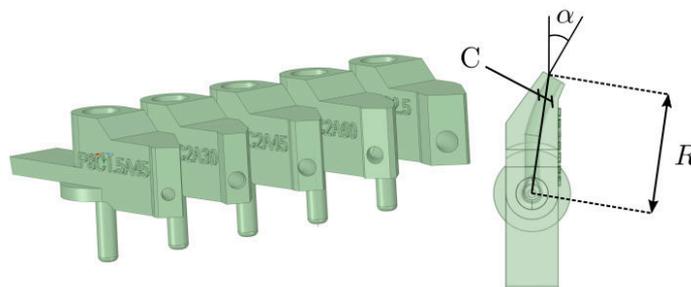


FIGURE 2.5. – Prototypes de rotor et vue en coupe d'un prototype avec le diamètre du canal  $C$ .

## 2.3. Matériel d’observation

### 2.3.1. Ombroscopie

La méthode d’ombroscopie est utilisée pour l’observation de la fragmentation du jet, Figure 2.6. Une caméra 12 bits, 4M ( $2048 \times 2048$  pixels), avec un objectif Zeiss Milvus 2/100M, capture un champ de vue de  $30 \times 30 \text{ mm}^2$ . L’ouverture est de  $f/2$  afin d’avoir une profondeur de champ d’environ 1 mm. La résolution spatiale est de  $14.7 \mu\text{m}/\text{pix}$ , ce qui permet l’observation de gouttes avec un diamètre minimum de  $49.7 \mu\text{m}$  pour un objet détecté ayant une surface de 9 pixels. La conception du banc expérimental s’est concentrée sur la possibilité de réaliser des observations d’ombroscopie le long de la trajectoire du jet dans un référentiel en rotation. L’axe de rotation est l’axe  $z$ . L’orientation de la buse du jet est horizontale, de sorte que le jet soit émis dans le plan horizontal ( $x, y$ ). Un laser double pulse Nd-YAG 135mJ (532 nm) combiné avec un diffuseur laser Dantec Dynamics ShadowStrobe, générant un arrière plan uniforme et non cohérent, est placé en dessous du jet. La caméra PIV/DTV double frame est placée au-dessus du plan décrit par le jet en rotation. La caméra et le laser sont solidaires dans leurs déplacements et, par conséquent, ils sont attachés à la même structure de déplacement.

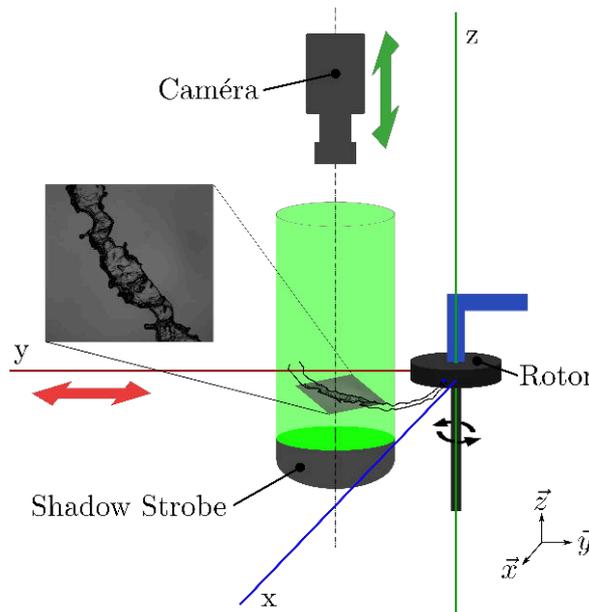


FIGURE 2.6. – Schéma du matériel d’observation par ombroscopie adapté à un jet en rotation.

L’ombroscopie est combinée à de la [Droplet Tracking Velocimetry \(DTV\)](#) pour détecter la taille et la vitesse des gouttes d’eau. Le système capture deux images (*double frame*) avec un temps entre les impulsions (tbp) de l’ordre de  $\sim 10 \mu\text{s}$ . Pour chaque acquisition, 1000 images sont capturées à une fréquence maximale de 5 Hz. Une large population de gouttes est captée ( $> 10^4$ ). Pour les deux expérimentations nous avons des capteurs rotatifs capables de détecter le passage du jet à un angle de rotation défini et de synchroniser le déclenchement du duo caméra / laser lorsque le jet est dans le champ de vision, comme détaillé ci-après.

### 2.3.2. Dispositifs pour l'observation de la rotation

La méthode d'observation est la même pour le banc expérimental motorisé et le micro-asperseur. La seule différence est la méthode de détection de l'angle de rotation, Figure 2.7. D'un côté, on a l'utilisation d'un capteur de position incrémental (cyclic synchronizer) capable de signaler un changement de position angulaire pour le moteur et, de l'autre, on a utilisé un capteur optique dont le passage est détecté par un réflecteur sur le rotor du micro-asperseur. Le jet est en rotation dans le plan  $(x,y)$  avec comme vecteur rotation  $\vec{z}$ . Si la vitesse de rotation est supérieure à la fréquence d'acquisition de la caméra, on détectera le jet tous les 2 ou plus tours. Du fait de son mouvement dans l'espace, on suppose que la forme du jet reste la même pour chaque rotation.

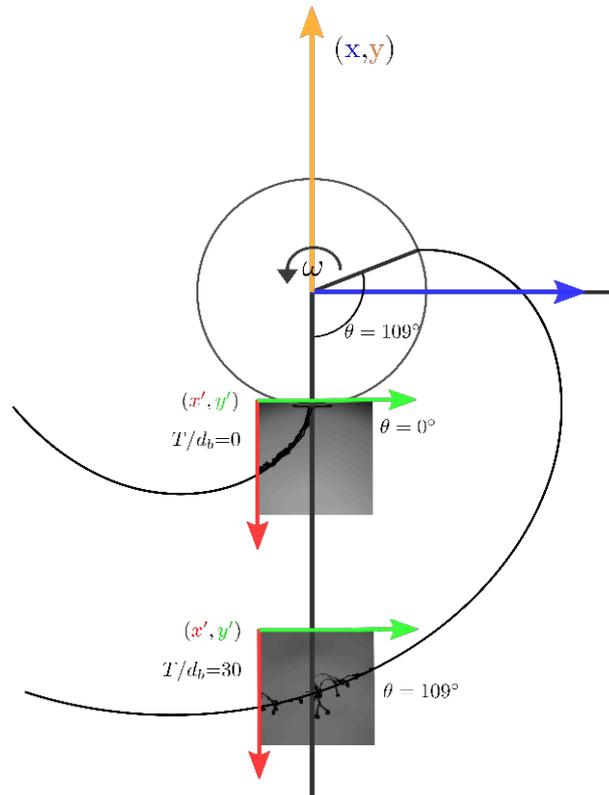


FIGURE 2.7. – Schéma de la méthode d'observation par ombroscopie pour un jet en rotation.

La complexité à observer un jet en rotation est due à son mouvement dans l'espace en fonction du temps. Le mouvement de rotation du jet incurve le jet avec les forces *fictives* centrifuge et de Coriolis. Il devient alors difficile de l'observer dans un repère fixe. Les deux types de capteurs rotatifs utilisés pour suivre la rotation sont décrits dans le paragraphe suivant. La caméra et le laser sont fixés sur un banc de déplacement (Traverse) dans les 3 directions  $(x, y, z)$  ayant une précision de  $6.25 \mu\text{m}$ . On notera que pour la suite on prendra en compte seulement la translation sur l'axe  $y$  que l'on notera  $T$ . On notera que la position radiale par rapport au centre de rotation sera notée  $r$ . L'information du déplacement  $(x, y, z)$  par rapport à un point de référence  $(x_0, y_0, z_0)$  défini au niveau de la buse, combinée à l'angle de rotation  $\theta$  capté par les instruments de mesure (Figures 2.8 et 2.9), permet d'explorer la trajectoire du jet. Suivant la vitesse de rotation, on peut

définir une acquisition toutes les  $n$  rotations. On modifie la vitesse d’éjection du liquide en modifiant le débit qui est contrôlé par une électro-vanne. La vitesse de sortie du jet liquide est  $u_b = 4Q/(\pi d_b^2)$  avec le débit  $Q$  et l’aire calculée avec le diamètre de la buse  $d_b$ . Pour les calculs des vitesses et des nombres adimensionnels, on suppose que l’aire au niveau de la buse est totalement occupée par le fluide. La vitesse orthoradiale est  $u_\theta = R\omega$ , avec  $R$  le rayon du rotor ( $R=0.03$  m pour le moteur et  $R=0.015$  m pour le micro-asperseur).

**Capteur rotatif incrémental : Cyclic synchronizer** L’appareil de mesure (Dantec cyclic synchroniser), Figure 2.8, analyse le capteur rotatif incrémental (ifm RUP500) fixé à l’axe de rotation du moteur grâce à un renvoi d’angle. La fonction de cet appareil de mesure est de détecter l’angle de rotation  $\theta = (\theta_d - \theta_0)$  de la buse pour fixer l’angle de détection  $\theta_d$  par rapport à un point de référence  $\theta_0$ , et ce avec une précision de  $0.1^\circ$ . Nous pouvons alors définir le déclenchement du duo caméra / laser pour un angle de rotation désiré.

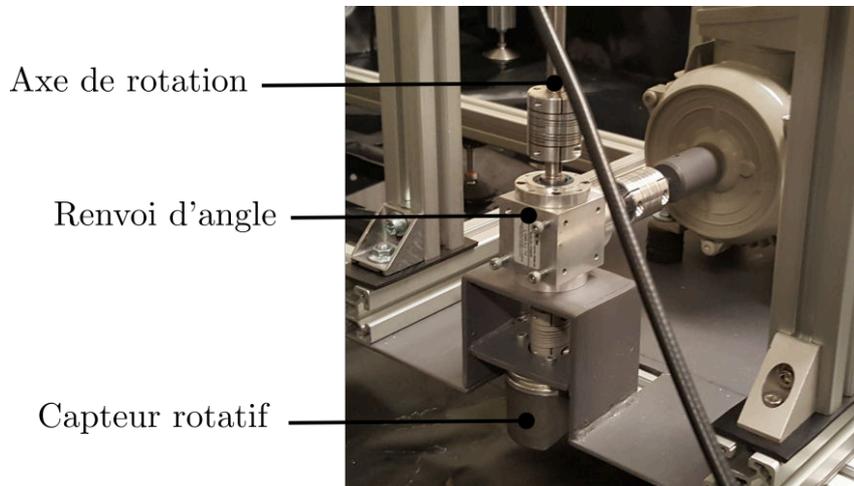


FIGURE 2.8. – Capteur rotatif incrémental fixé à l’axe de rotation du moteur au niveau d’un renvoi d’angle.

**Capteur rotatif optique** L’expérimentation avec un micro-asperseur a nécessité un autre type de capteur rotatif du fait de l’absence d’un axe de rotation. Le micro-asperseur a une rotation naturelle permise par la liaison pivot et l’angle du canal d’éjection. Un des moyens d’observer sa rotation est d’utiliser un capteur optique (Monarch ROS-P), Figure 2.9. On place un réflecteur sur le rotor du micro-asperseur et un capteur optique attaché à la structure fixe à une distance de 10 cm du réflecteur, Figure 2.1. A chaque rotation du réflecteur, le capteur optique envoie un signal TTL (Transistor-Transistor Logic) au synchroniser pour déclencher le système caméra/laser. On peut alors définir un *retard* entre le signal perçu par le capteur optique et le déclenchement du système caméra/laser pour capturer l’image du jet. La vitesse de rotation est connue, par conséquent, le décalage lié au *retard* ( $dt$ ) peut être converti en angle. On prend le temps de référence  $dt_0$  à la position  $x_0$ , puis, comme pour le dispositif avec le moteur, à chaque translation  $T$ , on relève le temps ( $dt_d$ ) où l’on acquiert une image du jet. On obtient la trajectoire du jet en fonction de  $T$  et  $dt = (dt_d - dt_0)$ . L’angle calculé sera alors donné par :  $(\theta = \omega dt \times 360)$  pour avoir un angle en degré.



FIGURE 2.9. – Capteur optique et réflecteur placé sur le micro-asperseur.

Par la suite on ne parlera plus du temps  $dt$  mais de la conversion en angle  $\theta$  pour les deux expérimentations. Plusieurs positions d'observation sont définies avec, pour chacune, un angle de rotation  $\theta$  et un déplacement  $T$  afin de pouvoir étudier la trajectoire du jet et les propriétés liées à son atomisation, Figure 2.7.

## 2.4. Traitement d'image

La méthode d'ombroscopie est une méthode d'imagerie en échelle de niveaux de gris. La sensibilité de la caméra (12 bits) permet d'avoir tous les niveaux de gris entre 0 (noir) et 4095 (blanc). Les algorithmes de traitement d'image ont été développés pour observer dans un premier de manière globale la forme et la position du jet dans le système en rotation. L'information de la longueur de brisure est obtenue grâce à la détection de la trajectoire. Ce qui est une information nécessaire dans le cadre industriel : A quelle distance pouvons-nous placer un micro-asperseur par rapport à sa zone cible pour avoir un jet totalement fragmenté ? L'observation de la taille et la vitesse des gouttes pour les différentes configurations expérimentales est rendue possible grâce à l'application de la DTV.

### 2.4.1. Détection de la trajectoire

La trajectoire du jet est un des éléments importants de caractérisation. Elle permet de voir l'influence de la vitesse d'éjection et de la vitesse de rotation sur l'évolution globale du jet. De plus, le suivi de l'abscisse curviligne de la trajectoire du jet en rotation permettra de calculer la longueur de brisure. Nous avons utilisé le logiciel Matlab et son *Image Processing Toolbox* pour analyser nos images. Dans le programme Matlab une méthode de segmentation par seuillage adaptatif sera utilisée. C'est une méthode qui calcule un seuil pixel par pixel sur toute l'image. On peut alors binariser l'image en fonction d'un seuil. Sur une image  $I(x,y)$ , si le pixel  $P(x,y) > S(x,y)$ , avec  $S(x,y)$  le seuil défini à ce pixel, alors  $P(x,y)=1$  sinon  $P(x,y)=0$ . Ceci est appliqué à tous les pixels.

#### 2.4.1.1. Détection du point de référence

**Définition d'une image :** Par définition, les images ont un système de coordonnées propre à elles. Le point (0,0) est situé à l'angle en haut à gauche. L'axe des  $x$  est horizontal et les coordonnées  $y$  sont du haut vers le bas, voir Figure 2.7. Lors de la détection des

gouttes ou des interfaces, nous devons nécessairement faire une transformation pour replacer ce système de coordonnées sur une base orthonormée classique. Nous devons pour cela connaître exactement notre point de référence.

**Point de référence :** Le point de référence  $(x'_0, y'_0, z'_0)$  est le point au centre du jet au niveau de la sortie de la buse, voir Figure 2.10. Ce point sert de référence pour les autres images. Il permet de se repérer dans le référentiel global  $(x, y, z)$  par rapport au centre de rotation car le rayon du rotor est connu. L'axe  $x$  sera calculé comme  $x = x' - x'_0$  et l'axe  $y$  comme  $y = R + (y' - y'_0)$ . Le point de référence est unique pour chaque configuration de l'expérimentation avec le micro-asperseur. Par ailleurs, pour l'expérimentation motorisée, il sera le même pour chaque buse.

#### 2.4.1.2. Détection de la ligne centrale

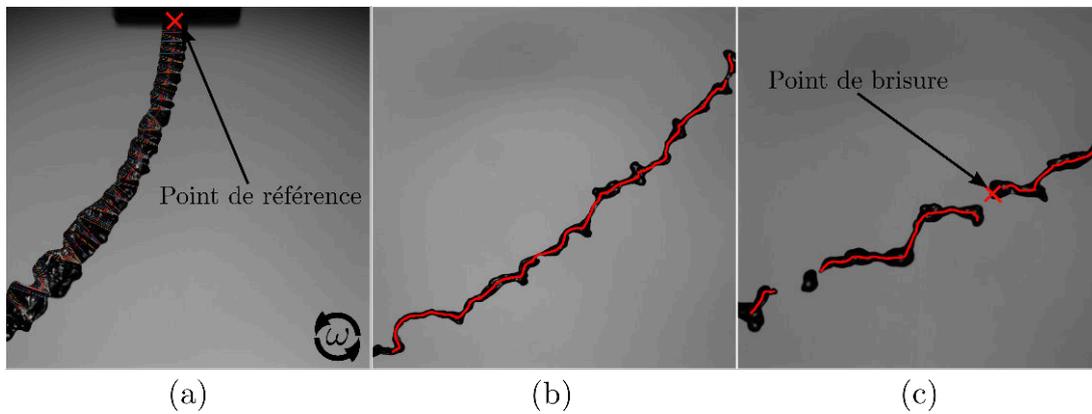


FIGURE 2.10. – Images de la détection de la ligne centrale pour différentes positions. (a) Position à la sortie de la buse avec le point de référence, (b) Position le long de la trajectoire à  $s/s_{LBK} = 0.6$ . (c) Position à la longueur de brisure,  $s/s_{LBK} = 1$ .

La ligne centrale du jet peut être détectée par plusieurs méthodes. On a choisi deux méthodes pour la capter. La première se base sur la détection de l'interface du jet grâce au seuillage adaptatif. L'image est binarisée au niveau de contraste de 0.5 qui correspond à l'intensité entre la valeur maximale et minimale de l'image. Puis l'utilitaire *bwboundaries* va détecter les pixels à l'interface. Ensuite, à partir des deux interfaces de part et d'autre du jet, on calcule les distances euclidiennes entre les deux interfaces à un nombre de points défini. En prenant le centre de ces éléments, on a alors la ligne centrale qui représente la trajectoire moyenne du jet. On utilise cette méthode pour le jet en sortie de buse où le jet est très large et peu dispersé. La deuxième méthode est l'utilisation d'une fonction Matlab pour la squelettisation du cœur liquide. Elle utilise un algorithme qui va réaliser un amincissement topologique d'une forme jusqu'à son axe médian. C'est une méthode de morphologie très utilisée dans l'imagerie médicale. Lorsque le jet est totalement dispersé et sous forme de gouttes, on utilisera le centre de masse de chaque goutte pour réaliser un ajustement de courbe. Notre dispositif est capable d'observer la trajectoire en spirale du jet dans le référentiel en rotation. On réalise un changement de référentiel du repère local  $(x', y')$  de l'image à un repère global  $(x, y)$  du laboratoire, avec comme origine le centre de

rotation. Ceci correspond à une translation et une rotation des coordonnées locales, voir Figure 2.11 et équation (2.1). On a donc alors :

$$\begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} = R_\theta \begin{pmatrix} x' \\ y' + T \end{pmatrix} \quad (2.1)$$

avec la matrice de rotation  $R_\theta = \begin{pmatrix} \cos(\theta) & -\sin(\theta) \\ \sin(\theta) & \cos(\theta) \end{pmatrix}$ , où  $T$  est la translation sur l'axe  $y$ .

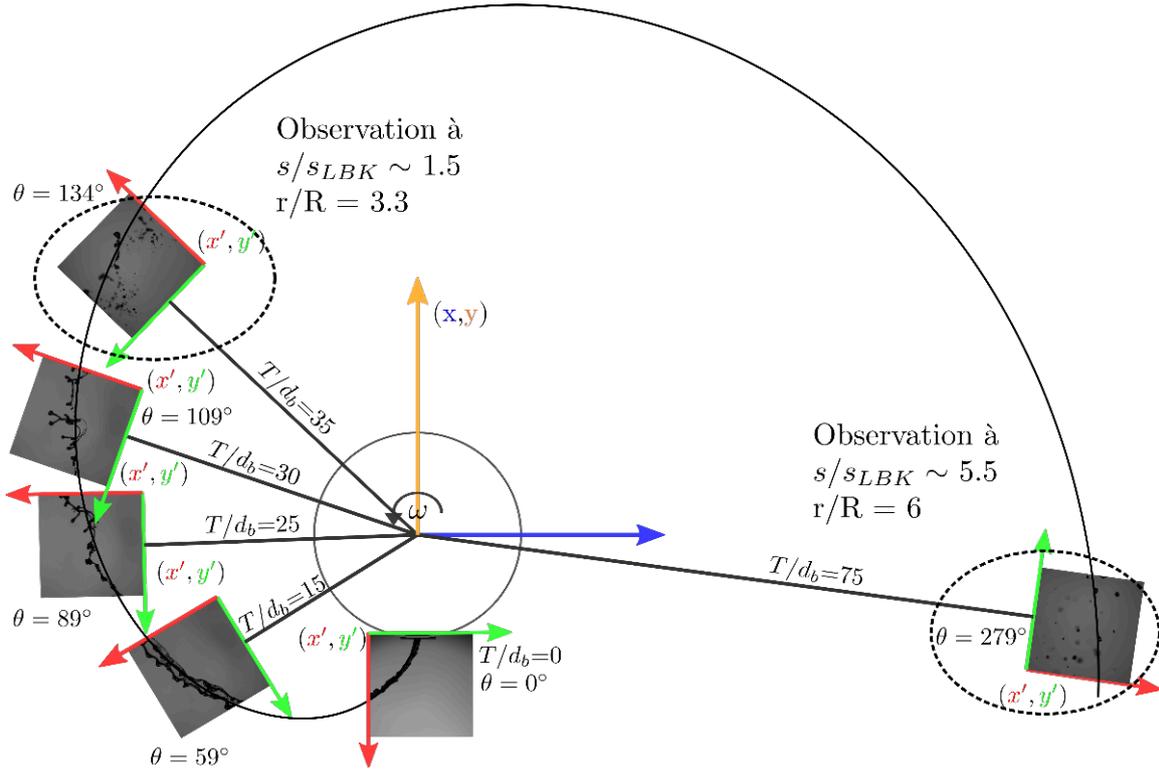


FIGURE 2.11. – Schéma du changement de référentiel des images prises par ombroscopie pour la configuration  $d_b = 2.0$  mm,  $Q = 75$  L/h et  $\omega = 2900$  tr/min.

Pour déterminer la trajectoire, on détecte les images sur plusieurs positions. La première position est au niveau de la buse pour définir le point de référence  $(x_0, y_0, z_0)$  et la trajectoire du cœur liquide en sortie de buse. La deuxième position est située avant la zone de brisure qui nous sert à caractériser la longueur de brisure ( $s/s_{LBK} < 1$ ) avec  $s$  l'abscisse curviligne définie comme la sommation des éléments de longueur  $ds = (dx^2 + dy^2)^{1/2}$  le long de la trajectoire. La longueur  $s_{LBK}$  est définie comme l'abscisse curviligne au niveau de la brisure du jet, Figure 2.11. Notons la possibilité de positionner l'image en fonction de la position radiale  $r/R$  normalisée par le rayon du rotor  $R$ . Puis, la dernière position est à l'emplacement du jet pleinement atomisé ( $s/s_{LBK} > 1$ ). Avec les informations de l'interface du jet et le centre de masse des gouttes, on peut en déduire la trajectoire moyenne du jet. L'équation paramétrique de la trajectoire est ajustée sur la trajectoire centrale détectée grâce aux différentes images prises aux différentes positions.

### 2.4.2. Détection de la longueur de brisure

La longueur de brisure est la longueur où le jet aura un pincement et il y aura la séparation du cœur liquide en ligaments, Figure 2.10, (c). La longueur de brisure est détectée grâce à la détection de l'interface. Il y a deux configurations pour la détection de la longueur de brisure. Dans le cas où le jet n'a pas tendance à se briser toujours au même endroit, on observe suivant les images différentes positions de brisure, on aura ici recours à des méthodes statistiques sur plusieurs positions pour prédire la longueur de brisure du jet. Dans l'autre cas, la brisure sera très localisée et détectable sur une seule position. Par conséquent, deux méthodes sont développées pour détecter les différentes brisures du jet.

#### 2.4.2.1. Brisure du jet - 5 images

Lorsque l'on a besoin d'observer plusieurs positions pour détecter la brisure du jet, on se déplace le long de la trajectoire du jet sur 5 positions différentes pour détecter la probabilité d'avoir une brisure ou non. Pour cela, on enregistre 200 images par position du jet.

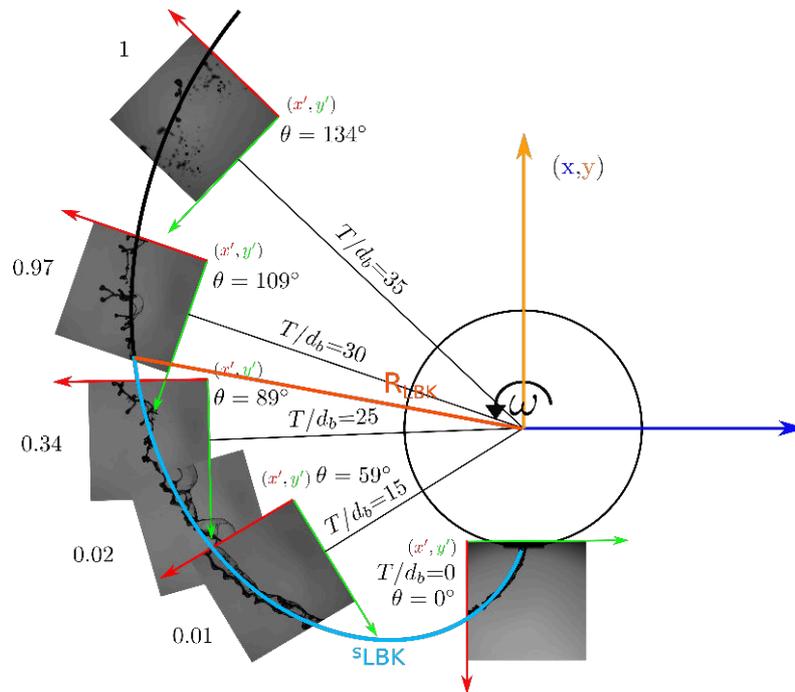


FIGURE 2.12. – Détection de la probabilité d'avoir la brisure du jet pour chaque position le long de la trajectoire.

On applique ensuite un algorithme de traitement d'image sur Matlab pour détecter si oui ou non l'interface du ligament est discontinue. La probabilité est indexée à chaque centre d'image et par conséquent pour chaque position, Figure 2.12. La fonction de probabilités en fonction de l'abscisse curviligne est ajustée par une loi normale de distribution. La longueur de brisure est la probabilité ayant un maximum d'occurrence.

On utilise une fonction de distribution normale cumulée (CDF) qui représente l'intégrale de la densité de probabilité de la loi normale pour tout nombre réel  $x$ . Dans le cas présent

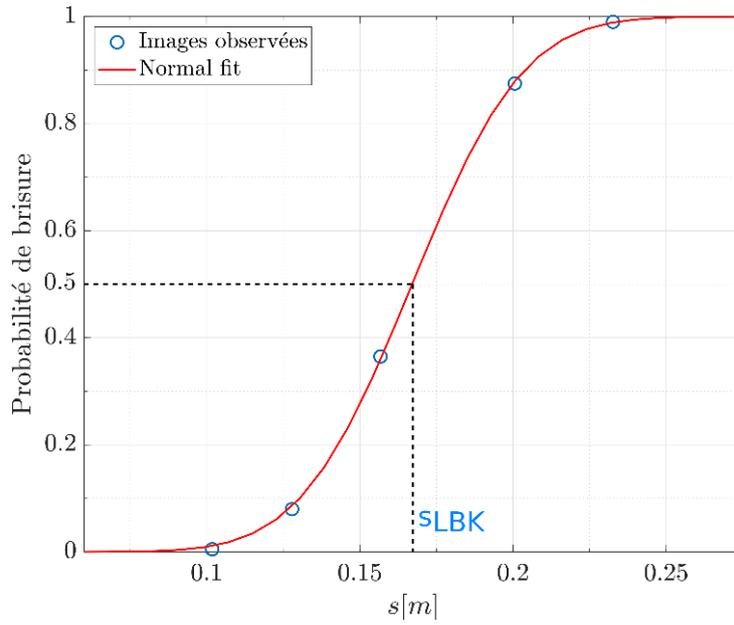


FIGURE 2.13. – Probabilité de détecter la longueur de brisure et ajustement avec une loi normale sur 5 positions différentes.

$x$  correspond à l'abscisse curviligne  $s$ .

$$p = F(x|\mu, \sigma) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^x \exp\left(-\frac{(t-\mu)^2}{2\sigma^2}\right) dt \quad (2.2)$$

avec  $\mu$  la moyenne et  $\sigma$  l'écart type.  $\mu$  et  $\sigma$  sont définis par une méthode de régression pour que la CDF soit ajustée à nos données. L'abscisse curviligne entre le point d'éjection du jet et le point de rupture sera la longueur de brisure. On peut alors calculer la longueur de brisure du jet pour chaque configuration. Le rayon de brisure est défini comme la distance la plus courte entre le bord du rotor et le point de rupture, Figure 2.13.

### 2.4.2.2. Brisure du jet - 1 image

Pour la deuxième méthode de détection de la longueur de brisure, nous détectons la brisure seulement sur une image par détection du point en extrémité du cœur liquide brisé. On a alors entre 200 et 500 images captées suivant les configurations et, par conséquent, une multitude de points de brisure correspondant au nombre d'images. On applique alors une loi normale bidirectionnelle pour détecter le point de brisure le plus probable, Figure 2.14. L'équation 2.3 représente la fonction de densité de probabilité de la loi normale multidirectionnelle. Pour deux dimensions, on aura  $d=2$ . La loi normale cumulée est calculée numériquement dans le logiciel Matlab car elle n'a pas de solution analytique. Cela peut nous donner aussi les informations sur la disparité des points détectés.

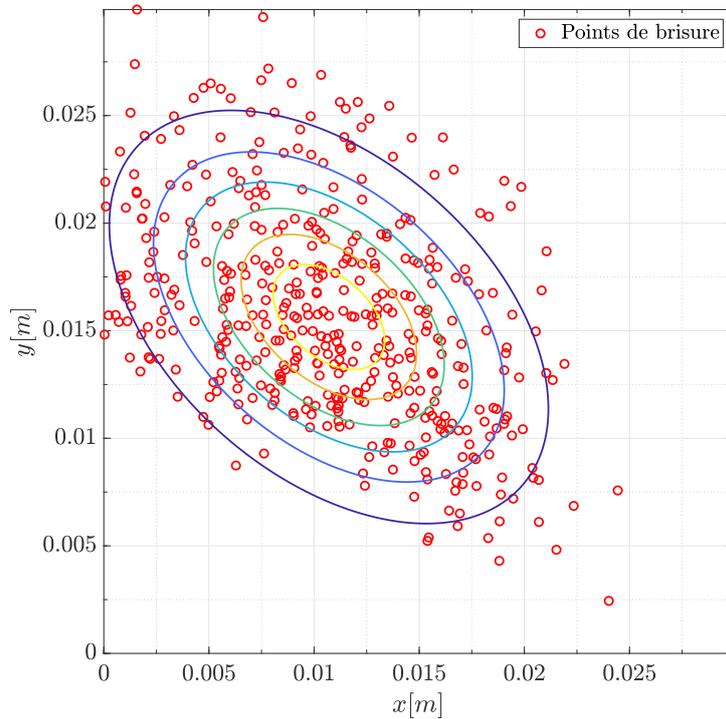


FIGURE 2.14. – Probabilité de détecter le point de brisure avec une loi normale bidirectionnelle. Les points rouges représentent chaque point de brisure détecté sur une image de  $30 \times 30 \text{ mm}^2$ .

$$y = f(x, \mu, \Sigma) = \frac{1}{\sqrt{|\Sigma|(2\pi)^d}} \exp\left(-\frac{1}{2}(x - \mu)\Sigma^{-1}(x - \mu)^T\right) \quad (2.3)$$

avec  $x$  un vecteur position,  $\mu$  le vecteur moyen représentant le centre et  $\Sigma$  la matrice de covariance.

### 2.4.3. Droplet Tracking Velocimetry

Cette partie s'appuie sur les travaux des thèses précédentes au sein du laboratoire, [Felis-Carrasco \(2017\)](#) et [Stevenin \(2012\)](#), qui ont porté sur le développement d'un traitement d'image par DTV. Le traitement d'image est essentiel pour extraire les informations

quantitatives des observations, Figure 2.15. Les tailles et les vitesses de gouttes ont été détectées par le logiciel DynamicStudio de Dantec Dynamics. La méthode d'imagerie utilisée est une méthode de segmentation, Yon (2003), Felis, Tomas et al. (2020) par transformée en ondelette. Après la phase de seuillage, chaque goutte détectée est isolée et analysée localement. On définit le contraste local  $C_0$ , Equation 2.4, normalisé pour chaque goutte avec  $i$  l'intensité de niveau de gris de l'image locale. Les gouttes ayant un contraste  $C_0 < 0.5$  sont rejetées de l'analyse pour ne garder que les gouttes les plus nettes. Après le filtrage, l'image est normalisée. Cela veut dire que les niveaux de gris dans l'image locale de la goutte seront définis entre  $i_{min}=0$  et  $i_{max}=1$ . Le diamètre de la goutte est généralement calculé en fonction de son aire projetée sur le plan (x,y). Le contour de la goutte dans l'image locale normalisée sera défini comme les pixels correspondant à une valeur d'intensité de niveau de gris de  $i=0.61$ , Felis, Tomas et al. (2020). Dans cette étude, le calcul du diamètre d'une goutte se base sur le volume calculé à partir de la forme de la goutte. Ce volume est obtenu en divisant la goutte en tranches perpendiculaires au principal axe d'inertie, Daves, Buckius et al. (1993). On aura alors le diamètre  $d_V = (6V_{0.61}/\pi)^{1/3}$ , avec le volume  $V_{0.61}$  calculé pour le contour à  $i=0.61$ .

$$C_0 = \frac{i_{max} - i_{min}}{i_{max} + i_{min}} \quad (2.4)$$

Les particules détectées ont aussi une certaine position dans la profondeur de champ. La profondeur de champ est la zone où les objets apparaissent nets. Suivant les caractéristiques de l'objectif et l'ouverture du diaphragme, on aura une plus ou moins grande profondeur de champ. On a choisi une ouverture au maximum f/2.0 pour minimiser la profondeur de champ. Elle est inférieure à 1 mm suivant les caractéristiques de l'objectif. Nous avons dans cette étude choisi de rejeter toutes les gouttes floues captées pour éviter une trop grande erreur de mesure.

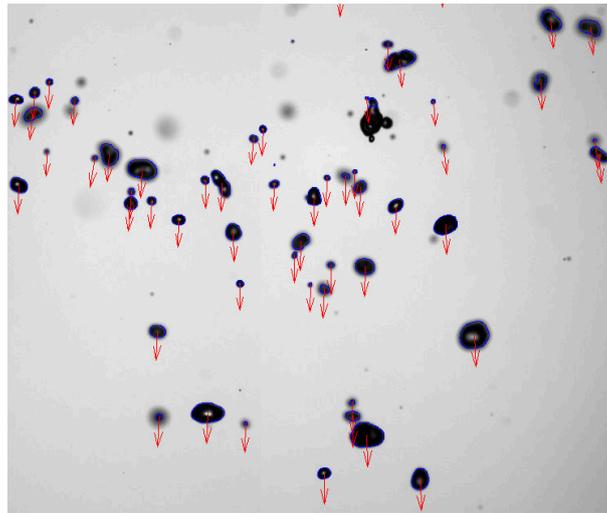


FIGURE 2.15. – DTU appliquée à une image par ombroscopie. Dans cette image toutes les gouttes ont été détectées par DTU. Dans l'analyse finale, les gouttes les moins nettes sont rejetées.

Un point à noter est que les gouttes les plus grandes voient une faible évolution de leur contraste lors du déplacement dans la profondeur de champ alors que les petites gouttes

ont un contraste qui varie très rapidement, ce qui va réduire le volume de mesure qui leur est associé. La détection des gouttes par imagerie pour un jet en rotation doit prendre en considération l'évolution du rapport entre le champ de vue de la caméra  $l^2$ , avec  $l$  la largeur du champ de vue et la zone d'observation totale  $\Lambda = \pi((T + R + l)^2 - (T + R)^2)$ . Si l'on

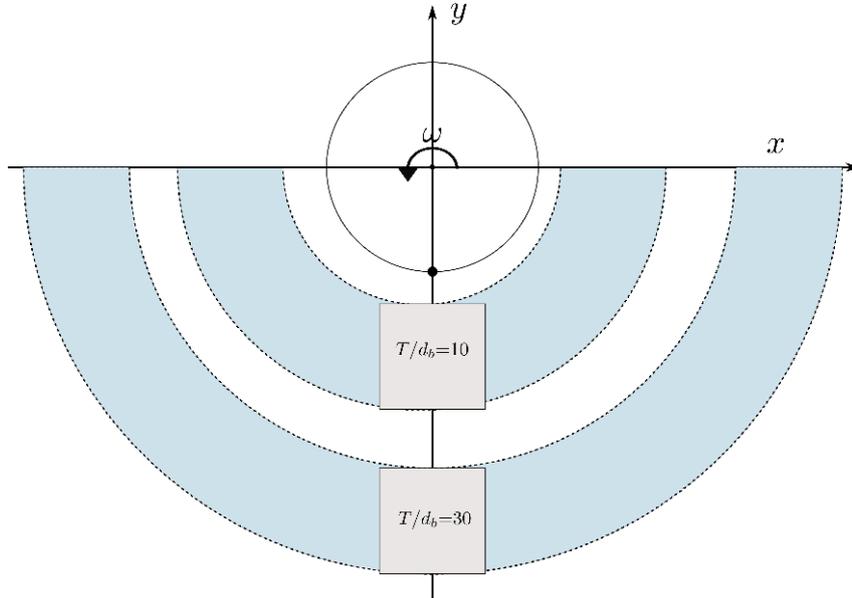


FIGURE 2.16. – Champ de vue en fonction de la zone d'observation dans un système en rotation.

ne considère que le plan  $(x,y)$  et que la profondeur de champ est très faible, on aura alors le rapport  $l^2/\Lambda$  qui va évoluer comme  $[\pi(2(T + R)/l + 1)]^{-1}$ , avec  $R$  le rayon du rotor et  $T$  le déplacement radial. Ce ratio va décroître radialement comme on peut l'observer sur la Figure 2.16. Cela aura un impact sur le nombre de gouttes détectées par la DTV. De plus, on peut imaginer une dispersion des gouttes sur l'axe vertical ( $z$ ) également. Dans notre étude, on n'a réalisé qu'une seule observation sur l'axe des  $z$  car, avec la méthode d'imagerie choisie, cela nécessitait trop d'acquisitions. La position verticale d'acquisition choisie pour nos expérimentations est la plus proche du centre du jet. Du fait du rapport entre le champ de vue et la zone d'observation totale, on aura une perte de détections qui sera bien plus importante que pour les jets fixes. On a connaissance de cet effet sur la détection mais on n'applique pas de correctif. Cela pourra expliquer en partie l'évolution de la distribution de la taille des gouttes lorsqu'on s'éloigne du centre de rotation, voir les chapitres 3 et 4.

## 2.5. Équation de la trajectoire

### 2.5.1. Trajectoire du jet

La trajectoire du jet en rotation dépend de plusieurs paramètres : la vitesse de rotation, la vitesse d'éjection et la force de frottement exercée par l'air sur le coeur liquide et les gouttes. La trajectoire revêt une importance dans l'étude de l'étirement du coeur liquide et de la forme du jet lui-même. On peut retrouver l'étude des équations de trajectoire pour les disques en rotation dans les travaux de [Kamiya \(1972\)](#), [Keshavarz, Houze et al. \(2020\)](#) et [Mencinger, Bizjan et al. \(2015\)](#). La particularité de la trajectoire pour les disques en rotation est que la vitesse radiale  $v_r \sim 0$ . Le fluide à l'extrémité du disque a une vitesse quasiment nulle et est éjecté suivant une direction tangentielle avec une vitesse  $v_\theta \sim R\omega$ . Dans la littérature, on parle de *Développante du cercle* qui a été étudiée par Huygens, [Huygens \(1673\)](#), lorsqu'il cherchait à concevoir des horloges sans pendule. Dans les injecteurs Slinger, les sècheurs industriels et les micro-asperseurs, on a une composante tangentielle qui s'ajoute à une composante radiale. Dans le cas des sècheurs industriels, le liquide éjecté des orifices par la force centrifuge va acquérir une vitesse radiale le long du canal. L'équation d'une telle trajectoire a été formalisée par [Kuhnenn, Joensen et al. \(2018\)](#) et [Sidawi, Moroz et al. \(2021\)](#).

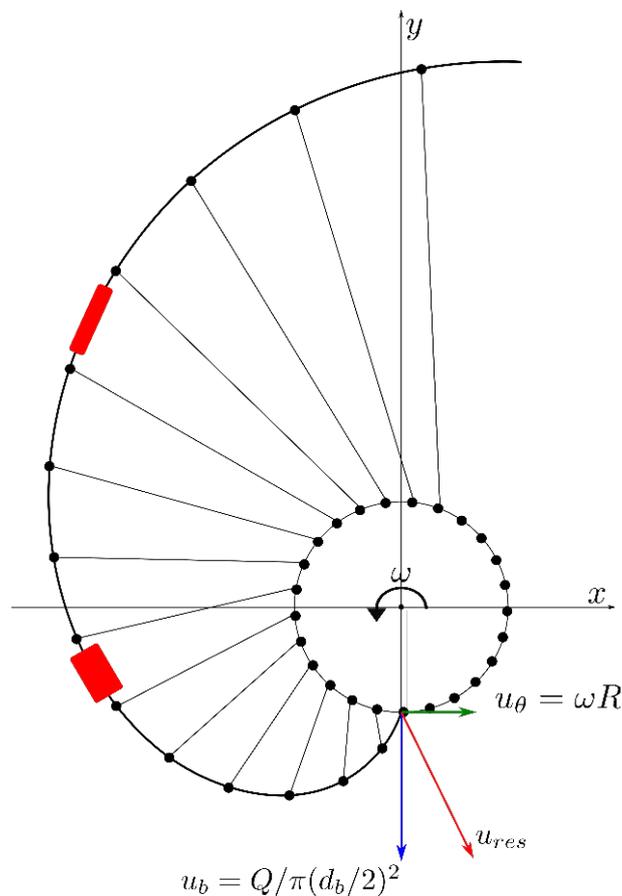


FIGURE 2.17. – Schéma de la trajectoire des gouttes dans le référentiel inertiel et le référentiel en rotation.

Dans le référentiel inertiel (laboratoire), les gouttes ont des trajectoires rectilignes et les lignes d'émission sont des spirales. On est dans le cas d'un régime non permanent. Dans le référentiel non inertiel (en rotation), les trajectoires et les lignes d'émission coïncident. On est dans le cas d'un régime permanent. Le schéma de la Figure 2.17 décrit la rotation d'un jet issu d'une buse. Les gouttes avec leurs trajectoires rectilignes ont une vitesse relative de norme  $u_{res}$ . On remarque aisément l'étirement du jet sur la Figure 2.17 dans l'espace.

### 2.5.2. Expérimentation motorisée

Dans le cas de l'expérimentation avec le moteur, on considère le jet liquide comme un ensemble de gouttes. Elles quittent la buse avec une vitesse  $\mathbf{U}_{res} = u_b \vec{e}_r + R\omega \vec{e}_\theta$  dont la norme est  $u_{res} = (u_b^2 + (R\omega)^2)^{1/2}$ . Dans le référentiel inertiel il y aura des trajectoires droites. La Figure 2.18 montre que ce sont les gouttes émises à un temps précédant le temps  $t_0$  de l'éjection du jet qui réalisent la trajectoire en spirale dans le référentiel en rotation. On a alors différents temps dans le passé  $t < t_0$ . On exprime le paramètre  $\phi = \omega(t_0 - t)$  comme l'angle du rotor depuis le début de la rotation à  $t_0$ . Pour l'expression analytique de l'équation de la trajectoire, on ne considère pas les forces aérodynamiques, il y aura par conséquent une différence avec la trajectoire captée par la méthode de détection.

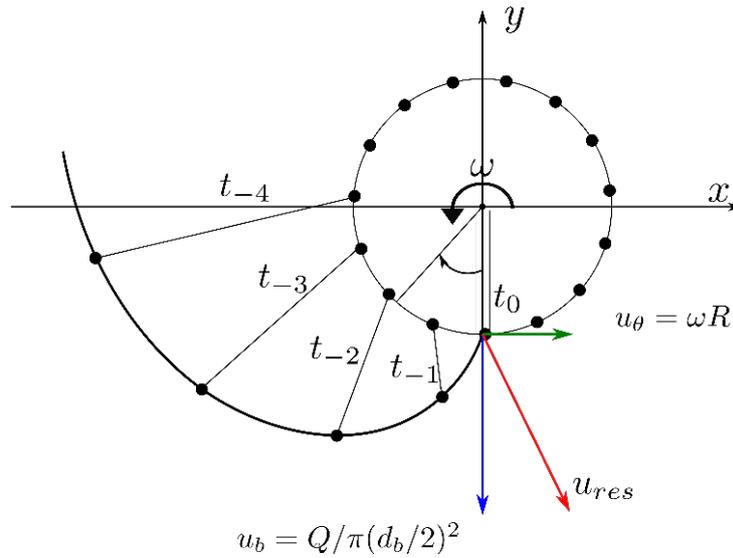


FIGURE 2.18. – Schéma de la mise en rotation du jet dans un système motorisé.

La spirale se développe comme l'équation de la position  $\mathbf{X}$  :

$$\mathbf{X} = \mathbf{X}_0 + \mathbf{U}[t_0 - t] \quad (2.5)$$

avec la position initiale

$$\mathbf{X}_0 = -R \sin \phi \vec{e}_x - R \cos \phi \vec{e}_y \quad (2.6)$$

et les vecteurs unitaires

$$\begin{cases} \vec{e}_r = -\sin \phi \vec{e}_x - \cos \phi \vec{e}_y \\ \vec{e}_\theta = \cos \phi \vec{e}_x - \sin \phi \vec{e}_y \end{cases} \quad (2.7)$$

On a alors  $\mathbf{X}_{\text{mot}}$  comme le système d'équations sur  $(\vec{e}_x, \vec{e}_y)$  :

$$\begin{cases} -R[(1 + \phi u_b/u_\theta)\sin\phi - \phi\cos\phi] \\ -R[(1 + \phi u_b/u_\theta)\cos\phi - \phi\sin\phi] \end{cases} \quad (2.8)$$

Cela représente l'équation de la spirale dans le référentiel en rotation pour l'expérimentation motorisée.

### 2.5.3. Expérimentation avec le micro-asperseur

La géométrie d'un micro-asperseur est plus complexe. L'angle d'éjection dévie le jet. Celui-ci est émis avec un angle de  $(\alpha - \theta_c)$  (Figure 2.19) par rapport à la composante radiale. Il faut considérer l'angle d'éjection  $\alpha$  et l'angle entre l'extrémité du canal et l'axe vertical  $y$ ,  $\theta_c$ . La vitesse résultante est sensiblement réduite à cause de l'angle d'éjection qui est opposé au sens de rotation. On reprend la méthode évoquée avec le jet en rotation motorisée. Il y a alors une équation de trajectoire légèrement modifiée car l'éjection du jet aura un angle  $\alpha$  par rapport à l'axe radial. La vitesse de l'émission des gouttes a la direction indiquée sur le schéma, avec  $\mathbf{U}_{\text{res}} = u_b\cos(\alpha - \theta_c)\vec{e}_r + (u_\theta - u_b\sin(\alpha - \theta_c))\vec{e}_\theta$  dont la norme  $u_{\text{res}} = (u_b^2 + u_\theta^2 - 2u_bu_\theta\sin(\alpha - \theta_c))^{1/2}$ .

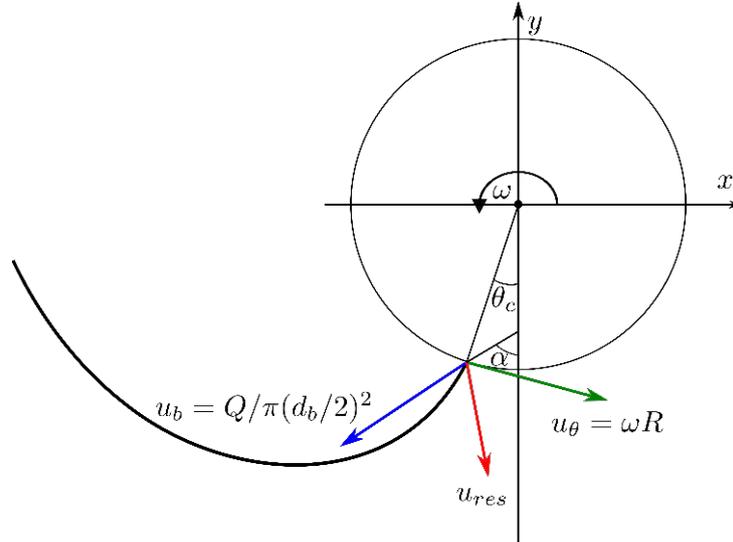


FIGURE 2.19. – Schéma de la mise en rotation du jet dans le cas d'un micro-asperseur.

En modifiant les termes de l'équation précédente, on aura alors  $\mathbf{X}_{\text{ma}}$  comme le système d'équations sur  $(\vec{e}_x, \vec{e}_y)$  :

$$\begin{cases} -R[(1 + \phi\cos(\alpha - \theta_c)u_b/u_\theta)\sin(\phi + \theta_c) - \phi(1 - (u_b/u_\theta)\sin(\alpha - \theta_c))\cos(\phi + \theta_c)] \\ -R[(1 + \phi\cos(\alpha - \theta_c)u_b/u_\theta)\cos(\phi + \theta_c) - \phi(1 - (u_b/u_\theta)\sin(\alpha - \theta_c))\sin(\phi + \theta_c)] \end{cases} \quad (2.9)$$

## 2.6. Balistique

### 2.6.1. Généralités

La trajectoire du jet est mise en équations comme on a pu le voir dans les parties précédentes. En revanche, lorsqu'on réalise des observations loin du centre de rotation, les forces aérodynamiques ont un impact significatif sur la trajectoire des gouttes. Par conséquent, nous devons utiliser un modèle de balistique en prenant en compte les forces aérodynamiques. La balistique est la science des trajectoires d'un objet en mouvement et soumis à des forces extérieures. Dans notre cas, l'objet est une goutte d'eau sphérique en mouvement dans l'air. C'est une approximation car on ne prend pas en compte le jet liquide dans son ensemble. En réalité, la tension de surface du cœur liquide est opposée à la résistance de l'air. On effectue un changement de référentiel en effectuant une rotation pure (origine commune) et uniforme (vitesse de rotation  $\omega$  constante).

### 2.6.2. Référentiel inertiel

Les méthodes numériques sont utilisées pour résoudre les équations différentielles complexes. On utilise l'ODE45 de MATLAB avec la méthode de résolution des équations différentielles de Runge-Kutta. La méthode repose sur l'équation du mouvement dans un référentiel sans rotation avec uniquement la force de résistance de l'air.  $\mathbf{u}$  est le vecteur vitesse de la goutte. Il peut être dans le référentiel inertiel (I) ou le référentiel en rotation (R).

$$\frac{d\mathbf{u}_I}{dt} = -\frac{k}{m}|\mathbf{u}_I|\mathbf{u}_I \quad (2.10)$$

avec  $k = 1/2\rho_G A_F C_d$  et  $m = \rho_L \pi/6 D^3$ ,  $A_F$  la surface en contact avec l'air, généralement  $A_F = \pi R^2$  et  $C_d$  le coefficient de traînée. Le coefficient de traînée est défini en fonction de la vitesse relative entre l'air et la particule.

### 2.6.3. Référentiel non inertiel

La relation entre la vitesse dans le référentiel inertiel et dans le référentiel en rotation est exprimée en fonction de la vitesse de rotation  $\boldsymbol{\omega}$  et de la distance  $\mathbf{OP}$  de la particule dans le référentiel en rotation :

$$\mathbf{u}_I = \mathbf{u}_R + \boldsymbol{\omega} \wedge \mathbf{OP} \quad (2.11)$$

En développant pour avoir l'expression de l'accélération dans le référentiel en rotation, on a alors l'apparition des forces *fictives* de Coriolis et centrifuge  $F_{cr}$  et  $F_{cg}$  :

$$\left(\frac{D\mathbf{u}_I}{Dt}\right)_I = \left(\frac{D\mathbf{u}_R}{Dt}\right)_R + 2\boldsymbol{\omega} \wedge \mathbf{u}_R + \boldsymbol{\omega} \wedge \boldsymbol{\omega} \wedge \mathbf{OP} \quad (2.12)$$

Si on remplace les vitesses et accélérations de l'équation de la trajectoire du référentiel inertiel pour être dans le référentiel en rotation, on obtient :

$$\frac{d\mathbf{u}_R}{dt} + 2\boldsymbol{\omega} \wedge \mathbf{u}_R + \boldsymbol{\omega} \wedge \boldsymbol{\omega} \wedge \mathbf{OP} = -\mathbf{g} - \frac{k}{m}|\mathbf{u}_R + \boldsymbol{\omega} \wedge \mathbf{OP}|(\mathbf{u}_R + \boldsymbol{\omega} \wedge \mathbf{OP}) \quad (2.13)$$

Avec :

$$\boldsymbol{\omega} \wedge \mathbf{OP} = \begin{pmatrix} -\omega y \\ \omega x \\ 0 \end{pmatrix} \quad (2.14)$$

On a alors le système d'équations :

$$\begin{cases} \frac{du}{dt} = 2\omega u_y + \omega^2 x - \frac{k}{m}|V|u_x + \frac{k}{m}\omega y \\ \frac{dv}{dt} = -2\omega u_x + \omega^2 y - \frac{k}{m}|V|u_y + \frac{k}{m}\omega x \\ \frac{dw}{dt} = -\frac{k}{m}|V|u_z - g \end{cases} \quad (2.15)$$

avec

$$|\mathbf{u}_R + \boldsymbol{\omega} \wedge \mathbf{OP}| = |V| = \sqrt{(u_x - \omega y)^2 + (u_y + \omega x)^2 + u_z^2} \quad (2.16)$$

#### 2.6.4. Coefficient de traînée

Le coefficient de traînée dépend de la nature de l'écoulement autour de la sphère de diamètre  $d$  et s'exprime en fonction du nombre de Reynolds particulaire  $Re_p$ . Il y a une grande différence de coefficient de traînée selon que l'écoulement est laminaire, transitoire ou turbulent. On exprime  $u_{res}$  la vitesse relative d'une particule entre le liquide et l'air. La force de traînée calculée par la loi de Stokes est :

$$F_D = 3\pi\mu_f d u_{res} \quad (2.17)$$

Le nombre de Reynolds particulaire exprimé par :

$$Re_p = \frac{\rho_g |u_{res}| d}{\mu_g} \quad (2.18)$$

Le coefficient de traînée de Stokes qui est valide lorsque  $Re_p \ll 1$  :

$$C_d = \frac{24}{Re_p} \quad (2.19)$$

L'expression du coefficient de traînée, d'après [Schiller et Naumann \(1935\)](#) cité dans le livre de [Lefebvre et McDonell \(2017\)](#) est :

$$C_d = \frac{24}{Re_p} (1 + 0.15 Re_p^{0.687}) \quad Re_p \leq 10^3 \quad (2.20)$$

$$C_d = 0.44 \quad Re_p > 10^3 \quad (2.21)$$

Dans notre configuration, le coefficient de traînée sera fonction de la vitesse et de la position dans le référentiel inertiel car, comme expliqué plus haut, les gouttes ont des trajectoires rectilignes uniformes dans ce référentiel. Le choix de la taille de la goutte pour le calcul de la trajectoire est le diamètre moyen des gouttes pondérées par le volume  $\langle d \rangle_V$  pour chaque configuration.

## 2.7. Convergence

Le nombre de paires d'images a été défini pour s'assurer de la convergence des tailles moyennes et des vitesses moyennes. Suivant le mode de fragmentation, on obtient un nombre différent de gouttes détectées. Pour un mode de fragmentation de Rayleigh, on observe un nombre autour de  $\sim 10^4$ , qui est majoritairement situé dans une classe de gouttes. Par ailleurs, lorsque le mode de fragmentation est du bag breakup, on observe un nombre de gouttes de l'ordre de  $\sim 10^5$ . Lorsqu'on s'éloigne du centre de rotation, il y a moins de gouttes captées, pour tous les modes on est plutôt autour de  $\sim 10^4$ . Pour avoir suffisamment de gouttes dans chaque classe, on a estimé qu'il était nécessaire d'acquérir 1000 paires d'images.

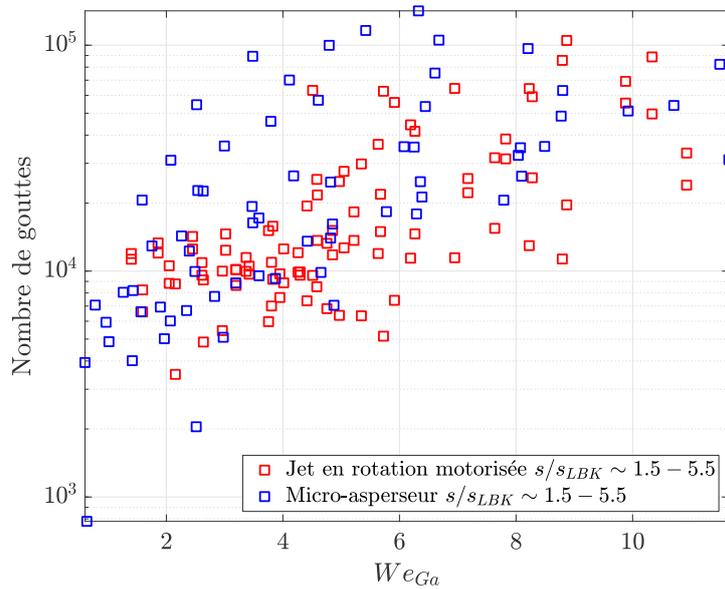


FIGURE 2.20. – Nombre de gouttes captées pour chaque configuration en fonction du nombre de Weber aérodynamique.

La figure 2.20 présente l'évolution du nombre de gouttes captées par la DTV pour les deux expérimentations. Le nombre de gouttes augmente avec le nombre de Weber aérodynamique car l'augmentation de la vitesse d'éjection et la vitesse de rotation augmentent la dispersion des gouttes.

La convergence des diamètres moyens est nette suivant le régime de fragmentation, Figure 2.21.

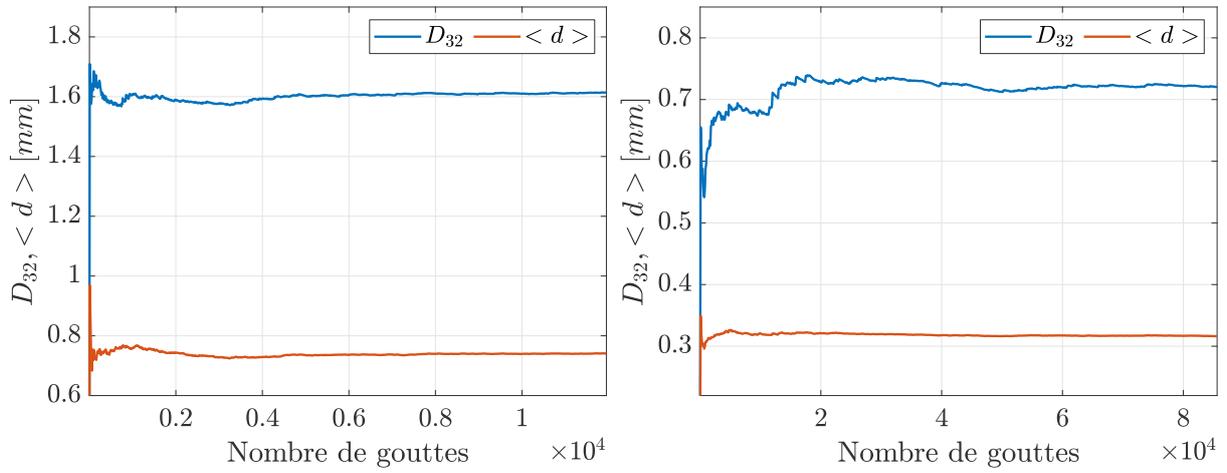


FIGURE 2.21. – Diamètres moyens  $D_{10}$ ,  $D_{32}$  pour deux régimes de fragmentation différents : Rayleigh (Gauche) et *bag breakup* (Droite).

## 2.8. Conclusion

Dans ce chapitre, on a présenté le banc expérimental conçu pour permettre l'observation d'un jet en rotation. Deux expérimentations ont été développées. L'une pour l'observation d'un jet en rotation motorisée et l'autre pour l'observation d'un micro-asperseur rotatif. Le système de détection utilisé pour les deux expérimentations est fixe par rapport au jet. Les capteurs rotatifs permettent de détecter et de déclencher la caméra et le laser à chaque rotation à une position définie le long de la trajectoire en spirale. La méthode d'imagerie couplée à du traitement d'image a permis d'extraire les informations de forme et trajectoire du jet. La détection de la brisure du jet est effectuée en prenant des images à différentes positions le long de la trajectoire. Puis la taille et la vitesse des gouttes est détectée par DTV dans la zone dispersée. L'étalement circulaire du jet est une des causes de la complexité de l'observation. La zone d'observation est d'autant plus grande dans un système en rotation, ce qui peut montrer les limites d'une méthode d'observation par imagerie dans notre cas d'étude. La technique d'imagerie qui se concentre sur un volume d'observation très faible diminue le nombre de gouttes détectées mais surtout la prévalence des grosses gouttes sur les petites.



# 3. Analyse d'un jet en rotation motorisée

## Sommaire

3.1	Introduction . . . . .	78
3.2	Configurations expérimentales . . . . .	79
3.3	Classification des observations . . . . .	82
3.3.1	Régimes de fragmentation le long de la trajectoire du jet . . . . .	82
3.3.2	Classification morphologique . . . . .	84
3.3.2.1	Effets du débit $Q$ et de la vitesse de rotation $\omega$ . . . . .	84
3.3.2.2	Effets du diamètre de la buse $d_b$ et de la vitesse de rotation $\omega$ . . . . .	86
3.3.3	Classification des régimes de fragmentation . . . . .	87
3.4	Trajectoire du jet en rotation . . . . .	88
3.4.1	Trajectoire . . . . .	88
3.4.2	Longueur et rayon de brisure . . . . .	91
3.5	Prédiction de la taille des gouttes . . . . .	93
3.5.1	Courbes de variations du diamètre moyen en fonction des vitesses $u_b$ et $\omega$ . . . . .	94
3.5.2	Diamètres moyens en fonction des nombres de Weber . . . . .	97
3.5.3	Influence de la vitesse de rotation . . . . .	98
3.5.4	Distribution des tailles et vitesses de gouttes . . . . .	100
3.5.4.1	Distribution de la taille des gouttes suivant la position d'observation . . . . .	100
3.5.4.2	Distribution de tailles et vitesses pour toutes les configurations . . . . .	102
3.5.5	Ajustement avec les lois Gamma . . . . .	106
3.5.6	Ajustement avec une loi cumulée . . . . .	107
3.6	Conclusion . . . . .	109

### 3.1. Introduction

Le premier objectif de cette partie de l'étude a été de simplifier le jet provenant du micro-asperseur et d'avoir le contrôle de la rotation. Le banc expérimental avec un contrôle de la buse en rotation a été construit, voir chap 2. Le principal intérêt de cette expérimentation est d'observer l'influence de la vitesse de rotation sur l'atomisation du jet. On réalisera alors plusieurs expérimentations avec un débit fixe, tout en augmentant la vitesse  $\omega$ . Les nombres adimensionnels sont définis dans le chapitre 1. La longueur caractéristique des nombres sans dimension pour cette expérimentation sera le diamètre de la buse  $d_b$ . Pour les nombres  $Re_L$ ,  $We_L$  et  $We_G$ , représentant les caractéristiques du fluide sans rotation, la vitesse d'éjection  $u_b$  est utilisée. Elle est calculée en fonction du débit et de la surface d'occupation du fluide considérée comme totale. En revanche pour analyser le fluide dans le système en rotation, les nombres de Weber  $We_{Ga}$  et  $We_{Gc}$  seront utilisés. Notons que dans ces nombres adimensionnels, les vitesses seront respectivement la vitesse entre le fluide et l'air  $u_{res}$  et la vitesse orthoradiale  $u_\theta$ . Ceci en supposant que l'air ambiant a une vitesse nulle.

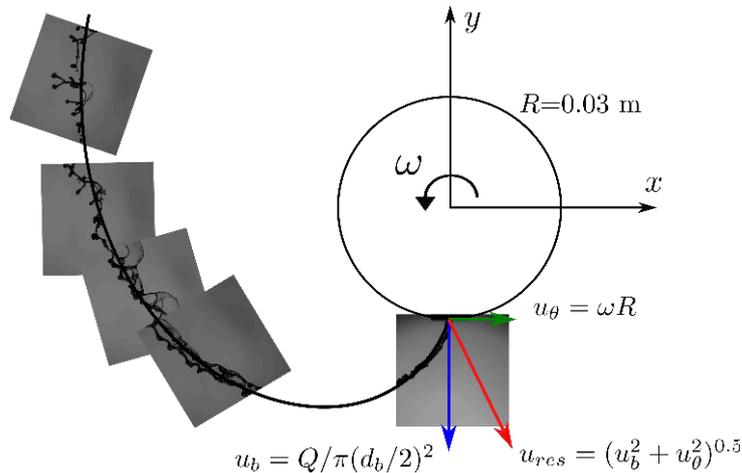


FIGURE 3.1. – Images par ombroscopie du jet en rotation pour la configuration  $d_b=2.0$  mm,  $Q=75$  L/h et une vitesse de rotation de  $\omega=2900$  tr/min.

En considérant le fluide sans rotation :

$$Re_L = \frac{u_b d_b}{\nu_L} \quad We_L = \frac{\rho_L u_b^2 d_b}{\sigma_L} \quad We_G = \frac{\rho_G u_b^2 d_b}{\sigma_L} \quad (3.1)$$

En considérant le fluide en rotation :

$$We_{Ga} = \frac{\rho_G u_{res}^2 d_b}{\sigma_L} \quad We_{Gc} = \frac{\rho_G u_\theta^2 d_b}{\sigma_L} \quad (3.2)$$

Nous allons observer dans ce chapitre, par le prisme des nombres adimensionnels, l'influence de la vitesse de rotation sur la fragmentation. Une classification des régimes d'atomisation sera effectuée et une analyse de la distribution de la taille et la vitesse des gouttes sera développée en fonction du débit  $Q$ , du diamètre  $d_b$  et de la vitesse de rotation  $\omega$ .

## 3.2. Configurations expérimentales

La Table 3.1 présente les valeurs des conditions opérationnelles, géométriques et des nombres adimensionnels définis en introduction.

Paramètres	Symboles	Valeurs
Diamètre de buse	$d_b$ [mm]	1.2, 1.5, 2.0
Rayon du rotor	$R$ [m]	0.03
Débit	$Q$ [L/h]	35-120
Vitesse de rotation	$\omega$ [tr/min]	1300-2900
Nombre de Reynolds liquide	$Re_L$	8000-29000
Nombre de Weber liquide	$We_L$	600-10000
Nombre de Weber gazeux	$We_G$	1-9.5
Nombre de Weber aérodynamique	$We_{Ga}$	1.2-12
Nombre de Weber <i>crossflow</i>	$We_{Gc}$	0.6-3
Rapport des flux de quantité de mouvement	$q$	300-12000

Table 3.1. – Différents paramètres utilisés pour l'étude expérimentale d'un jet en rotation motorisée.

Les valeurs du nombre de Weber gazeux  $We_G$  indiquent que dans le cadre des jets fixes, voir partie 1.3.4, nos configurations sont situées dans le régime de Rayleigh et de *First Wind Induced*. Les expérimentations ont été réalisées avec de l'eau déminéralisée dans un milieu ambiant maintenu à 20°C à la pression atmosphérique. Les propriétés physiques du fluide sont décrites dans la Table 3.2. La longueur de la buse est de  $L_b=17.5$  mm, ce qui donne des rapports  $L_b/d_b = 14.5, 11.6, 8.8$  pour les buses de  $d_b=1.2, 1.5$  et 2.0 mm respectivement.

Masse volumique eau	$\rho_L$ [kg/m <sup>3</sup> ]	998.3
Masse volumique air	$\rho_G$ [kg/m <sup>3</sup> ]	1.205
Viscosité cinématique eau	$\nu_L$ [m <sup>2</sup> /s]	$1.004 \times 10^{-6}$
Viscosité cinématique air	$\nu_G$ [m <sup>2</sup> /s]	$15.11 \times 10^{-6}$
Tension de surface eau/air	$\sigma_L$ [N/m]	0.073

Table 3.2. – Propriétés physiques du fluide pour nos expérimentations.

Les différentes configurations sont listées dans la Figure 3.2 et dans les Tables 3.4, 3.5 et 3.6, avec la distance de déplacement  $T$  et l'angle  $\theta$  pour les expérimentations réalisées avec le moteur. Nous avons choisi des débits et des vitesses de rotation proches de ce qui est observé pour les micro-asperseurs agricoles. Le rayon du rotor du moteur  $R$  est le double de celui du micro-asperseur du fait d'une contrainte de conception. La vitesse de rotation a une valeur deux fois moins importante pour l'expérimentation avec le moteur que pour le micro-asperseur. On aura par conséquent la même gamme de vitesse  $u_\theta$  et de force aérodynamique appliquée sur le jet en rotation. Le choix des vitesses de rotation pour chaque taille de buse  $d_b$  s'est basé sur le Weber *crossflow*  $We_{Gc}$  pour faire correspondre les différentes configurations et comparer les résultats pour un Weber similaire, Figure 3.2 et Table 3.3. Le sens de rotation du jet visualisé sur les images est anti-horaire pour les deux expérimentations (avec et sans moteur, Chapitre 3 et 4).

### 3. Analyse d'un jet en rotation motorisée – 3.2. Configurations expérimentales

	$We_{Gc}=0.6$	1.05	1.6	2.2	3
$d_b=1.2$	1675	2230	2790		
1.5	1500	2000	2500	2900	
2.0	1300	1730	2160	2500	2900

Table 3.3. – Vitesse de rotation  $\omega$  (tr/min) en fonction du nombre de Weber *crossflow*  $We_{Gc}$  et du diamètre de la buse  $d_b$  (en mm).

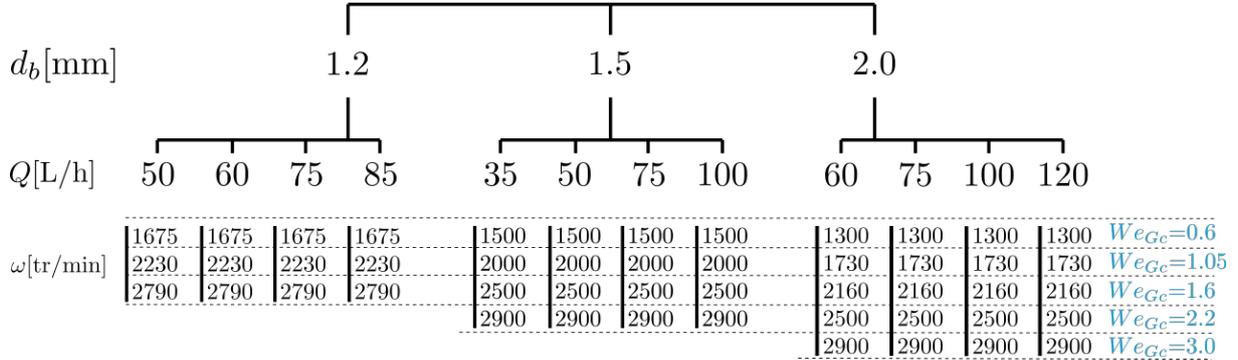


FIGURE 3.2. – Configurations pour l'expérimentation motorisée

Les positions d'observation ont été choisies pour correspondre à la zone dispersée, qui est la position où le jet est totalement fragmenté. La position d'observation est repérée par une distance le long de la trajectoire suivant le régime de fragmentation, que l'on peut voir dans les Tables 3.4, 3.5 et 3.6. Nous pouvons observer dans la Figure 3.4 que, pour certaines configurations, une seule position d'observation n'est pas suffisante du fait des différents régimes de fragmentation qui s'opèrent à des temps et distances différents. Les configurations possédant plusieurs types de fragmentation seront étudiées sur plusieurs positions le long de la trajectoire du jet.

3. Analyse d'un jet en rotation motorisée – 3.2. Configurations expérimentales

Débit[L/h]	Vitesse de rotation [tr/min]					
	1675		2230		2790	
	T[mm]	$\theta$ [°]	T[mm]	$\theta$ [°]	T[mm]	$\theta$ [°]
50	180	142,5	150	153	100	118,5
60	200	132,5	170	148	100	108,5
75	200	107,5	200	148	200	183,5
85	200	97,5	200	130	200	160,5

Table 3.4. – Configurations pour l'expérimentation motorisée avec une buse de  $d_b=1.2$  mm.

Débit[L/h]	Vitesse de rotation [tr/min]							
	1500		2000		2500		2900	
	T[mm]	$\theta$ [°]	T[mm]	$\theta$ [°]	T[mm]	$\theta$ [°]	T[mm]	$\theta$ [°]
35	100	137	100	163	100	178,5	100	189
60	150	142	150	178	150	208,5	150	234
75	200	157	200	198	100	123,5	80	109
100	200	119	200	158	200	198,5	200	229

Table 3.5. – Configurations pour l'expérimentation motorisée avec une buse de  $d_b=1.5$  mm

Débit[L/h]	Vitesse de rotation [tr/min]									
	1300		1730		2160		2500		2900	
	T[mm]	$\theta$ [°]	T[mm]	$\theta$ [°]	T[mm]	$\theta$ [°]	T[mm]	$\theta$ [°]	T[mm]	$\theta$ [°]
60	130	157	130	188	130	218,5	130	238,5	130	259
75	150	157	150	188	150	218,5	150	248,5	150	279
100	190	157	190	198	190	238,5	190	263,5	190	299
120	200	139	120	108	120	128,5	120	146,5	110	151

Table 3.6. – Configurations pour l'expérimentation motorisée avec une buse de  $d_b=2.0$  mm

### 3.3. Classification des observations

#### 3.3.1. Régimes de fragmentation le long de la trajectoire du jet

Pour certaines configurations nous avons réalisé des observations le long de la trajectoire pour analyser l'évolution spatiale de la distribution de la taille des gouttes. La Figure 3.3 expose les différentes positions le long de la trajectoire du jet pour une configuration. Chaque image correspond à un déplacement  $T$  et un angle de rotation  $\theta$ . On peut alors représenter la trajectoire du jet dans le référentiel en rotation comme dans la Figure 2.11. On extrait par la suite la position de l'image le long de la trajectoire du jet relativement à la longueur de brisure  $s/s_{LBK}$ .  $r/R$  représente la position radiale du centre de l'image par rapport au rayon du rotor  $R$ . Le calcul de l'abscisse curviligne se base sur la distance euclidienne minimale entre le centre de l'image et la trajectoire du jet.

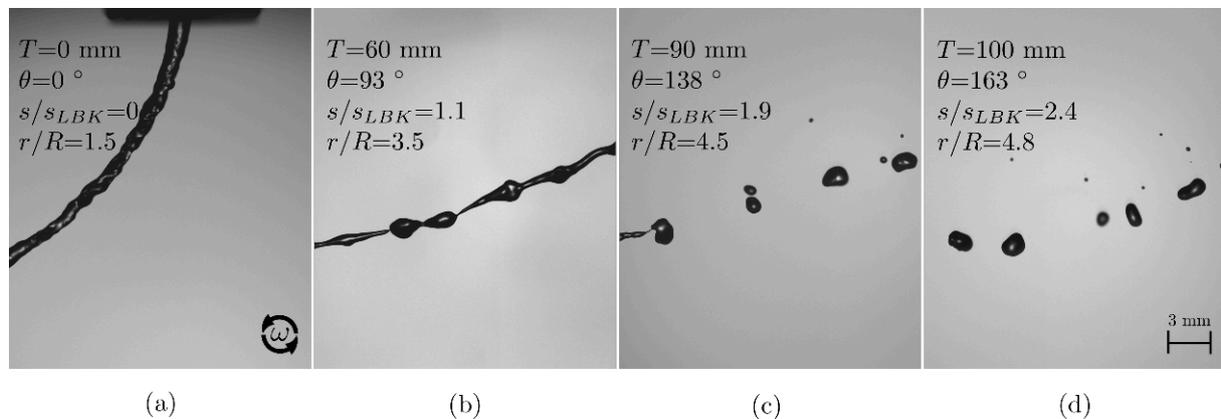


FIGURE 3.3. – Images par ombroscopie le long de la trajectoire du jet en rotation pour la configuration  $d_b=1.5$  mm,  $Q=35$  L/h et une vitesse de rotation de  $\omega=2000$  tr/min.

La Figure 3.3 présente une configuration avec un Weber aérodynamique  $We_{Ga}=1.9$ . Elle décrit une fragmentation de type Rayleigh le long de la trajectoire. Le régime de type Rayleigh est développé par l'instabilité de Rayleigh-Plateau, dont l'oscillation de l'interface va être amplifiée jusqu'à un point de pincement. Il y aura fragmentation du cœur liquide pour former des gouttes principales et secondaires. Puis les gouttes principales et satellites se déplacent globalement ensemble le long de la trajectoire. La vitesse de sortie du fluide est déterminante pour la turbulence interne et les perturbations de l'interface. Nous l'observons bien dans les images (a) des deux Figures 3.4 et 3.3 avec les perturbations à l'interface. Nous remarquons aussi l'étirement du jet dû à la rotation dans l'image (b) qui aura tendance à réduire l'épaisseur du cœur liquide. Dans les images (c) et (d), nous notons le décalage progressif entre les gouttes principales et les gouttes satellites. Les petites gouttes sortent peu à peu du champ de vision. C'est ce qui est exacerbé pour des configurations qui ont une dispersion plus importante, comme le *bag breakup*, où les vitesses de gouttes sont plus importantes et les gouttes plus petites. Dans cette configuration avec le nombre de Weber aérodynamique  $We_{Ga}=11$ , la fragmentation primaire est de type *bag breakup*. L'article de Ng, Sankar Krishnan et al. (2008) décrit dans ce mode de fragmentation trois groupes de taille de gouttes. Le premier rencontré dans les images ((b) et (c)) est généré

### 3. Analyse d'un jet en rotation motorisée – 3.3. Classification des observations

par l'éclatement des poches (bags) formées par l'eau. Elles se fragmentent en très petites gouttes de l'ordre de l'épaisseur du film.

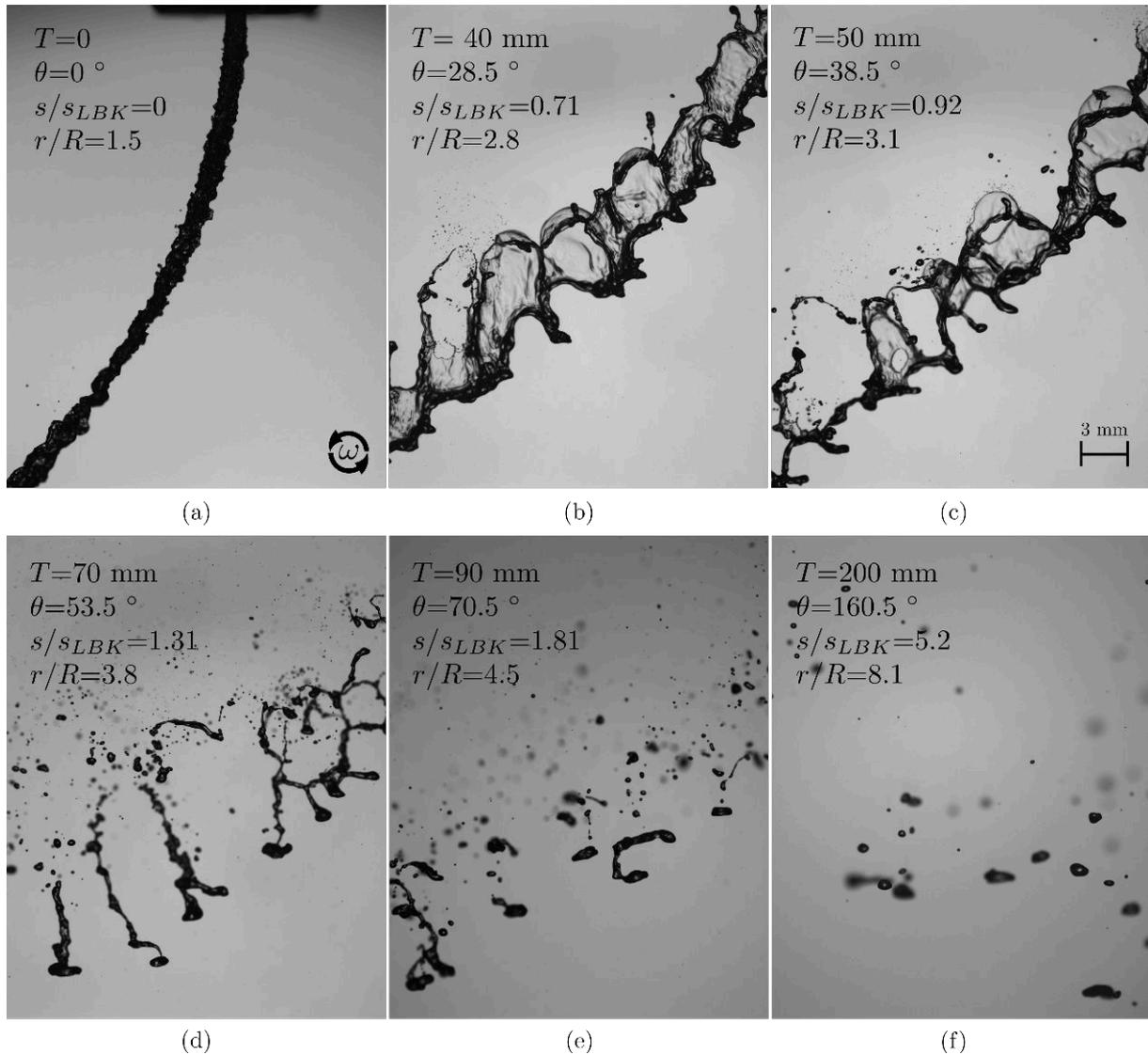


FIGURE 3.4. – Images par ombroscopie le long de la trajectoire du jet en rotation pour la configuration  $d_b=1.2$  mm,  $Q=85$  L/h et une vitesse de rotation de  $\omega=2790$  tr/min.

Puis dans l'image (d) on observe des ligaments ou anneaux toroïdaux qui vont se séparer par une fragmentation secondaire de type Rayleigh pour former des gouttes de l'ordre de l'épaisseur des anneaux résultant du *bag breakup*. En dernier, nous pouvons observer dans les images (e) et (f) une fragmentation de type Rayleigh qui génère des gouttes de la taille du cœur liquide, que nous nommons *node droplet*. Nous notons aussi que les très petites gouttes formées dans l'image (d) disparaissent peu à peu du champ de vision lorsque l'on se déplace le long de la trajectoire. Les petites gouttes, du fait de la résistance de l'air et d'une faible inertie, vont parcourir des distances plus courtes et être ralenties. Suivant la position où l'on place notre système d'observation, on perçoit des régimes de fragmentation différents. Cette évolution pourra être observée au travers de l'analyse des

densités de probabilité des tailles des gouttes le long de la trajectoire que nous analyserons dans les sections suivantes, 4.7.5. La Figure 3.4 est un cas précis de *bag breakup* qui est particulièrement représentatif d'une évolution de la distribution de la taille des gouttes dans l'espace.

### 3.3.2. Classification morphologique

L'exploration de la fragmentation pour un système en rotation s'est appuyée dans un premier temps sur l'observation par imagerie des différents régimes de fragmentation en fonction des paramètres d'entrée. L'intérêt est de réaliser une cartographie de la situation pour savoir quel serait l'impact d'un changement de paramètre. Les Figures 3.5 et 3.6 présentent l'influence des conditions opérationnelles sur la forme du jet. Elles permettent d'illustrer les régimes de fragmentation en jeu pour ces jets en rotation. Les images ont été prises à une position proche de la zone de brisure,  $s/s_{LBK} \sim 1$ , pour mettre en évidence l'évolution du cœur liquide en ligaments puis en gouttes. Il faut prendre en compte que la longueur de brisure est variable, Figure 3.13. On peut en outre, avec le support des Figures 3.4 et 3.3, visualiser l'atomisation totale du jet.

#### 3.3.2.1. Effets du débit $Q$ et de la vitesse de rotation $\omega$

La Figure 3.5 présente le jet en rotation pour une buse de  $d_b=1.5$  mm et différents débits et vitesses de rotation. Nous observons bien deux types différents de fragmentation sur la Figure 3.5 en fonction du nombre de Weber  $We_{Ga}$  calculé en fonction du diamètre de la buse. Lorsque  $We_{Ga} < (5 - 6)$  il y a un régime de fragmentation de type Rayleigh et lorsque  $We_{Ga} > (5 - 6)$ , il y a l'apparition de brisure en *bag breakup*. Dans notre étude ce sont les deux régimes de fragmentation qui seront observés. Pour une vitesse de rotation constante, l'augmentation du débit favorise un élargissement du jet et une augmentation des perturbations qui occasionnent un changement de mode de brisure. A l'inverse, avec un débit constant et une vitesse de rotation qui augmente, cela accentue les forces aérodynamiques tout en étirant le jet. Par conséquent, on aura deux phénomènes qui vont s'opposer. L'étirement aura tendance à diminuer la surface de contact alors que les forces aérodynamiques vont l'augmenter. Avec la rotation, il y aura l'augmentation de l'étirement et des forces aérodynamiques. Probablement que le jet sera plus fin si l'étirement agit de façon plus importante que l'élargissement généré par les forces aérodynamiques. Ensuite, lorsque la vitesse de rotation est très élevée avec des débits importants, il semble que les forces aérodynamiques élargissent le jet pour modifier le régime de fragmentation en *bag breakup*. D'après les images, l'augmentation du débit semble avoir plus d'impact sur le changement de régime ; du moins dans notre gamme de conditions opérationnelles.

3. Analyse d'un jet en rotation motorisée – 3.3. Classification des observations

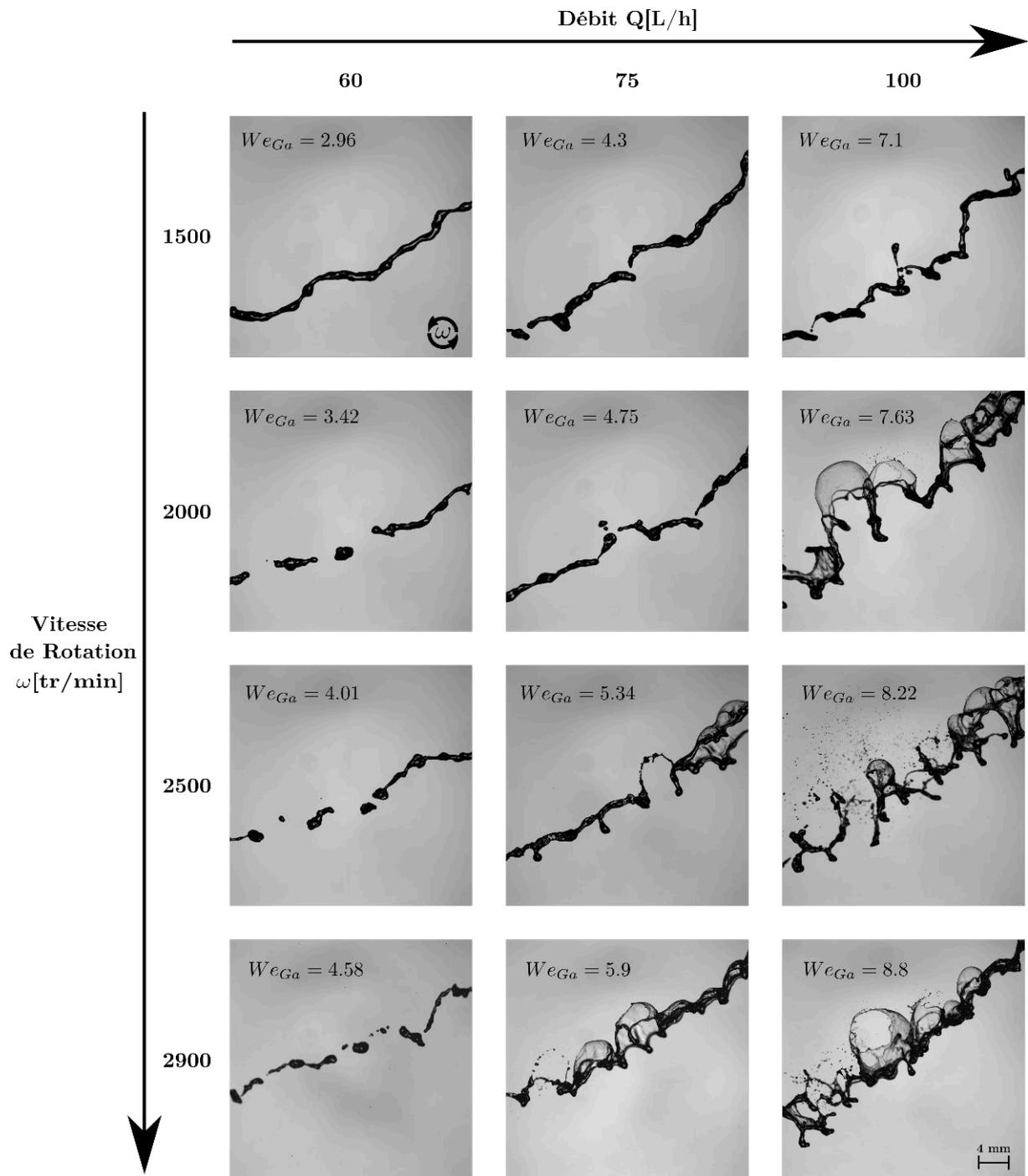


FIGURE 3.5. – Images captées par ombroscopie pour des paramètres de débits  $Q$  et de vitesses de rotation  $\omega$  pour une buse de  $d_b=1.5$  mm. On est à des positions proches de  $s/s_{LBK} \sim 1$ .

### 3. Analyse d'un jet en rotation motorisée – 3.3. Classification des observations

Une configuration avec un même débit va voir les régimes de fragmentation modifiés par l'augmentation de la vitesse de rotation  $\omega$ .

#### 3.3.2.2. Effets du diamètre de la buse $d_b$ et de la vitesse de rotation $\omega$

La Figure 3.6 présente les images par ombroscopie pour différents diamètres de buse  $d_b$  et vitesses de rotation  $\omega$ . Le diamètre de la buse a un impact sur les régimes de fragmentation.

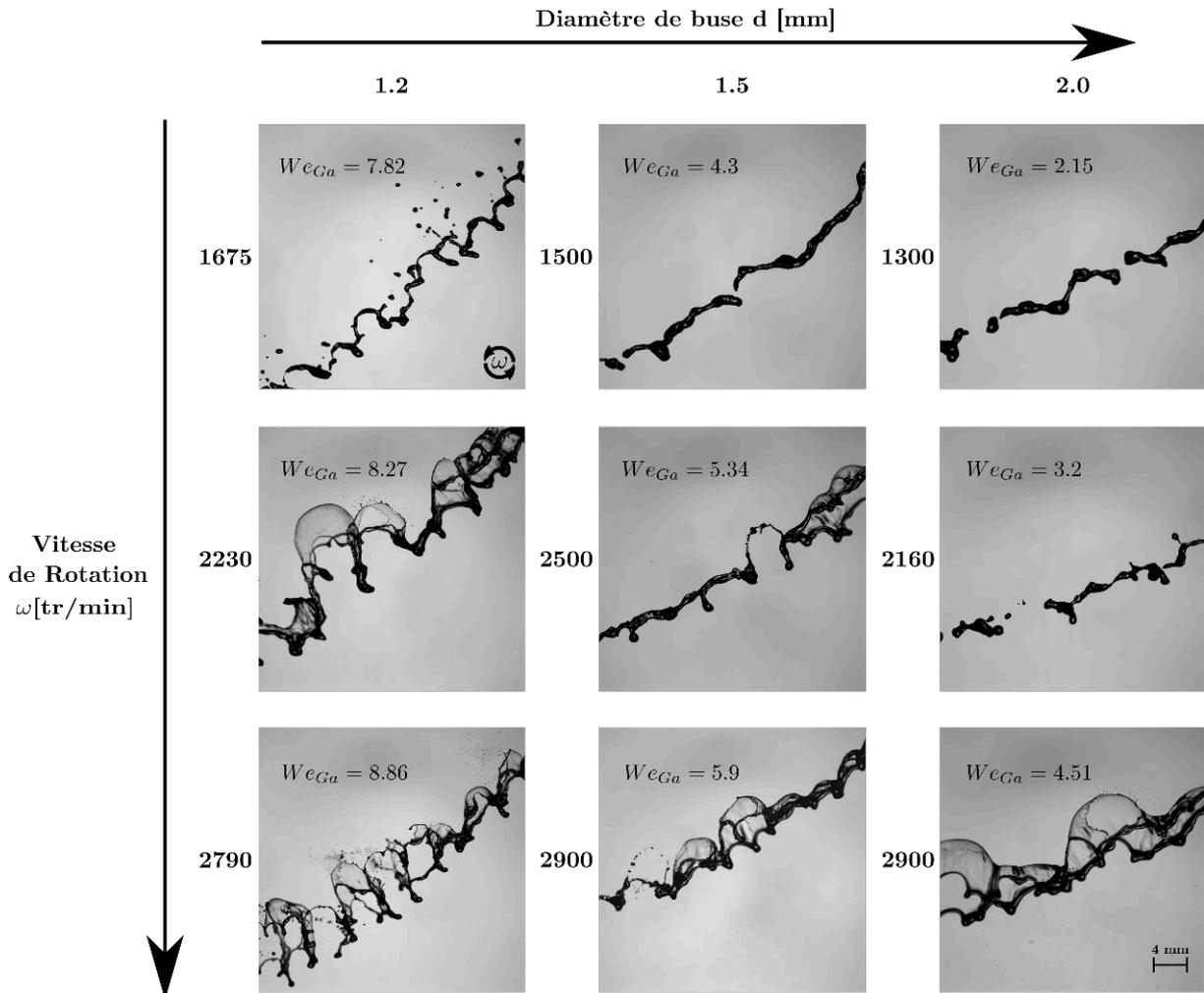


FIGURE 3.6. – Images captées par ombroscopie en fonction des paramètres de diamètre  $d_b$  et de vitesse de rotation  $\omega$  pour un débit constant de  $Q=75$  L/h. Nous sommes à des positions proches de  $s/s_{LBK} \sim 1$ .

Le rapport  $L_b/d_b$  augmente la turbulence du jet. Nous n'aurons pas le même rapport  $L_b/d_b$  et la même turbulence générée suivant les buses. Puis, pour un même débit, la vitesse d'éjection du jet sera différente. Pour une buse de  $d_b = 1.2$  mm, le Weber aérodynamique sera bien plus élevé du fait d'une vitesse d'éjection plus importante. Il y aura une transition vers un autre régime de fragmentation plus rapide pour une vitesse de rotation moins élevée. On note une différence dans la longueur d'onde des oscillations de l'interface en fonction des diamètres de buse. Nous pouvons penser que la turbulence, due à l'augmentation de

$L_b/d_b$  et la vitesse d'éjection ont un effet sur l'oscillation de la surface du jet. Lorsque nous observons la fragmentation en *bag breakup* pour les 3 buses à de grandes vitesses de rotation, la distance séparant les poches est bien plus importante lorsque la taille de la buse augmente. Ceci est entièrement lié à la fréquence des perturbations de l'interface. Dans l'article de Ng, Sankarakrishnan et al. (2008) sur le *bag breakup* pour un jet transverse, nous pouvons calculer le nombre de poches créées  $N$  par  $N = L_{BK}/\lambda$ , avec  $L_{BK}$  la longueur de brisure et  $\lambda$  la longueur d'onde des perturbations. La détection d'oscillations de l'interface est non traitée ici et pourra faire l'objet de perspectives. La transition entre le régime de Rayleigh et le *bag breakup* est différente suivant la taille de la buse. Pour le diamètre  $d_b=1.2$  mm il faut des valeurs de  $We_{Ga} \sim 7$  alors que pour les buses de  $d_b=1.5$  et 2.0, la transition semble associée à des valeurs de  $We_{Ga} \sim 5$ .

### 3.3.3. Classification des régimes de fragmentation

Les configurations ont été rassemblées sur les Figures 3.7 et 3.8. Elles sont classées en fonction du rapport des flux de quantité de mouvement de l'eau dans l'air  $q$  et des nombres de Weber aérodynamiques et *crossflow*. Nous réalisons la distinction entre les deux régimes de fragmentation observés : brisure de type Rayleigh et *bag breakup*. Nous avons pu déterminer visuellement les différents types de fragmentation grâce aux images par ombroscopie.

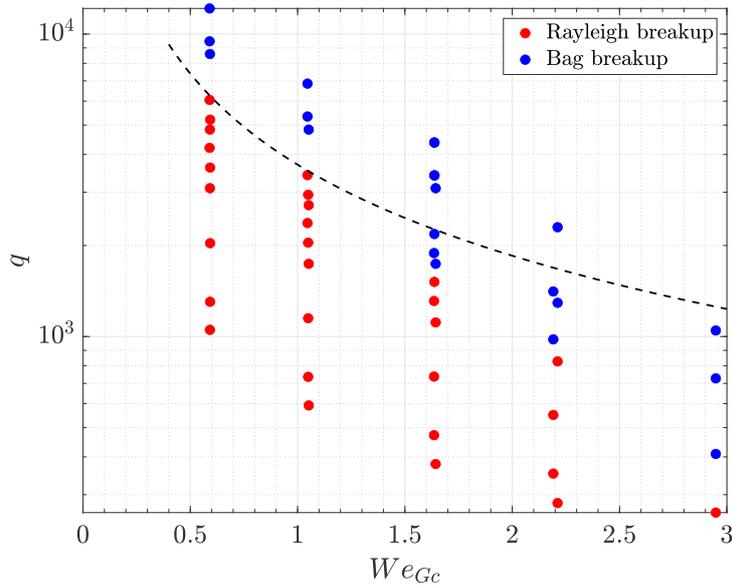


FIGURE 3.7. – Différentes configurations en fonction du nombre de Weber *crossflow* et du rapport des flux de quantité de mouvement eau/air.

L'augmentation de  $q$  traduit une augmentation de la vitesse de débit par rapport à la vitesse de rotation. Pour les changements de régime de fragmentation, il faut conjointement une vitesse d'éjection et une vitesse orthoradiale suffisamment élevées. Nous pouvons relier le nombre adimensionnel  $q$  avec le nombre de Weber *crossflow*  $We_{Gc}$  par  $q = We_{Gc}^{-1}We_L$ . Par conséquent, le nombre de Weber liquide exprimé en fonction de la vitesse d'éjection peut expliquer en partie la limite entre les deux régimes. Nous noterons sur la Figure 3.7 la courbe en pointillé correspond à un nombre de Weber liquide  $We_L=3700$ . En revanche,

le Weber liquide ne prend pas en compte les effets aérodynamiques liés à la rotation et à l'étirement du jet. A partir de  $We_{Gc} \sim 1.5$ , le nombre de Weber liquide ne démarque plus les deux régimes. Le nombre de Weber *crossflow* est largement utilisé dans les études de jet avec vent transversal lorsque la vitesse du vent ne faiblit pas. Il ne peut pas totalement décrire les mécanismes dans notre étude car il ne prend pas en compte la vitesse d'éjection du jet. La Figure 3.8 reprend le nombre de Weber calculé en fonction de la vitesse relative entre l'air et le liquide en sortie de buse  $u_{res}$ . Nous remarquons qu'il y a une zone de transition pour le nombre de Weber aérodynamique de  $We_{Ga} \sim (4 - 6)$ . Les études de Mazallon, Dai et al. (1999) et Sallam, Aalburg et al. (2004) notent aussi cette transition avec le Weber *crossflow* entre le régime de fragmentation de Rayleigh et le *bag breakup*. Ce nombre de Weber semble mieux capter la fragmentation pour le cas du jet en rotation. Nous notons que lorsque  $q < 2000$ , les configurations sont dans le régime en *bag breakup* à partir de  $We_{Ga} \sim 4.5$ .

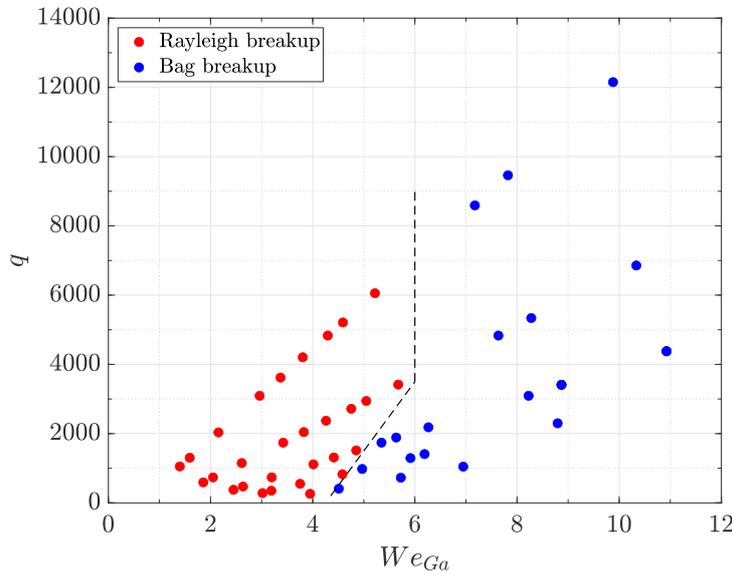


FIGURE 3.8. – Différentes configurations en fonction du nombre de Weber aérodynamique et du rapport des flux de quantité de mouvement eau/air.

## 3.4. Trajectoire du jet en rotation

### 3.4.1. Trajectoire

La trajectoire peut être vue dans deux référentiels différents. Nous avons pu voir dans le chapitre 2 que les gouttes ont une trajectoire rectiligne dans le repère du laboratoire (global) alors que dans le référentiel en rotation elles décrivent une spirale. Une équation analytique et une méthode numérique ont été utilisées pour identifier ces trajectoires. La Figure 3.9 représente les différentes trajectoires proches de la sortie de la buse détectées par la méthode de squelettisation et ajustées par l'équation analytique. Nous notons bien la différence entre les données expérimentales et l'équation du fait que les forces aérodynamiques ne sont pas prises en compte. Nous pouvons remarquer dans la Figure 3.10 que l'augmentation de la vitesse de rotation accentue le décalage, ce qui paraît normal

### 3. Analyse d'un jet en rotation motorisée – 3.4. Trajectoire du jet en rotation

car les forces aérodynamiques sont liées à la vitesse relative quadratique entre le corps et le fluide. La vitesse de rotation joue un rôle déterminant sur la trajectoire du jet. Son augmentation augmente l'enroulement de celle-ci. Cela confine le jet dans un espace plus petit. Avec cette méthode numérique, les trajectoires sont bien mieux ajustées et rendent possible un calcul précis de la longueur de brisure. Pour les deux configurations avec un nombre de Weber aérodynamique  $We_{Ga} < 4$ , nous serons dans un régime de Rayleigh, par conséquent la longueur de brisure va augmenter du fait de l'étirement du jet à cause de la rotation. Lorsque l'on entre dans un régime de transition  $We_{Ga} \sim 5$ , le régime de *bag breakup* va se développer et diminuer la longueur de brisure.

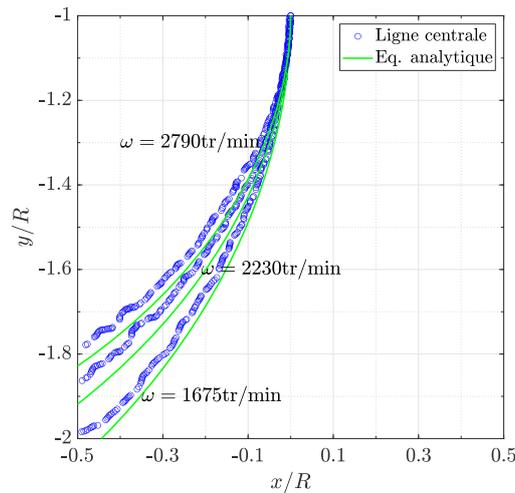


FIGURE 3.9. – Différentes trajectoires pour une buse de  $d_b=1.2$  mm, un débit de  $Q=50$  L/h et des vitesses de rotation de  $\omega=1675$ , 2230 et 2790 tr/min.

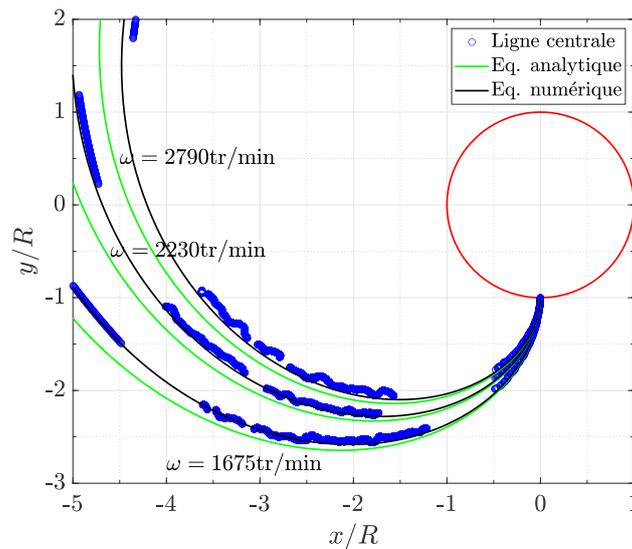


FIGURE 3.10. – Différentes trajectoires pour une buse de  $d_b=1.2$  mm, un débit de  $Q=50$  L/h et des vitesses de rotation de  $\omega=1675$ , 2230 et 2790 tr/min.

La Figure 3.11 présente les trajectoires rectilignes des gouttes dans le référentiel global. Nous remarquons bien la direction de ces gouttes qui suit la résultante entre les vitesses radiales et orthoradiales. Cette vision globale nous aide à mieux comprendre (i) le fonctionnement d'un jet dans un système en rotation et (ii) l'importance de la vitesse relative  $u_{res}$  et du nombre de Weber aérodynamique. Le cœur liquide puis les ligaments se déplacent dans la direction  $u_{res}^{\vec{}}$ .

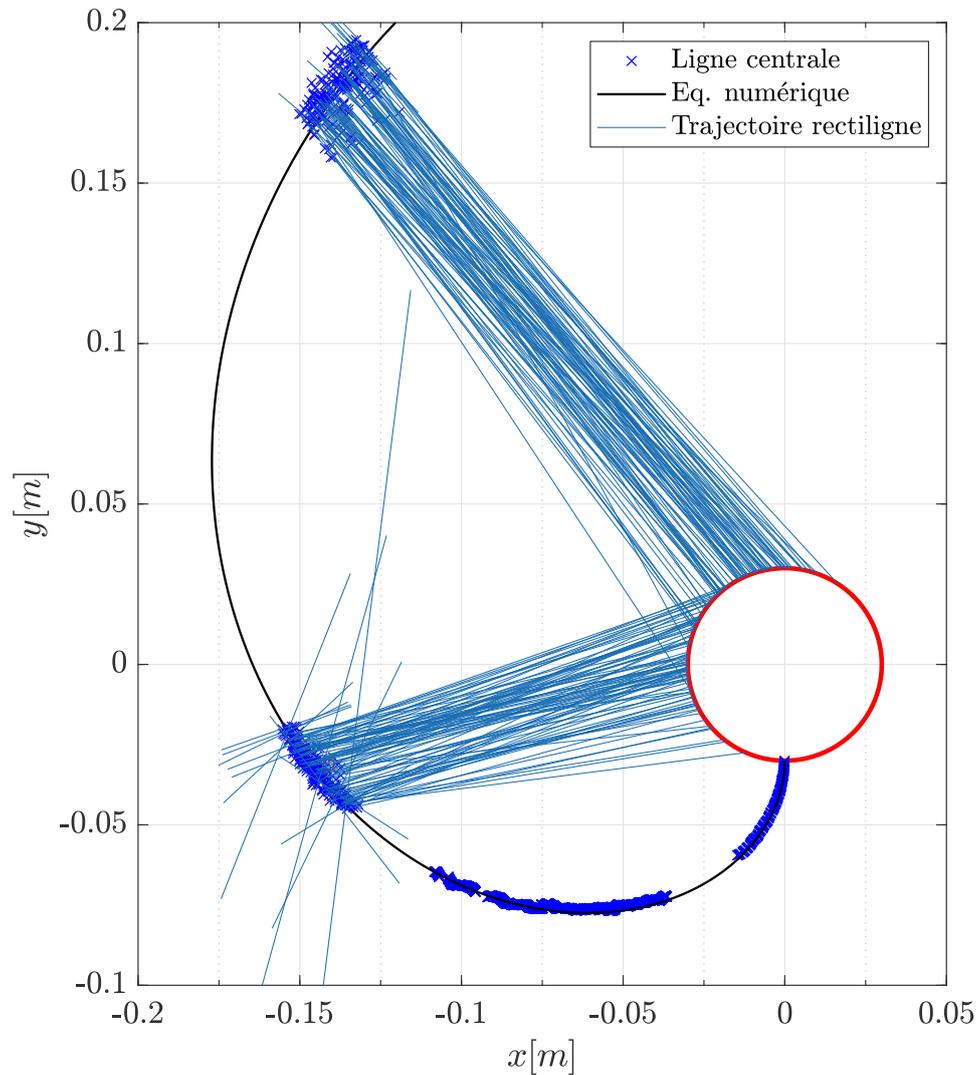


FIGURE 3.11. – Différentes trajectoires pour une buse de  $d_b=1.2$  mm, un débit de  $Q=50$  L/h et la vitesse de rotation de  $\omega=1675$  tr/min.

### 3.4.2. Longueur et rayon de brisure

La longueur de brisure calculée selon les méthodes statistiques expliquées dans le chapitre 2 est représentée dans la Figure 3.12 pour différentes vitesses de rotation. La longueur de brisure correspond à l'abscisse curviligne le long de la trajectoire du jet. Les nombres de Weber aérodynamiques associés pour les vitesses de rotation  $\omega=1675$ , 2230 et 2790 tr/min sont  $We_{Ga}=3.8$ , 4.2 et 4.8. Pour ces 3 différentes vitesses de rotation, nous remarquons une augmentation, puis une diminution de la longueur de brisure en fonction de la vitesse de rotation  $\omega$ . La Figure 3.12 présente les rayons de brisure. Du fait de l'enroulement de la spirale en fonction de  $\omega$ , le rayon de brisure  $R_{LBK}$  va diminuer lorsque la vitesse de rotation augmente. La Figure 3.13 présente les longueurs de brisure pour toutes les configurations expérimentales. Nous remarquons qu'au-dessus de  $We_{Ga} \sim 5$  la longueur de brisure ne fait que diminuer alors qu'elle avait tendance à augmenter avant cette valeur hormis pour la buse de  $d_b=2.0\text{mm}$ .

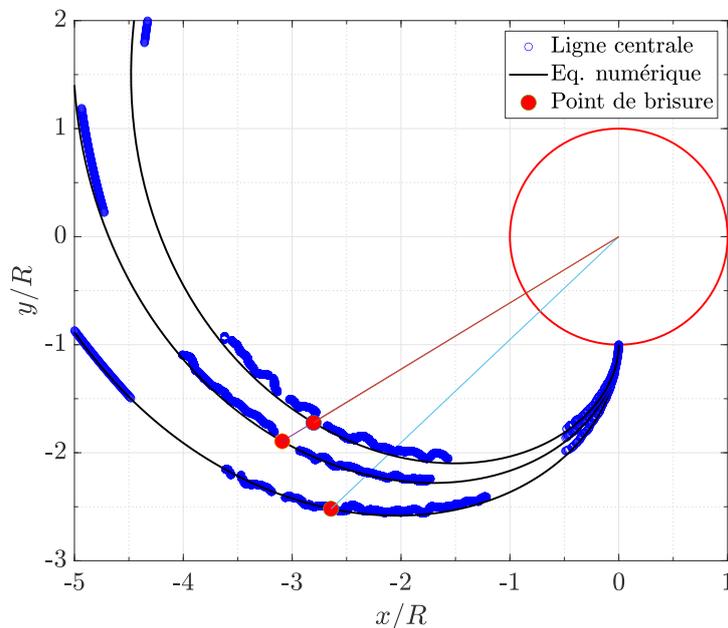


FIGURE 3.12. – Différentes trajectoires, longueurs de brisure (représentées par un point rouge) et rayons de brisure calculés par la méthode numérique pour une buse de  $d_b=1.2$  mm, un débit de  $Q=50$  L/h et des vitesses de rotation de  $\omega=1675$ , 2230 et 2790 tr/min.

Cela fait écho à ce qui a été observé dans la Figure 3.8 avec la transition vers un autre régime de fragmentation. L'augmentation de la longueur de brisure pour  $We_{Ga} < 5$  démontre clairement l'effet de l'étirement du jet. Ensuite, il y a une diminution qui est due à un changement de régime de fragmentation

3. Analyse d'un jet en rotation motorisée – 3.4. Trajectoire du jet en rotation

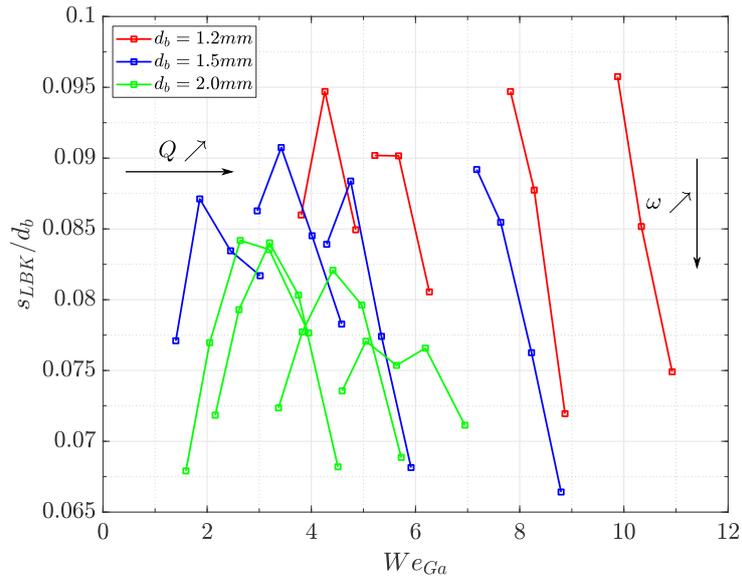


FIGURE 3.13. – Longueur de brisure  $s_{LBK}$  pour toutes les configurations expérimentales. Les points reliés représentent l'augmentation de  $\omega$ . Pour un diamètre de buse  $d_b$ , il y aura 4 débits différents

La Figure 3.14 montre les rayons de brisure  $R_{LBK}$  qui sont la distance entre le centre de rotation et le point de brisure. Comme nous pouvons l'imaginer le rayon diminue lorsque la vitesse de rotation  $\omega$  augmente. C'est une information utile pour les micro-asperseurs qui sont placés dans un endroit confiné où la brisure doit être très proche du centre de rotation. La vitesse d'éjection du fluide aura tendance à ouvrir la spirale et la vitesse de rotation à la refermer.

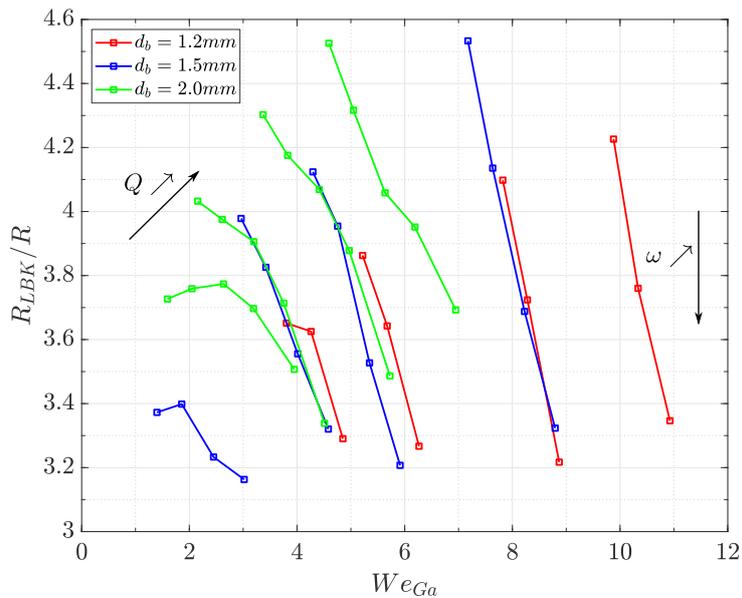


FIGURE 3.14. – Rayon de brisure  $R_{LBK}$  pour toutes les configurations expérimentales.

### 3.5. Prédiction de la taille des gouttes

Nous avons exprimé dans les chapitres précédents l'importance de l'observation de la variation du diamètre des gouttes pour notre étude. L'intérêt de cette étude est d'observer comment le diamètre évolue en fonction des nombreuses variables géométriques et conditions opérationnelles. Une matrice de corrélation a été calculée pour observer les corrélations potentielles entre les diamètres moyens, les paramètres géométriques et les nombres adimensionnels, voir Annexe B.1. La complexité de l'atomisation d'un jet nous amène à prendre en compte les tailles de gouttes au travers d'indicateurs et d'en analyser les tendances. Nous allons utiliser les diamètres moyens pour caractériser l'évolution de la distribution en tailles des nuages de gouttes produits en fonction des différentes configurations. La valeur du diamètre moyen va dépendre de la position où l'on se place le long de la trajectoire dans le référentiel en rotation et par conséquent correspondra à sa position radiale ( $s, r$ ). La Figure 3.12 rappelle la difficulté pour l'observation d'un jet en rotation du fait des différentes formes de spirales. La position d'observation dépendra alors de la vitesse de rotation et de la vitesse d'éjection du liquide. Les Figures 3.4 et 3.3, représentant le jet à différentes positions, rappellent en effet que la taille moyenne des gouttes à une position donnée varie suivant les régimes de fragmentation observés le long de la trajectoire. Cependant, pour une grande partie des configurations, le diamètre moyen varie peu en fonction de la position d'observation.

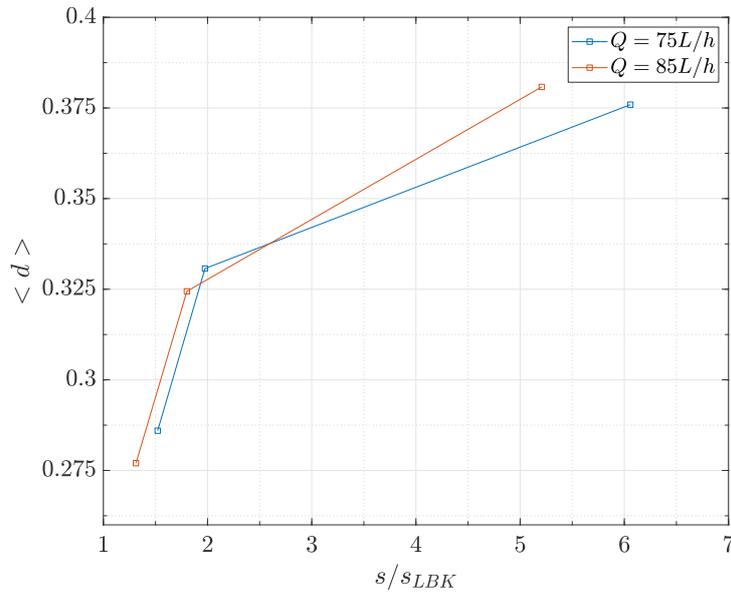


FIGURE 3.15. –  $\langle d \rangle$  en fonction de  $s/s_{LBK}$  pour les configurations avec une buse de  $d_b=1.2 \text{ mm}$ , une vitesse  $\omega=2790 \text{ tr/min}$  et un débit de  $Q=75$  et  $85 \text{ L/h}$ . Pour une configuration, nous avons relevé les observations à différentes positions.

Dans le régime de Rayleigh, à la position proche de la zone de brisure  $s/s_{LBK} \sim 1.5$ , les structures ligamentaires ne sont pas totalement fragmentées. Ce qui se traduit par une valeur de  $\langle d \rangle$  faible pour les seules gouttes déjà formées. La position  $s/s_{LBK} > 2.5$  est plus adaptée pour caractériser le nuage de gouttes produits car les ligaments sont totalement fragmentés. A l'inverse lorsque l'on est dans le régime de *bag breakup*, à une position éloignée  $s/s_{LBK} > 2.5$ , il n'y aura plus que les gouttes de gros volume dans

le champ de vision et la position  $s/s_{LBK} \sim 1.5 - 2.5$  sera plus adaptée. Les courbes des diamètres moyens en fonction des configurations seront alors situées à des positions  $s/s_{LBK} \sim 1.5 - 3.5$  dans la suite de ce chapitre. La position d'observation le long de l'abscisse curviligne dépend entièrement du régime de fragmentation. Ceci est aussi dû au temps caractéristique de brisure pour chaque régime. Dans un type de fragmentation de Rayleigh il y aura un temps bien plus long que pour une fragmentation de type *bag breakup*.

La Figure 3.15 présente l'évolution du diamètre moyen  $\langle d \rangle$  le long de la trajectoire du jet pour deux configurations dans le régime de fragmentation en *bag breakup*. Dans ce cas, il y a une augmentation du diamètre moyen des gouttes car les petites gouttes ne sont plus dans le champ d'observation à une distance de  $s/s_{LBK} \sim 5.5$ . Par conséquent, nous aurons plus tendance à choisir la position  $s/s_{LBK} \sim 2$  qui prendra en compte la majorité des gouttes générées par l'atomisation du jet. Nous avons étudié plus en détail la variation du diamètre moyen suivant la position dans le chapitre 4 pour les expérimentations avec le micro-asperseur. Dans le cadre de notre étude, nous estimons que cela sera suffisant pour étudier l'évolution des tendances des diamètres moyens pour toutes les configurations. Connaissant cette variation du diamètre des gouttes suivant la position d'observation, nous allons considérer de manière plus détaillée les densités de probabilité de la taille des gouttes le long de la trajectoire pour certaines configurations. Cette méthode sera utilisée pour appuyer l'analyse de la variation des résultats en fonction des configurations.

### 3.5.1. Courbes de variations du diamètre moyen en fonction des vitesses $u_b$ et $\omega$

Nous avons représenté sur les Figures 3.16, 3.17 et 3.18 la moyenne arithmétique  $\langle d \rangle$  (ou  $D_{10}$ ) en fonction de la vitesse d'éjection  $u_b$  et de la vitesse de rotation  $\omega$ . La vitesse d'éjection est déduite des débits  $Q$  et des diamètres de la buse  $d_b$ . Ces courbes permettent d'évaluer l'effet des gammes de vitesses d'éjection et de rotation sur le diamètre moyen pour chacun des diamètres de buse  $d_b=1.2, 1.5$  et  $2.0$  mm. Les nombres de Weber aérodynamiques avec la valeur  $We_{Ga}=4, 5$  et  $6$  sont matérialisés sur les courbes. Un Weber aérodynamique de  $We_{Ga} \sim 4 - 6$  correspond à la phase de transition avant dispersion vers le *bag breakup*. Nous pouvons aussi déduire des figures qu'à partir d'un Weber de  $We_{Ga} \sim 5 - 6$  le diamètre moyen tend vers  $0.4$  mm après la transition quel que soit le diamètre  $d_b$  de la buse, alors que le diamètre moyen avant le changement de régime est de  $0.7, 0.85$  et  $0.95$  mm pour les buses de  $d_b = 1.2, 1.5$  et  $2.0$  mm respectivement. A propos de la Figure 3.16, nous observons que le changement de régime est plus tardif, par rapport à  $We_{Ga}$ , pour une buse de  $d_b=1.2$  mm que pour les buses de  $d_b=1.5$  et  $2.0$  mm.

La Figure 3.5 peut aisément être comparée à la Figure 3.17 pour un diamètre de buse de  $d_b=1.5$  mm. Nous observons bien le changement de régime et l'apparition du *bag breakup* qui se traduit par une faible taille des gouttes résultantes.

Pour un diamètre de buse de  $d_b=1.2$  mm, le diamètre moyen  $\langle d \rangle$  diminue constamment avec l'augmentation de  $\omega$  et  $u_b$ . Il semblerait que l'augmentation du débit favorise la diminution de la taille des gouttes. Pour une faible vitesse  $u_b < 15$  m/s, la vitesse de rotation impacte faiblement la taille des gouttes. En revanche, nous avons plus d'impact lorsque nous avons un changement de régime de fragmentation, au delà de  $We_{Ga}=6$ . Si nous nous référons à la Figure 3.21, le nombre de Rossby qui désigne aussi le rapport des vitesses  $u_b$  sur  $u_\theta$  a des valeurs  $Ro \sim 3$ . Les effets de la rotation sont moins importants

3. Analyse d'un jet en rotation motorisée – 3.5. Prédiction de la taille des gouttes

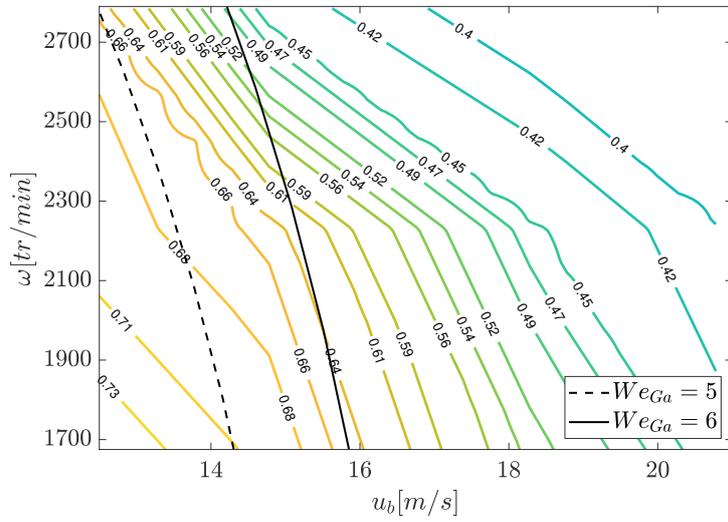


FIGURE 3.16.  $\langle d \rangle$  [mm] en fonction de  $u_b$  et  $\omega$  pour une buse de  $d_b=1.2$  mm.

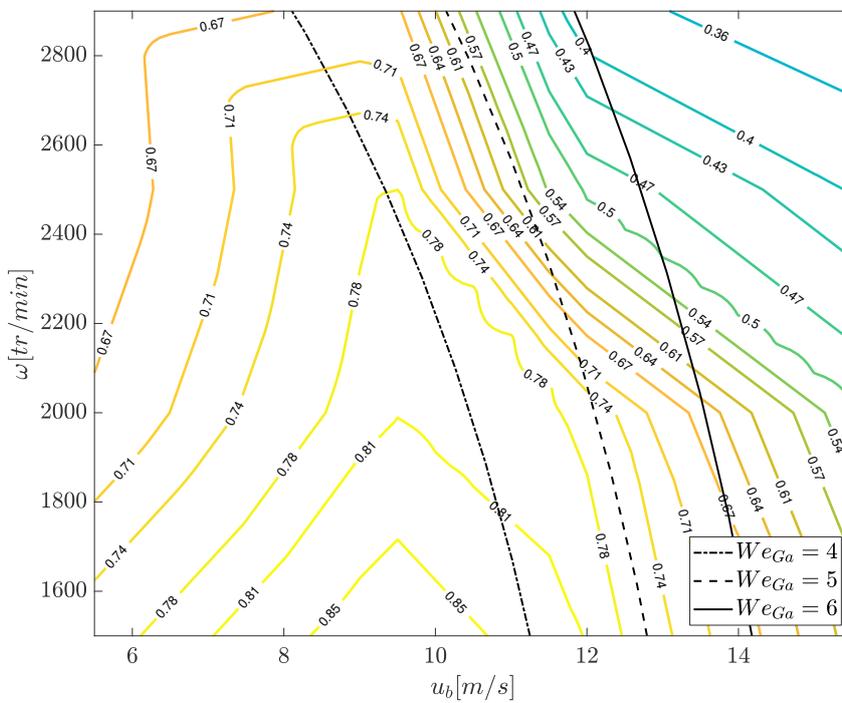


FIGURE 3.17.  $\langle d \rangle$  [mm] en fonction de  $u_b$  et  $\omega$  pour une buse de  $d_b=1.5$  mm.

### 3. Analyse d'un jet en rotation motorisée – 3.5. Prédiction de la taille des gouttes

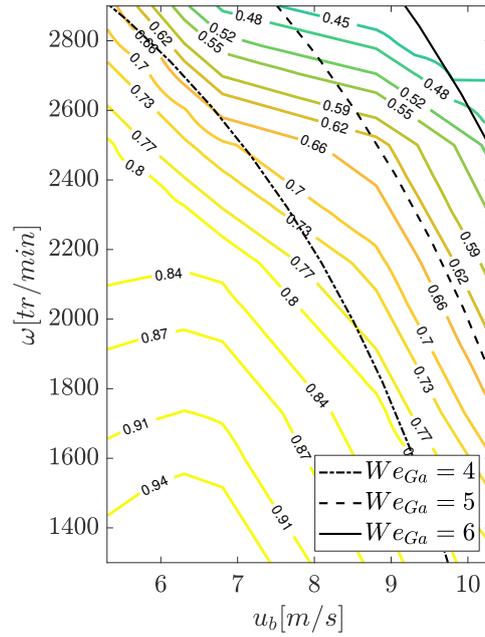


FIGURE 3.18. –  $\langle d \rangle$  [mm] en fonction de  $u_b$  et  $\omega$  pour une buse de  $d_b=2.0$  mm.

pour les buses de diamètres  $d_b=1.2$  et  $1.5$  mm qui vont générer de plus hautes vitesses d'expulsion  $u_b$  par rapport aux autres diamètres de buse à débit constant. Pour la buse de  $d_b=2.0$  mm, la vitesse  $u_b$  est plus faible, les forces de rotation sont plus importantes ( $Ro \sim 1$ ). Notons que pour ces deux buses, pour  $\omega = \text{cst}$ , il y a une augmentation de  $\langle d \rangle$  jusqu'à un maximum, puis une diminution en fonction de  $u_b$ . Pour la buse de  $d_b=2.0$  mm, nous observons cette augmentation pour  $\omega < 2400$  tr/min. [Lefebvre et McDonell \(2017\)](#) précisent que les diamètres moyens augmentent avec le débit pour une pression différentielle constante. Pour un faible débit, le jet est faiblement perturbé par la turbulence interne et avec la vitesse de rotation il est étiré. Lorsque le débit augmente, il y a de plus grandes perturbations qui sont accentuées par les forces aérodynamiques dues à la rotation et contribuent à la diminution du diamètre moyen  $\langle d \rangle$ .

### 3.5.2. Diamètres moyens en fonction des nombres de Weber

Nous observons les tendances des diamètres moyens  $\langle d \rangle (D_{10})$  et  $D_{32}$  en fonction des nombres de Weber aérodynamique et *crossflow*. Les Figures 3.19 et 3.20 présentent les diamètres moyens normalisés par le diamètre de la buse. Pour chaque diamètre de buse et débit, nous traçons l'évolution du diamètre moyen en fonction de la vitesse de rotation. De manière globale, les diamètres moyens diminuent en fonction de la vitesse de rotation. Le nombre de Weber  $We_{Gc}$  étant en fonction de la vitesse  $u_\theta$ , il représente bien cette évolution en fonction de la vitesse  $\omega$ .

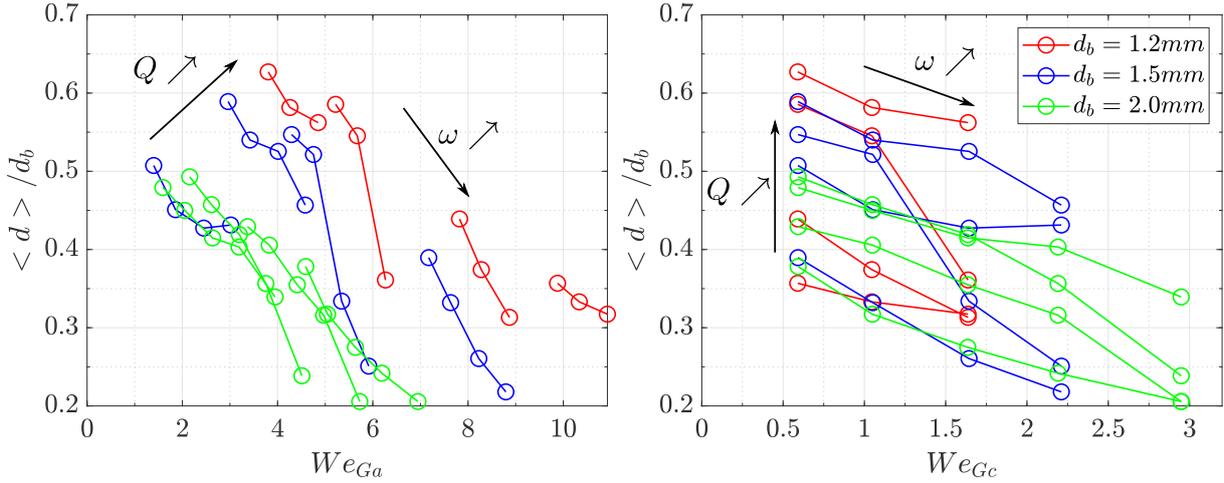


FIGURE 3.19. –  $\langle d \rangle$  en fonction du nombre de Weber aérodynamique et *crossflow* pour une position  $s/s_{LBK} \approx 1.5 - 3.5$ . Les points reliés représentent l'augmentation de  $\omega$ . Pour un diamètre de buse  $d_b$ , il y aura 4 débits différents

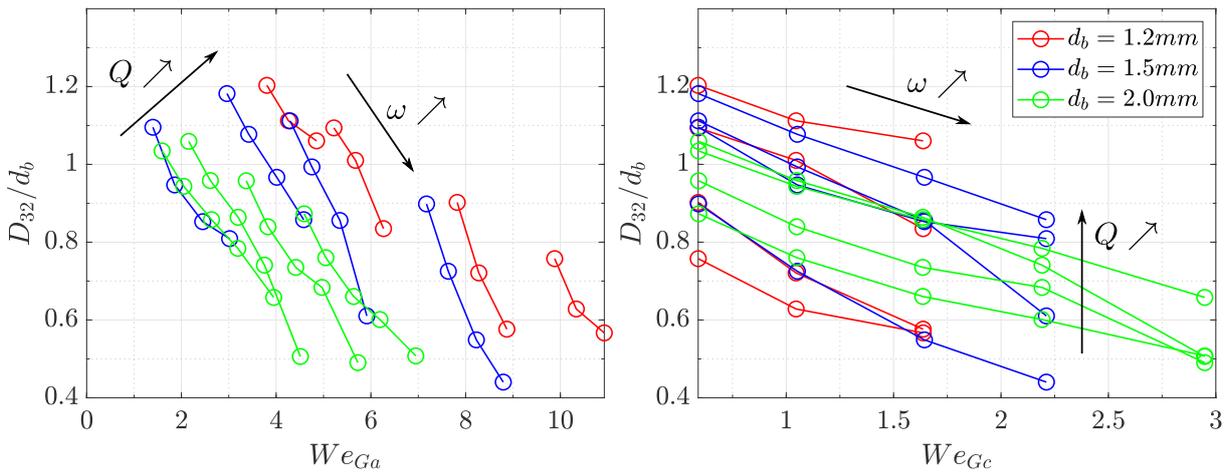


FIGURE 3.20. –  $D_{32}$  en fonction du nombre de Weber aérodynamique et *crossflow* pour une position  $s/s_{LBK} \approx 1.5 - 3.5$ .

Le diamètre moyen  $\langle d \rangle$  exprimé en fonction des deux nombres de Weber  $We_{Ga}$  et

$We_{Gc}$  montre plus clairement un changement de régime de fragmentation à partir de  $We_{Ga} \sim 5 - 6$  que nous pouvons observer sur la Figure 3.19. Ce changement de régime est clairement explicité sur les images de gouttes 3.5 où nous observons la fragmentation en brisure de *bag breakup* qui apparaît. Cela va générer la création de très petites gouttes. En revanche, sur les Figures 3.20, le diamètre moyen de Sauter ( $D_{32}$ ) est moins sensible à ce changement de régime.

### 3.5.3. Influence de la vitesse de rotation

L'influence de la vitesse de rotation a été analysée dans les sections précédentes. Le nombre de Rossby (introduit au chapitre 2) exprime le rapport entre les forces d'inertie et de rotation. Il est par conséquent le rapport entre la vitesse d'éjection  $u_b$  et la vitesse orthoradiale  $u_\theta$  due à la rotation.

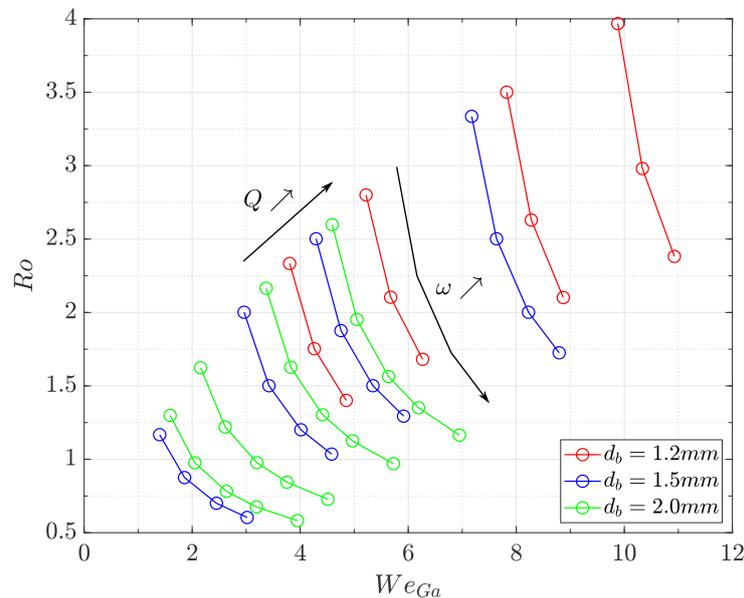


FIGURE 3.21. – Différentes configurations en fonction du nombre de Weber aérodynamique et du nombre de Rossby

La Figure 3.21 décrit l'influence de la vitesse de rotation sur les différentes configurations. Lorsque le nombre de Rossby  $Ro < 1$ , les forces de rotation sont prépondérantes. Ce qui est le cas lorsque la vitesse  $u_b$  est faible et la vitesse  $\omega$  élevée. Dans notre étude, nous remarquons peu de configurations qui ont les forces de rotation prépondérantes. Nous retrouvons seulement 10 configurations avec un nombre de Rosbby  $Ro < 1$ . Il y a seulement les configurations avec la buse de  $d_b=1.5$  pour un débit de  $Q=35$  L/h et des vitesses  $\omega > 2000$  tr/min et la buse de  $d_b= 2.0$  mm avec des débits de  $Q=60$  et  $75$  L/h pour  $\omega > 2000$  tr/min. Ceci montre que pour les jets en rotation avec une importante vitesse d'éjection  $u_b$ , ce n'est pas la vitesse de rotation qui va majoritairement piloter les mécanismes de fragmentation. Dans le chapitre 1, nous avons évoqué que le nombre de Rossby représente aussi le rapport entre les forces de Coriolis et centrifuge. Lorsque la vitesse  $\omega$  est très élevée et  $u_b$  faible comme pour de faibles débits et des grands diamètres de buse, la force centrifuge est dominante sur la force de Coriolis. Nous pouvons supposer que cela occasionnera une diminution de l'épaisseur du cœur liquide au sein de la buse

### 3. Analyse d'un jet en rotation motorisée – 3.5. Prédiction de la taille des gouttes

en rotation à cause de l'étirement du jet. Mais c'est un effet qui n'est pas pris en compte dans cette étude car les vitesses de rotation sont relativement faibles.

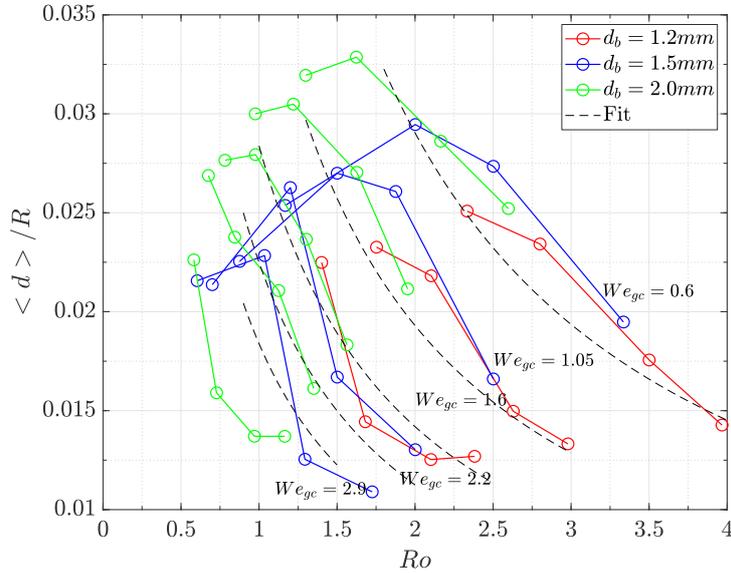


FIGURE 3.22. – Diamètre moyen des gouttes en fonction du nombre de Rossby pour les différentes configurations.

La Figure 3.22 représente les différentes configurations en fonction du nombre de Rossby. Nous avons tracé pour chaque diamètre de buse et vitesse de rotation l'impact d'un changement de débit sur le diamètre moyen  $\langle d \rangle$ . Bien que le rayon du rotor  $R$  soit constant, il nous a semblé judicieux de normaliser le diamètre des gouttes en fonction du rayon  $R$  car le diamètre des gouttes est impacté par la vitesse orthoradiale  $R\omega$ . Lorsque le nombre de Rossby augmente, cela veut dire que la vitesse d'éjection  $u_b$  augmente par rapport à la rotation. Sur la Figure 3.22, nous discernons que les courbes pour chaque nombre de Weber *crossflow* et les différents diamètres de buses semblent converger avec l'augmentation du nombre de Rossby. Il y a bien une zone de transition, où la vitesse de rotation a tendance à faire un peu diminuer  $\langle d \rangle$ . Puis, les forces inertielles augmentant avec le débit, il y a une augmentation, puis une diminution de  $\langle d \rangle$ . Pour décrire l'évolution du diamètre moyen pour chaque vitesse de rotation nous avons ajusté l'équation 3.3.

$$\frac{\langle d \rangle}{R} = 0.04(We_{Gc})^{-0.73}(Ro)^{-1} \quad (3.3)$$

L'équation 3.3 ne prend cependant pas en compte l'augmentation, puis la diminution du diamètre moyen  $\langle d \rangle$ , en fonction du débit. En revanche, nous pouvons remarquer que si nous passons du côté droit de l'équation le rayon  $R$ , nous avons alors le diamètre  $\langle d \rangle$  en fonction de  $We_{Gc}$  et  $R^2\omega/u_b$  qui est le taux d'étirement introduit au chapitre 1.

La Figure 3.23 présente la variation des diamètres moyens  $\langle d \rangle$  et  $D_{32}$  en fonction du nombre de Bond de Coriolis  $Bo_{cr}$ . Il représente le rapport entre la force de Coriolis et la tension de surface. Les données de l'ensemble des configurations s'ajustent relativement bien en fonction de ce nombre adimensionnel.  $\langle d \rangle$  et  $D_{32}$  ont tendance à suivre la pente  $Bo_{cr}^{-1/2}$ .

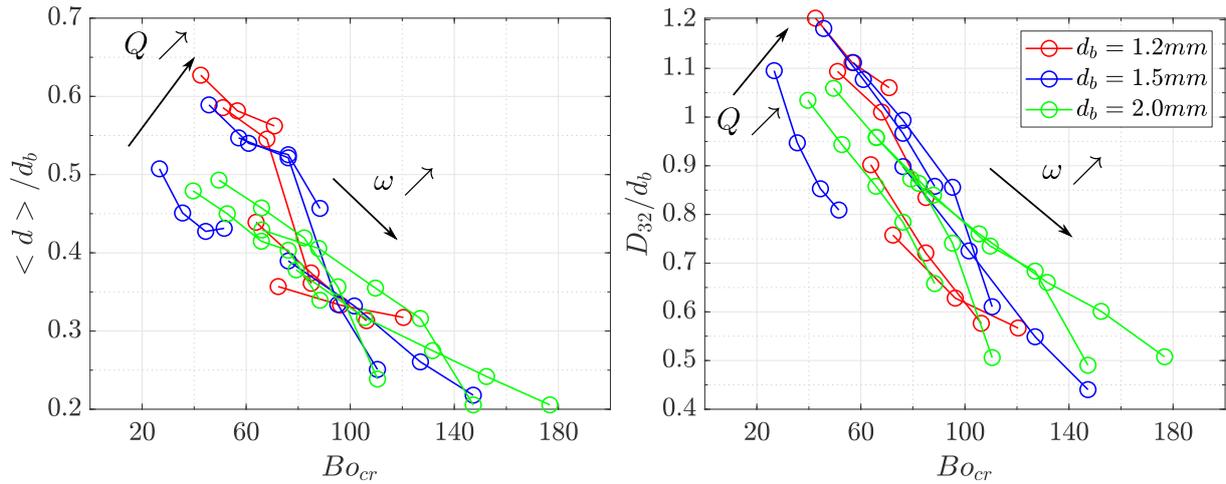


FIGURE 3.23. – Diamètre moyen des gouttes  $\langle d \rangle$  et  $D_{32}$  en fonction du nombre de Bond de Coriolis pour les différentes configurations.

### 3.5.4. Distribution des tailles et vitesses de gouttes

Les diamètres moyens ne donnent qu'une représentation globale de la dispersion d'un jet. Pour avoir une représentation complète, il faut tracer la fonction de densité de probabilité (pdf) normalisée de la taille et de la vitesse des gouttes pour chaque configuration. Cette représentation permet de percevoir les évolutions plus subtiles suivant les conditions opérationnelles. D'autre part, la probabilité conjointe relie la taille et la vitesse des gouttes sous forme d'un histogramme 3D. Cela permet d'observer les relations entre la taille et la vitesse pour l'ensemble du nuage de gouttelettes. La vitesse  $u_g$  est la vitesse des gouttes dans l'air détectée par DTV.  $\langle u_g \rangle_V$  est la vitesse moyenne des gouttes pondérées par le volume. La vitesse moyenne des gouttes aura la direction de la vitesse résultante entre la vitesse d'éjection  $u_b$  et la vitesse de rotation  $\omega$ .

#### 3.5.4.1. Distribution de la taille des gouttes suivant la position d'observation

La Figure 3.24 présente les densités de probabilité pour une seule configuration dans le régime de *bag breakup* sur différentes positions le long de la trajectoire. Les positions  $s/s_{LBK} = 1.3$  et  $s/s_{LBK} = 1.8$  présentent des formes semblables de distribution de tailles de gouttes. Elles ont respectivement un diamètre moyen  $\langle d \rangle = 0.27$  et  $0.32$  mm. Lorsqu'on s'éloigne de la longueur de brisure, la part de petites gouttes a tendance à diminuer, ce qui a déjà été remarqué avec les diamètres moyens. Lorsque nous sommes à des distances très éloignées de la longueur de brisure,  $s/s_{LBK} = 5.2$ , le pic de la distribution de la taille des gouttes est plus diffus. Ce qui augmente la valeur de la moyenne au sein du nuage de gouttes ( $\langle d \rangle = 0.38$ ). Nous remarquons sur la Figure 3.25 une érosion de l'histogramme lorsque nous nous éloignons du centre de rotation ( $s/s_{LBK} = 5.2$ ) à cause de nombreuses gouttes hors champ. Très près de la longueur de brisure ( $s/s_{LBK} = 1.3$ ), la fragmentation n'a pas lieu en totalité et la méthode de détection rejette les grosses structures ligamentaires. La position qui détecte le plus grand nombre de gouttes est la position  $s/s_{LBK} = 1.8$ . De plus, le *bag breakup* génère des tailles qui sont très petites pour lesquelles la méthode de mesure atteint ses limites. Notre installation de mesure par ombroscopie puis DTV ne peut pas

3. Analyse d'un jet en rotation motorisée – 3.5. Prédiction de la taille des gouttes

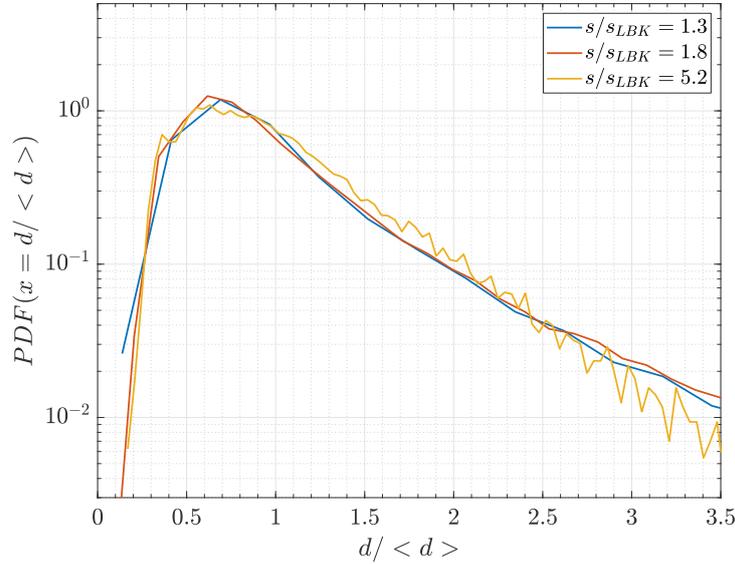


FIGURE 3.24. – Pdf de la distribution de la taille des gouttes pour une buse de diamètre  $d_b=1.2\text{mm}$  et un débit  $Q=85\text{ L/h}$  et pour des positions différentes le long de la trajectoire du jet, pour une vitesse de rotation de  $\omega=2790\text{ tr/min}$ .

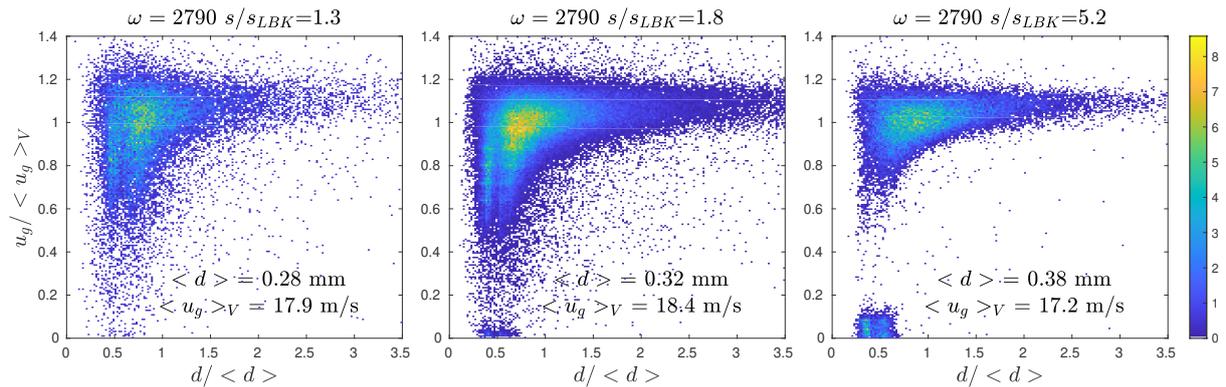


FIGURE 3.25. – Probabilités conjointes de la taille des gouttes et de leur vitesse pour une buse de diamètre  $d_b=1.2\text{mm}$  et un débit  $Q=85\text{ L/h}$ ,  $\omega=2790\text{ tr/min}$  le long de la trajectoire.

### 3. Analyse d'un jet en rotation motorisée – 3.5. Prédiction de la taille des gouttes

mesurer des gouttes inférieures à  $47\mu\text{m}$ . Les pdf, Figure 3.24 et probabilités conjointes de la taille et la vitesse des gouttes, Figure 3.25, correspondent aux images **d**, **e**, **f** de la Figure 3.4. A la position  $s/s_{LBK}=1.3$ , nous détectons la forme de la pdf représentative du régime d'atomisation en *bag breakup* après la rupture de la poche. A la position  $s/s_{LBK}=1.8$ , il y a une représentation de la fragmentation secondaire des ligaments résiduels et des anneaux toroïdaux. Au niveau de la position  $s/s_{LBK}=5.2$ , il y a la détection des gouttes principales représentatives de la taille du cœur liquide.

#### 3.5.4.2. Distribution de tailles et vitesses pour toutes les configurations

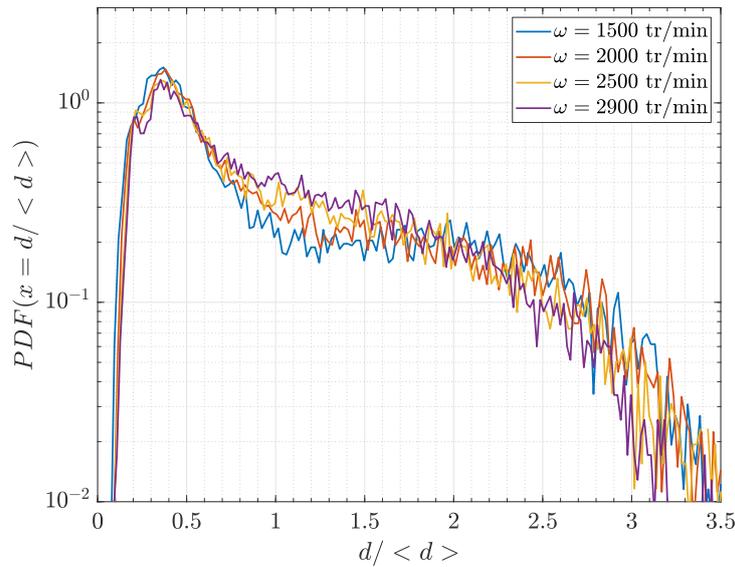


FIGURE 3.26. – Pdf de la distribution de la taille des gouttes pour une buse de diamètre  $d_b=1.5\text{mm}$  et un débit  $Q=35\text{ L/h}$  et pour des vitesses de rotation de 1500, 2000, 2500 et 2900 tr/min.

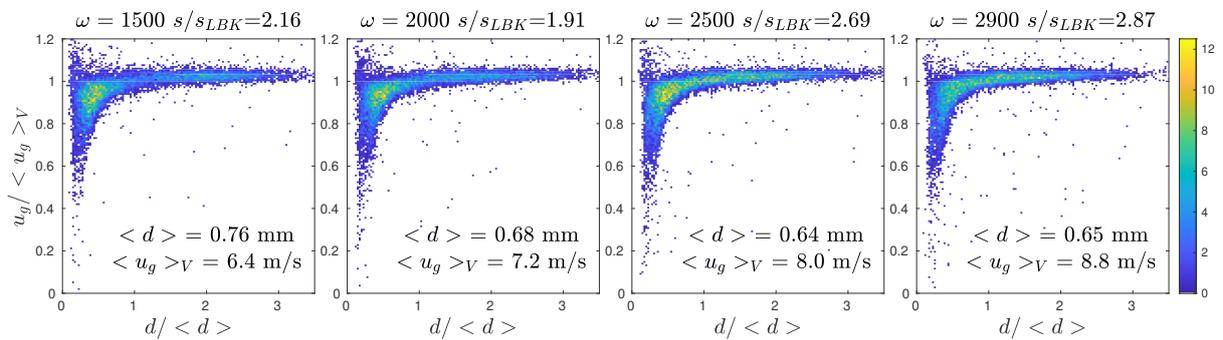


FIGURE 3.27. – Probabilités conjointes de la taille des gouttes et de leur vitesse pour une buse de diamètre  $d_b=1.5\text{mm}$  et un débit  $Q=35\text{ L/h}$  et pour des vitesses de rotation de 1500, 2000, 2500 et 2900 tr/min.

Les Figures 3.26 et 3.27 présentent les pdf et les probabilités conjointes de la taille

### 3. Analyse d'un jet en rotation motorisée – 3.5. Prédiction de la taille des gouttes

des gouttes et de leur vitesse pour différentes vitesses de rotation  $\omega$  dans le régime de Rayleigh. Nous distinguons deux modes, un pic principal proche de  $0.25 < d >$  et un autre à environ  $2 < d >$ . Les densités de probabilité bimodales sont caractéristiques d'un régime de fragmentation de type Rayleigh, Keshavarz, Houze et al. (2020), qui montrent une claire distinction entre les gouttes principales et les gouttes satellites. L'augmentation de la vitesse de rotation a tendance à atténuer la distinction entre les deux pics, ce qui est particulièrement visible entre  $< d >$  et  $1.5 < d >$ . Cela correspond à un régime de transition entre le régime de Rayleigh et le *bag breakup*. Le diamètre moyen  $< d >$  diminue en fonction de la vitesse de rotation. Sur les probabilités conjointes, nous remarquons que la vitesse des gouttes est majoritairement autour de la valeur moyenne  $< u_g >_V$ . Il y a cependant les gouttes les plus petites  $0.25 < d >$  qui ont une vitesse entre  $0.6 < u_g >_V$  et  $< u_g >_V$ . Nous ne retrouvons pas de gouttes avec des vitesses entre 0 et  $0.6 < u_g >_V$  pour ce régime.

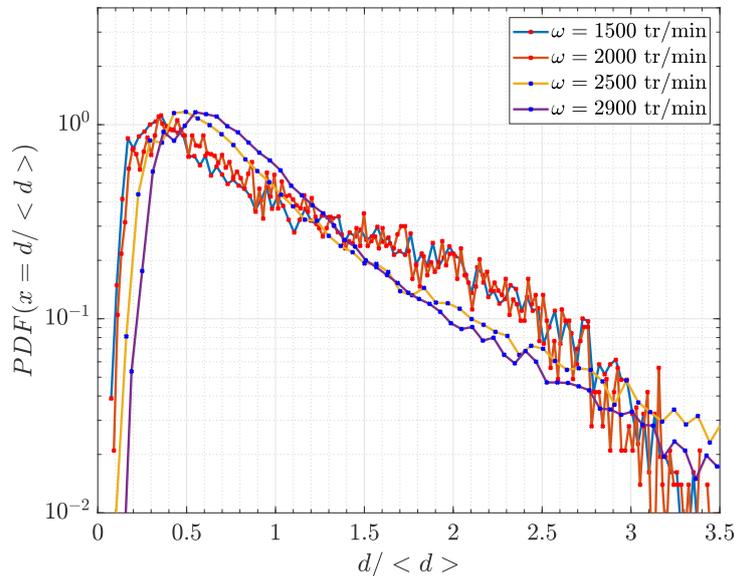


FIGURE 3.28. – Pdf de la distribution de la taille des gouttes pour une buse de diamètre  $d_b=1.5\text{mm}$  et un débit  $Q=75\text{ L/h}$  et pour des vitesses de rotation de 1500, 2000, 2500 et 2900 tr/min.

Les Figures 3.28 et 3.29 décrivent l'évolution des pdf et des probabilités conjointes de la taille des gouttes et de leur vitesse pour une configuration et différentes vitesses de rotation  $\omega$ . Dans cette configuration, l'augmentation de la vitesse  $\omega$  va favoriser le passage du régime de Rayleigh ( $\omega=1500$  et  $2000$  tr/min) au *bag breakup* ( $\omega=2500$  et  $2900$  tr/min). La pdf tend alors vers un seul pic. Au niveau des probabilités conjointes de la taille et la vitesse des gouttes, Figure 3.29, nous observons que suivant le régime de fragmentation, nous avons des positions d'observation qui sont différentes,  $s/s_{LBK} \sim 4$  pour le régime de Rayleigh et  $s/s_{LBK} \sim 2$  pour le régime de *bag breakup*. Il y a moins de gouttes détectées pour le régime de Rayleigh ( $\sim 10^4$  contre  $\sim 5 \cdot 10^5$  pour l'autre régime). Nous remarquons un étalement bien plus important des probabilités conjointes pour le régime de *bag breakup* car un plus large spectre de tailles et de vitesses de gouttes est généré. Ceci est d'autant plus accentué pour  $\omega=2900$  tr/min. Nous observons que lorsque nous changeons de régime d'atomisation, Figure 3.29, pour avoir du *bag breakup*, des gouttes d'un diamètre  $\sim 0.5 < d >$  et d'une

### 3. Analyse d'un jet en rotation motorisée – 3.5. Prédiction de la taille des gouttes

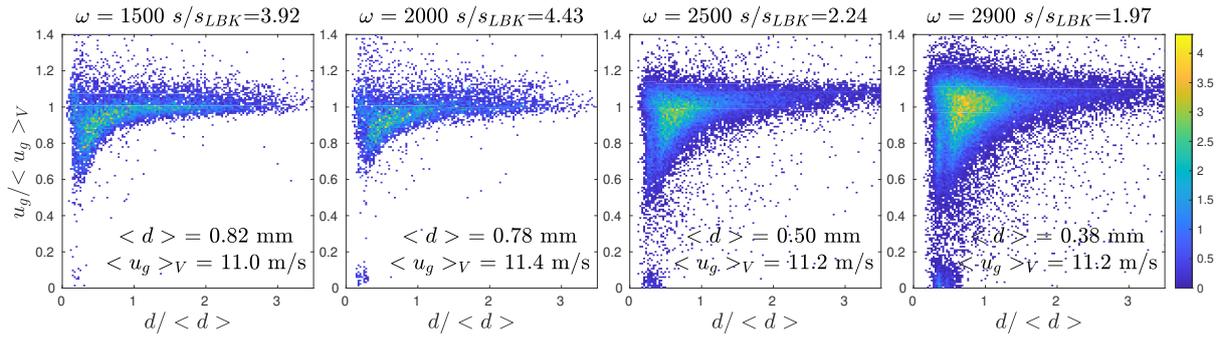


FIGURE 3.29. – Probabilités conjointes de la taille des gouttes et de leur vitesse pour une buse de diamètre  $d_b=1.5\text{mm}$  et un débit  $Q=75\text{ L/h}$  et pour des vitesses de rotation de 1500, 2000, 2500 et 2900 tr/min.

vitesse entre 0 et  $0.2 < u_g >_V$  apparaissent sous l'effet d'une fragmentation qui génère de très petites gouttes. Ensuite, lorsque la vitesse de rotation augmente, il y a une tendance à avoir toute la gamme de vitesses entre 0 et  $< u_g >_V$ . Nous retrouvons les résultats évoqués dans les études de [Felis-Carrasco \(2017\)](#) et [Vallon, Abid et al. \(2021\)](#) pour un jet fixe dans le régime *Second wind induced*. Cela corrobore le fait qu'il y a un sous groupe de gouttelettes qui se comportent comme des traceurs passifs et sont soumises à de grandes fluctuations. Les autres gouttes ont des tailles plus importantes, des comportements balistiques et sont moins soumises à des fluctuations de l'air ambiant. Ces gouttes traceurs passifs sont observées à partir de  $We_{Ga} \sim 5$  pour toutes les configurations. Ce qui confirme la présence de ces gouttes seulement à partir d'un changement de régime en *bag breakup* et la génération importante de très petites gouttes. Nous remarquons dans la Figure 3.25 que ces gouttes sont détectées à une distance éloignée du centre de rotation ( $s/s_{LBK} = 5.2$ ). Cela confirme la provenance de ces gouttes venant des précédentes rotations. Elles gravitent dans l'air ambiant autour du centre de rotation.

On trace les densités de probabilité de la vitesse totale des gouttes normalisée par la moyenne pondérée par le volume des gouttes  $u_g / < u_g >_V$  pour toutes les configurations expérimentales sur la Figure 3.30.

Nous observons l'aplatissement et le décalage progressif du pic par rapport à la vitesse moyenne pondérée par le volume des gouttes lorsque le nombre de Weber aérodynamique augmente. Lorsqu'on est dans un régime d'atomisation de type *bag breakup*, le pic a tendance à être autour de  $1.2 < u >_V$ . Les gouttes considérées comme des traceurs passifs avec des vitesses entre  $0 < u_g >_V$  et  $0.2 < u_g >_V$  sont le résidu des nombreux passages du jet dans le cas d'un régime en *bag breakup*. Le nombre de ces très petites gouttes qui ont une taille aux alentours de  $d \sim 150\ \mu\text{m}$  aura tendance à augmenter avec le Weber aérodynamique. Cela explique pourquoi il y a un décalage du pic de la pdf des vitesses lorsque le  $We_{Ga}$  augmente, ces petites gouttes auront tendance à baisser la moyenne de la vitesse totale  $< u >_V$  du nuage de gouttes. Dans la Figure 3.31, les pdf sont séparées pour les deux régimes d'atomisation. On note les différences entre l'aplatissement des pics pour les deux pdf. Cet aplatissement est visible dans les probabilités conjointes de la taille et la vitesse des gouttes, Figure 3.29.

3. Analyse d'un jet en rotation motorisée – 3.5. Prédiction de la taille des gouttes

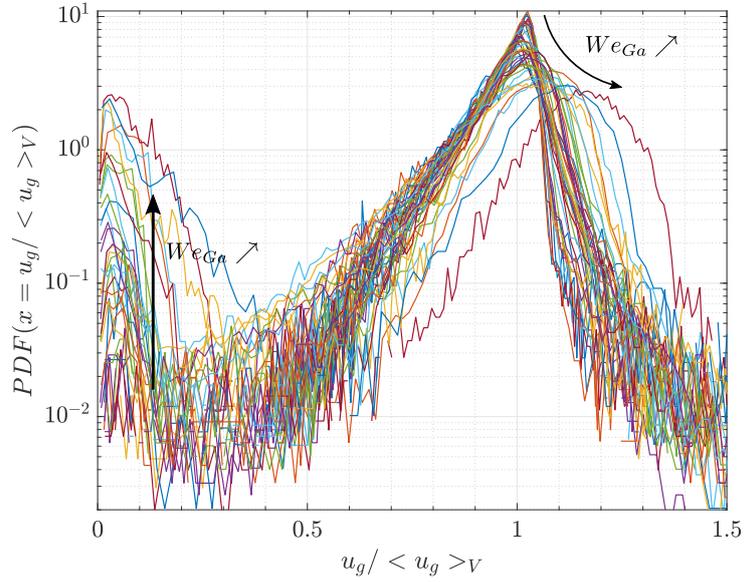


FIGURE 3.30. – Pdf de la distribution de la vitesse des gouttes pour toutes les configurations.

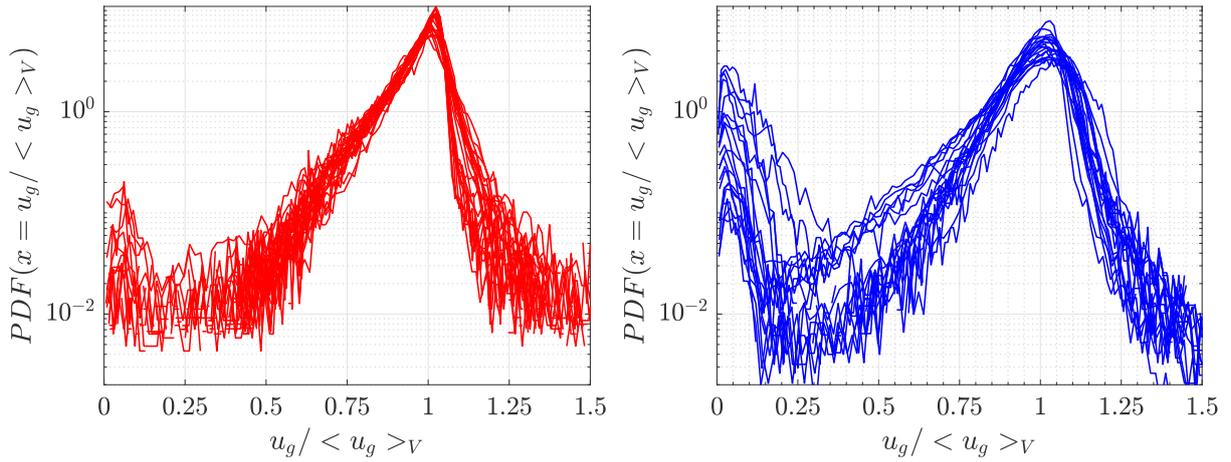


FIGURE 3.31. – Pdf de la distribution de la vitesse des gouttes pour le régime de Rayleigh (Gauche) et *bag breakup* (Droite).

### 3.5.5. Ajustement avec les lois Gamma

Les distributions de la taille des gouttes viennent de la fragmentation des ligaments. Cette distribution est de type Gamma et peut être ajustée avec des lois venant de formulations théoriques. Nous faisons l'ajustement avec deux lois Gamma combinées linéairement (voir section 1.4.1.2) pour décrire complètement la distribution de la taille des gouttes pour une configuration. Les deux lois Gamma permettent de séparer les gouttes principales  $d_m$  des gouttes secondaires  $d_s$ . Ces lois Gamma sont chacune centrées sur les diamètres moyens  $\langle d \rangle_m$  et  $\langle d \rangle_s$ , qui sont les diamètres moyens des gouttes principales et des gouttes secondaires respectivement. On se sert de ces ajustements théoriques pour étudier l'évolution des distributions en fonction des conditions opérationnelles. Nous ne voyons pas cette description comme étant dans un cadre théorique complet mais plus comme une manière de visualiser et quantifier l'évolution des résultats.

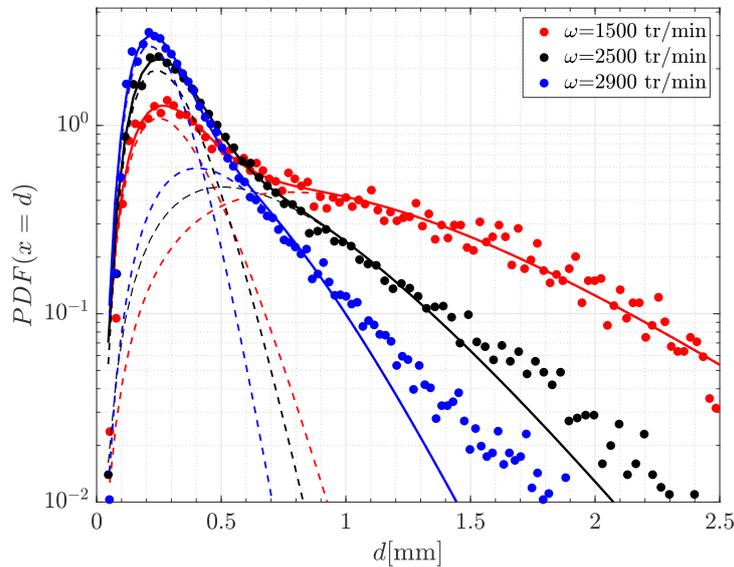


FIGURE 3.32. – Ajustement de la pdf de la distribution de la taille des gouttes pour une buse de diamètre  $d_b=1.5\text{mm}$  et un débit  $Q=75\text{ L/h}$  et  $\omega=1500, 2500$  et  $2900\text{ tr/min}$ .

$\omega$	$a_m$	$a_s$	$n_m$	$n_s$	$\langle d \rangle_m$	$\langle d \rangle_s$
1500	0.38	0.62	3	4.3	1.16	0.32
2500	0.58	0.42	3.2	5.3	0.72	0.3
2900	0.65	0.35	4.1	6	0.53	0.25

Table 3.7. – Paramètres d'ajustement pour la Figure 3.32

La Figure 3.32 et la Table 3.7 donnent un exemple d'ajustement avec les deux lois Gamma pour trois configurations avec les paramètres d'ajustement obtenus. On a réalisé des ajustements avec les distributions Gamma pour toutes les configurations et on a relevé les diamètres moyens  $\langle d \rangle_m$  et  $\langle d \rangle_s$ . Cette méthode permet de voir plus en détail l'évolution des pics en fonction des conditions opérationnelles. La Figure 3.33 trace l'évolution des diamètres moyens de chaque pic de sous population en fonction du nombre de Weber aérodynamique  $We_{Ga}$ . Nous remarquons que l'évolution du diamètre principal

$\langle d \rangle_m$  conduit à se rapprocher du diamètre  $\langle d \rangle_s$  secondaire lorsque le nombre de Weber aérodynamique augmente. On peut penser que lorsque le jet est très fragmenté, il y a un seul pic qui peut être ajusté avec une seule distribution Gamma. Dans notre cas, le jet n'est jamais totalement fragmenté. On a toujours deux régimes de fragmentation. On remarque cependant que le pic des gouttes secondaires  $\langle d \rangle_s$  est constant quel que soit le nombre de Weber aérodynamique. Sur la Figure 3.33, le rapport  $\langle d \rangle_s / \langle d \rangle$  augmente car  $\langle d \rangle$  diminue avec l'augmentation de  $We_{Ga}$ .

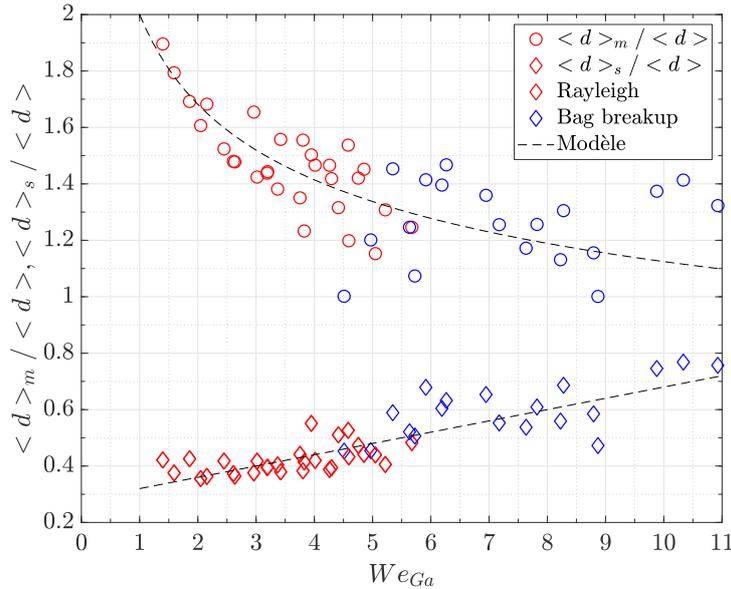


FIGURE 3.33. –  $\langle d \rangle_m$  et  $\langle d \rangle_s$  venant des lois Gamma ajustées sur les résultats expérimentaux.

Les équations 3.4 et 3.5 ajustent l'évolution de  $\langle d \rangle_s$  et  $\langle d \rangle_m$  en fonction de  $We_{Ga}$

$$\langle d \rangle_m / \langle d \rangle = 2We_{Ga}^{-1/4} \quad (3.4)$$

$$\langle d \rangle_s / \langle d \rangle = 0.04We_{Ga} + 0.28 \quad (3.5)$$

### 3.5.6. Ajustement avec une loi cumulée

On trace l'histogramme de distribution de la taille des gouttes cumulée en volume. Un ajustement peut être réalisé par l'équation de Roslin Rammler évoquée dans la partie 1.4.1.1. Cette représentation largement utilisée en granulométrie apporte des informations supplémentaires sur la distribution de la taille des gouttes avec une approche volumique de la taille des gouttes. Les paramètres  $X$  et  $\delta$  sont définis pour chaque configuration et présentés dans la Figure 3.34. Le paramètre  $\delta$  décrit la dispersion de la distribution granulométrique pour une configuration. On observe ensuite son évolution en fonction du nombre de Weber aérodynamique. Comme on a pu l'observer pour les pdf des distributions de taille de goutte sur les Figures 3.26, 3.28 et 3.33, l'augmentation de  $We_{Ga}$  a tendance à favoriser un rapprochement des deux pics  $\langle d \rangle_m$  et  $\langle d \rangle_s$  et un rétrécissement de la distribution. On pourrait supposer alors que lorsque  $We_{Ga}$  augmente, il y a moins de

### 3. Analyse d'un jet en rotation motorisée – 3.5. Prédiction de la taille des gouttes

dispersion car la gamme de taille des gouttes est plus étroite. Lorsque l'on observe la Figure 3.34, on constate que c'est l'effet inverse. Cela s'explique car lorsqu'on est dans un régime de Rayleigh, il y a deux tailles de gouttes privilégiées qui sont les gouttes principales et satellites. Les gouttes principales ont généralement un volume bien plus important que les gouttes satellites et sont mieux représentées dans une visualisation volumique telle que la distribution cumulée. En revanche, lorsqu'il y a le régime de *bag breakup*, il y a une plus grande diversité de tailles des gouttes, ce qui aplati la distribution volumique. Avec l'augmentation de  $We_{Ga}$ , il y a une diminution de  $\delta$  et par conséquent une plus grande dispersion de la taille des gouttes.

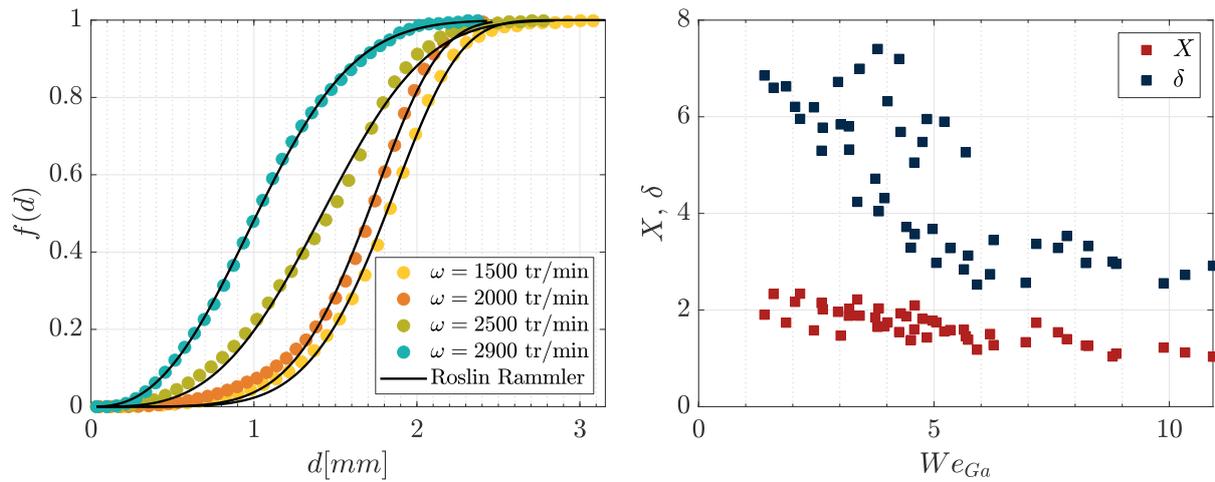


FIGURE 3.34. – (Gauche) Ajustement avec une fonction de Roslin Rammler sur quatre configurations avec une buse de  $d_b=1.5$  mm,  $Q=75$ L/h et  $\omega=1500, 2000, 2500$  et  $2900$  tr/min. (Droite) Évolution des paramètres  $X$  et  $\delta$  pour l'ensemble des configurations.

### 3.6. Conclusion

L'observation d'un jet en rotation motorisée a été effectuée. La difficulté de l'observation dans un système en rotation a été résolue par l'ajout d'un capteur rotatif sur l'axe de rotation. On a pu réaliser nos mesures le long de la trajectoire du jet pour différentes configurations en fonction du débit  $Q$  et pour 3 diamètres de buses  $d_b=1.2, 1.5$  et  $2.0$  mm. Par conséquent, une technique analogue sera utilisée sur le dispositif pour le micro-asperseur. Les différentes configurations ont été analysées dans le but de classifier les régimes de fragmentation. La rotation est capable d'effectuer des changements de régime d'atomisation. On observe deux régimes de fragmentation dans notre cas d'étude : le régime de Rayleigh et le *bag breakup*. La vitesse de rotation a clairement une influence sur le changement de régime. Pour un débit fixe, la vitesse  $\omega$  va favoriser le passage du régime de Rayleigh à celui du *bag breakup*. Cette limite entre les deux régimes est visible avec le nombre de Weber aérodynamique à partir de  $We_{Ga} \sim (4 - 5)$ . La vitesse de rotation a une implication dans l'étirement du jet. Cela va favoriser une diminution du diamètre moyen de la taille des gouttes. Nous l'observons clairement dans le cas d'une brisure de type Rayleigh. Les différents modes sont observés d'un point de vue de la distribution de la taille et de la vitesse des gouttes. Les distributions conjointes de la taille et la vitesse sont présentées pour chaque configuration. Les distributions sont bimodales lors du régime de Rayleigh alors qu'elles tendent vers un seul mode lorsque la vitesse de rotation augmente. Nous remarquons que lorsque le nombre de Weber aérodynamique augmente, de par l'augmentation de la vitesse de rotation et du débit, il y a une plus grande dispersion du jet. Le nuage de gouttes généré sera alors plus sensible à la dérive.



# 4. Conception et analyse de prototypes de micro-asperseurs

## Sommaire

4.1	Introduction . . . . .	113
4.2	Théorie des micro-asperseurs . . . . .	115
4.3	Essais préliminaires . . . . .	116
4.4	Configurations expérimentales . . . . .	120
4.4.1	Différentes configurations . . . . .	120
4.4.2	Prédiction de la vitesse de rotation . . . . .	123
4.4.3	Spécificité des micro-asperseurs . . . . .	125
4.4.3.1	Sur la fragmentation . . . . .	125
4.4.3.2	Sur la vitesse des gouttes . . . . .	127
4.5	Classification des configurations . . . . .	128
4.5.1	Observations le long de la trajectoire . . . . .	128
4.5.2	$d_b=1.2$ mm, effets de la variation du diamètre du canal $C$ . . . . .	129
4.5.3	$d_b=1.2$ mm, effets de la variation de l'angle d'éjection $\alpha$ . . . . .	130
4.5.4	$C=2$ mm, variation du diamètre de la buse $d_b$ . . . . .	131
4.5.5	Différences morphologiques . . . . .	132
4.5.6	Évolution en fonction des nombres de Weber . . . . .	134
4.6	Trajectoire du jet . . . . .	136
4.6.1	Longueur et rayon de brisure . . . . .	137
4.6.2	Analyse de la trajectoire . . . . .	138
4.7	Prédiction de la taille des gouttes . . . . .	139
4.7.1	Paramètres entrée/sortie . . . . .	139
4.7.2	Variation des diamètres moyens en fonction de la position de détection . . . . .	139
4.7.3	Variation des diamètres moyens en fonction des configurations . . . . .	140
4.7.3.1	Pour toutes les configurations . . . . .	140
4.7.3.2	Buse de $d_b=1.2$ mm . . . . .	142
4.7.3.3	Canal $C=2$ mm et angle $\alpha=30^\circ$ . . . . .	143
4.7.3.4	Canal $C=2$ mm et angle $\alpha=45^\circ$ . . . . .	144
4.7.3.5	Canal $C=2$ mm et angle $\alpha=60^\circ$ . . . . .	145
4.7.3.6	Canal $C=2.5$ mm et angle $\alpha=45^\circ$ . . . . .	145
4.7.4	Ajustement des diamètres moyens en fonction de la morphologie . . . . .	146
4.7.5	Pdf de la taille des gouttes . . . . .	148
4.7.5.1	Distribution de la taille des gouttes suivant la position d'observation . . . . .	148
4.7.5.2	Distribution de la taille et la vitesse des gouttes pour toutes les configurations . . . . .	152
4.7.6	Ajustement des densités de probabilité . . . . .	154

4.7.7	Ajustement des densités de probabilité cumulées . . . . .	157
4.8	Détermination d'un prototype . . . . .	160
4.8.1	Classes de gouttes . . . . .	160
4.8.2	Rayon d'aspersion . . . . .	162
4.9	Atomisation d'un mélange d'eau et d'argile kaolinite . . . . .	166
4.10	Comparaison entre les expérimentations . . . . .	168
4.11	Conclusion . . . . .	171

## 4.1. Introduction

Le chapitre 1 souligne l'absence d'étude expérimentale sur l'observation de l'atomisation d'un jet provenant d'un micro-asperseur rotatif pour des applications agricoles. L'originalité d'un micro-asperseur rotatif est la mise en rotation générée par réaction propulsive par le jet. Le rotor étant maintenu de part et d'autre de l'axe par des liaisons pivots mais laissé libre à la rotation, la force de poussée qui est dans le plan horizontal (x,y) induit une rotation. La vitesse de rotation est ainsi corrélée à la direction du jet par l'angle d'éjection et à la force de poussée. Les micro-asperseurs peuvent avoir un ou plusieurs jets expulsés par le déflecteur rotatif (canal). Dans notre étude, le micro-asperseur de référence est le ROLLAND Rotojet 3C pendulaire avec un seul jet en sortie du canal dont nous utiliserons le corps, voir partie 2.2.4. On a réalisé dix phases de conception pour la création d'un prototype de canal pour nos observations avec un micro-asperseur. Le nombre de phases de conception résulte de la difficulté de réaliser un micro-asperseur générant un jet sans fuite avec une rotation régulière. Ensuite, l'observation de 67 configurations permet une étude paramétrique. Cette approche constitue une base de données utile à l'industriel pour de futures conceptions de micro-asperseurs rotatifs dans le domaine de l'application de produits de traitement ou de l'irrigation. L'objectif est de mieux connaître l'impact de la géométrie d'un micro-asperseur pour en augmenter ses performances. La géométrie étant différente de la première expérimentation, les nombres adimensionnels seront adaptés à ce cas d'étude. Les nombres adimensionnels de Weber aérodynamique et *crossflow* sont définis en fonction du diamètre du canal  $C$  et des vitesses  $u_{res}$  et  $u_\theta$ , respectivement. Les nombres de Reynolds et de Weber liquide utiliseront la vitesse  $u_b$  et le diamètre de la buse  $d_b$ . La vitesse  $u_b$  et la vitesse résultante théorique  $u_{res}$  sont utilisées car on n'a pas pu mesurer la vitesse d'éjection en sortie de canal  $u_c$ . Les vitesses en sortie de canal sont alors surestimées et par conséquent les nombres adimensionnels également.

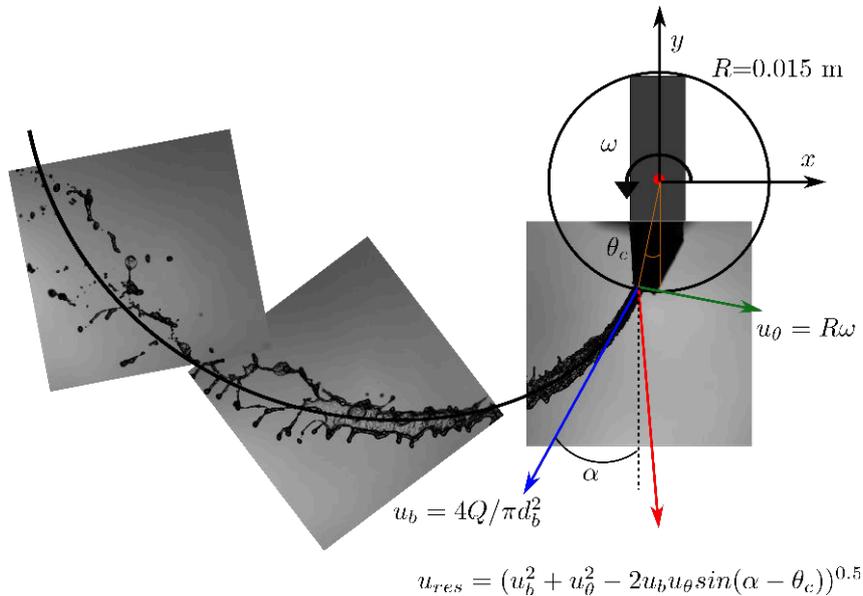


FIGURE 4.1. – Images par ombroscopie du jet émanant d'un micro-asperseur

$$Re_L = \frac{u_b d_b}{\nu_L} \quad We_L = \frac{\rho_L u_b^2 d_b}{\sigma_L} \quad (4.1)$$

$$We_{Ga} = \frac{\rho_G u_{res}^2 C}{\sigma_L} \quad We_{Gc} = \frac{\rho_G u_{\theta}^2 C}{\sigma_L} \quad (4.2)$$

L'étude préliminaire, partie 4.3, va permettre d'observer la variation de la vitesse de rotation  $\omega$  en fonction des paramètres géométriques, rayon  $R$ , angle d'éjection  $\alpha$  et diamètre du canal  $C$ . Nous avons ensuite réalisé les expérimentations par ombroscopie et DTV, partie 4.4, sur cinq prototypes ayant des angles  $\alpha$  et des canaux  $C$  différents. Notons que le rayon du rotor est fixe  $R \sim 0.015$  m pour les expérimentations. Nous avons choisi de ne pas faire varier  $R$  car c'est un paramètre limité par les bras de support des micro-asperseurs de l'entreprise Rolland.

## 4.2. Théorie des micro-asperseurs

Le théorème du moment cinétique est appliqué sur le micro-asperseur pour avoir une approximation de la vitesse de rotation en fonction de l'angle d'éjection  $\alpha$ , du rayon du rotor  $R$  et du diamètre de la buse  $d_b$ . La Figure 4.2 illustre les différentes composantes de la vitesse d'éjection en fonction de l'angle d'éjection  $\alpha$  et de la géométrie du micro-asperseur. Si on considère qu'il y a conservation du moment cinétique en négligeant les couples de résistance de l'air et de frottements mécaniques au niveau de la liaison pivot, on a alors :

$$\sum \mathcal{M} = 0 \quad (4.3)$$

$\mathcal{M}$  étant le moment des forces en jeu. On considère dans notre cas seulement le moment de la force de poussée dans le référentiel inertiel qu'on peut exprimer en fonction de la composante orthoradiale de la vitesse d'éjection à la sortie du canal  $[u_b \sin(\alpha - \theta_c) - u_\theta]$ . Le moment de la force de poussée du jet s'exprime par la relation :

$$\mathbf{R} \wedge \rho_L Q [u_b \sin(\alpha - \theta_c) - u_\theta] \mathbf{e}_\theta = 0 \quad (4.4)$$

Ce qui donne :

$$\omega = \frac{u_b \sin(\alpha - \theta_c)}{R} \quad (4.5)$$

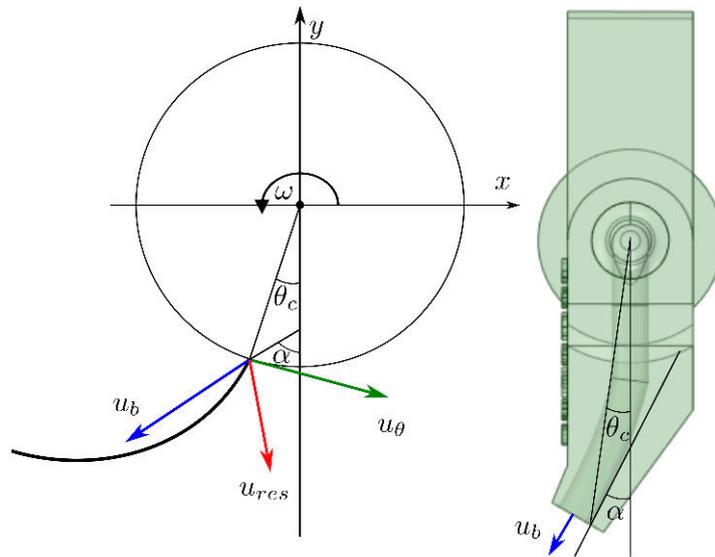


FIGURE 4.2. – Schéma d'un prototype de micro-asperseur.

### 4.3. Essais préliminaires

Lors de la conception de nos prototypes de micro-asperseurs, il fallait en premier lieu s'assurer de manière qualitative que les canaux n'avaient pas de défauts géométriques. Nous avons fait de nombreux essais avec des buses de diamètres différentes et des canaux de tailles et formes diverses. On voulait savoir si des géométries ou des artifices pouvaient favoriser un régime de fragmentation particulier. L'ajout de séparateur n'y fait rien, il est très difficile de séparer une nappe liquide car la force de tension de surface est relativement importante et favorise l'adaptation à la forme des différentes géométries plutôt que d'induire une séparation du jet. Le cas des disques en rotation crantés dans l'industrie [Sidawi, Moroz et al. \(2021\)](#) implique une épaisseur de liquide sur le disque relativement faible qui favorise la séparation de la nappe liquide pour avoir une multitude de jets. Un micro-asperseur n'a pas de joint tournant étanche comme un jet en rotation industriel. Il est issu de l'assemblage et l'alignement d'un rotor et d'un stator disjoint. Cette différence est fondamentale car une géométrie du rotor qui n'est pas en correspondance avec le stator peut occasionner une concentration de l'eau sous l'arroseur, une mauvaise atomisation et une faible vitesse de rotation. Nous avons porté une attention particulière à la forme du canal du rotor dont la courbure génère la rotation. Lors de la rotation du rotor, le fluide va se déplacer sous l'influence de la force de Coriolis et, si le canal est ouvert, il est possible que le fluide s'échappe par les bords du canal, induisant des ligaments liquides non désirés. Nous avons par conséquent réalisé des canaux fermés et circulaires. Nous avons relevé pour chaque prototype les différentes vitesses de rotation  $\omega$  à l'aide d'un tachymètre optique (Monarch ROS P) en fonction du débit. Grâce à la technique de détection expliquée dans le chapitre 2, nous avons pu acquérir la vitesse de rotation pour chaque configuration. Dans cette étude préliminaire, nous avons fait varier l'angle d'éjection  $\alpha$ , le rayon du rotor  $R$  et le diamètre du canal  $C$  avec une buse de diamètre  $d_b=1.2$  mm et les débits de  $Q=35, 50, 60$  et  $75$  L/h. Les Figures 4.3, 4.5 et 4.7 montrent l'évolution de la vitesses de rotation en fonction des paramètres modifiés des séries de prototypes (Figures 4.4, 4.6 et 4.8). En revanche, l'observation par ombroscopie n'a pas été réalisée dans cette étude préliminaire. La vitesse de rotation peut être prédite par l'équation 4.5. Au regard de la Figure 4.7, il y a une décroissance de la force de poussée en fonction du diamètre du canal. La force de poussée est essentiellement pilotée par la vitesse d'éjection. Nous supposons alors que la vitesse est maximale lorsque les diamètres de la buse et du canal sont équivalents. Il y aura alors une relation entre la vitesse d'éjection  $u_b$  et le rapport  $d_b/C$ . On transforme l'équation 4.5 pour prendre en compte les effets de l'élargissement du canal par rapport à la buse. En reprenant les données de la Figure 4.11 et en ajustant les données, on en déduit ainsi l'équation 4.6. :

$$\omega_{th} = 0.6(d_b/C)^{0.5} u_b \frac{\sin(\alpha - \theta_c)}{R} \quad (4.6)$$

La théorie a tendance à surestimer la vitesse de rotation par rapport aux expérimentations car on considère la vitesse d'éjection  $u_b$ , sans prendre en compte la perte d'énergie due à la friction dans le canal et les différents ralentissements dus aux courbures et à l'étalement du jet.

On trace les résultats de l'équation 4.6 en fonction des paramètres géométriques d'angle  $\alpha$ , Figure 4.3, rayon  $R$ , Figure 4.5 et du diamètre du canal  $C$ , Figure 4.7. Nous avons conçu des prototypes avec différents angles d'éjection, Figure 4.4, un rayon de  $R=0.015$  m et un diamètre de canal de  $C=2.0$  mm. La vitesse de rotation croît avec l'angle d'éjection en fonction de  $\sin(\alpha)$ .

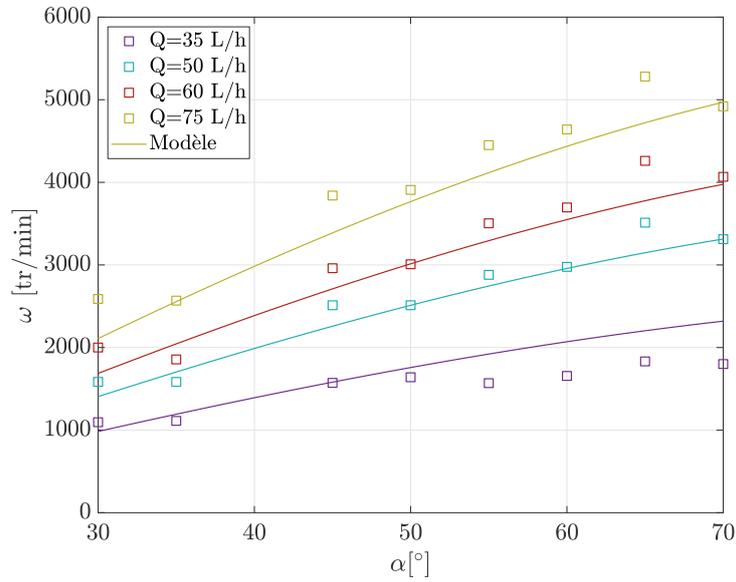


FIGURE 4.3. – Variation de la vitesse de rotation pour les prototypes de rotors avec les différents angles d'éjection observés pour une buse de 1.2 mm.

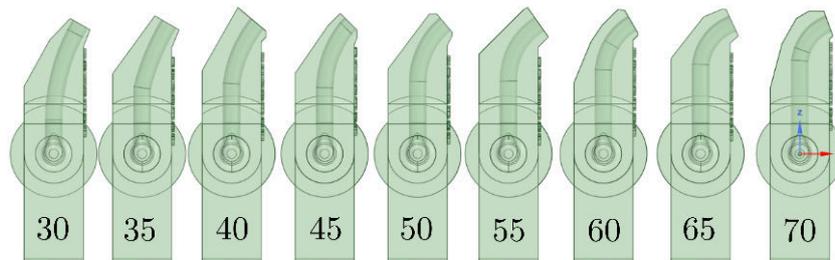


FIGURE 4.4. – Prototypes de rotors avec les différents angles d'éjection [°].

Les Figures 4.5 et 4.6 présentent la variation de la vitesse de rotation en fonction du rayon du rotor  $R$  pour un angle  $\alpha=45^\circ$  et un diamètre de canal  $C=2.0$  mm. La vitesse  $\omega$  diminue en fonction de l'inverse du rayon,  $(1/R)$ . L'augmentation du rayon du prototype va augmenter la surface du rotor soumise à la résistance de l'air et son poids, avec comme conséquence l'augmentation du couple de résistance à la liaison pivot. L'effet majeur vient de la conservation du moment cinétique : lorsque le rayon augmente avec une force de poussée constante, la vitesse de rotation va diminuer.

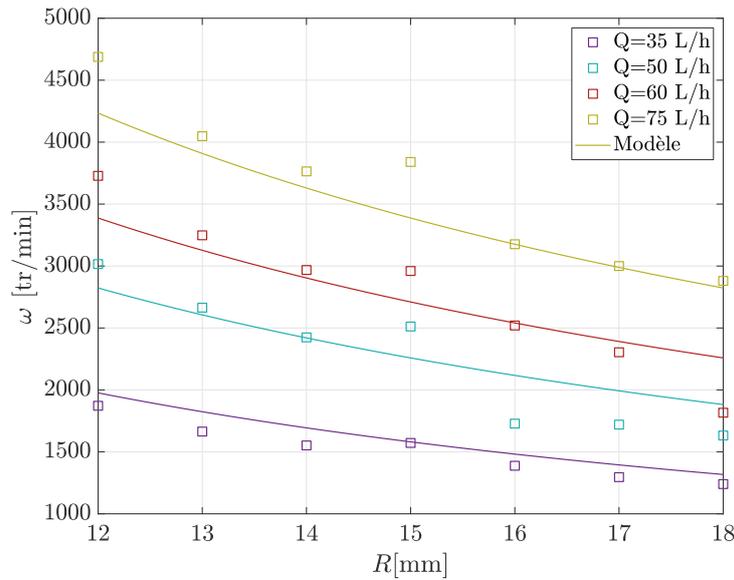


FIGURE 4.5. – Variation de la vitesse de rotation pour les prototypes de rotors avec les différents rayons observés pour une buse de 1.2 mm.

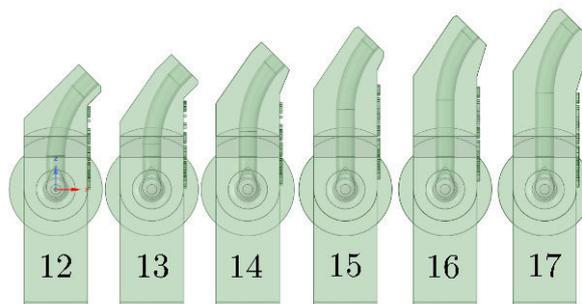


FIGURE 4.6. – Prototypes de rotors avec les différents rayons du rotor [mm].

Les Figures 4.7 et 4.8 présentent la variation de la vitesse de rotation en fonction du diamètre du canal  $C$  pour un angle  $\alpha=45^\circ$  et un rayon  $R=0.015$  m. La vitesse de rotation diminue en fonction de  $C$ . Le jet va se déformer suivant la vitesse de rotation pour former un jet ou une nappe, la complexité du phénomène ne peut pas être complètement élucidée ici. En revanche, on en détecte la tendance.

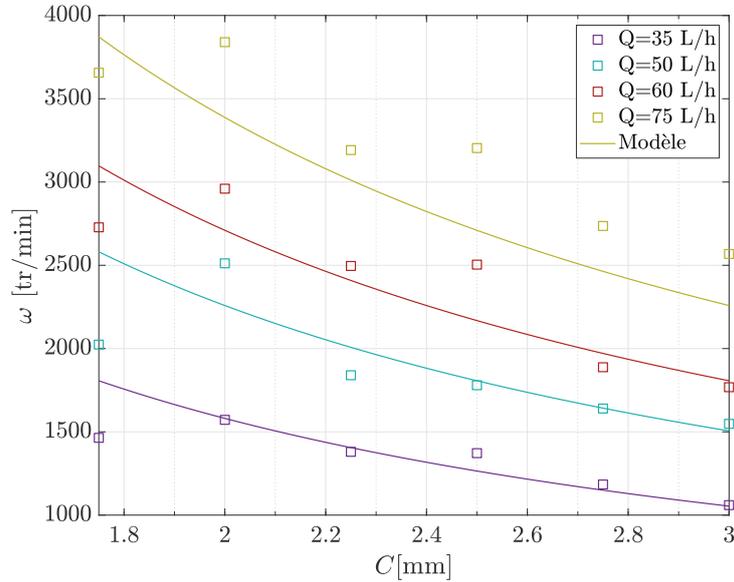


FIGURE 4.7. – Variation de la vitesse de rotation pour les prototypes de rotors avec les différents diamètres de canaux observés pour une buse de 1.2 mm.

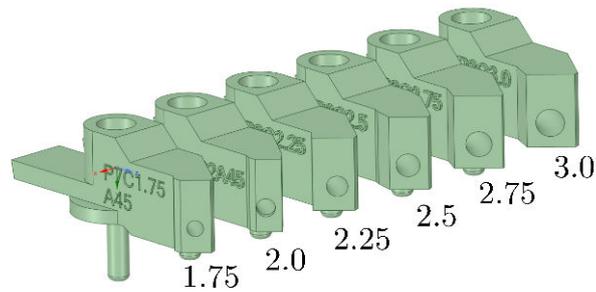


FIGURE 4.8. – Prototypes de rotors avec les différents diamètres de canaux [mm].

## 4.4. Configurations expérimentales

### 4.4.1. Différentes configurations

Les expérimentations doivent nous éclairer sur les mécanismes de fragmentation des micro-asperseurs conçus avec le cahier des charges exposé dans le chapitre 1. Nous avons alors testé les différentes buses à notre disposition venant des micro-asperseurs de la société [Rolland Arroseurs Sprinklers \(2022\)](#), Table 4.1. Le micro-asperseur de référence est le Rotojet 3C pendulaire. Les courbes débits-pression ont été déterminées pour les buses sans le rotor (Canal). Le manomètre est situé en amont proche de la buse. Il n’y a pas de différence de pression avec ou sans l’ajout du canal rotatif. Dans le cahier des charges, l’utilisation des micro-asperseurs est recommandée avec une pression d’un maximum de 2 bars. Cette limite permet de choisir les différents débits pour nos expérimentations. Ainsi on remarque sur la Figure 4.9 que, pour une buse de  $d_b=1.0$  mm, le débit à  $P=2$  bars est de 50 L/h alors que pour une buse de  $d_b=2.0$  mm, le débit maximal est de 200 L/h. Nous avons choisi des débits en dessous de 160L/h pour toutes les expérimentations car l’application pour la pulvérisation fixe ne nécessite pas des débits plus élevés, sous peine de voir ruisseler les produits appliqués.

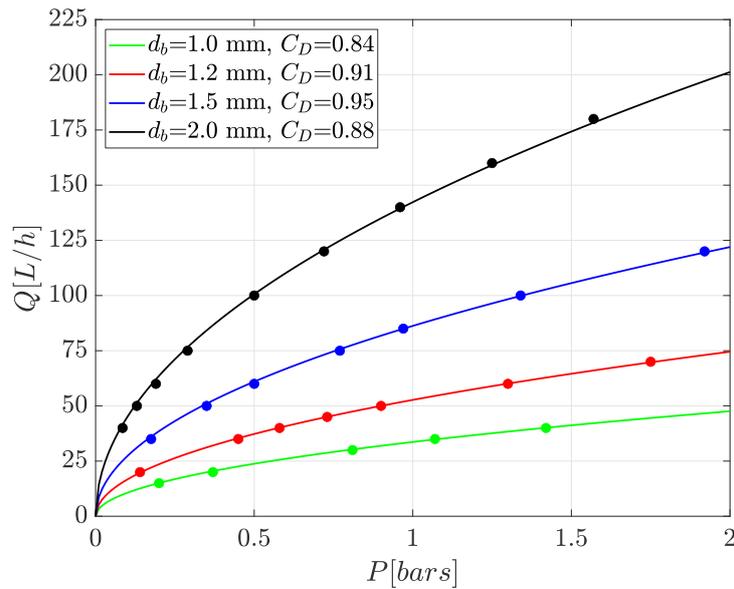


FIGURE 4.9. – Débit en fonction de la pression pour les buses du ROLLAND Rotojet de diamètres  $d_b=1.0, 1.2, 1.5$  et  $2.0$  mm.

Le coefficient de décharge est obtenu à partir de la relation suivante :

$$Q = C_D A \sqrt{\frac{2P}{\rho_L}}, \quad (4.7)$$

avec  $A = \pi(d_b/2)^2$ , l’aire de la sortie de la buse,  $P$  la pression relative et  $C_D$  le coefficient de décharge. Lorsqu’on ajuste avec cette équation 4.7 les données du débit en fonction de la pression, on trouve les valeurs du coefficient de décharge de  $C_D=0.84, 0.91, 0.95$  et  $0.88$  pour les buses de  $d_b=1.0, 1.2, 1.5$  et  $2.0$  mm respectivement. La variation de ces coefficients dépend de la géométrie des buses et des conditions de l’écoulement. Les coefficients de

décharge pour cette étude ne varient pas en fonction du débit et par conséquent en fonction du nombre de Reynolds  $Re_L$  pour notre gamme de valeurs.

Paramètres	Symboles	Valeurs
Diamètre de buse	$d_b$ [mm]	1.0, 1.2, 1.5, 2.0
Diamètre du Canal	$C$ [mm]	1.5, 2.0, 2.5
Rayon du rotor	$R$ [m]	0.015
Angle d'éjection	$\alpha$ [°]	30, 45, 60
Débits	$Q$ [L/h]	35-160
Vitesse de rotation	$\omega$ [tr/min]	1000-5600
Nombre de Reynolds	$Re_L$	8000-28000
Nombre de Weber liquide	$We_L$	500-8000
Nombre de Weber aérodynamique	$We_{Ga}$	0.5-12
Nombre de Weber <i>crossflow</i>	$We_{Gc}$	0.1-2.8
Rapport des flux de quantité de mouvement	$q$	3000-22000

Table 4.1. – Différents paramètres utilisés pour l'étude expérimentale d'un prototype de micro-asperseur.

Les expérimentations avec les micro-asperseurs ont été réalisées sur des prototypes imprimés en 3D par l'industriel Rolland, Figure 2.5. Les différents prototypes utilisés pour les expérimentations avec le micro-asperseur sont listées dans la table 4.2. On peut en observer les dessins obtenus par CAO/DAO dans le Chapitre 2 dans la Figure 2.5. Les 5 prototypes choisis ont un rayon du rotor constant  $R \sim 0.015$  m. On a privilégié l'observation de 3 angles d'éjection et de 3 diamètres de canal différents.

Prototypes	Diamètre du canal $C$ [mm]	Angle $\alpha$ [°]
P8C2A30	$C = 2$	$\alpha=30$
P8C2A45	$C = 2$	$\alpha=45$
P8C2A60	$C = 2$	$\alpha=60$
P8C1.5A45	$C = 1.5$	$\alpha=45$
P8C2.5A45	$C = 2.5$	$\alpha=45$

Table 4.2. – Prototypes de micro-asperseurs utilisés pour nos expérimentations.

On a observé, avec nos essais, que l'atomisation du jet est *propre* (sans fuite d'eau au niveau de la jointure) pour un canal circulaire fermé lorsque le rapport entre le diamètre du canal et le diamètre de la buse est de :

$$\frac{d_b}{C} \leq 0.8 \quad (4.8)$$

4. Conception et analyse de prototypes de micro-asperseurs – 4.4. Configurations expérimentales

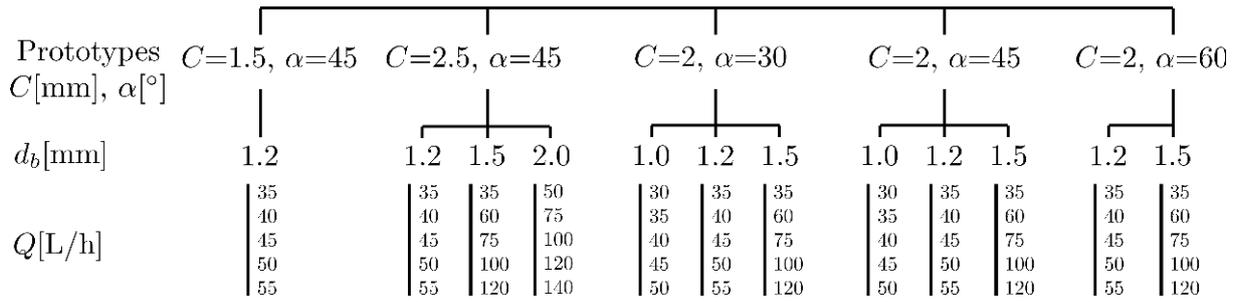


FIGURE 4.10. – Différentes configurations pour l’expérimentation avec des prototypes de micro-asperseurs.

Les expérimentations ont été réalisées avec de l’eau déminéralisée dans un milieu ambiant maintenu à 20°C à la pression atmosphérique. Les propriétés physiques du fluide sont décrites dans la Table 3.2 du Chapitre 3. Les configurations pour les expérimentations réalisées avec les micro-asperseurs sont représentées dans la Figure 4.10 et la Table 4.3. Pour chaque diamètre de buse  $d_b$ , on testera une taille de canal  $C$  avec un angle d’éjection  $\alpha$ . Puis, on fera les expérimentations avec plusieurs débits en se basant sur les courbes de la Figure 4.9.

Table 4.3. – Positions d’observation pour les différentes configurations

$d_b^a$	Débit $Q[\text{L/h}]$									
	$T^b$	$\theta^c$	T	$\theta$	T	$\theta$	T	$\theta$	T	$\theta$
1.0	<b>30</b>		<b>35</b>		<b>40</b>		<b>45</b>		<b>50</b>	
$C^* = 2.0 A^{**} = 30$	100	121	100	135	120	142	120	145	110	135
$C = 2.0 A = 45$	90	199	100	215	100	233	100	234	90	205
1.2	<b>35</b>		<b>40</b>		<b>45</b>		<b>50</b>		<b>55</b>	
$C = 1.5 A = 45$	90	200	100	215	100	233	100	234	90	205
$C = 2.0 A = 30$	120	136	130	155	130	142	120	142	110	122
$C = 2.0 A = 45$	90	189	110	213	120	215	110	240	100	217
$C = 2.0 A = 60$	60	168	50	158	50	170	50	181	40	142
$C = 2.5 A = 45$	90	141	90	131	100	150	100	151	90	147
1.5	<b>35</b>		<b>60</b>		<b>75</b>		<b>100</b>		<b>120</b>	
$C = 2.0 A = 30$	120	148	150	188	150	175	150	203	0	0
$C = 2.0 A = 45$	85	187	100	215	110	249	110	276	120	236
$C = 2.0 A = 60$	80	240	100	295	100	302	80	260	80	263
$C = 2.5 A = 45$	100	190	150	264	150	251	120	223	120	229
2.0	<b>50</b>		<b>75</b>		<b>100</b>		<b>120</b>		<b>140</b>	
$C = 2.5 A = 45$	150	288	150	285	150	281	150	285	150	321

<sup>a</sup> : Diamètre de la buse [mm], <sup>b</sup> : Déplacement sur le rayon [mm], <sup>c</sup> : Angle de rotation [°], \* : Diamètre du canal [mm], \*\* : Angle d’éjection [°]

Les expérimentations sur les prototypes de micro-asperseurs ont été réalisées au niveau de la phase dispersée à une position qui est dans l'intervalle  $s/s_{LBK} \sim 1.5 - 5.5$ . La position dépend de la forme du jet et de sa longueur de brisure. De nombreuses observations qui ne sont pas répertoriées dans la Table 4.3 ont été réalisées le long de la trajectoire du jet pour observer l'évolution de la distribution des tailles de gouttes.

#### 4.4.2. Prédiction de la vitesse de rotation

La vitesse de rotation a été mesurée pour les prototypes qui seront utilisés dans cette expérimentation, Tables 4.1, 4.2 et 4.3. L'incertitude de mesure avec le tachymètre optique est de  $\pm 1\%$ .

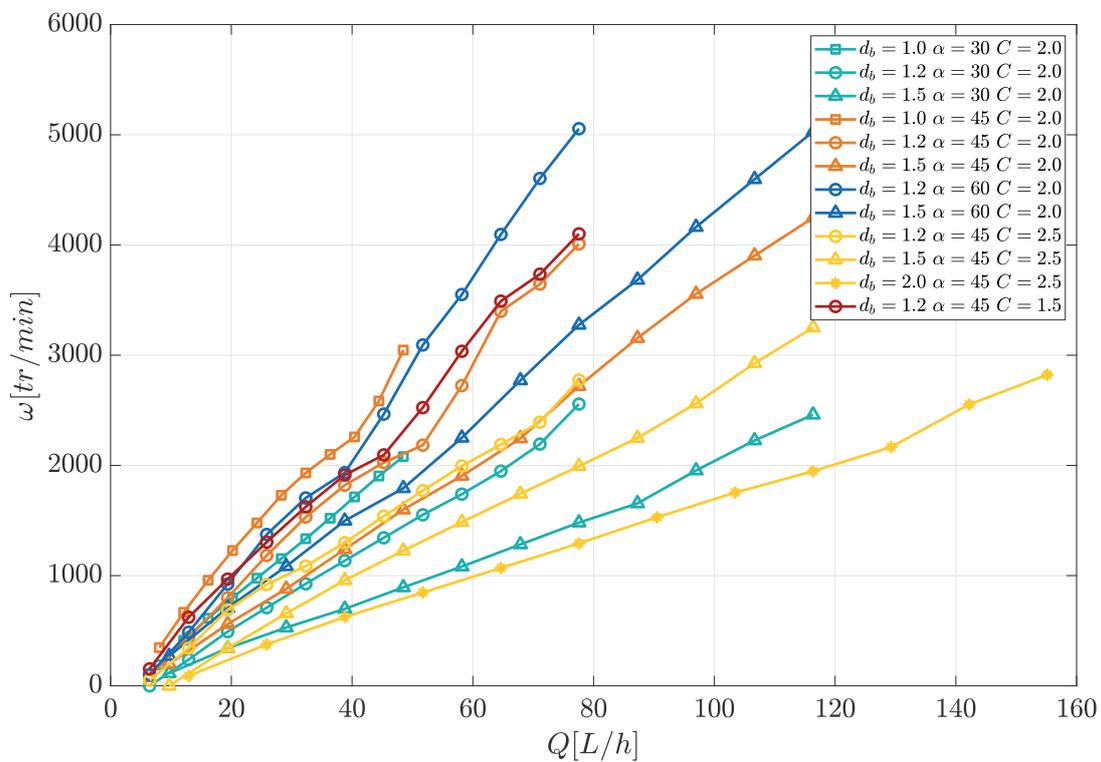


FIGURE 4.11. – Vitesse de rotation  $\omega$  en fonction du débit pour chaque prototype de micro-asperseur.

Nous observons (figure 4.11) un léger fléchissement au niveau des vitesses de rotation aux environs de  $\omega=2200$  tr/min, particulièrement marqué pour la buse de diamètre  $d_b=1.2$  mm,  $\theta=45^\circ$  et  $C=2.0$  mm. La vitesse de rotation  $\omega$  n'augmente plus aussi vite avec le débit puis il y a un rattrapage et la vitesse de rotation va rapidement augmenter en fonction du débit. On n'explique pas encore pourquoi on n'a pas une totale linéarité entre le débit et la vitesse de rotation. Cela peut être à cause du sillage du rotor ou alors d'une différence momentanée de la forme du jet qui va occasionner une baisse de la force de poussée et par conséquent un ralentissement de la rotation. On n'observe pas ce phénomène sur toutes les géométries. Cela semble plus accentué pour des buses  $d_b=1.0$  et  $1.2$  mm et des angles  $\alpha$  élevés ( $45$  et  $60^\circ$ ). Notons l'existence d'un couple seuil minimal pour mettre en rotation le système à cause du frottement au niveau de la liaison pivot. Le débit doit être

supérieur à 8 L/h. Cela n'est pas pris en compte dans l'équation 4.6 car on ne considère que des vitesses  $\omega$  assez élevées pour se soustraire de ce seuil minimal. Cette observation de non linéarité rend plus complexe la prédiction de la vitesse de rotation par une théorie simplifiée. Cependant cette variation reste peu importante relativement à la vitesse de rotation observée.

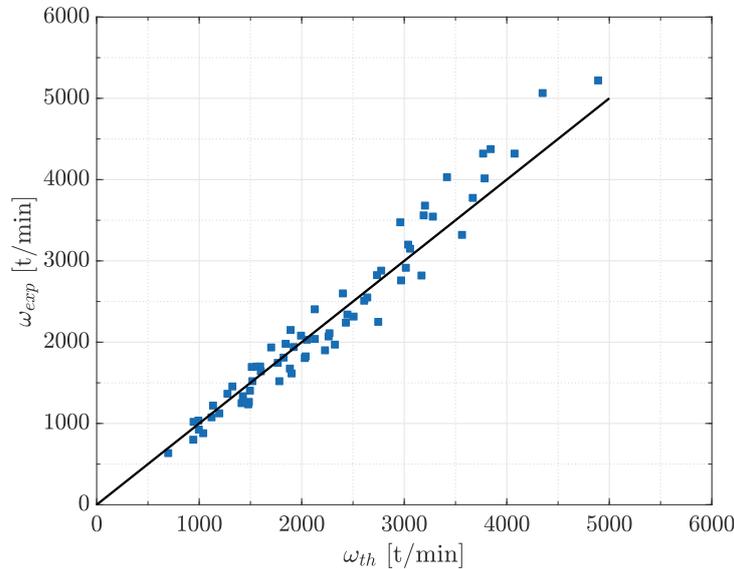


FIGURE 4.12. – Comparaison des résultats expérimentaux avec la théorie de la conservation du moment cinétique.

On a comparé la modélisation, équation 4.6, avec les données expérimentales dans la Figure 4.12. La vitesse de rotation  $\omega_{th}$  théorique prédit correctement la vitesse détectée ; le coefficient de détermination linéaire de Pearson a une valeur de  $R^2=0.93$ . De plus, l'équation ne prend pas en compte la non linéarité de la vitesse de rotation en fonction du débit observée dans la Figure 4.11. L'augmentation de la vitesse de rotation va accentuer le décalage entre la théorie et l'observation. Cela peut être dû à l'incertitude de mesure qui augmente en fonction de la vitesse de rotation. On aura alors une sous-évaluation des données de vitesse de rotation à partir d'une vitesse modélisée de 3500 tr/min.

### 4.4.3. Spécificité des micro-asperseurs

#### 4.4.3.1. Sur la fragmentation

Les micro-asperseurs, du fait de la rotation, sont soumis à la force centrifuge. Cela peut induire un appel d'air au niveau de la jonction stator/rotor. La buse étant orientée perpendiculairement au canal, l'impact dans le canal courbé va changer la direction du fluide mais aussi favoriser un mélange eau/air. Ainsi, en sortie de canal, il y aura un jet d'eau mélangé avec des bulles d'air. Cela va grandement modifier les mécanismes de fragmentation et accélérer la dispersion du jet. Dans la littérature, ce type de jet est classé dans la catégorie : atomiseurs à effervescence, [Lefebvre et McDonell \(2017\)](#). Le *bag breakup* va se développer plus difficilement à cause de la présence des bulles qui vont percer les nappes liquides avant son gonflement. Il y aura rapidement de petits ligaments qui vont se fragmenter par brisure de type Rayleigh.

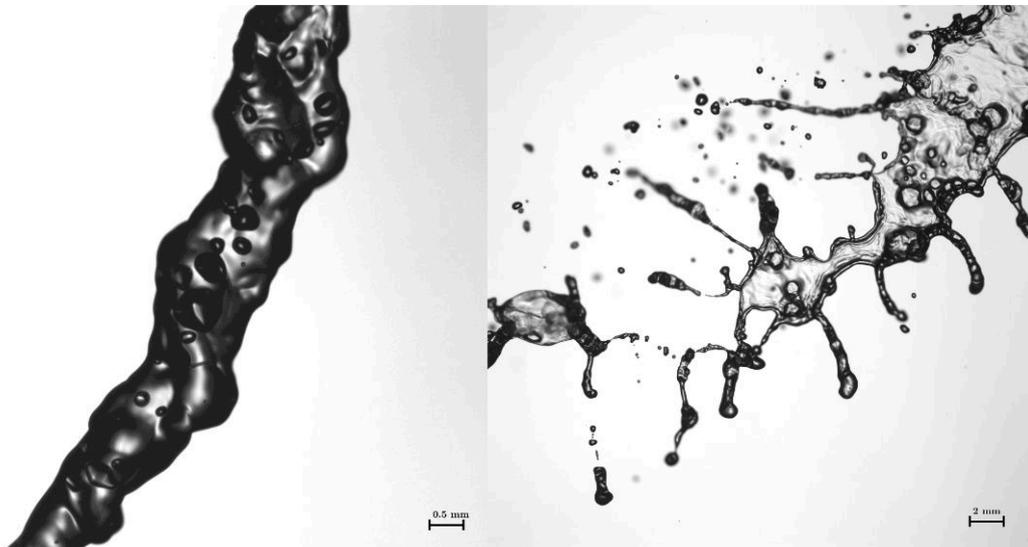


FIGURE 4.13. – Images prises par ombroscopie de deux jets liquides en provenance des micro-asperseurs. L'une visualise le cœur liquide d'un jet en rotation (Gauche) et l'autre une nappe située plus en aval le long de la trajectoire du jet (Droite). On distingue nettement la présence de bulles d'air.

Les nappes liquides vont être percées au niveau des bulles d'air du fait de leur faible épaisseur à ces endroits. Des structures comme celles décrites dans le diagramme de Voronoi ([Lhuissier et Villermaux \(2013\)](#)) vont apparaître. Les nappes sous l'effet de la tension de surface vont se rétracter en un quadrillage de ligaments. Le phénomène de nappes percées par des bulles d'air a été décrit dans l'article de [Lhuissier et Villermaux \(2013\)](#). Le régime de fragmentation en *bag breakup* sera alors plus difficile à atteindre et nécessitera un Weber aérodynamique plus important, voir partie 4.5.5. Dans le cas des micro-asperseurs, cela va limiter la création de gouttes très petites qui sont généralement générées par la brisure en *bag breakup*. La force de Coriolis va déplacer le liquide vers la paroi opposée au sens de rotation, alors que la courbure du canal aura tendance à étaler le cœur liquide sur la paroi dans le sens de rotation. Il y aura alors un équilibre qui va placer le cœur liquide ou la nappe au niveau de la partie basse ou haute du canal. Comme on peut le voir sur la Figure 4.13, la nappe est dans le plan horizontal et non plus dans le sens de rotation. Il faut aussi

prendre en compte l'atomisation secondaire qui est également modifiée par la présence de bulles d'air. Nous observons que des bulles d'air sont piégées dans les gouttes d'eau au niveau du jet dispersé, voir Figure 4.14. Les gouttes d'eau chargées d'air s'avèrent moins denses qu'une goutte classique du fait de l'air contenu. Cela peut changer la densité donc la balistique des gouttes et de fait leur trajectoire. Par ailleurs, le rapport entre le volume de liquide et le volume d'air dans la goutte va sûrement jouer un rôle dans la fragmentation secondaire. Lorsque le Weber gazeux d'une goutte classique  $We_G > 6$ , elle est susceptible de se fragmenter par *bag breakup*. Probablement que la fragmentation secondaire d'une goutte chargée d'air se déclenche avec un nombre de Weber plus faible. Nous n'avons pas analysé ce phénomène dans notre étude.

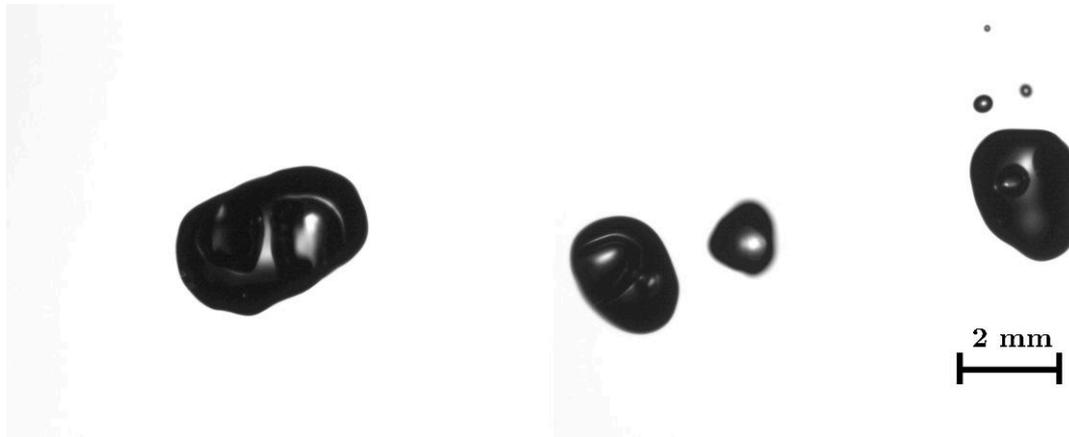


FIGURE 4.14. – Gouttes d'eau chargées d'air détectées par ombroscopie avec la configuration P8C2A45 avec une buse de  $d_b = 1.5$  mm et un débit  $Q=35$  L/h.

#### 4.4.3.2. Sur la vitesse des gouttes

Le jet en rotation motorisée bénéficie de l'addition des effets de la vitesse radiale et de la vitesse orthoradiale, les deux étant perpendiculaires à la sortie de la buse, Figure 4.15. Dans le cas du micro-asperseur, la vitesse d'éjection du fluide aura sa composante orthoradiale qui s'oppose à la rotation. Comme on a pu le voir sur la Figure 2.19, la vitesse résultante  $\mathbf{U}_{res} = u_b \cos(\alpha - \theta_c) \vec{e}_r + (u_\theta)(1 - u_b/(R\omega) \sin(\alpha - \theta_c)) \vec{e}_\theta$ . Ce qui donne la norme de la vitesse,  $u_{res} = (u_b^2 + u_\theta^2 - 2u_b u_\theta \sin(\alpha - \theta_c))^{1/2}$ . Il y a ainsi le terme  $-u_b u_\theta \sin(\alpha - \theta_c)$  qui s'ajoute à la norme calculée pour l'expérimentation motorisée. Paradoxalement, la vitesse des gouttes n'augmente pas forcément avec la vitesse de rotation. Cela dépend aussi de l'angle d'éjection  $\alpha$ . Pour un angle  $\alpha$  élevé, malgré une vitesse de rotation élevée, les structures ligamentaires n'ont pas un déplacement spatial important, ce qui diminue leur capacité à se fragmenter sous l'effet des forces aérodynamiques. La vitesse de rotation n'est pas vue de la même manière que pour le jet motorisé, il faut donc aussi prendre en compte l'angle  $\alpha$  pour analyser les effets aérodynamiques sur le jet.

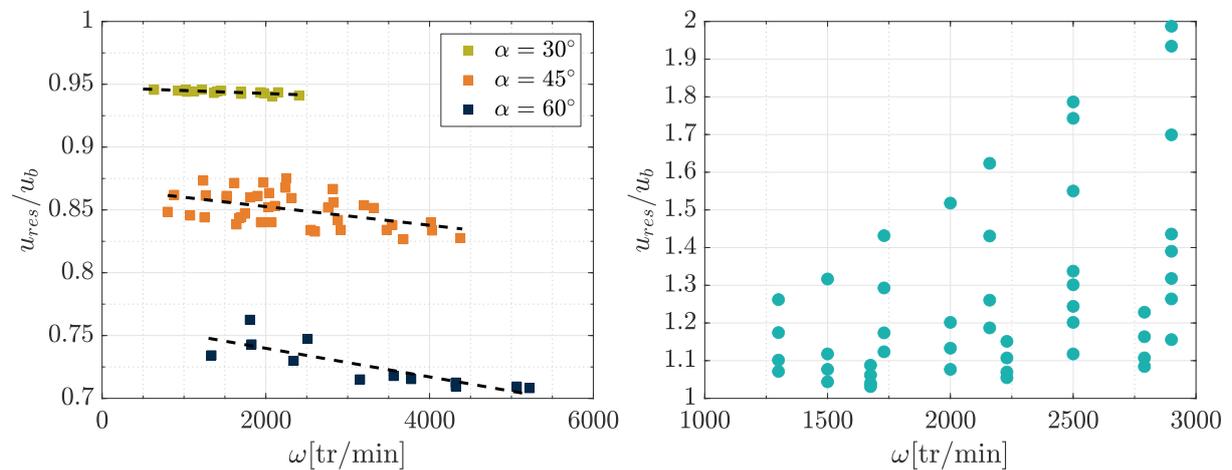


FIGURE 4.15. – Rapport de la vitesse résultante sur la vitesse d'éjection  $u_{res}/u_b$  en fonction de la vitesse de rotation pour le micro-asperseur (gauche) et pour les configurations d'un jet en rotation motorisée (droite).

L'augmentation de l'angle  $\alpha$  diminue le rapport  $u_{res}/u_b$ , malgré des vitesses  $\omega$  bien plus importantes. Pour  $\alpha=30^\circ$ , la vitesse du jet est proche de la vitesse d'éjection  $u_b$ , on a  $u_{res}/u_b = 0.95$  alors que pour  $\alpha=60^\circ$ , la vitesse finale du jet est bien plus petite que la vitesse  $u_b$ ; il y aura  $u_{res} \sim 0.7u_b$ . Lorsqu'il y a une rotation, cela est nécessairement dû à une déviation du jet et une modification de la vitesse résultante finale  $u_{res}$ . Le rapport  $u_{res}/u_b$  est toujours inférieur à 1 pour le micro-asperseur car sans rotation la vitesse du jet est égale à  $u_b$ . Alors que, pour le jet motorisé, le rapport  $u_{res}/u_b$  est supérieur à 1 et peut augmenter jusqu'à une valeur de 2. Au final, plus l'angle  $\alpha$  augmente, plus la vitesse de rotation sera importante mais plus la vitesse finale du jet sera faible.

## 4.5. Classification des configurations

### 4.5.1. Observations le long de la trajectoire

On retrouve les mêmes mécanismes et processus de fragmentation que ceux évoqués dans la partie 3.3.1. La différence significative de la fragmentation a été évoquée précédemment par l'injection de bulles d'air, Figures 4.13 et 4.14. La Figure 4.16 présente la configuration avec une buse de diamètre  $d_b=1.2$  mm, un débit de 75 L/h et un canal de  $C=1.5$  mm de diamètre, le long de la trajectoire. Le régime de fragmentation est de type *bag breakup*.

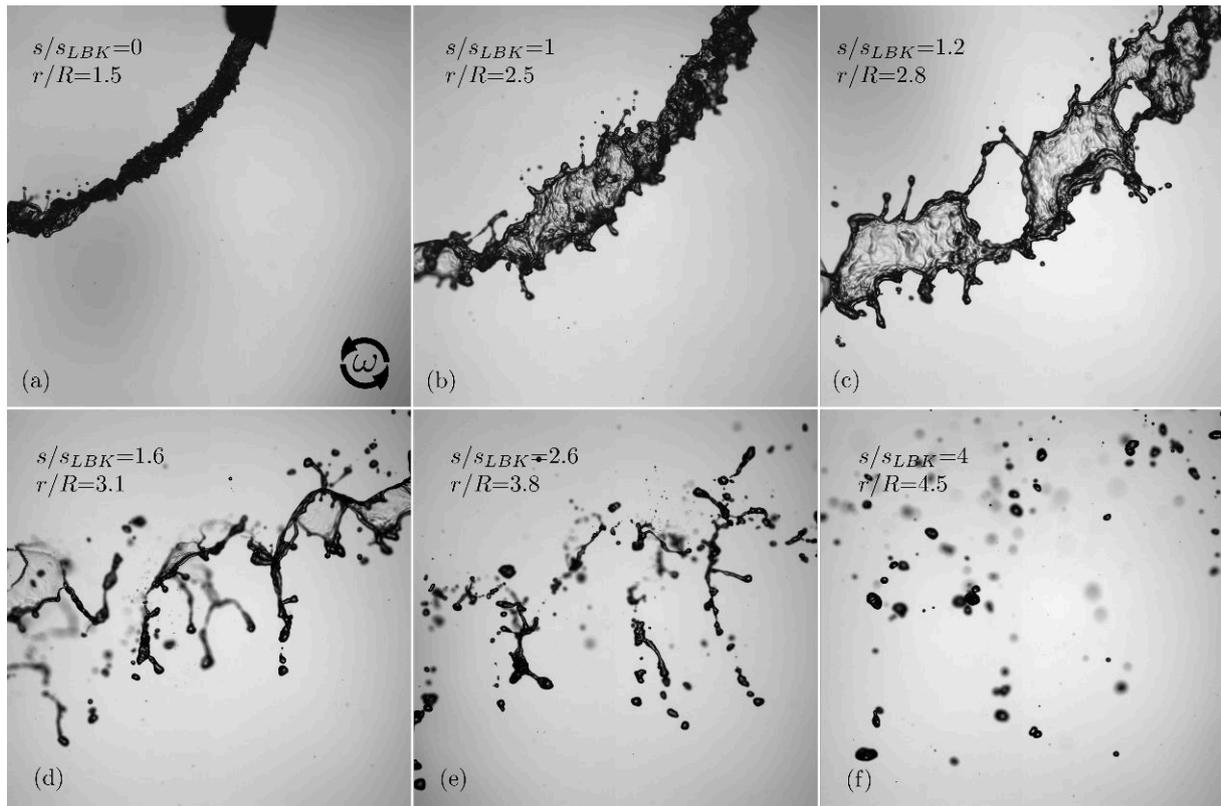


FIGURE 4.16. – Images par ombroscopie de la configuration de diamètre  $d_b=1.2$  mm,  $Q=75$  L/h et  $C=1.5$  mm.

Notons que dans l'image (c) la nappe est partiellement percée à cause des bulles d'air présentes dans le jet. Par conséquent, le *bag breakup* va se développer mais sur des portions de nappes qui sont plus petites. Nous observons moins de petites gouttes induites par le *bag breakup*, à contrario du jet en rotation motorisée. Nous observons dans les images (d), (e) et (f) que la profondeur de champ est trop petite car seule une partie des ligaments et des gouttes est nette. De manière globale, le jet issu d'un canal de micro-asperseur en rotation est bien plus turbulent, image (a), que le jet en sortie de buse pour un jet en rotation motorisée, ce qui va provoquer l'apparition de ligaments perpendiculaires au jet. On note que dans les images (b) et (c), la nappe est dans le plan horizontal comme évoqué dans la partie précédente, 4.4.3.2. Le jet étant plus déformé à cause de la géométrie on ne retrouve pas les gouttes de la taille du cœur liquide comme observé pour le jet en

rotation motorisée, du moins pour cette configuration. Lorsque le jet est sous forme de nappe, il y a plutôt deux groupes de gouttes générées : l'un par la brisure de la nappe et l'autre par les ligaments ou anneaux résiduels.

#### 4.5.2. $d_b=1.2$ mm, effets de la variation du diamètre du canal $C$

Les images de la Figure 4.17 montrent le passage d'un régime de fragmentation de Rayleigh à un régime de *bag breakup* dans le cas d'un micro-asperseur. L'écoulement de l'eau dans le canal génère de la turbulence au niveau du jet. Ceci s'observe par l'augmentation des instabilités et la génération de ligaments perpendiculaires au cœur liquide, notamment pour le canal de  $C=2.5$  mm, où de nombreuses gouttes sont générées avant la brisure du cœur liquide.

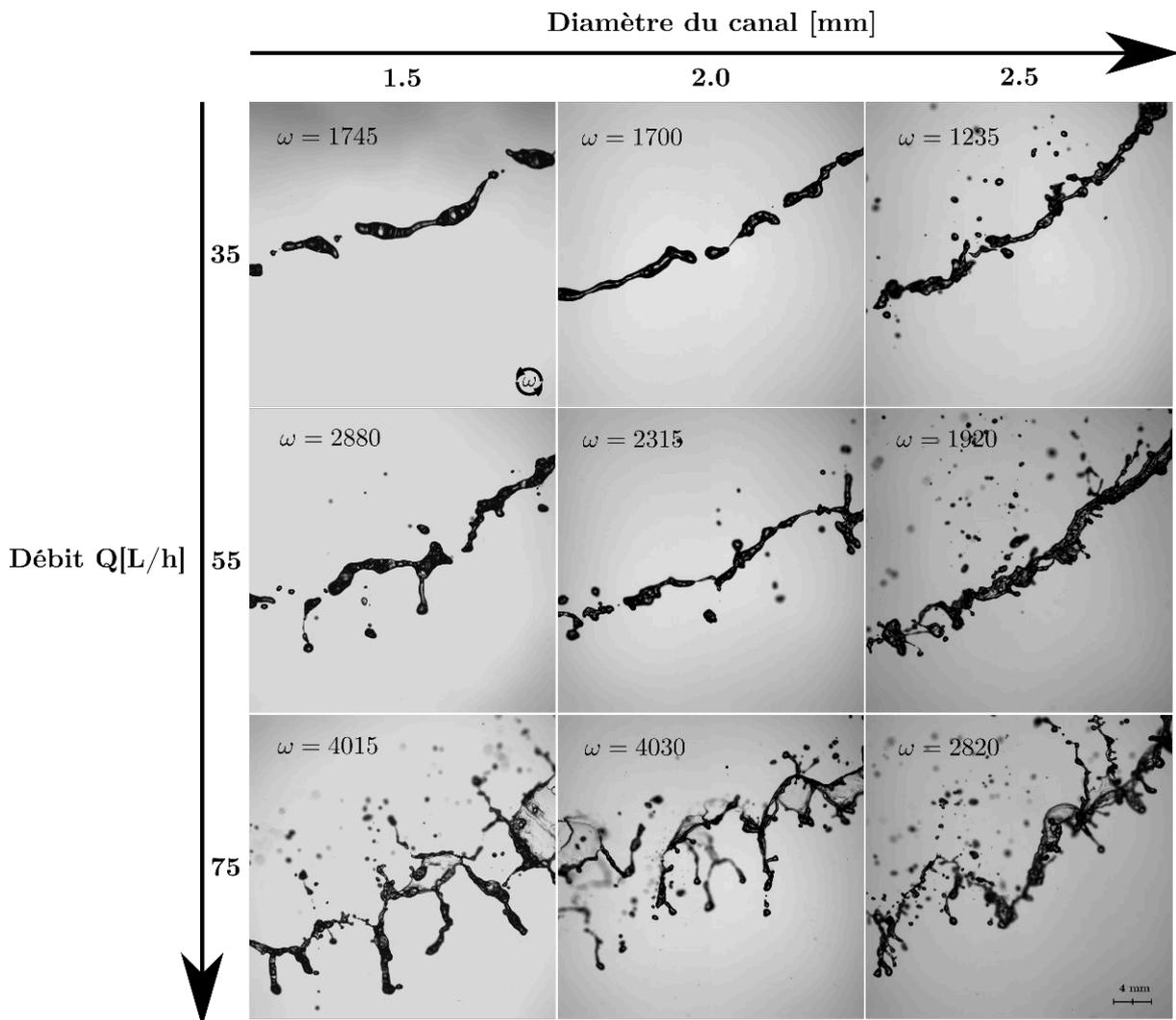


FIGURE 4.17. – Images par ombroscopie des configurations pour un diamètre de buse de  $d_b=1.2$  mm et un angle d'éjection de  $\alpha=45^\circ$ . On analyse 3 diamètres de canal,  $C=1.5$ , 2.0 et 2.5 mm, pour une distance d'environ  $s/s_{LBK} \sim 1$ . La vitesse de rotation  $\omega$  est en tr/min.

Sur ces images, on peut noter que la taille du canal influe sur la vitesse de rotation et la fragmentation. Probablement que le jet devenant plus étalé occasionne une plus petite force de poussée qu'un jet de section circulaire plus compact. Le diamètre du canal va aussi dissiper de l'énergie par frottement qui ne sera pas disponible pour la rotation. Le rapport est de  $d_b/C \sim 0.5$  pour un canal de  $C=2.5$  mm et une buse de  $d_b=1.2$  mm. La valeur de ce rapport aura un effet sur la morphologie et la perturbation du jet.

#### 4.5.3. $d_b=1.2$ mm, effets de la variation de l'angle d'éjection $\alpha$

La Figure 4.18 illustre la façon dont l'angle d'éjection modifie la vitesse de rotation, dans de grandes proportions, mais pas forcément la vitesse des gouttes, comme on a pu le voir dans la section 4.4.3.2.

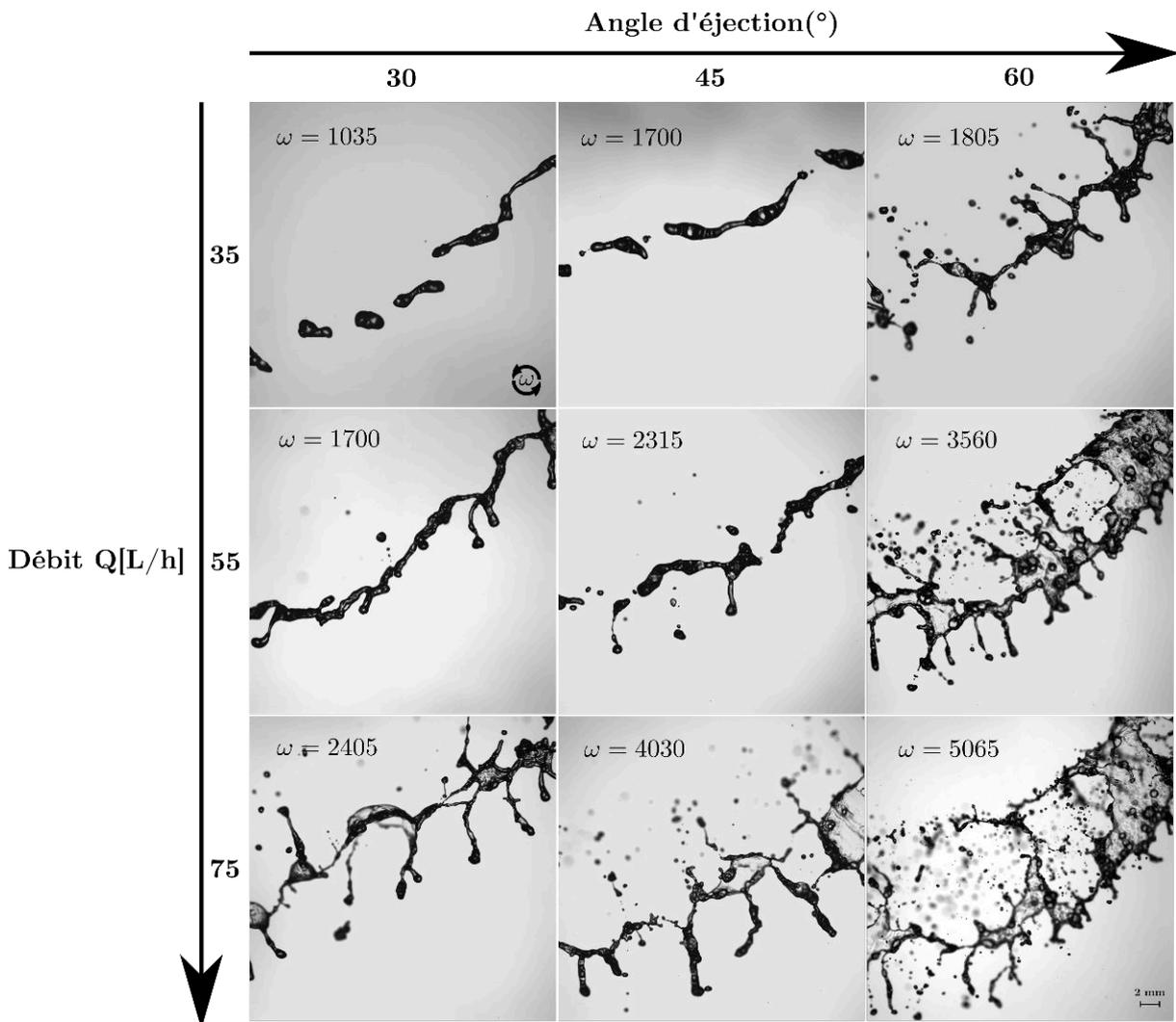


FIGURE 4.18. – Images par ombroscopie des configurations pour un diamètre de buse  $d_b=1.2$  mm et un diamètre de canal  $C=2.0$  mm. On considère trois angles d'éjection,  $\alpha=30, 45$  et  $60$  °. La vitesse de rotation  $\omega$  est en tr/min.

Et ce, notamment lorsque les débits ont des valeurs élevées. On peut supposer aussi que

la différence de courbure du canal modifie la turbulence interne du jet et par conséquent les instabilités en jeu. On remarque que, pour le canal avec un angle  $\alpha=60^\circ$ , on évolue plus rapidement vers une nappe liquide et même un cône liquide. Ceci est probablement plus dû à la forme du canal qu'à la vitesse de rotation elle-même. La courbure du canal couplée aux forces de Coriolis et centrifuge favorise l'étalement du liquide dans le canal et crée ce jet conique en sortie. Ce phénomène s'observe distinctement sur la Figure 4.18 pour un angle  $\alpha=60^\circ$  et une vitesse de rotation  $\omega=5065$  tr/min.

#### 4.5.4. $C=2$ mm, variation du diamètre de la buse $d_b$

La Figure 4.19 illustre comment la variation du diamètre de la buse modifie l'atomisation du jet. Le rapport  $d_b/C$  évoqué précédemment induit nécessairement des modifications de la forme du jet.

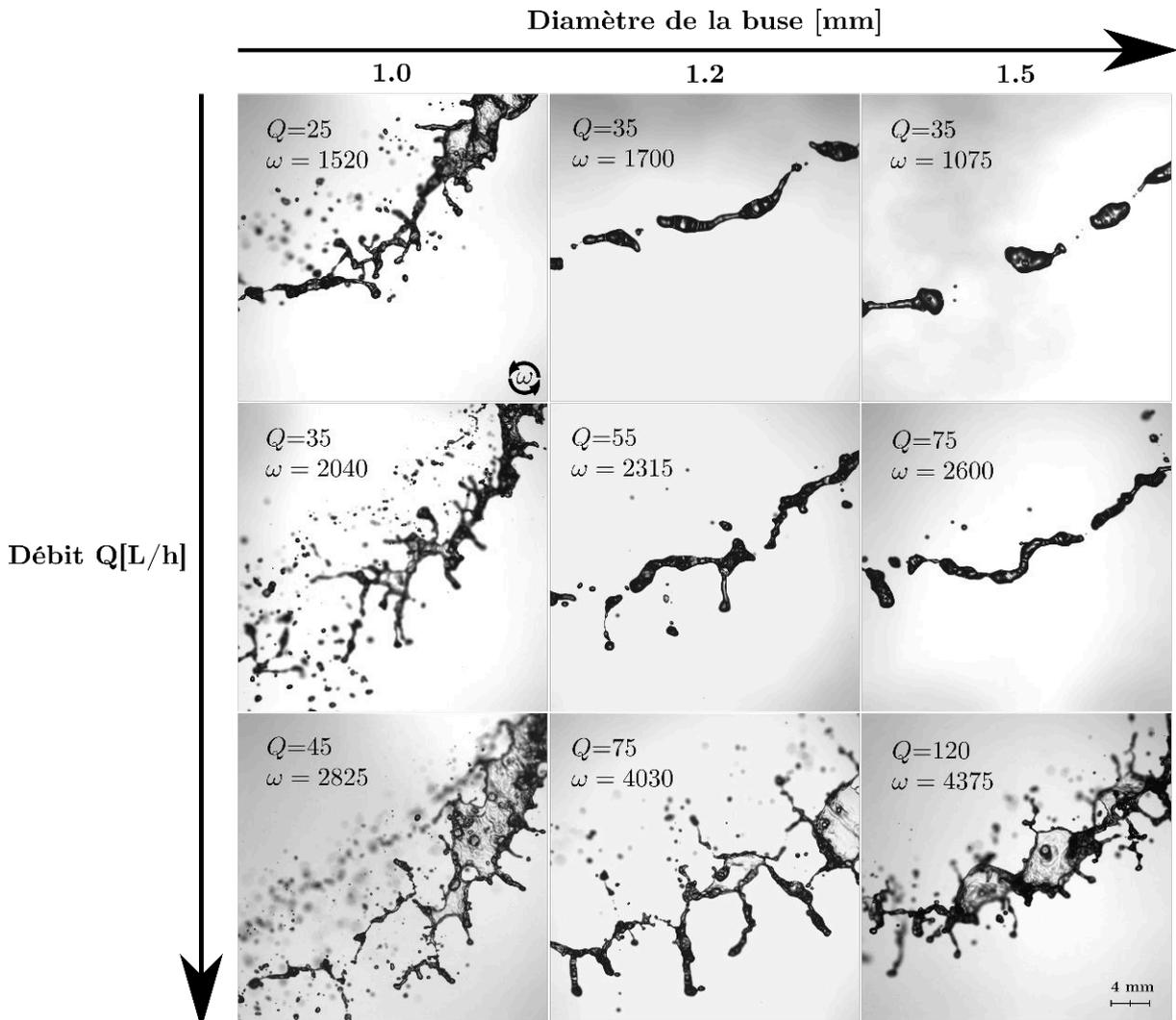


FIGURE 4.19. – Images par ombroscopie des configurations pour un canal de diamètre  $C=2$  mm et un angle  $\alpha=45^\circ$ , avec des diamètres de buse de  $d_b=1.0, 1.2$  et  $1.5$  mm. La vitesse de rotation  $\omega$  est en tr/min.

Nous le remarquons avec la buse de diamètre  $d_b=1.0$  mm qui donne un rapport de  $d_b/C=0.5$  expliquant pourquoi le jet en sortie est très perturbé et se fragmente très près de la sortie du canal, du fait des perturbations induites par le fort changement de section lors du passage de  $d_b=1.0$  mm à  $C=2$  mm à l'intérieur du canal du micro-asperseur.

#### 4.5.5. Différences morphologiques

La conception de prototypes a permis d'étudier différentes tailles et angles de canaux. Les paramètres géométriques importants sont le rapport  $d_b/C$  et l'angle  $\alpha$ . Les différentes conditions opérationnelles et géométriques engendrent des formes de jet variées. L'angle  $\alpha$ , même sans rotation, a tendance à induire un étalement du jet à cause de la courbure du canal, ce qui crée une nappe. La vitesse de rotation  $\omega$  déplace le jet à l'intérieur du canal à cause des forces de rotation. La force centrifuge a tendance à diminuer l'épaisseur du cœur liquide, puis, combinée à une importante force de Coriolis, elle génère un jet en forme de cône. Il en résulte que cela devient difficile de comparer entre elles les différentes formes de jets car les mécanismes de fragmentation opèrent de manières distinctes. Nous avons par conséquent décidé de séparer les différences morphologiques du jet en catégories qui sont présentées sur la Figure 4.20. Les trois premières catégories sont évidemment liées car elles représentent un jet rond qui se déforme en fonction des conditions opérationnelles, comme on a pu l'observer dans le chapitre 3 sur les jets motorisés. La catégorie (a) représente le régime de Rayleigh, on a alors une succession de gouttes principales et satellites. La catégorie (b) représente le jet déformé en nappe après expulsion d'un cœur liquide compact, elle peut être perçue comme un régime de transition, puis la catégorie (c) est définie lorsque le jet se fragmente en *bag breakup*. Ces régimes sont détaillés en Annexe C. La dernière catégorie regroupe les formes de jets en nappes et cônes formés à l'intérieur du canal. Le paramètre géométrique  $\mathcal{G} = (d_b/C)^2 \alpha^{-1/2}$  déterminé expérimentalement pour nos prototypes est adapté pour séparer la morphologie de type jet et la morphologie de type Nappe/cône. Notons l'implication du rapport  $d_b/C$  et de l'angle  $\alpha$  sur la morphologie du jet.

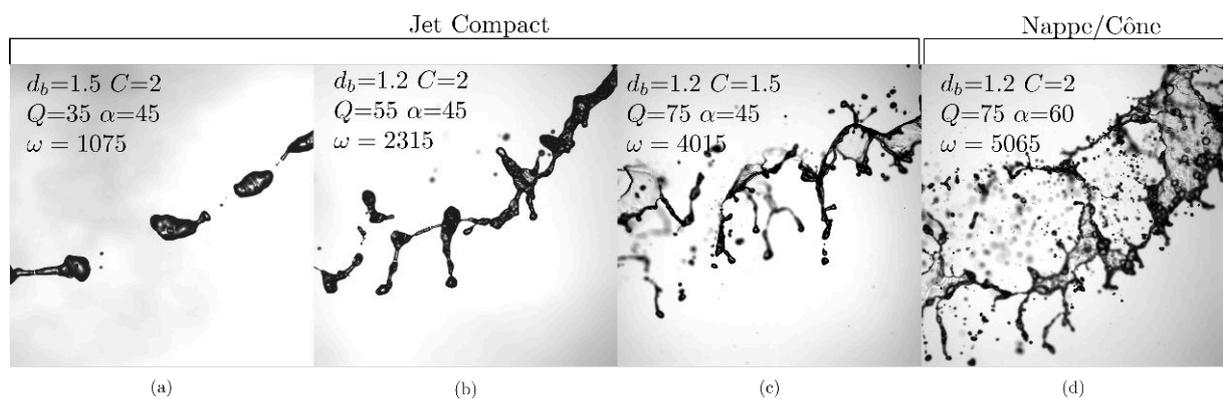


FIGURE 4.20. – Images par ombroscopie pour les différentes catégories de jet, (a) : Jet Rayleigh, (b) : Jet nappe, (c) : Jet *bag breakup* et (d) : Nappe/cône.  $d_b$ [mm],  $C$ [mm],  $Q$ [L/h],  $\alpha$ [°],  $\omega$ [tr/min]

La création d'un jet conique ou partiellement conique ne permet pas une fragmentation

avec du *bag breakup*. Comme évoqué dans la section 4.4.3.1, les bulles d'airs favorisent une fragmentation rapide de la nappe ou du cône avant le gonflement de la nappe par les forces aérodynamiques. La Figure 4.21 présente les différentes catégories en fonction du rapport géométrique  $\mathcal{G}$  et du nombre de Weber liquide  $We_L$  sous la forme d'un diagramme de bifurcation. Lorsque  $\mathcal{G} < 0.05$  il y a la formation d'une nappe ou d'un cône à la sortie du canal. Il y a par conséquent  $C \gg d_b$ . Dans cette catégorie, **(d)**, il y a une fragmentation de la nappe comme dans les buses à *swirl*, Kooij, Sijs et al. (2018). Les autres catégories où  $\mathcal{G} > 0.05$  sont fonction de la vitesse d'éjection  $u_b$  et de la vitesse de rotation  $\omega$  majoritairement. Il y aura  $C \sim d_b$ . On arrive à mieux distinguer les différences entre ces catégories de jets en fonction du nombre de Weber liquide  $We_L$  qui dépend de la vitesse d'éjection seulement. C'est la vitesse d'éjection qui va piloter la morphologie du jet après avoir traversé le canal. Notons que la vitesse de rotation  $\omega$  est liée à la vitesse  $u_b$ , Équation 4.6. Lorsque  $We_L < 3000$ , le jet est dans un régime de fragmentation de Rayleigh, catégorie **(a)**. Pour un nombre de Weber situé dans la gamme  $3000 < We_L < 5100$ , on observe une phase de transition pour laquelle une nappe va se former puis se fragmenter, catégorie **(b)**. Puis lorsque  $We_L > 5100$ , le jet sera fragmenté avec le régime de *bag breakup*, catégorie **(c)**.

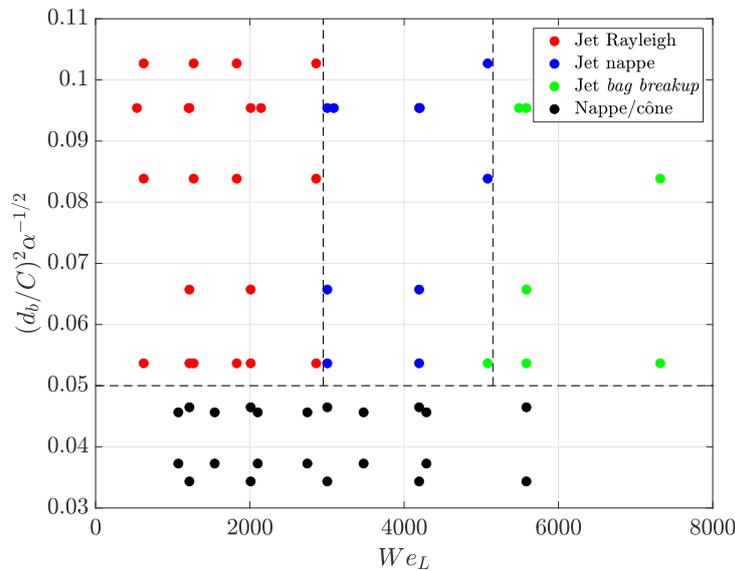


FIGURE 4.21. – Répartition des différentes catégories morphologiques en fonction de la géométrie et du nombre de Weber liquide.

Dans la Figure 4.21, on observe que de nombreuses configurations possèdent des nombres de Weber liquide similaires. Ceci est dû au fait que  $We_L$  est calculé en fonction de la vitesse  $u_b$  et que dans de nombreuses configurations nous avons utilisé des débits semblables pour comparer les différents prototypes. Notons que les démarcations, dans le cas du jet compact, entre les différents régimes sont nettes, à un  $We_L$  précis, malgré le changement de géométrie et l'augmentation de  $\mathcal{G} > 0.05$ . Le changement des valeurs de  $\mathcal{G}$  pour la catégorie du jet compact est essentiellement dû à l'augmentation de l'angle  $\alpha$  car  $C \sim d_b$ . L'augmentation de l'angle  $\alpha$  va plaquer le jet sur la partie interne du canal. Cette déformation du jet va être contrebalancé par l'augmentation de la vitesse de rotation avec  $\alpha$ . On retrouvera alors une morphologie similaire malgré le changement d'angle d'éjection  $\alpha$ .

### 4.5.6. Évolution en fonction des nombres de Weber

Les configurations pour l'expérimentation avec les prototypes de micro-asperseur induisent des valeurs des nombres de Weber *crossflow* et aérodynamique plus petites que l'expérimentation motorisée. D'une part, il y a la diminution de la vitesse orthoradiale  $u_\theta$  liée à la diminution du rayon ( $R \sim 0.015$  m). D'autre part, comme on a pu le voir dans la partie 4.4.3.2, la vitesse résultante sera toujours inférieure à la vitesse d'éjection  $u_b$ .

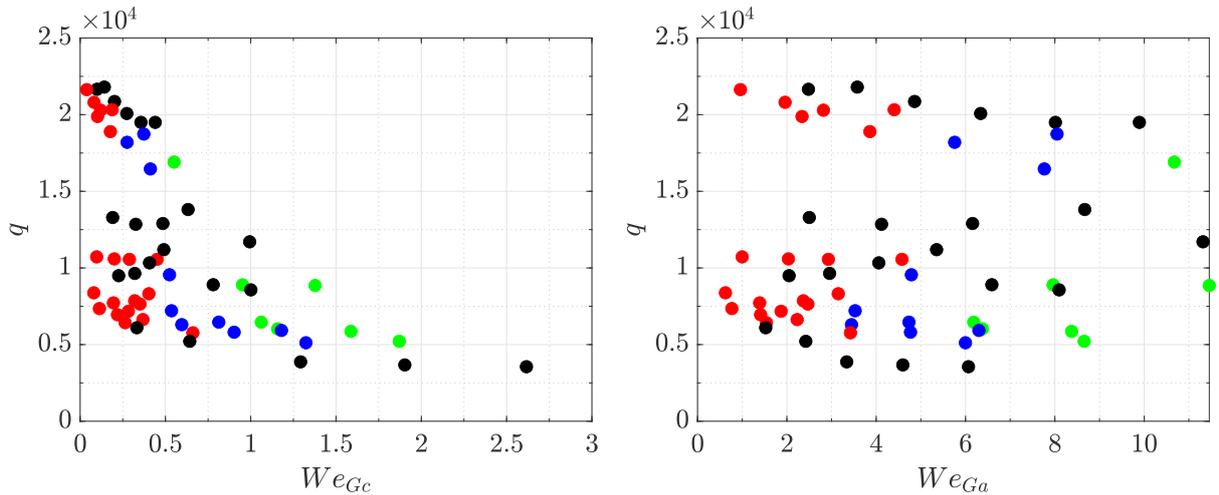


FIGURE 4.22. –  $We_{Gc}$  et  $We_{Ga}$  en fonction de  $q$ .

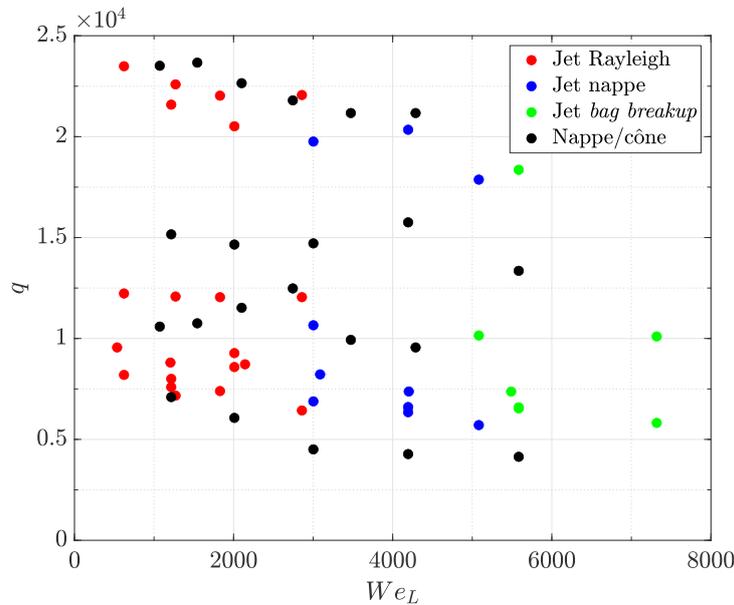


FIGURE 4.23. –  $We_L$  en fonction de  $q$ .

Les différentes configurations en fonction des nombres de Weber *crossflow* et aérodynamique et du rapport  $q$  sont regroupées dans les Figures 4.22 et 4.23. Une séparation des

configurations est observée avec les angles du canal  $\alpha=45$  et  $60^\circ$  qui ont des valeurs de  $q$  entre  $0.5$  et  $1.5 \times 10^4$  alors que l'angle  $\alpha=30^\circ$  a des valeurs entre  $2$  et  $2.5 \times 10^4$ . Pour l'angle  $\alpha=30^\circ$ , la vitesse de rotation étant bien moins grande, le rapport entre les vitesses,  $u_b/u_\theta$ , est très grand devant  $1$ . Le nombre de Weber aérodynamique est plus difficile à interpréter pour ces expérimentations car, comme expliqué dans la Section 4.4.3.2, la vitesse des gouttes ne dépend plus seulement des vitesses  $u_b$  et  $u_\theta$ , mais aussi de l'angle  $\alpha$ .

## 4.6. Trajectoire du jet

La méthode de détection de la trajectoire est la même que pour la première expérimentation. La géométrie étant différente, on aura une trajectoire avec un angle de départ non nul. Nous utiliserons seulement l'équation analytique de la trajectoire développée dans la partie 2.5 du fait d'un manque de précision. En effet, l'utilisation du capteur optique engendre une difficulté à positionner exactement le canal sur l'axe vertical de l'image, voir l'image (a) de la Figure 4.16. Par conséquent, au niveau de l'image de référence, le jet peut sortir avec un angle par rapport à l'axe vertical de  $\alpha \pm 10\%$ . Nous avons gardé cette erreur de mesure et nous avons cherché à déterminer une valeur approchée de la vitesse d'éjection au niveau du canal  $u_c$  pour ajuster toutes nos trajectoires à l'équation de la partie 2.5. Pour la vitesse  $u_c=0.8u_b$ , la majorité des trajectoires détectées est ajustée par l'équation 4.9 pour nos configurations. Il y aura un décalage entre l'équation analytique et la ligne centrale détectée lorsqu'on s'éloigne du centre de rotation car l'équation ne prend pas en compte les effets aérodynamiques. Notons que l'important est d'avoir une bonne précision de la trajectoire au niveau de la longueur de brisure pour assurer sa détection.

$$\begin{cases} -R[(1 + \phi \cos(\alpha - \theta_c)u_c/u_\theta)\sin(\phi + \theta_c) - \phi(1 - (u_c/u_\theta)\sin(\alpha - \theta_c))\cos(\phi + \theta_c)] \\ -R[(1 + \phi \cos(\alpha - \theta_c)u_c/u_\theta)\cos(\phi + \theta_c) - \phi(1 - (u_c/u_\theta)\sin(\alpha - \theta_c))\sin(\phi + \theta_c)] \end{cases} \quad (4.9)$$

La Figure 4.24 présente les trajectoires pour trois prototypes avec des angles différents. Le diamètre de la buse est de  $d_b=1.5$  mm, le diamètre du canal de  $C=2.0$  mm, le débit de  $Q=35$  L/h et trois angles d'éjection sont considérés,  $\alpha=30, 45$  et  $60^\circ$ .

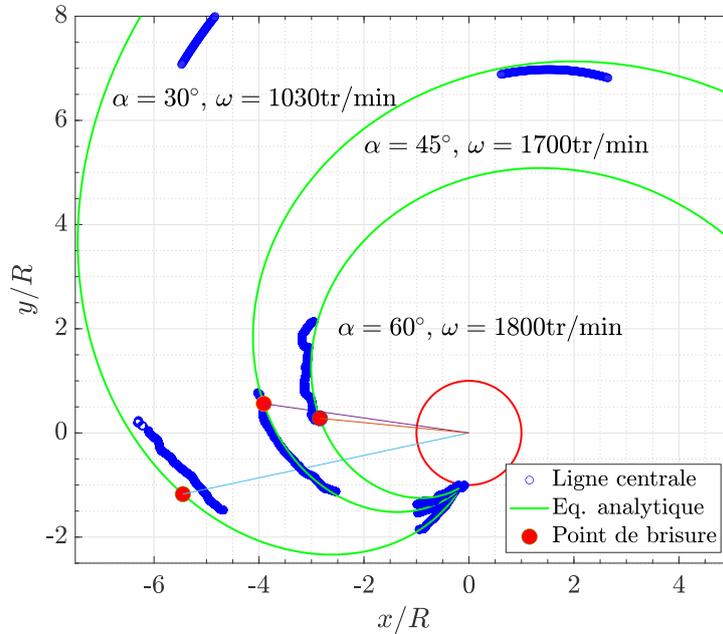


FIGURE 4.24. – Trajectoires dans le référentiel en rotation pour une buse de  $d_b=1.5$  mm,  $C=2.0$  mm et les angles  $\alpha=30, 45$  et  $60^\circ$ .

Les vitesses de rotation pour les trois angles seront respectivement  $\omega=1035, 1700$  et  $1800$

tr/min. La spirale sera plus enroulée avec l'augmentation de la vitesse de rotation pour un même débit, voir Figure 4.26.

#### 4.6.1. Longueur et rayon de brisure

La Figure 4.25 présente les longueurs et rayons de brisure pour tous les prototypes pour une buse de  $d_b=1.2$  mm. La méthode pour détecter les longueurs de brisures est décrite dans le chapitre 2. Elle est la même que pour l'expérimentation d'un jet motorisé, voir chapitre 3.

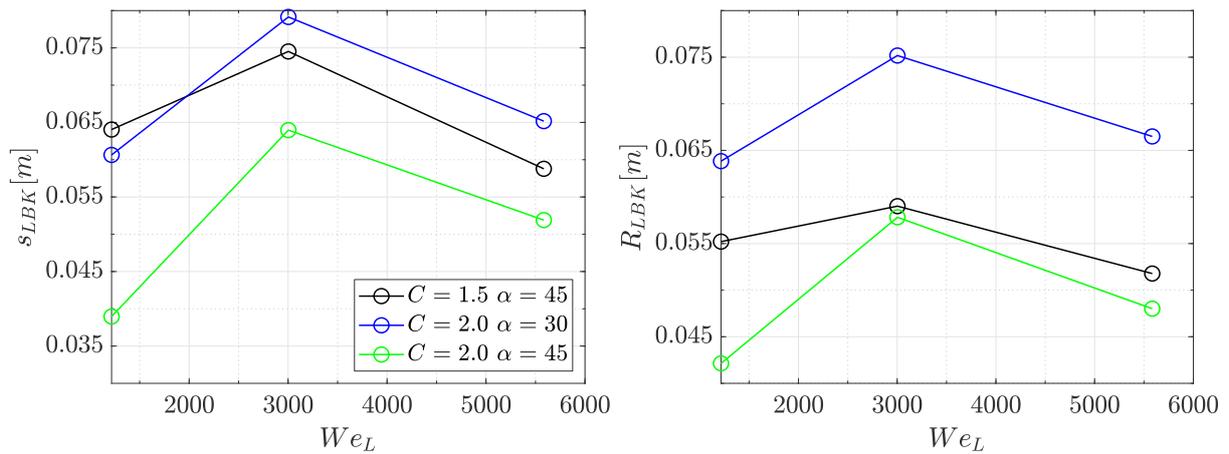


FIGURE 4.25. – Longueur de brisure et Rayon de brisure pour les différents prototypes et une buse de  $d_b=1.2$  mm.

La variation de la longueur de brisure est due au changement de régime de fragmentation. Lorsqu'on a un régime de *bag breakup*, la longueur et le rayon de brisure ont tendance à être plus petits.

### 4.6.2. Analyse de la trajectoire

Dans le cas des micro-asperseurs, le jet effectuera des passages devant sa zone cible en fonction de la vitesse de rotation  $\omega$ . La fréquence de passage sera  $\omega$  en  $tr/s$ . La période entre les trains d'ondes sera en fonction de  $1/\omega$ . Lorsque le débit est constant et que la vitesse de rotation augmente, il y aura une fréquence d'aspersion qui est bien plus importante. Ce qui veut dire que le volume d'eau reçu sur le sol sera divisé par la fréquence d'aspersion. C'est une des conséquences de l'étirement du jet à cause de la vitesse de rotation ou une conséquence de l'étalement du jet à cause de son déplacement dans l'espace. La Figure 4.11 a montré que les vitesses de rotation augmentent globalement linéairement avec la vitesse d'éjection. Cela veut dire que la forme de la spirale sera semblable lorsque  $u_b$  et  $\omega$  augmentent si on ne prend pas en compte les effets aérodynamiques. Il y aura seulement une différence de vitesse de propagation. La Figure 4.26 présente le calcul de la longueur d'onde  $\lambda = u_{res}/\omega$  pour les différents prototypes avec une buse de  $d_b=1.2$  mm. La longueur d'onde permet de cerner l'enroulement spatial de la spirale en fonction de la vitesse de rotation et de la vitesse d'éjection.

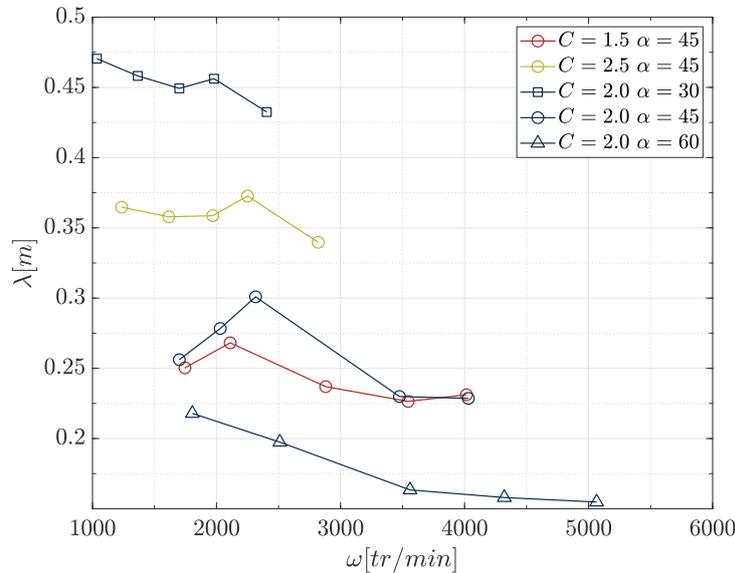


FIGURE 4.26. – Longueurs d'onde d'aspersion de la spirale pour les différents prototypes de canaux avec un diamètre de buse de  $d_b=1.2$  mm.

La vitesse  $\omega$  augmentant relativement linéairement avec  $u_b$ , on observe pour chaque prototype que la longueur d'onde  $\lambda$  varie faiblement. Lorsque l'angle est de  $\alpha=30^\circ$  la spirale est peu enroulée car le jet a une direction qui est plus orientée radialement. En revanche, lorsque  $\alpha=60^\circ$ , la spirale sera très enroulée et  $\lambda$  sera moitié moins importante que pour  $\alpha=30^\circ$ . Lorsqu'il y a un angle  $\alpha$  constant et une variation du diamètre du canal  $C$ ,  $\lambda$  sera fonction de la vitesse  $\omega$  générée par la poussée du jet en sortie du canal. Lorsque  $C$  augmente, la vitesse de rotation sera plus faible et par conséquent  $\lambda$  plus importante.

## 4.7. Prédiction de la taille des gouttes

### 4.7.1. Paramètres entrée/sortie

On a exposé les différences morphologiques du jet en fonction des paramètres géométriques et des conditions opérationnelles. Une étude paramétrique a été réalisée sur les prototypes de micro-asperseurs. Une matrice de corrélation a été calculée pour observer les corrélations potentielles entre les diamètres moyens, les nombres adimensionnels et les paramètres géométriques, voir Annexe B.2. La méthode d'ombroscopie combinée à la DTV expliquée dans le chapitre 2 a été appliquée pour détecter la taille et la vitesse des gouttes. Les paramètres d'entrée et de sortie des expérimentations sont regroupés à la Table 4.4. Les prototypes choisis ont le rayon du rotor constant,  $R \sim 0.015$  m.

Paramètres d'entrée	Paramètres de sortie
Diamètre de buse, $d_b$ [mm]	Diamètres moyens, $\langle d \rangle$ , $D_{32}$ [mm]
Diamètre du canal, $C$ [mm]	Diamètres représentatifs, $D_{0.1}$ , $D_{0.9}$ , VMD
Angle d'éjection, $\alpha$ [°]	pdf( $x=d$ ), pdf( $x=u_g$ )
Débit, $Q$ [L/h]	

Table 4.4. – Différents paramètres utilisés pour l'étude paramétrique des prototypes de micro-asperseurs lors de l'étude plus approfondie.

L'objectif est de comprendre l'influence de la modification de la géométrie sur les mécanismes de fragmentation et par conséquent sur la taille des gouttes. Notre but est de trouver quelles seraient les caractéristiques géométriques et les vitesses de rotation qui seraient adéquates pour notre application et qui respecteraient le cahier des charges.

### 4.7.2. Variation des diamètres moyens en fonction de la position de détection

Les débits utilisés pour chaque configuration sont indiqués dans la Table 4.3. Les évolutions du diamètre moyen  $\langle d \rangle$  et du diamètre de Sauter  $D_{32}$  sont tracées en fonction des nombres de Weber liquide  $We_L$ , *crossflow*  $We_{Gc}$  et aérodynamique  $We_{Ga}$ . Les diamètres moyens sont décrits en premier lieu avec toutes les configurations, puis en fonction de chaque prototype décrit dans la Table 4.2. Les positions de détection sont dans la gamme  $s/s_{LBK} \sim 1.5 - 5.5$ . Elles dépendent du régime de fragmentation et de la catégorie morphologique définie précédemment. Nous avons évoqué dans le chapitre 3 l'évolution du diamètre moyen suivant la position de détection. La Figure 4.27 représente l'évolution de  $\langle d \rangle$  et de  $D_{32}$  en fonction de la position le long de la trajectoire. Il y a peu de différence pour le diamètre moyen  $\langle d \rangle$ . En revanche, on note une large différence entre les configurations pour les diamètres  $D_{32}$  qui vont mieux prendre en compte le volume des gouttes. Cela tend à converger tout de même vers une valeur constante à partir de  $s/s_{LBK}=3$ . C'est parce que le jet est totalement fragmenté et que l'on détecte le nuage dispersé dans son ensemble. L'évolution du diamètre des gouttes le long de la trajectoire sera décrite plus quantitativement avec les distributions de tailles des gouttes, 4.7.5.

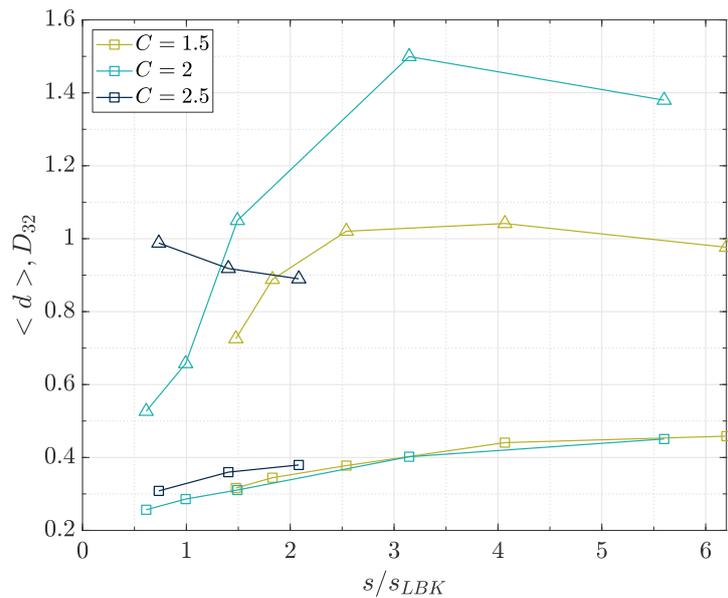


FIGURE 4.27. – Diamètre moyen  $\langle d \rangle$  ( $\square$ ) et  $D_{32}$  ( $\triangle$ ) le long de la trajectoire du jet en rotation pour  $d_b=1.2$  mm,  $\alpha=45^\circ$ ,  $Q=75$ L/h et les diamètres de canal  $C=1.5$ , 2.0 et 2.5 mm.

### 4.7.3. Variation des diamètres moyens en fonction des configurations

Le nombre de Weber liquide  $We_L$ , comme déjà exprimé, sera plus pertinent pour distinguer la morphologie du jet. Le nombre de Weber aérodynamique exprime les effets aérodynamiques liés à la vitesse résultante du jet après son expulsion et sera plus pertinent pour décrire l'évolution de la taille des gouttes suivant les différentes configurations. Le Weber *crossflow* montrera l'impact de la rotation sur les diamètres moyens. Dans cette section nous allons observer les variations des diamètres moyens pour chaque prototype. Ce n'est qu'après que nous allons modéliser, voir partie 4.7.4, l'évolution du diamètre moyen pour toutes les configurations.

#### 4.7.3.1. Pour toutes les configurations

Les figures 4.28 et 4.29 représentent le diamètre moyen normalisé par le diamètre du canal  $d_b$  pour les différentes configurations. On remarque clairement les démarcations entre les différentes catégories morphologiques exposées dans la Figure 4.20. Lorsque que la vitesse d'expulsion du jet augmente on aura tendance à avoir plus de fragmentation et par conséquent une baisse de la taille des gouttes. Ceci est caractéristique d'une nappe de liquide, la fine épaisseur de la nappe la rend plus sensible aux effets aérodynamiques.

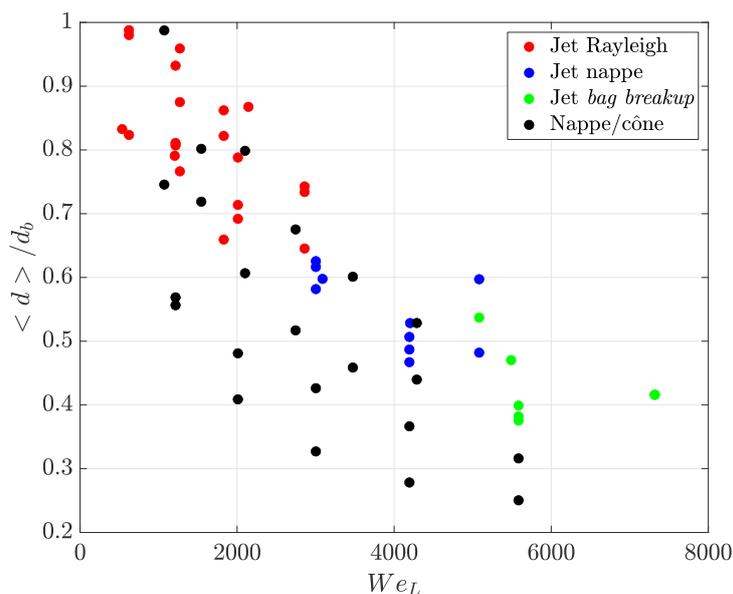


FIGURE 4.28. – Diamètre moyen  $\langle d \rangle$  en fonction de  $We_L$  pour toutes les configurations.

La Figure 4.29 présente  $\langle d \rangle$  normalisé par le diamètre de la buse  $d_b$ . Globalement les nombres de Weber décrivent bien l'évolution du diamètre moyen  $\langle d \rangle$ . On remarque que le Weber *crossflow* décrit particulièrement bien l'évolution du  $\langle d \rangle / d_b$ .

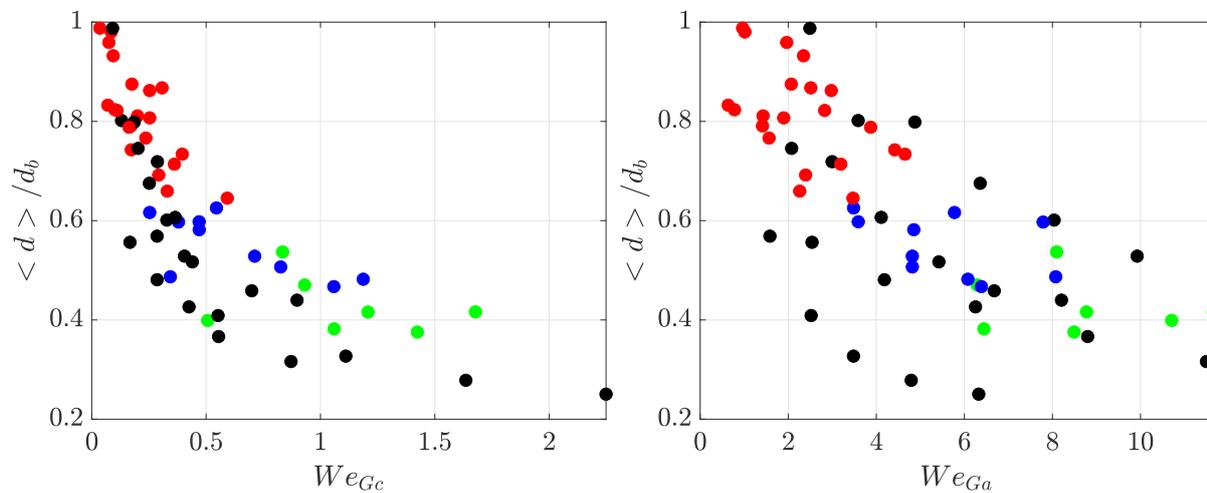


FIGURE 4.29. – Diamètre moyen  $\langle d \rangle$  en fonction de  $We_{Gc}$  et  $We_{Ga}$  pour toutes les configurations.

#### 4.7.3.2. Buse de $d_b=1.2$ mm

On a réalisé des essais sur tous les prototypes avec une buse de diamètre  $d_b=1.2$  mm et la même gamme de débit ( $Q=[35 - 75]$  L/h). Les Figures 4.30, 4.31 et 4.30 décrivent l'influence du diamètre du canal  $C$  et de l'angle d'éjection  $\alpha$  sur les diamètres moyens  $\langle d \rangle$  et  $D_{32}$ . Les deux diamètres moyens ont sensiblement la même tendance en fonction des paramètres géométriques. Lorsque le diamètre du canal est de  $C=2.0$  mm, on observe l'évolution du diamètre des gouttes en fonction de l'angle  $\alpha=30, 45$  et  $60$  °. Plus l'angle est élevé plus la taille moyenne des gouttes semble diminuer. Ce qui corrobore nos observations pour l'expérimentation motorisée, indiquant une relation entre la taille des gouttes et la vitesse de rotation. En revanche, il ne semble pas y avoir de diminution de la taille des gouttes en fonction de la taille du canal. Le canal de  $C=2.5$  mm génère de très petites gouttes du fait de l'étalement du jet qui va favoriser la fragmentation. En ce qui concerne le canal de diamètre  $C=1.5$  mm, on a une légère augmentation de la vitesse de rotation par rapport au canal de diamètre  $C=2.0$  mm (Figure 4.11).

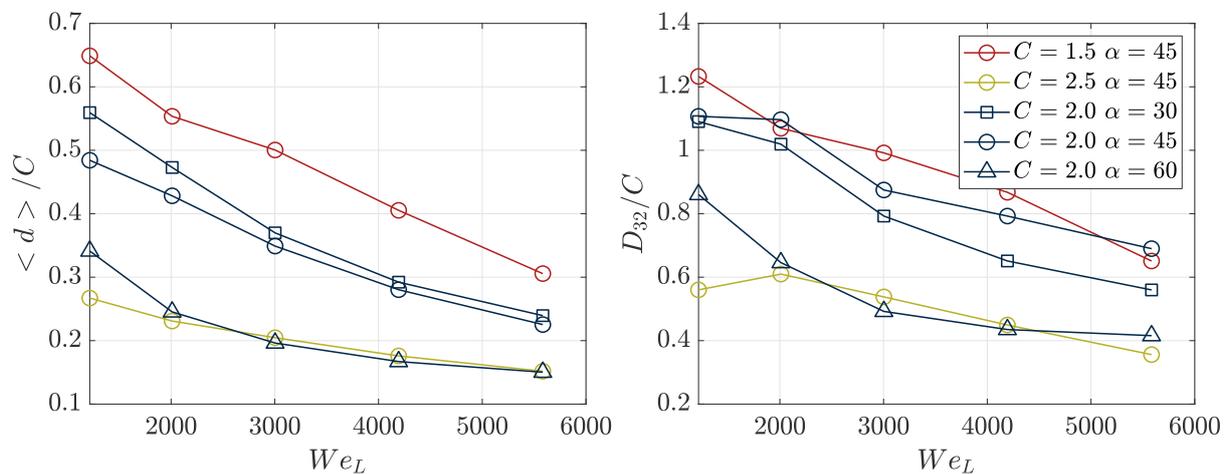


FIGURE 4.30. –  $\langle d \rangle$  et  $D_{32}$  en fonction du nombre de Weber liquide pour une buse de  $d_b=1.2$ mm.

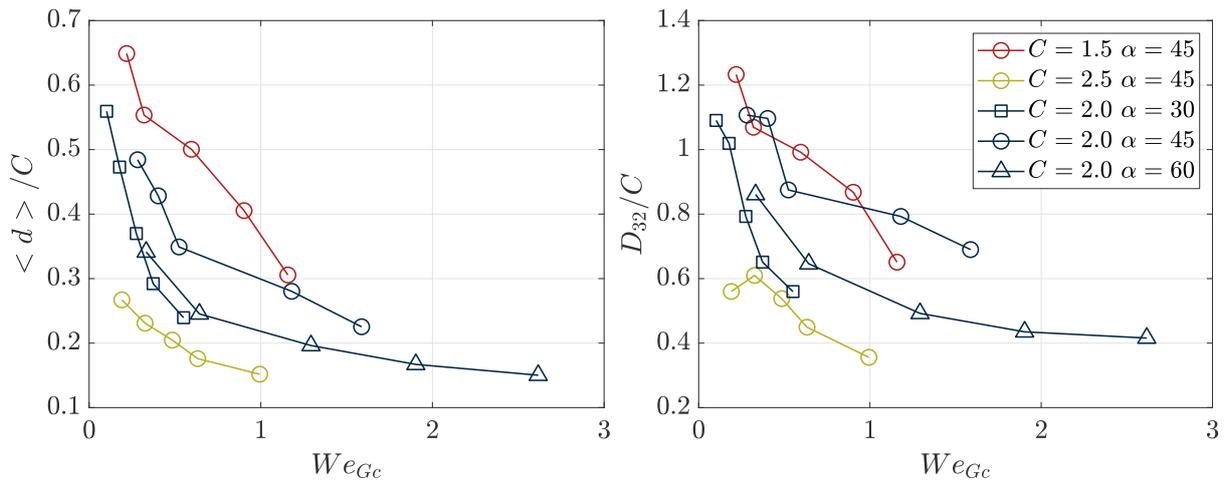


FIGURE 4.31. –  $\langle d \rangle$  et  $D_{32}$  en fonction du nombre de Weber *crossflow* pour une buse de  $d_b=1.2\text{mm}$ .

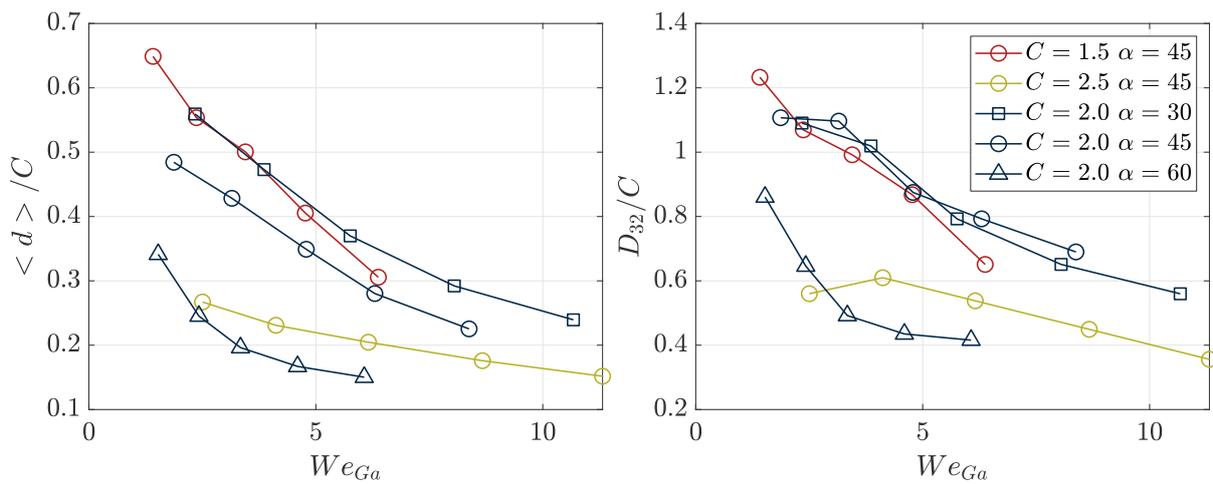


FIGURE 4.32. –  $\langle d \rangle$  et  $D_{32}$  en fonction du nombre de Weber aérodynamique pour une buse de  $d_b=1.2\text{mm}$ .

#### 4.7.3.3. Canal $C=2$ mm et angle $\alpha=30^\circ$

Le prototype avec  $C=2.0$  mm et  $\alpha=30^\circ$  est utilisé avec trois buses de diamètres différents,  $d_b=1.0$ ,  $1.2$  et  $1.5$  mm, Figure 4.33. On observera que, dans les Figures 4.33 et 4.34, les diamètres  $\langle d \rangle$  normalisés par des buses  $d_b$  tracés en fonction de  $We_{Ga}$  sont regroupés. Cela montre que  $\langle d \rangle$  aura un diamètre en relation avec  $d_b$  lorsque le canal est de  $C=2.0\text{mm}$ .

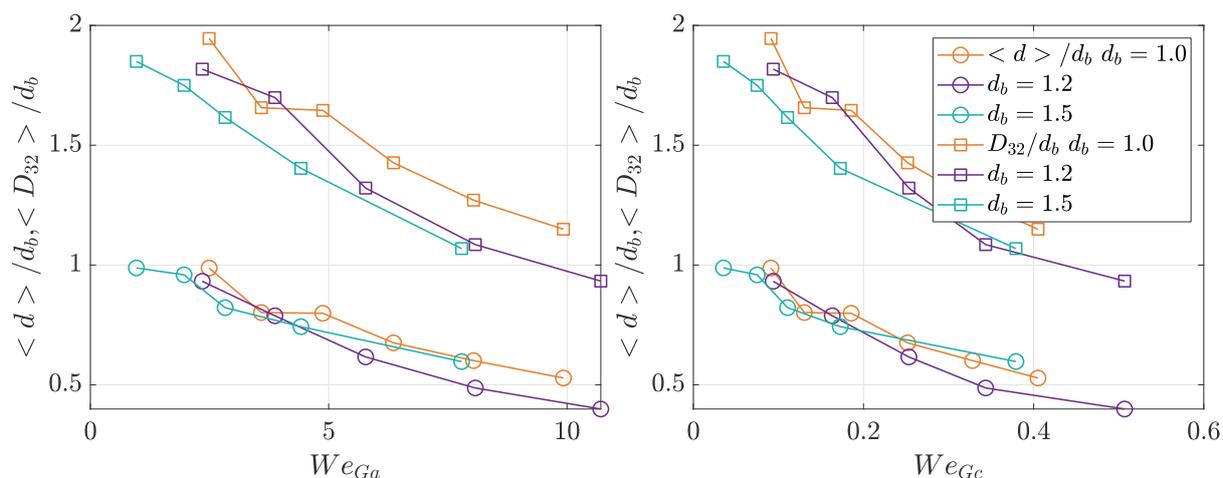


FIGURE 4.33. –  $D_{32}$  et  $\langle d \rangle$  en fonction des nombres de Weber aérodynamique et *crossflow*.

#### 4.7.3.4. Canal $C=2$ mm et angle $\alpha=45^\circ$

Le prototype avec  $C=2$  mm et  $\alpha=45^\circ$  est utilisé avec trois buses de diamètres différents,  $d_b=1.0, 1.2$  et  $1.5$  mm, Figure 4.34.

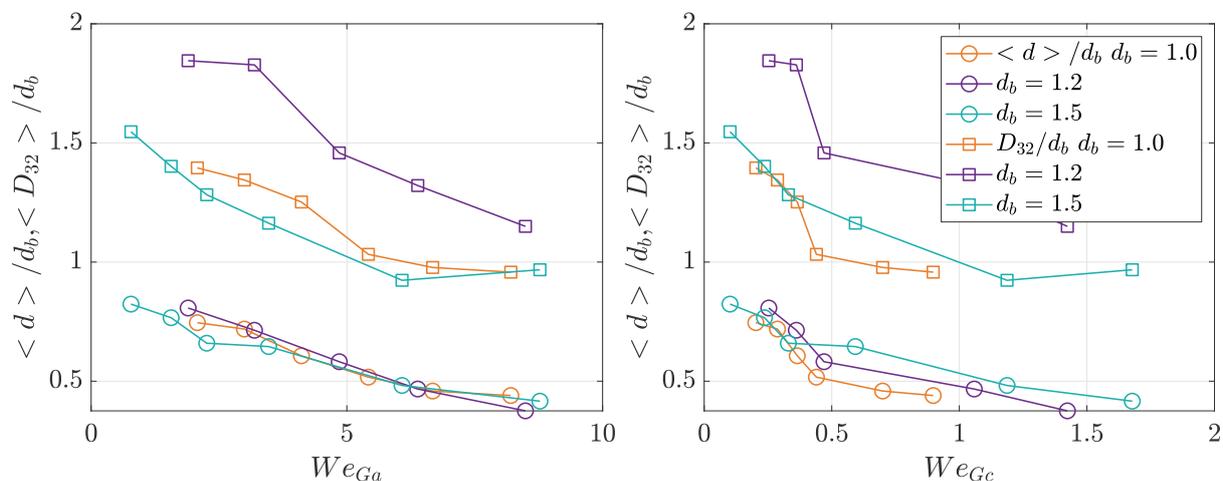


FIGURE 4.34. –  $D_{32}$  et  $\langle d \rangle$  en fonction des nombres de Weber aérodynamique et *crossflow*.

#### 4.7.3.5. Canal $C=2$ mm et angle $\alpha=60^\circ$

Le prototype avec  $C=2.0$  mm et  $\alpha=60^\circ$  est utilisé avec trois buses de diamètres différents,  $d_b=1.2$  et  $1.5$  mm, Figure 4.35.

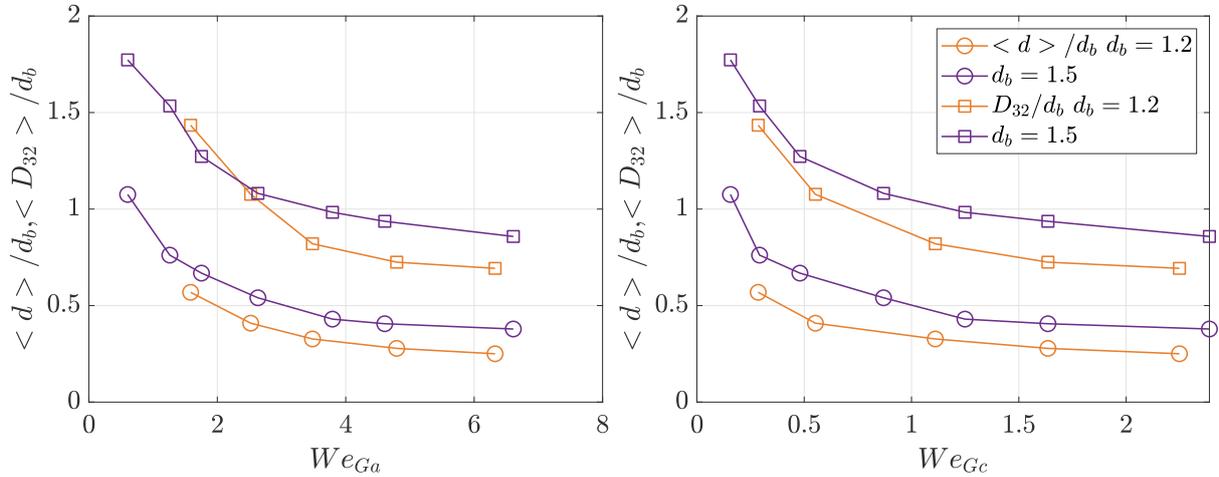


FIGURE 4.35. –  $D_{32}$  et  $\langle d \rangle$  en fonction des nombres de Weber aérodynamique et *crossflow*.

#### 4.7.3.6. Canal $C=2.5$ mm et angle $\alpha=45^\circ$

Le prototype avec  $C=2.5$  mm,  $\alpha=60^\circ$ , a été utilisé avec trois buses de diamètre différents  $d_b=1.2$ ,  $1.5$  et  $2.0$  mm, Figure 4.36.

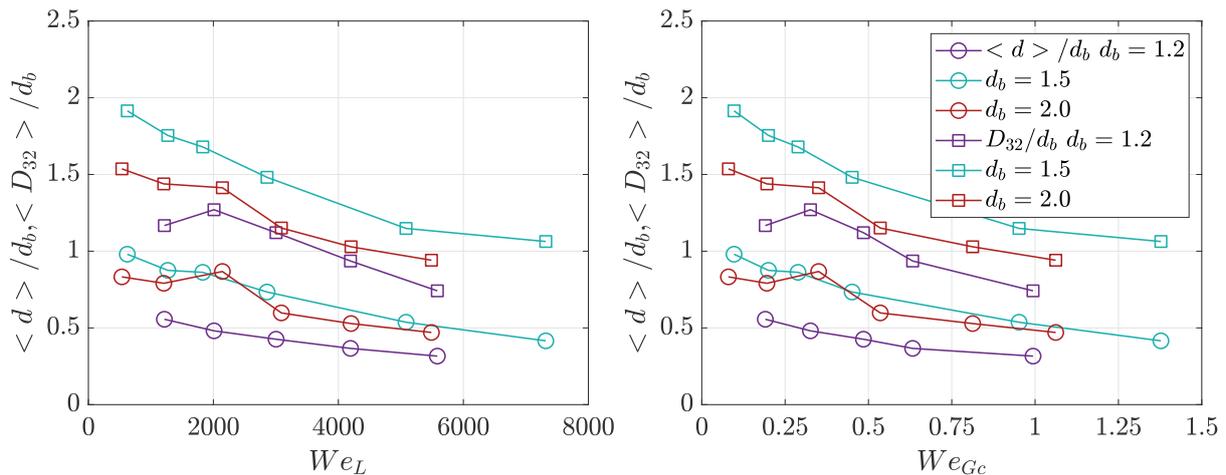


FIGURE 4.36. –  $D_{32}$  et  $\langle d \rangle$  en fonction des nombres de Weber.

L'évolution du diamètre moyen en fonction des nombres de Weber a montré que les diamètres  $d_b$  et  $C$ , ne suffisent pas à expliquer le diamètre moyen des gouttes pour chaque

configuration. Il y aura nécessairement un impact du rapport  $d_b/C$  et de l'angle  $\alpha$  sur la taille des gouttes générées.

#### 4.7.4. Ajustement des diamètres moyens en fonction de la morphologie

Il y a une grande disparité de formes des jets suivant les prototypes et les conditions opérationnelles comme on a pu le voir dans la partie 4.5.5. Le nombre de Weber *crossflow* permet de bien décrire l'évolution du diamètre moyens, voir Figure 4.29. Le nombre de Weber aérodynamique seul ne suffit pas pour décrire totalement la fragmentation du jet. En revanche, il décrit mieux l'évolution du diamètre moyen lorsqu'il est combiné avec le nombre de Rossby qui, du fait de sa définition avec  $u_b/u_\theta$ , prend en compte les effets de la rotation. Les différentes catégories sont séparées en deux groupes pour mieux ajuster le diamètre des gouttes en fonction des nombres adimensionnels. On peut distinguer les catégories de Jet (Rayleigh, nappe, *bag breakup*) d'un côté puis la catégorie Nappe/cône de l'autre. Le choix des valeurs d'ajustement s'est basé sur le nombre de corrélation de Pearson  $R^2$  le plus proche de l'unité. Les coefficients de corrélation  $R^2$  pour les deux équations 4.10 sont de 0.83.

$$\langle d \rangle / d_b = 1/2(We_{Ga})^{-0.34}(u_b/u_\theta)^{0.48} \quad D_{32}/C = 1.96(We_{Ga})^{-0.28}(u_b/u_\theta)^{0.14} \quad (4.10)$$

Dans la partie 4.3, nous avons prédit la vitesse de rotation  $\omega_{th}$  avec les paramètres géométriques, voir équation 4.6. Nous pouvons alors inclure cette corrélation empirique de la vitesse de rotation dans nos corrélations empiriques de prédiction de la taille de gouttes. Nous savons que  $u_\theta = R\omega$ . La corrélation empirique de la vitesse de rotation s'écrit  $\omega_{th} = 0.6(d_b/C)^{0.5}u_b \sin(\alpha - \theta_c)/R$ . Le nombre de Rossby  $u_b/u_\theta$  devient alors  $Ro = 1.6(d_b/C)^{-0.5} \sin(\alpha - \theta_c)^{-1}$ . On remplace le nombre  $Ro$  dans l'équation 4.10 pour avoir le diamètre moyen  $\langle d \rangle$  et  $D_{32}$  en fonction des paramètres géométriques :

$$\langle d \rangle / d_b = 0.6(We_{Ga})^{-0.34}(d_b/C)^{-0.24} \sin(\alpha - \theta_c)^{-0.48} \quad (4.11)$$

$$D_{32}/C = 1.15(We_{Ga})^{-0.28}(d_b/C)^{-0.07} \sin(\alpha - \theta_c)^{-0.14} \quad (4.12)$$

L'ajustement des configurations pour les trois premières catégories (Figure 4.37) montre que bien que  $\omega_{th}$  soit modélisé, nous avons tout de même des coefficients de corrélation qui restent assez élevés, à  $R^2=0.8$ , pour les nouvelles corrélations empiriques de taille de gouttes, équations 4.11 et 4.12.

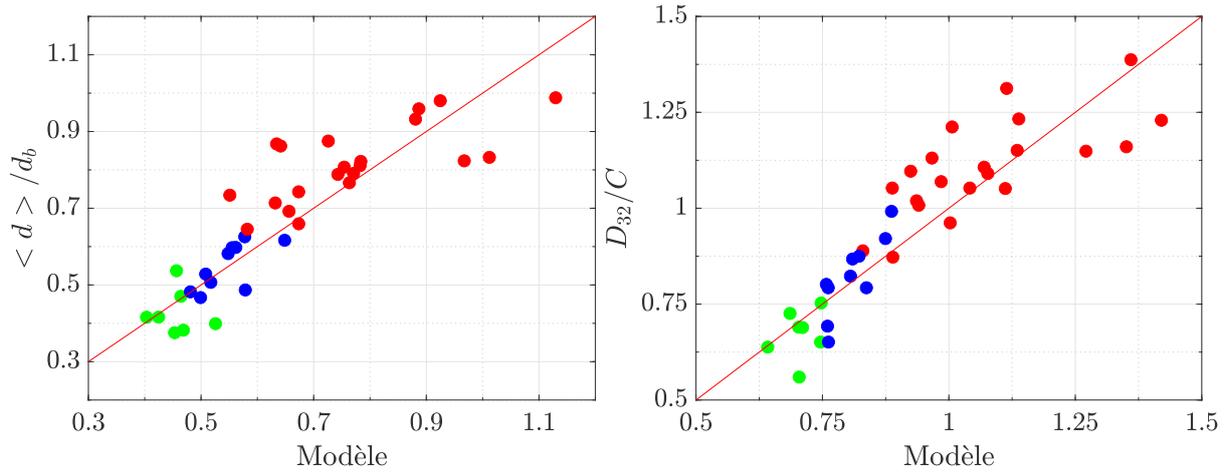


FIGURE 4.37. –  $\langle d \rangle$  et  $D_{32}$  en fonction du nombre de Weber aérodynamique et des paramètres géométriques pour les trois premières catégories.

Lorsqu'on choisit seulement la forme en nappe ou cône, on remarque que l'on peut ajuster l'évolution de la taille des gouttes par le nombre de Weber aérodynamique et  $Ro$ . Les  $R^2$  pour ces deux équations représentant  $\langle d \rangle / d_b$  et  $D_{32}/d_b$  sont de 0.86 et 0.91 respectivement. Comme exprimé précédemment, une nappe est très sensible aux effets aérodynamiques et par conséquent sa fragmentation sera pilotée par la vitesse de rotation et le nombre de Weber aérodynamique.

$$\langle d \rangle / d_b = 0.2(We_{Ga})^{-0.4}(u_b/u_\theta)^{1.1} \quad D_{32}/d_b = 0.63(We_{Ga})^{-0.34}(u_b/u_\theta)^{0.82} \quad (4.13)$$

Nous reformulons les corrélations empiriques de l'équation 4.13 avec le Rossby calculé à partir de  $\omega_{th}$ . Nous obtenons alors les équations suivantes :

$$\langle d \rangle / d_b = 1/3(We_{Ga})^{-0.4}(d_b/C)^{-0.55} \sin(\alpha - \theta_c)^{-1.1} \quad (4.14)$$

$$D_{32}/d_b = 0.96(We_{Ga})^{-0.34}(d_b/C)^{-0.41} \sin(\alpha - \theta_c)^{-0.82} \quad (4.15)$$

L'ajustement des configurations pour la catégorie Nappe/Cône (Figure 4.38) donne un coefficient de corrélation  $R^2$  pour les équations 4.14 et 4.15 de 0.8 et 0.85 respectivement. Les diamètres moyens  $\langle d \rangle$  et  $D_{32}$  sont normalisés par le diamètre de la buse  $d_b$  ou le diamètre du canal  $C$ . Le choix de normaliser par l'un ou l'autre diamètre ne changera pas la corrélation empirique car cela sera égalisé avec le rapport  $d_b/C$  dans la partie droite de l'équation.

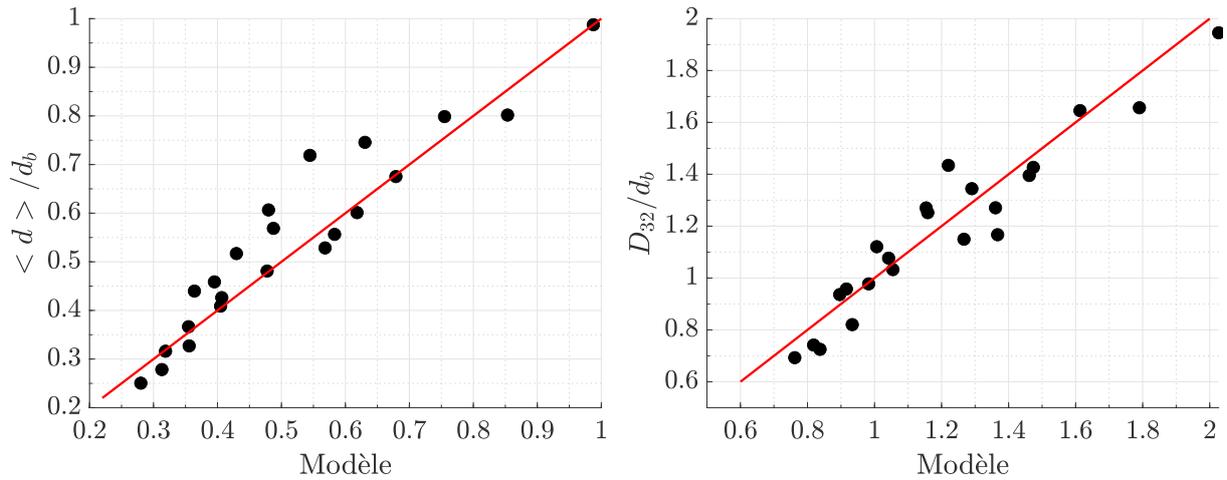


FIGURE 4.38. –  $\langle d \rangle$  et  $D_{32}$  en fonction du nombre de Weber aérodynamique et des paramètres géométriques pour la catégorie Nappe/Cône.

#### 4.7.5. Pdf de la taille des gouttes

La densité de probabilité de la distribution (pdf) des tailles de gouttes évoquée dans le chapitre 1 et détaillée dans le chapitre 3 pour le jet en rotation motorisée est utilisée pour analyser les résultats sur les prototypes de micro-asperseurs.

##### 4.7.5.1. Distribution de la taille des gouttes suivant la position d'observation

Les Figures 4.40 et 4.41 présentent la pdf et les probabilités conjointes de la taille des gouttes et de leur vitesse pour la configuration avec un canal de  $C=2.0$  mm, une buse de  $d_b=1.2$  mm et un débit de  $Q=75$  L/h, le long de la trajectoire du jet. L'évolution des diamètres moyens  $\langle d \rangle$  et  $D_{32}$  pour cette configuration a été présentée dans la Figure 4.27. Notons que sur les images de la Figure 4.42, suivant la position, le jet n'est pas totalement fragmenté. Aux positions  $s/s_{LBK}=0.6$  et 1, les petites gouttes détectées ( $\langle d \rangle=0.26$  mm) sont issues de la fragmentation de petits ligaments à cause majoritairement de la turbulence du jet, Figure 4.39. Ensuite, à la position  $s/s_{LBK}=1.4$ , le cœur liquide va se briser par *bag breakup* et les ligaments périphériques auront une brisure de type Rayleigh. Le ligament principal résiduel va se fragmenter avec une brisure de type Rayleigh pour générer les gouttes les plus importantes. On observe un pic commun à toutes les positions au niveau de  $d=0.2$  mm. On observe deux regroupements, observés sur les pdf et les histogrammes, l'un est pour les distances  $s/s_{LBK}=0.6, 1$  et 1.4 et l'autre est pour les positions  $s/s_{LBK}=3$  et 5. Le premier regroupement n'a pas encore le cœur liquide fragmenté, ce qui s'observe bien dans les images de la Figure 4.42. On notera que pour les distances  $s/s_{LBK}=3$  et 5, la densité de probabilité ne varie pas beaucoup. Nous sommes dans la zone dispersée. Les gouttes traceurs passifs déjà observées dans le chapitre 3 apparaissent à partir de  $s/s_{LBK}=3$  comme on peut le voir dans les probabilités conjointes. La décroissance de la vitesse des gouttes en fonction de la position due à la résistance de l'air est observée sur les histogrammes. Il y a un décalage de  $1.2 < u_g >_V$  à  $< u_g >_V$ . En revanche, une augmentation du diamètre moyen de  $\langle d \rangle=0.26$  à 0.45 mm est observée pour les positions

$s/s_{LBK}=0.6$  et 5 respectivement.

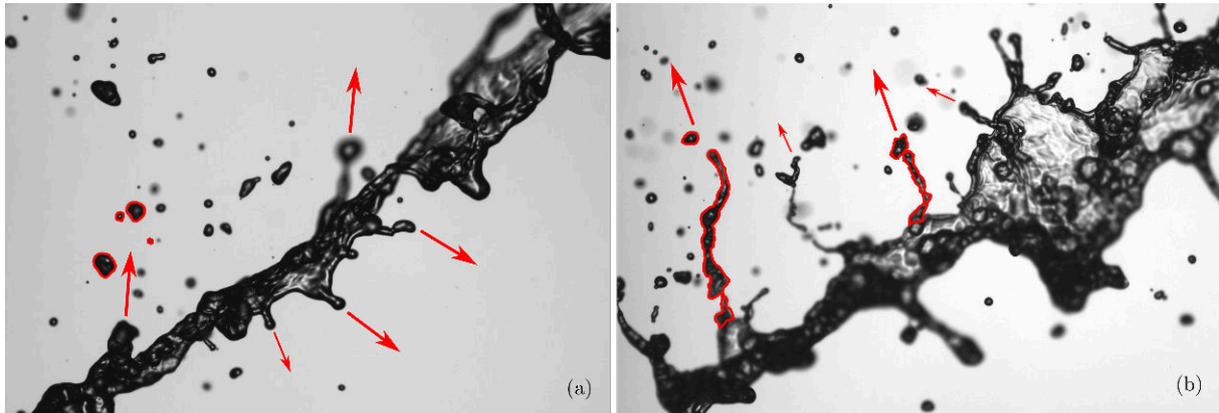


FIGURE 4.39. – Ligaments perpendiculaires au cœur liquide pour deux configurations. (a)  $C=2$  mm,  $\alpha=45^\circ$ ,  $d_b=1.2$  mm et  $Q=45$  L/h, (b)  $C=1.5$  mm,  $\alpha=45^\circ$ ,  $d_b=1.2$  mm et  $Q=75$  L/h pour des positions  $s/s_{LBK}<1$ .

Les Figures 4.43, 4.44 et 4.45 représentent la configuration  $d_b=1.2$  mm avec un canal de  $C=2.5$  mm et un débit de  $Q=75$  L/h qui est dans la catégorie Nappe/cône. Par conséquent le jet en sortie de canal va se fragmenter très rapidement. Il y a peu d'évolution de la distribution de la taille des gouttes en fonction de la position le long de la trajectoire. Pour les trois positions  $s/s_{LBK}=0.7$ , 2 et 5, les diamètres moyens sont de  $\langle d \rangle=0.31$ , 0.36 et 0.38 mm. Ce qui est plus petit que pour la configuration de la Figure 4.41. La nappe va se fragmenter en *bag breakup*. Les ligaments résiduels toroïdaux vont se fragmenter avec une brisure de type Rayleigh. La Figure 4.39 représente la fragmentation des ligaments perpendiculaires au cœur liquide. Nous observons cet effet seulement pour les expérimentations pour le micro-asperseur. La turbulence du jet va générer des perturbations qui vont s'amplifier avec les forces aérodynamiques. En générant des gouttes qui seront liées à la turbulence du jet, cette fragmentation primaire va modifier les densités de probabilité. On remarque ce type de fragmentation majoritairement dans la catégorie Nappe/cône. Cela va modifier la forme de la pdf car si on est dans une fragmentation primaire de type Rayleigh, ces gouttes périphériques vont élargir la gamme de tailles de gouttes.

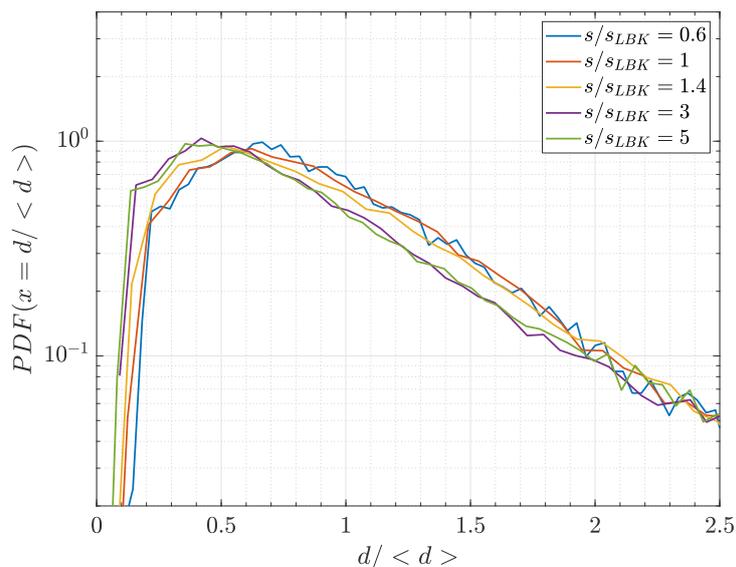


FIGURE 4.40. – Pdf de la distribution de la taille des gouttes pour le prototype avec  $C=2.0$  mm,  $\alpha=45^\circ$ ,  $d_b=1.2$  mm,  $Q=75$  L/h et  $\omega=4015$  tr/min.

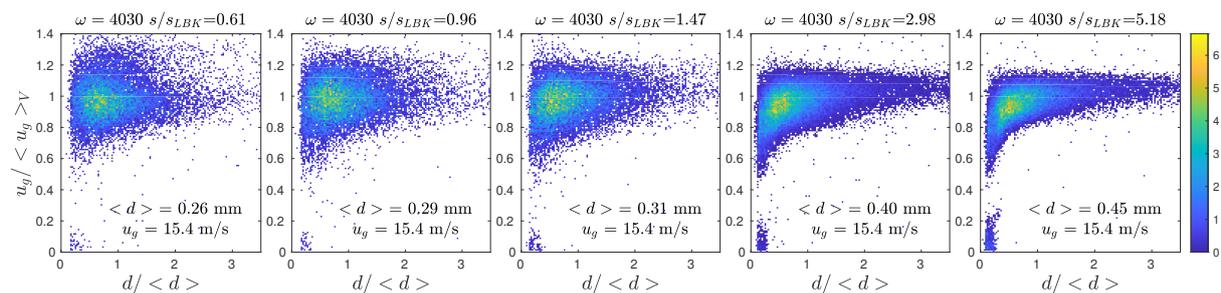


FIGURE 4.41. – Probabilités conjointes de la taille des gouttes et de leur vitesse pour le prototype avec  $C=2.0$  mm,  $\alpha=45^\circ$ ,  $d_b=1.2$  mm,  $Q=75$  L/h et  $\omega=4015$  tr/min.



FIGURE 4.42. – Images par ombroscopie des positions sur les Figures 4.40 et 4.41.

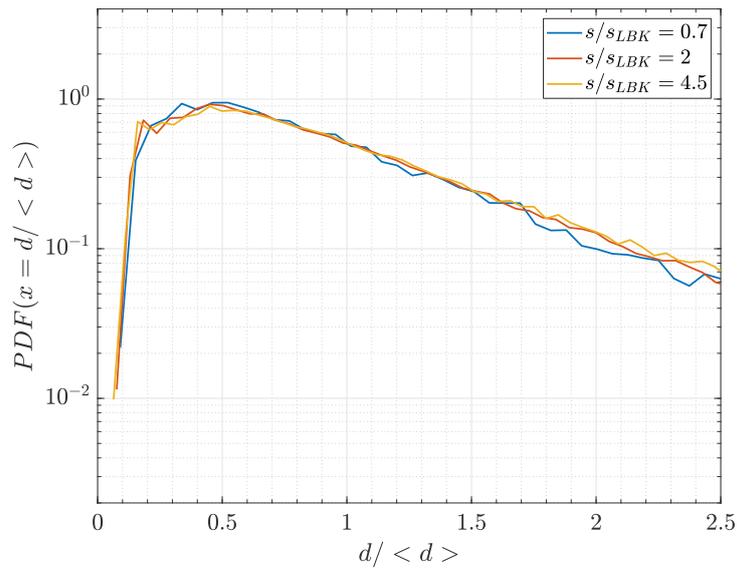


FIGURE 4.43. – Pdf de la distribution de la taille des gouttes pour le prototype avec  $C=2.5$  mm,  $\alpha=45^\circ$ ,  $d_b=1.2$  mm,  $Q=75$  L/h et  $\omega=4015$  tr/min.

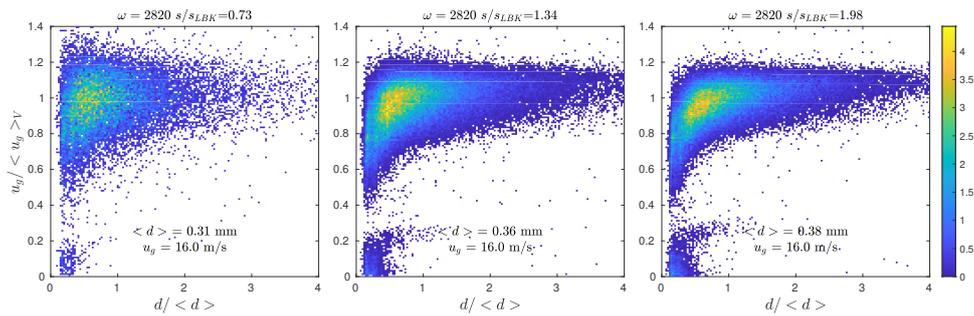


FIGURE 4.44. – Probabilités conjointes de la taille des gouttes et de leur vitesse pour le prototype avec  $C=2.5$  mm,  $\alpha=45^\circ$ ,  $d_b=1.2$  mm,  $Q=75$  L/h et  $\omega=4015$  tr/min.

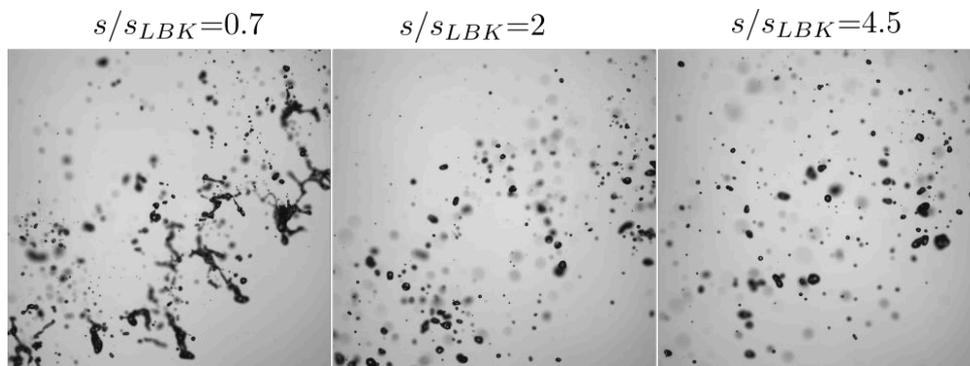


FIGURE 4.45. – Images par ombroscopie des positions sur les Figures 4.43 et 4.44.

#### 4.7.5.2. Distribution de la taille et la vitesse des gouttes pour toutes les configurations

Les Figures 4.46 et 4.47 présentent la pdf et les probabilités conjointes de la taille des gouttes et de leur vitesse pour le prototype avec un canal de  $C=1.5$  mm, un angle de  $\alpha=45^\circ$  et une buse de diamètre  $d_b=1.2$  mm. La Figure 4.48 présente les images par ombroscopie des différentes configurations. Pour ce prototype, la pdf pour différents débits et par conséquent plusieurs vitesses de rotation est présentée. Cette expérimentation est différente car on augmente le débit conjointement avec la vitesse de rotation, il y aura alors un changement de la vitesse d'expulsion en sortie de canal. L'augmentation du débit générera un changement de morphologie du jet. Pour les débits de  $Q=35$  et  $45$  L/h, il y aura un jet en régime de Rayleigh, alors que pour les débits de  $Q=55$  et  $65$  L/h, on sera dans un régime de Jet nappe puis pour un débit de  $Q=75$  L/h, il y aura un régime en *bag breakup*. Cette évolution de la densité de probabilité a été observée dans le chapitre 3 : il y a le passage d'une courbe bimodale à un unique pic lorsque l'on augmente le débit du fait d'une plus importante fragmentation. Cette évolution de la densité de probabilité en fonction du débit et de la vitesse de rotation est remarquée pour chaque prototype. Le premier pic dû à l'atomisation primaire est de l'ordre de  $0.2 < d >$  pour toutes les configurations. La Figure 4.49 présente la densité de probabilité de la vitesse des gouttes normalisée par la vitesse moyenne pondérée par le volume des gouttes  $u_g / \langle u_g \rangle_V$  pour chaque catégorie morphologique. Pour les trois premières catégories, l'augmentation du nombre de Weber aérodynamique va être associée à un aplatissement du pic principal en raison de la plus grande variété de tailles de gouttes générées. L'augmentation du nombre de gouttes traceurs passifs avec une vitesse presque nulle est très bien observée sur la Figure 4.49. Notons que cette évolution est liée au nombre de Weber aérodynamique. La fréquence de rotation va augmenter le nuage résiduel formé autour du centre de rotation comme on a pu l'observer lors de l'expérimentation motorisée.

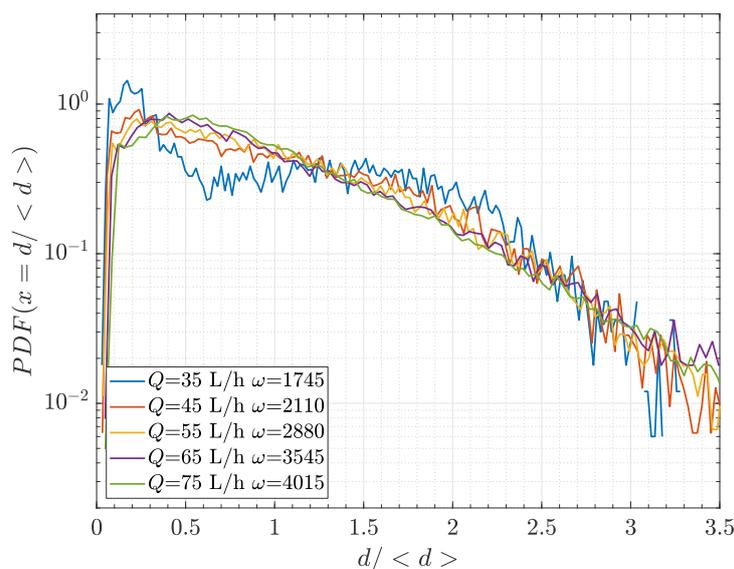


FIGURE 4.46. – Pdf de la distribution de la taille des gouttes pour le prototype avec  $C=1.5$  mm,  $\alpha=45^\circ$  et  $d_b=1.2$  mm à une position de  $s/s_{LBK} \sim 3.5$ .

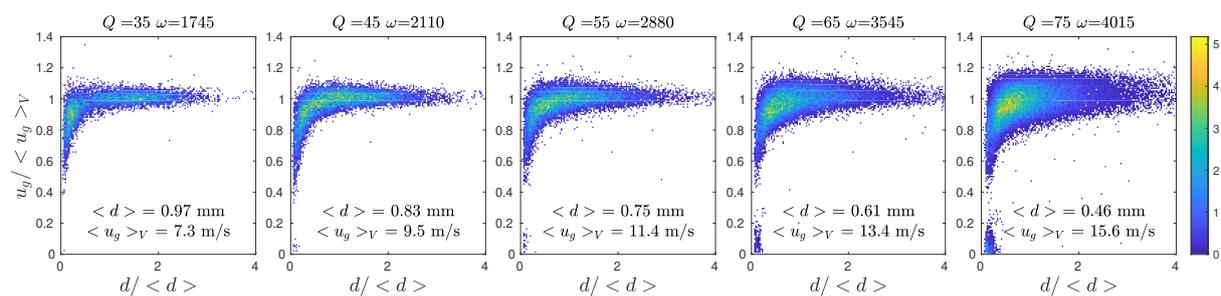


FIGURE 4.47. – Probabilités conjointes de la taille des gouttes et de leur vitesse pour le prototype avec  $C=1.5$  mm,  $\alpha=45^\circ$  et  $d_b=1.2$  mm à une position de  $s/s_{LBK} \sim 3.5$ .

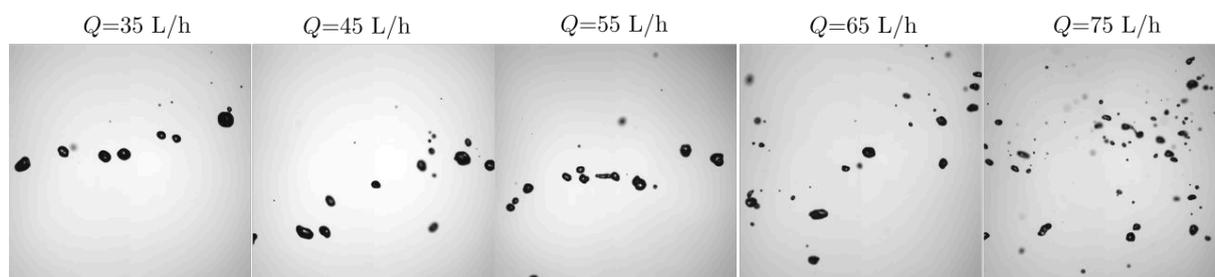


FIGURE 4.48. – Images par ombroscopie des positions sur les Figures 4.46 et 4.47.

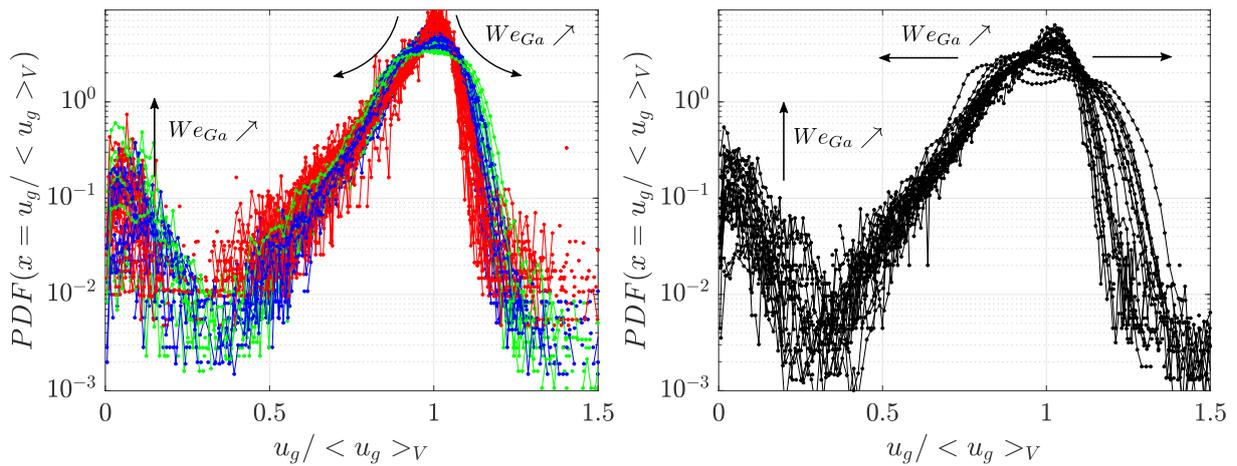


FIGURE 4.49. – Pdf de la distribution de la vitesse des gouttes pour chaque catégorie morphologique.

En revanche, la dernière catégorie est bien plus étendue. Notons que, dans certains cas, il y a deux pics distincts à  $u_g / \langle u_g \rangle_V \sim 0.8$  et  $1.2$  lorsque le Weber aérodynamique est maximal.

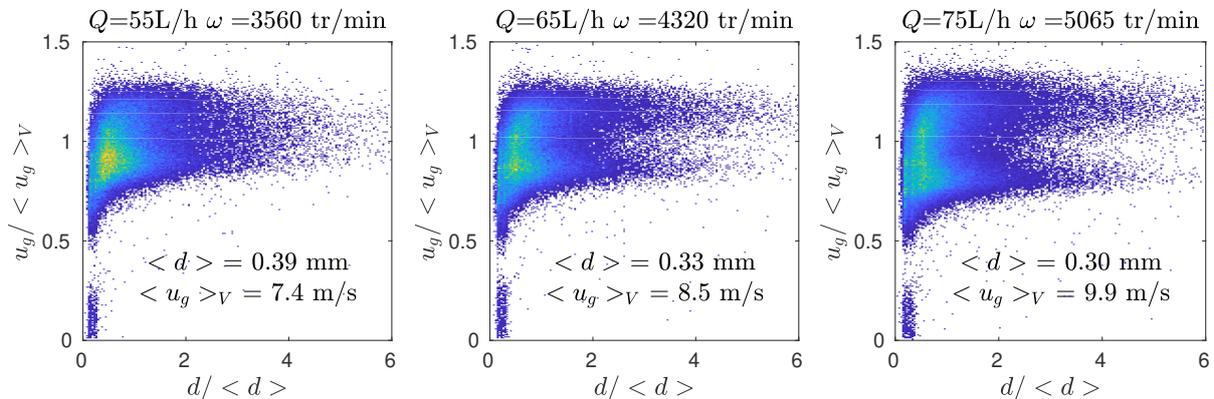


FIGURE 4.50. – Probabilités conjointes de la taille des gouttes et de leur vitesse pour le prototype avec  $C=2.0$  mm,  $\alpha=60^\circ$  et  $d_b=1.2$  mm à une position de  $s/s_{LBK} \sim 3.5$

La Figure 4.50 présente les probabilités conjointes de la taille et de la vitesse des gouttes pour le prototype avec un canal de  $C=2.0$  mm,  $\alpha=60^\circ$  et une buse de diamètre  $d_b=1.2$  mm. Nous observons clairement les deux modes de vitesses notamment pour les débits  $Q=65$  et  $75$  L/h. Ceci est probablement dû à la forme conique du jet qui va occasionner différents cœurs liquides et différentes vitesses d'éjection.

#### 4.7.6. Ajustement des densités de probabilité

L'ajustement des densité de probabilité est possible comme exprimé dans le chapitre 3 avec la combinaison linéaire de lois Gamma. On part du principe que les courbes sont en

majorité représentées par des compositions de deux lois Gamma. Le critère d'ajustement optimal est lorsque le coefficient de Pearson  $R^2$  tend vers 1.

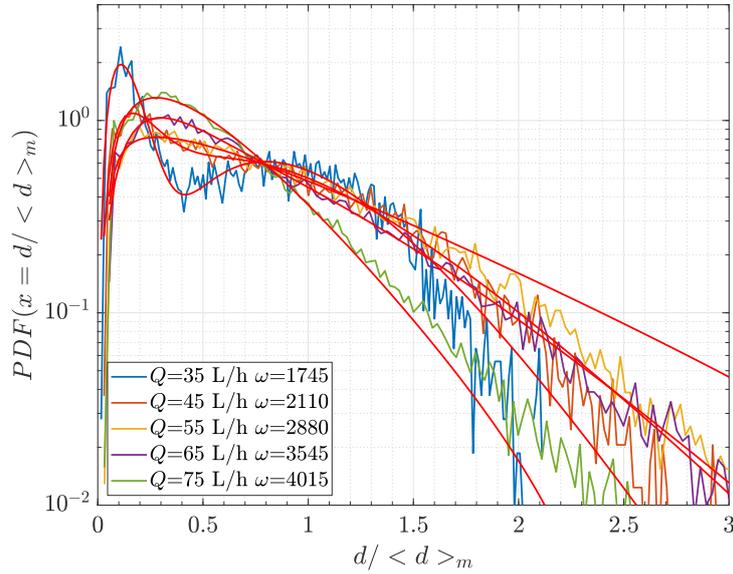


FIGURE 4.51. – Ajustement avec une combinaison linéaire de deux lois gamma de la PDF de la distribution de la taille des gouttes pour le prototype P8C1.5A45 et une buse de  $d_b=1.2\text{mm}$  à une position de  $s/s_{LBK} \sim 3.5$ .

La Figure 4.51 présente l'ajustement des distributions Gamma pour le prototype avec  $C=1.5\text{ mm}$ ,  $\alpha=45^\circ$  et une buse de  $d_b=1.2\text{mm}$  à une position de  $s/s_{LBK} \sim 3.5$  avec différents débits. Les paramètres d'ajustement sont listés dans la Table 4.5.

$Q$	$\omega$	$a_m$	$a_s$	$n_m$	$n_s$	$\langle d \rangle_m$	$\langle d \rangle_s$
35	1745	0.4	0.6	3	5	1.5	0.24
45	2110	0.26	0.74	3.2	3	1.0	0.24
55	2880	0.16	0.84	4.1	2.3	0.86	0.22
65	3545	0.34	0.65	3.2	2.6	0.77	0.29
75	4015	0.72	0.27	4.1	4	0.76	0.33

Table 4.5. – Paramètres d'ajustement pour la Figure 4.51

La Figure 4.51 représente les diamètres  $\langle d \rangle_m$  et  $\langle d \rangle_s$  en fonction du  $We_{Ga}$ .

$$\langle d \rangle_m / \langle d \rangle = 1.75 We_{Ga}^{-1/4} \quad (4.16)$$

$$\langle d \rangle_s / \langle d \rangle = 0.04 We_{Ga} + 0.28 \quad (4.17)$$

Les Figures 4.52 et 4.53 présentent les diamètres moyens  $\langle d \rangle_m$  et  $\langle d \rangle_s$  pour toutes les configurations en fonction du Weber aérodynamique  $We_{Ga}$ . Pour les catégories Jet Rayleigh et Jet Nappe on a clairement un rapprochement entre  $\langle d \rangle_m$  et  $\langle d \rangle_s$  alors que c'est plus diffus pour les catégories Jet *bag breakup* et Nappe/cône. L'explication pourrait résider dans le choix de l'ajustement des distributions avec une double loi Gamma pour

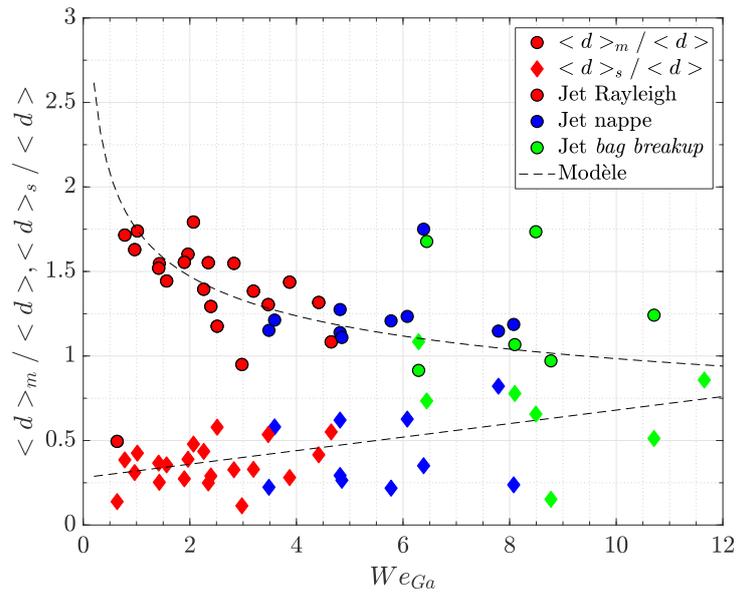


FIGURE 4.52. – Ajustement avec une combinaison linéaire de deux lois Gamma de la PDF de la distribution de la taille des gouttes pour les catégories Jet Rayleigh, Nappe et *bag breakup*.

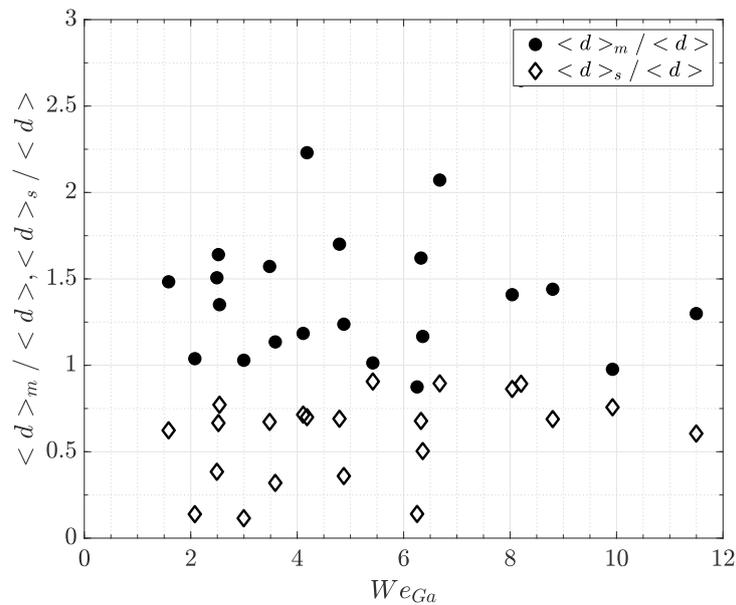


FIGURE 4.53. – Ajustement avec une combinaison linéaire de deux lois Gamma de la pdf de la distribution de la taille des gouttes pour la catégorie Nappes/cône

observer l'évolution des distributions. Probablement que dans le cas du *bag breakup*, une seule loi Gamma serait plus adaptée. Dans l'équation 4.16, pour le cas du micro-asperseur, le coefficient est de 1.75 alors que pour celui de l'expérimentation motorisée, il a une valeur de 2. Cette différence est constatée car le diamètre moyen, utilisé pour la normalisation, est globalement plus grand pour les micro-asperseurs. Cela s'explique par un diamètre du canal  $C$  plus important que le diamètres des buses  $d_b$  de la première expérimentation. Cette différence est moins marquée pour les diamètres moyens  $\langle d \rangle_s$ , par conséquent les coefficients dans 4.17 sont similaires à l'expérimentation motorisée.

#### 4.7.7. Ajustement des densités de probabilité cumulées

Nous traçons maintenant l'histogramme cumulé de la taille de gouttes en volume pour chaque configuration. L'augmentation du Weber aérodynamique va favoriser la dispersion du jet. Nous retrouvons les tendances évoquées dans le chapitre 3. La Figure 4.54 présente les différentes distributions cumulées pour une configuration avec plusieurs débits. Nous comparons les courbes de densité de probabilité cumulée des configurations pour chaque catégorie dans la Figure 4.55. Ce type de visualisation permet de discerner l'évolution de la distribution de la taille des gouttes et la transition entre les catégories. La catégorie Nappe/cône a une forme qui se rapproche plus de celle pour la catégorie *Jet-bag breakup*.

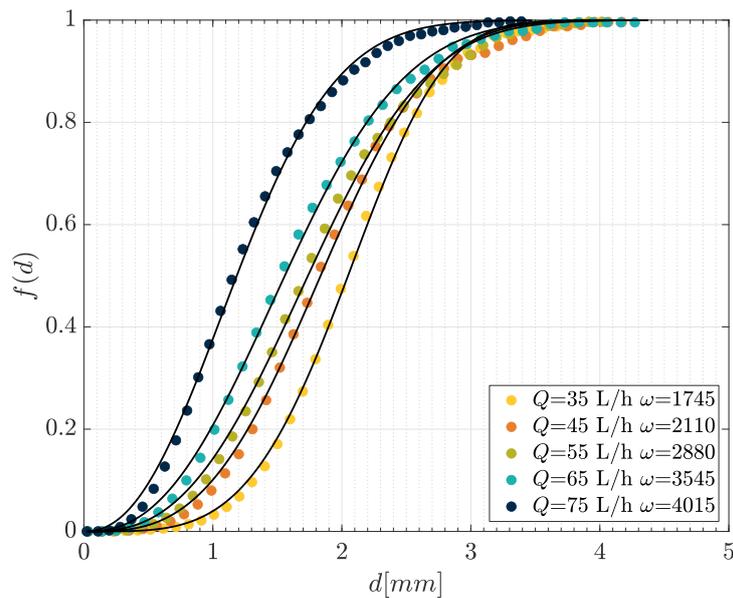


FIGURE 4.54. – Ajustement avec une loi cumulée pour le prototype avec  $C=1.5$  mm,  $\alpha=45^\circ$  et  $d_b=1.2$  mm à une position de  $s/s_{LBK} \sim 3.5$ .

Les paramètres  $X$  et  $\delta$  ont été définis dans le chapitre 1, ils sont représentés sur la Figure 4.56. On rappelle que  $X$  est le paramètre de taille correspondant au diamètre pour un volume cumulé de  $f(d)=0.632$ . Le paramètre  $\delta$  donne l'étalement de la dispersion des gouttes au sein du nuage. L'évolution du paramètre de dispersion  $\delta$  est visible en fonction du nombre de Weber aérodynamique. Lorsque  $\delta$  tend vers l'infini, cela veut dire que le jet est parfaitement uniforme. Les Figures 4.55 et 4.56 montrent que lorsque qu'on est dans un régime de Rayleigh le spectre de la taille de gouttes est moins étendu,  $\delta \sim 2.5-4$ . Lorsque

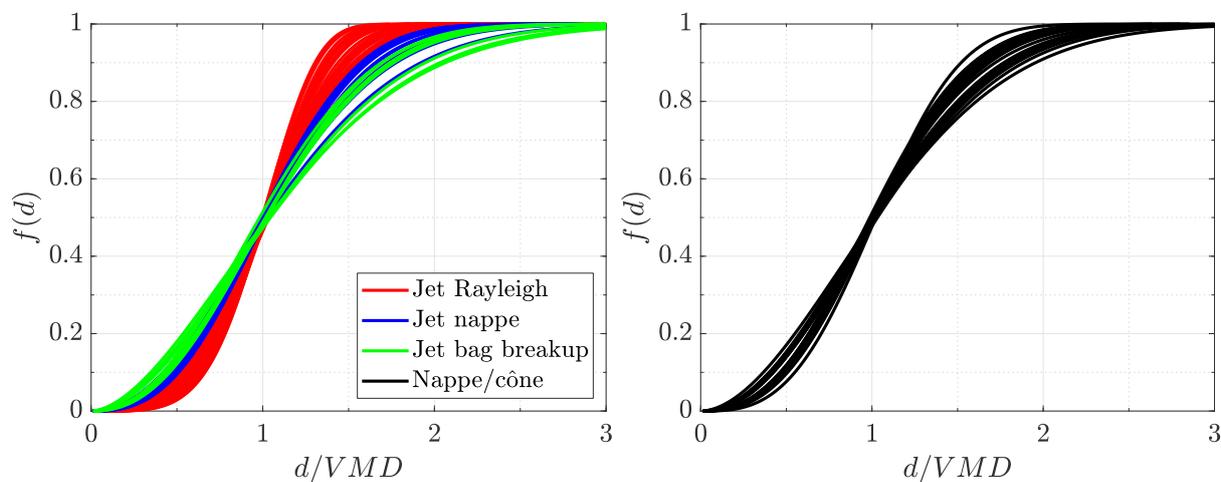


FIGURE 4.55. – Ajustement de Roslin Rammler pour chaque catégorie morphologique.

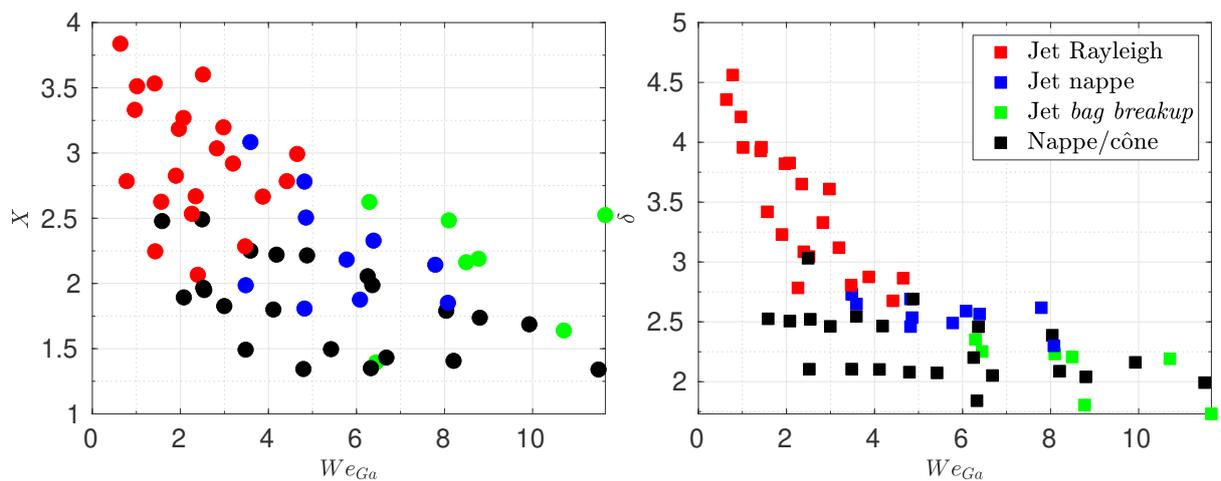


FIGURE 4.56. – Évolution de  $X$  et  $\delta$  pour toutes les configurations.

le  $We_{Ga}$  augmente, le spectre est plus étendu et cela se constate suivant les valeurs de  $\delta$ . Pour la catégorie Jet nappe, il est de  $\sim 2.5$ , puis pour la catégorie *bag breakup* il est de  $\sim 2$ . Notons que pour la catégorie Nappe/cône,  $\delta \sim 2.25$ . Cette dernière catégorie est largement dispersée. Les trois dernières catégories ont des  $\delta$  semblables. Sur les Figures 4.56, les valeurs de  $X$  sont similaires au VMD car elles représentent respectivement le diamètre pour un volume cumulé de  $f(d)=0.632$  et  $f(d)=0.5$ . On a calculé les diamètres  $D_{0.1}$ ,  $D_{0.9}$  et le SPAN pour chaque configuration (Figure 4.57). Les valeurs du  $D_{0.1}$  et  $D_{0.9}$  diminuent avec l'augmentation du nombre de Weber aérodynamique. D'après les valeurs du  $D_{0.1}$ ,  $D_{0.9}$  et du SPAN, la gamme de taille de gouttes augmente mais ses extremums sont en constante diminution avec  $We_{Ga}$ , ce qui rejoint les résultats du paramètre  $\delta$ .

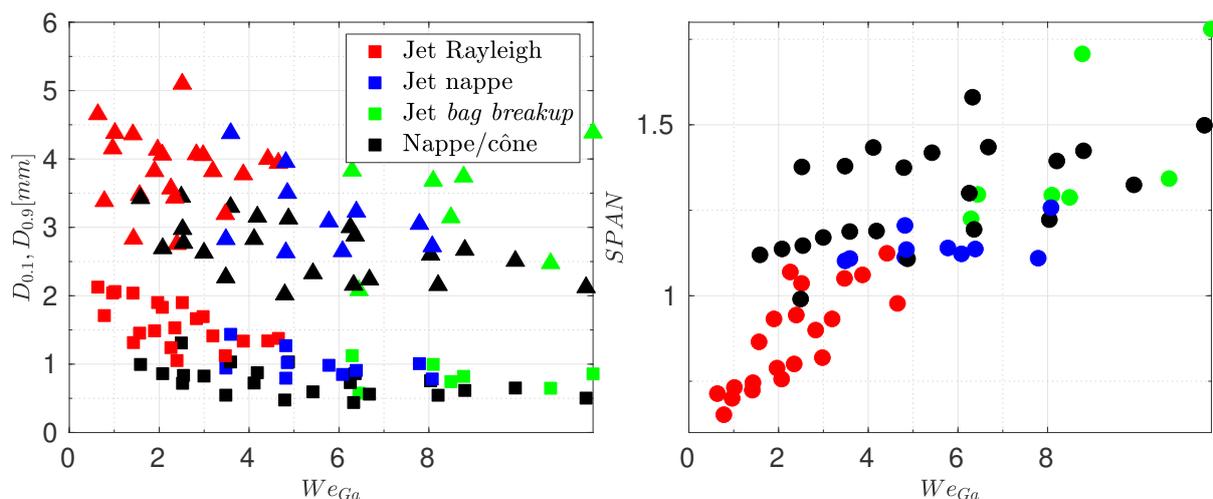


FIGURE 4.57. – Évolution du VMD,  $D_{0.1}$  et  $D_{0.9}$  [mm] pour toutes les configurations.

## 4.8. Détermination d'un prototype

### 4.8.1. Classes de gouttes

Nous avons réalisé une étude paramétrique avec les prototypes de micro-asperseurs. En modifiant plusieurs paramètres, taille de la buse  $d_b$ , diamètre du canal  $C$  et angle d'éjection  $\alpha$  en fonction du débit, on observe les différents régimes de fragmentation pour un micro-asperseur. Cette étude permet de déterminer la géométrie optimale pour notre application industrielle et de respecter le cahier des charges défini avec l'entreprise. À savoir, un minimum de gouttes de tailles  $d < 150 \mu m$  et  $d > 2.5 \text{ mm}$  avec un rayon d'aspersion de  $R_{ASP} \sim 1.25$ . Ainsi, pour chacune des observations, nous avons ordonné les valeurs en classes de tailles de gouttes, Table 4.6. Dans un premier temps, nous pouvons observer quelles sont les configurations qui présentent un effectif minimum dans chaque classe d'intérêt. Le choix des configurations adéquates sera fonction de ces classes et nous permettra de sélectionner quels seront les régimes de fragmentation les plus adaptés. Dans le cadre de la pulvérisation, l'étude de [De Cock \(2017\)](#) suggère que la taille idéale pour les traitements par les produits phytosanitaires ou de biocontrôle serait de  $220 \mu m$  afin de maximiser l'uniformité du traitement sur les feuilles. L'étude de [Molle, Tomas et al. \(2012\)](#) montre que ce sont les gouttes de taille  $< 0.150 \text{ mm}$  qui sont les plus sensibles à la dérive pour des applications à une plus grande échelle. Dans notre cas, on minimisera en effet les gouttes de taille  $< 0.150 \text{ mm}$  et on sélectionnera les gouttes telles que  $0.15 < d < 2.5 \text{ mm}$ . Nous avons créé 7 classes de gouttes pour comparer les résultats des expérimentations pour le prototypage. Ces classes ont été choisies en fonction des différentes tailles influencées par la dérive ou le ruissellement des gouttes. La première classe est sensible à l'évaporation et la dérive, la deuxième classe est sensible à la dérive et la dernière classe peut induire du ruissellement. La Table 4.6 présente toutes les configurations en fonction des classes de gouttes. Si on met des critères par classes de gouttes évoqués dans la Table 4.6, on sélectionnera les configurations qui sont adéquates pour notre étude. De la sorte, nous sommes en mesure d'orienter le choix de la géométrie et des conditions d'utilisation à privilégier.

Classe 1	$d < 0.150$	$P(d) \leq 0.1$
Classe 2	$0.150 < d < 0.500$	$P(d) \leq 0.45$
Classe 3	$0.500 < d < 1.0$	$P(d) \leq 0.4$
Classe 4	$1.0 < d < 1.5$	$P(d) \leq 0.2$
Classe 5	$1.5 < d < 2.0$	$P(d) \leq 0.1$
Classe 6	$2.0 < d < 2.5$	$P(d) \leq 0.1$
Classe 7	$2.5 < d$	$P(d) \leq 0.05$

Table 4.6. – Classes de gouttes de diamètres  $d[\text{mm}]$  et critères sélectifs pour chaque classe de gouttes. Les valeurs sont les probabilités d'avoir une taille de goutte dans la classe par rapport à l'ensemble de l'échantillon.

Les effectifs des classes de gouttes les plus représentés sont les classes 2 et 3. Nous avons choisi de réduire au maximum les classes 1 et 7 :  $P(d) \leq 0.1$  et  $0.05$  respectivement. Nous limiterons la classe 2 qui est la plus abondante car les gouttes entre  $0.150 \mu m$  et  $0.5 \text{ mm}$  sont sensibles à la dérive. La classe 3, en revanche, est à maximiser car les tailles de gouttes sont optimales. La Figure 4.58 recense les configurations qui sont sélectionnées par ces

critères. Sur les 67 configurations testées, il ne reste plus que 19 configurations.

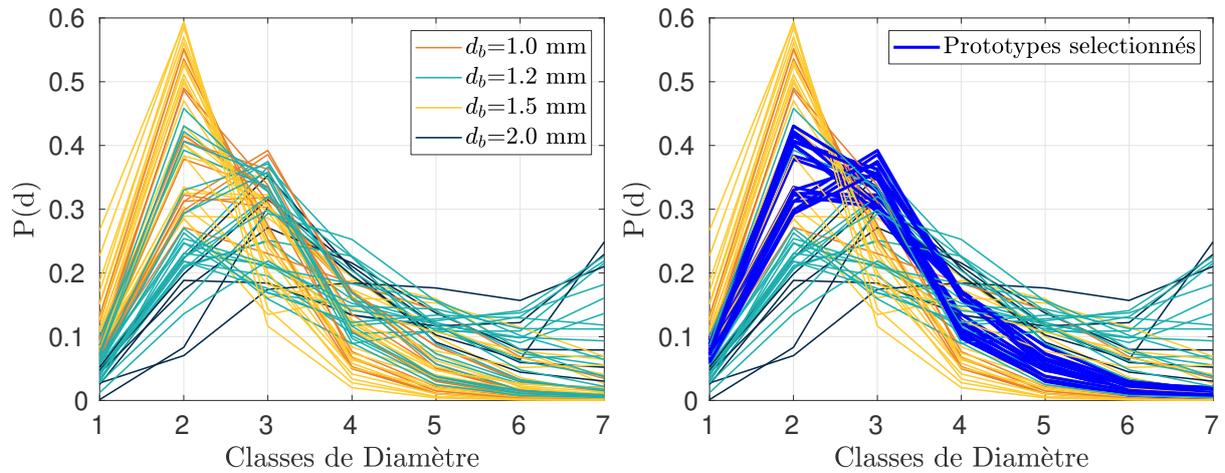


FIGURE 4.58. – Classes de gouttes pour toutes les configurations expérimentales des prototypes de micro-asperseurs.

Deux groupements se distinguent sur la classe 2 (Figure 4.58). L'un a des valeurs  $P(d) \sim 0.37-0.42$  alors que l'autre a des valeurs entre  $P(d) \sim 0.28-0.32$ . On note que ces deux groupements sont au final les deux catégories : Jet nappe et Nappe/cône respectivement.

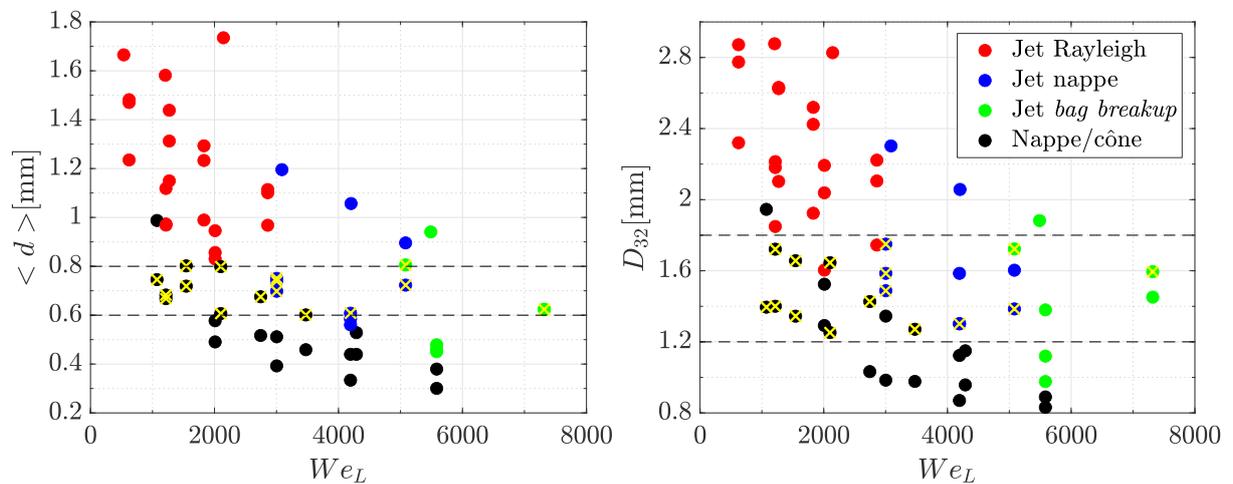


FIGURE 4.59. –  $\langle d \rangle$  et  $D_{32}$  en fonction du nombre de Weber liquide  $We_L$  pour toutes les configurations. Les configurations sélectionnées sont indiquées par le symbole (x). Les lignes (-) représentent la zone où sont situées les configurations sélectionnées.

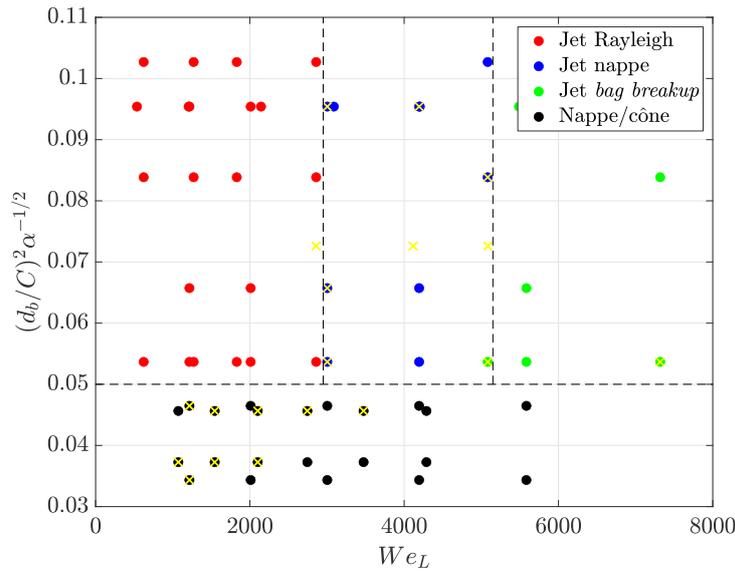


FIGURE 4.60. – Configuration classée en fonction de  $We_L$  et  $\mathcal{G}$ . Les configurations sélectionnées sont indiquées par le symbole ( $\times$ )

La Figure 4.59 présente le diamètre moyen des configurations en fonction du Weber aérodynamique. Nous remarquons que pour notre critère de sélection, cela correspond à un diamètre moyen  $0.6 << d >> 0.8$  mm. Lors de la sélection de prototypes dans l'industrie, cela peut être un premier critère pour choisir les différentes configurations pour les micro-asperseurs en rotation. La démarcation est moins nette dans le cas du  $D_{32}$  mais nous pouvons noter que les configurations sélectionnées ont des valeurs dans la gamme  $1.2 < D_{32} < 1.8$  mm. Les configurations avec le régime de fragmentation de Rayleigh ne sont pas adéquates pour notre application. Les gouttes ont un diamètre trop important qui va favoriser le ruissellement. Les configurations dans le régime *bag breakup* ne sont pas adaptées non plus car il y a une proportion trop importante de gouttes avec un petit diamètre, ce qui va favoriser la dérive par le vent. Le régime de transition avec un jet qui devient une nappe semble plus adapté, Figure 4.60. Certaines configurations choisies par le critère sont dans la catégorie Nappe/cône. Le nombre de Weber liquide définit les limites pour les prototypes choisis. Lorsque le critère géométrique  $\mathcal{G} > 0.05$  alors le nombre de Weber liquide doit être entre  $3000 < We_L < 5000$ , pour être dans le régime de transition. Lorsque le critère géométrique est  $\mathcal{G} < 0.05$  et que le jet tend alors vers une forme conique, le nombre de Weber liquide devra être  $1000 < We_L < 3500$ .

#### 4.8.2. Rayon d'aspersion

Le rayon d'aspersion est la zone mouillée par les gouttes générées par le micro-asperseur. C'est un paramètre essentiel dans notre étude pour connaître la zone cible en fonction des paramètres géométriques et opérationnels. Habituellement, on détermine le rayon mouillé en réalisant une étude pluviométrique du micro-asperseur. Cette étude n'a pas pu être réalisée, par conséquent, nous déterminerons le rayon d'aspersion grâce aux équations de la balistique évoquées dans le chapitre 2, équation 4.18, résolues numériquement avec Matlab. Dans le référentiel du laboratoire les trajectoires sont rectilignes. On considère,

pour chaque configuration au niveau de la position d'observation, les conditions initiales : le diamètre  $\langle d \rangle_V$  et la vitesse moyenne  $\langle u_g \rangle_V$  des gouttes pondérés par le volume. Les valeurs de vitesse et de diamètre moyen pondérées par le volume ont été choisies pour correspondre à la distance balistique la plus probable du nuage de goutte. Notons que la méthode d'observation nous oblige à considérer les vitesses comme ayant une direction exclusivement horizontale.

$$\frac{d\langle \mathbf{u}_g \rangle_V}{dt} = -\frac{3\rho_G}{4\rho_L} \frac{Cd}{\langle d \rangle_V} |\langle \mathbf{u}_g \rangle_V| \langle \mathbf{u}_g \rangle_V - \mathbf{g} \quad (4.18)$$

avec  $C_d$  le coefficient de traînée,  $\langle d \rangle_V$  le diamètre moyen pondérée par le volume et  $\mathbf{g}$  l'accélération de la pesanteur. Le coefficient de traînée est défini en fonction du nombre de Reynolds particulaire  $Re_p = \rho_g \langle u_g \rangle_V \langle d \rangle_V / \mu_g$ , d'après [Schiller et Naumann \(1935\)](#) :

$$C_d = \frac{24}{Re_p} (1 + 0.15 Re_p^{0.687}) \quad Re_p \leq 10^3 \quad (4.19)$$

$$C_d = 0.44 \quad Re_p > 10^3 \quad (4.20)$$

La Figure 4.61 exprime le calcul des rayons d'aspersion en considérant deux hauteurs du micro-asperseur au dessus du sol,  $z=0.25$  m et 0.5 m. Dans la pratique de l'aspersion appliquée à la pulvérisation fixe, on devrait se situer à une hauteur entre 0.25 m et 0.5 m. Le rayon d'aspersion optimal pour projeter le liquide sur la canopée serait entre 1 m et 1.25 m de rayon.

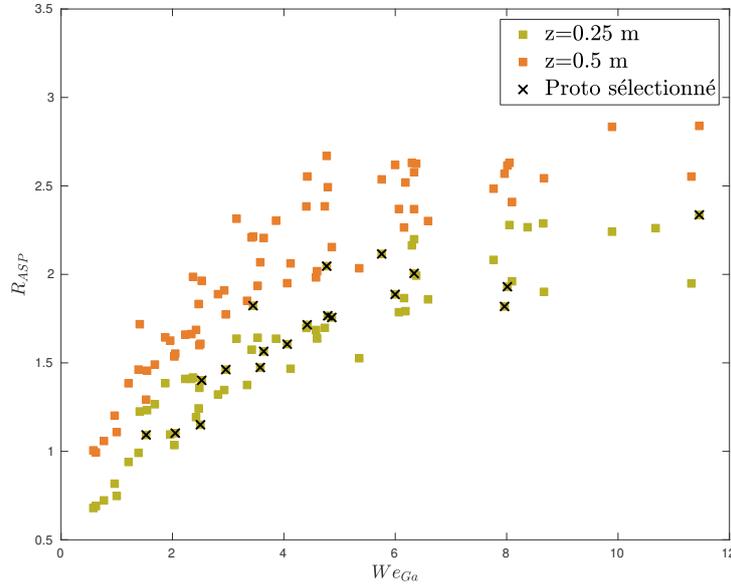


FIGURE 4.61. – Rayon d'aspersion  $R_{ASP}$  calculé pour deux hauteurs du micro-asperseur par rapport au sol,  $z=0.25$  m et 0.5 m. Les configurations sélectionnées sont indiquées par le symbole ( $\times$ ).

L'uniformité d'aspersion dépend de la distribution de la taille des gouttes détectées à la position d'observation. Suivant le régime d'atomisation on n'aura pas le même spectre de taille de gouttes et donc une distribution pluviométrique différente. Nous calculons

alors la trajectoire balistique jusqu'à l'impact sur le sol pour chaque goutte détectée par la DTV à une position connue. Nous utilisons L'Équation 4.18 avec les informations de taille et vitesse de chaque goutte détectée. Le calcul est réalisé avec une hauteur  $z=0.5$  m au dessus du sol.

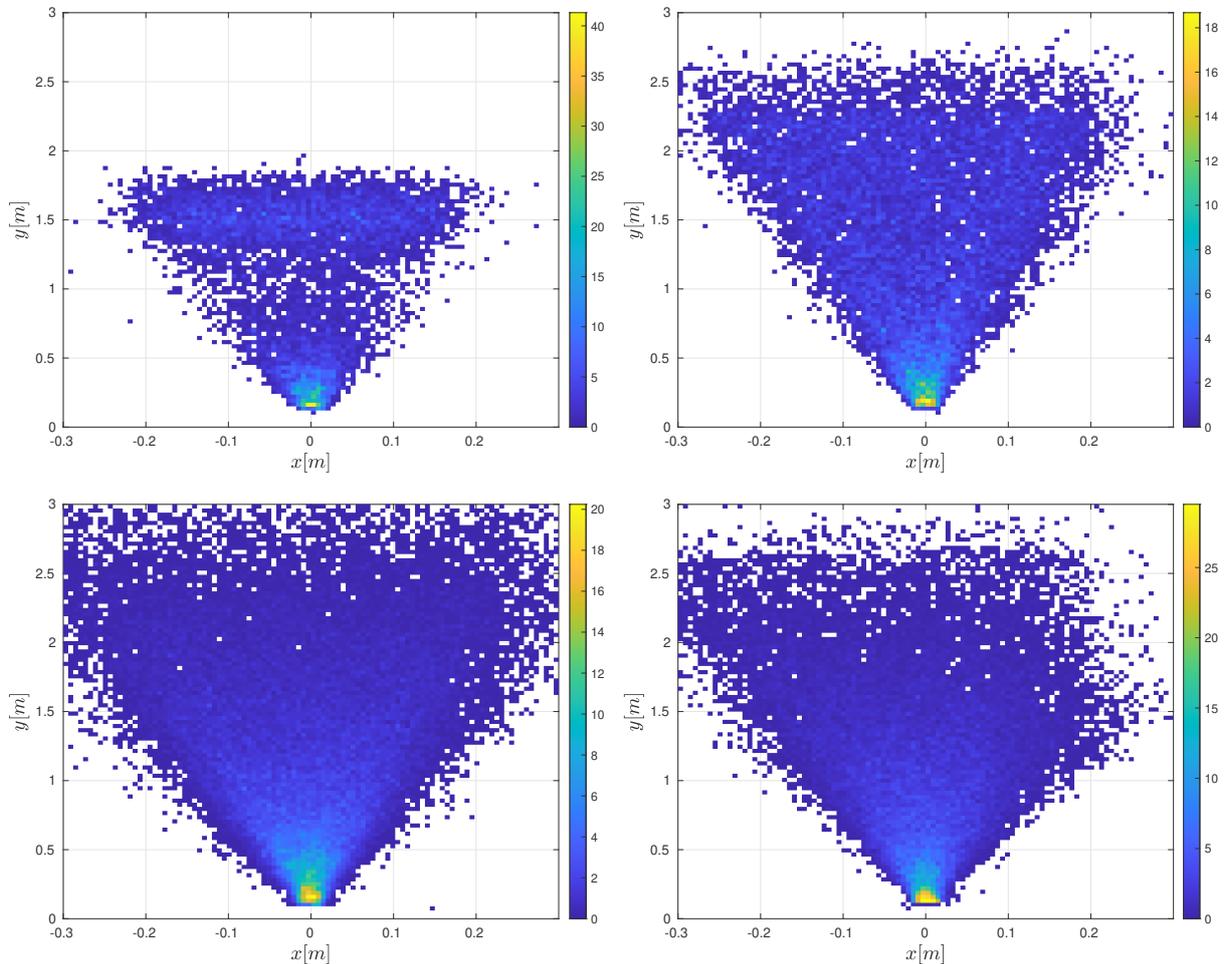


FIGURE 4.62. – Probabilité de l'impact de la trajectoire balistique pour une hauteur au dessus du sol de  $z=0.5$  m, (a) Jet Rayleigh,  $C=1.5$  mm,  $\alpha=45^\circ$ ,  $d_b=1.2$  mm  $Q=35$  L/h, (b) Jet nappe,  $C=1.5$  mm,  $\alpha=45^\circ$ ,  $d_b=1.2$  mm  $Q=55$  L/h, (c) Jet *bag breakup*,  $C=1.5$  mm,  $\alpha=45^\circ$ ,  $d_b=1.2$  mm  $Q=75$  L/h et , (d) Nappe/cône,  $C=2.5$  mm,  $\alpha=45^\circ$ ,  $d_b=1.2$  mm  $Q=55$  L/h.

La Figure 4.62 présente l'impact de la trajectoire balistique sur le sol à une hauteur de  $z=0.5$  m pour chaque catégorie morphologique. Les histogrammes sont les densités de probabilité du nombre de gouttes impactant le sol à une distance calculée. Nous avons préféré montrer la représentation en nombre plutôt qu'en volume car elle est plus adaptée dans le cadre de la pulvérisation. Outre le rayon d'aspersion, il est important d'estimer l'uniformité de l'aspersion sur le sol. La distribution des tailles de gouttes est bimodale pour le régime de Rayleigh, voir partie 4.7.5.2. Cela se répercute au niveau de l'uniformité. Dans la Figure 4.62 avec le régime (a), les gouttes les plus volumineuses vont parcourir une plus grande distance ( $\sim 1.5$  m) alors que les plus petites vont rester très proches

du rayon d'aspersion ( $\sim 0.3$  m). C'est pourquoi il faut avoir nécessairement un spectre de gouttes étendu pour avoir une parfaite uniformité d'aspersion. La deuxième catégorie montre une uniformité d'aspersion. On avait déjà décelé un avantage de ce régime de transition à posséder la gamme de goutte cible. De plus le rayon d'aspersion est moins important. Ce qui nous conforte dans le choix de départ de choisir les prototypes qui sont dans la catégorie Jet nappe.

Au final, lorsqu'on regarde les prototypes qui ont la meilleure distribution en taille de gouttes  $0.150 < d < 2.5$  et un rayon d'aspersion entre  $R_{ASP} = 1-1.25$  pour  $z = 0.25$ m, on aura trois configurations qui ressortent :

- $C=2.0$  mm,  $\alpha=45^\circ$ , avec les buses de  $d_b=1.0$  et  $1.2$  mm, les débits de
  - $Q=25$  L/h
  - $Q=35$  L/h
- $C=2.0$  mm,  $\alpha=60^\circ$ , avec une buse de  $d_b=1.2$  mm et un débit de  $Q=35$ L/h.

On aura alors des débits relativement faibles. Ce qui est adaptée à la pulvérisation fixe. Les deux catégories qui correspondent à la bonne gamme de gouttes et de rayon d'aspersion sont : Jet nappe et Nappe/cône. Ces derniers prototypes ont été choisi en fonction d'un rayon d'aspersion cible. En outre cela va dépendre de la vitesse d'éjection du jet, de la taille des gouttes mais aussi de l'orientation du jet dans le plan vertical. Selon le débit choisi et la taille de la zone cible, l'orientation verticale pourrait un levier supplémentaire pour augmenter ou réduire le rayon d'aspersion.

## 4.9. Atomisation d'un mélange d'eau et d'argile kaolinite

Nous avons brièvement fait un essai avec un ajout de particules d'argile pour le prototype de micro-asperseur avec une buse de  $d_b=1.2$  mm,  $C=1.5$  mm,  $\alpha=45^\circ$  et  $Q=75$  L/h. Notons que ces expérimentations préliminaires constituent des perspectives pour la faisabilité de l'observation d'un mélange eau/argile. Le mélange a une concentration de 5% d'argile (5% correspond à 5 g d'argile ajouté à 100 mL d'eau). Nous avons tout d'abord réalisé des tests préliminaires pour savoir si la viscosité était modifiée par l'ajout d'argile. L'étude de rhéologie a révélé que le mélange d'argile à 5 % était un fluide newtonien dont par conséquent la viscosité ne varie pas avec la contrainte. Généralement, le mélange argile/eau avec une forte concentration d'argile possède une caractéristique thixotrope ou rhéofluidifiante. Nous n'avons pas pu tester s'il y a un changement de tension de surface pour un fluide chargé d'argile kaolinite calcinée : le système de mesure nécessite un écoulement lent qui induit une sédimentation des particules et ne permet pas la mesure.

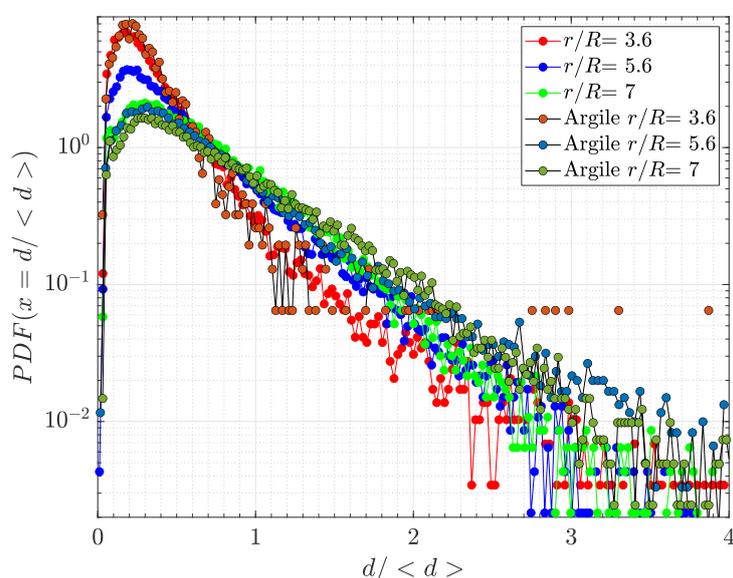


FIGURE 4.63. – Pdf de la distribution de la taille des gouttes pour un prototype avec un canal de  $C=1.5$  mm,  $d_b=1.2$  mm et  $Q=75$  L/h.

Nous avons réalisé deux expérimentations, l'une avec de l'eau déminéralisée et l'autre avec une concentration de 5 % d'argile kaolinite calcinée. La Figure 4.64 présente les images le long de la trajectoire du jet pour la configuration  $d_b=1.2$  mm et  $Q=75$  L/h pour les deux expérimentations. La première remarque que l'on peut faire sur les expérimentations est que le fluide avec l'ajout d'argile est devenu bien plus opaque, ce qui contraint la visualisation du fluide avec la méthode d'ombroscopie. La perte de contraste va empêcher le discernement entre un coeur liquide compact ou une nappe. Ensuite nous avons eu des difficultés pour les observations à cause du dépôt d'argile sur le déflecteur laser. L'ajout d'argile modifie la vitesse de rotation, puisque l'on obtient  $\omega=3600$  tr/min pour l'argile et  $\omega=3980$  tr/min pour l'eau déminéralisée alors que le débit est constant. Ce changement de vitesse de rotation se remarque sur la Figure 4.64 car pour un même déplacement de translation  $r/R$  on a une fragmentation qui est différente. Cette différence peut s'expliquer par la densité du fluide qui est modifiée avec l'ajout d'argile et l'augmentation du frottement

au niveau de la liaison pivot.

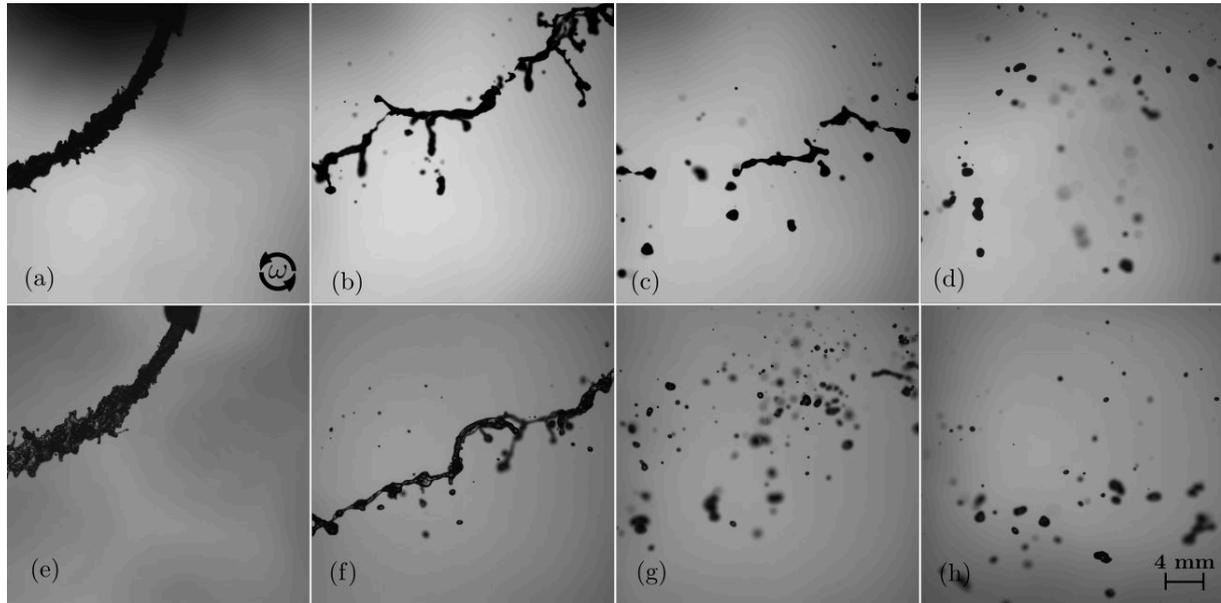


FIGURE 4.64. – Expérimentation avec un mélange eau/argile kaolinite calcinée (Haut) et de l'eau déminéralisée (Bas). Images à différentes distances du centre de rotation. (a) et (e)  $r/R=1$ , (b) et (f),  $r/R=3.6$ , (c) et (g)  $r/R=5.6$ , (d) et (h)  $r/R=7$ .

Pour une concentration de 5%, cela modifie la masse volumique pour atteindre  $1048 \text{ kg/m}^3$ . Le changement de vitesse de rotation entre les deux expérimentations va modifier la forme en spirale du jet et rendre la comparaison plus difficile lorsqu'on se place à des distances  $r/R$  identiques pour les deux expérimentations. La Figure 4.63 présente les densités de probabilité de la taille des gouttes le long de la trajectoire pour différentes positions  $r/R$ . Notons que la position  $r/R$  donne seulement une partie de l'information. Pour une même position sur  $r$ , lorsque la vitesse  $\omega$  est plus grande, il y aura une spirale plus enroulée et une plus grande valeur de l'abscisse curviligne  $s$ . A la position  $r/R=3.6$ , on a la même distribution. Le jet n'est pas encore fragmenté. Pour la distance  $r/R=5.6$ , il y aura une différence de distribution du fait de la différence de  $\omega$ , la spirale dans le cas de l'eau déminéralisée sera plus enroulée. Pour une distance de  $r/R=7$  on aura des distributions similaires. L'expérimentation avec l'argile semble tout de même générer des gouttes de plus grande taille en comparaison avec l'eau déminéralisée. Notons que le système d'imagerie n'est pas bien adapté à ce type de mesure dans le cas d'un jet en rotation. L'ajout de particules d'argile montre une modification de la vitesse de rotation. C'est un paramètre essentiel pour les jets en rotation. Dans le cadre de l'ajout de produits de biocontrôle dans le mélange atomisé par un micro-asperseur rotatif, cela peut modifier les régimes de fragmentation.

## 4.10. Comparaison entre les expérimentations

Les expérimentations sur le jet en rotation motorisée et le micro-asperseur sont comparées. Dans l'expérimentation avec le jet en rotation motorisée la vitesse résultante est en fonction de la vitesse  $u_b$  et  $u_\theta$  alors que dans le cas du micro-asperseur, la vitesse résultante dépend aussi de paramètres géométriques comme l'angle  $\alpha$ . Le nombre de Weber aérodynamique par le biais de la vitesse résultante va décrire l'influence des forces aérodynamiques sur un changement de régime. La Figure 4.65 décrit les différentes configurations des deux expérimentations en fonction de rapport des flux de quantité de mouvements eau/air  $q$  et de  $We_{Ga}$ . On remarque que pour les expérimentations pour  $We_{Ga} < 6$ , les valeurs de  $q$  pour les expérimentations d'un jet en rotation motorisée sont bien inférieures à celles du micro-asperseur. Ceci est dû au fait qu'avec le moteur la vitesse de rotation peut être augmentée indépendamment du débit. Il y aura une diminution du rapport  $u_b/u_\theta$ , ce qui n'est pas le cas pour le micro-asperseur dont la vitesse de rotation est dépendante de la géométrie et du débit. Pour réaliser une comparaison efficace entre les deux expérimentations il faut rester dans la même gamme de  $u_b/u_\theta$  ou  $q$ .

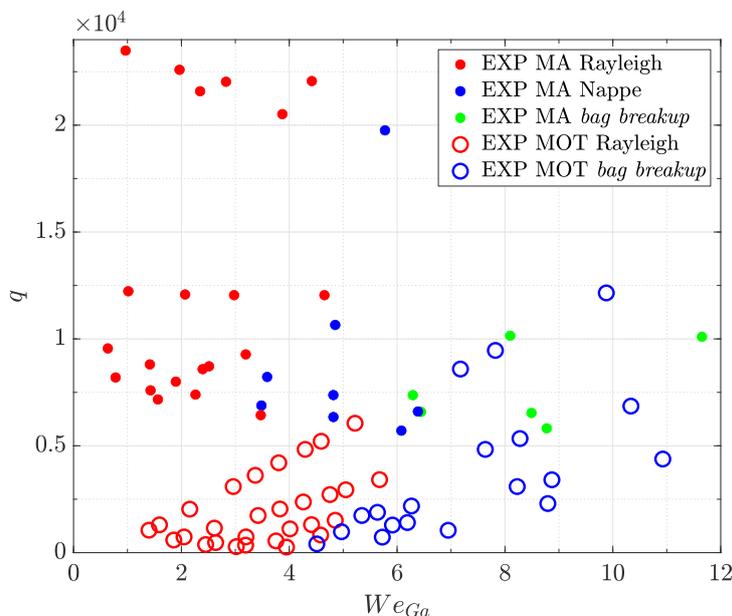


FIGURE 4.65. – Comparaison entre les deux expérimentations,  $q$  en fonction de  $We_{Ga}$

Le passage au *bag breakup* dans le cas du jet en rotation motorisée semble plus précoce,  $We_{Ga} \sim 5$  que pour le cas du micro-asperseur,  $We_{Ga} \sim 6.5$ . Ceci peut être dû aux bulles d'air qui apparaissent dans le cadre du micro-asperseur et vont favoriser l'éclatement des poches liquides les plus imposantes. La Figure 4.66 présente le diamètre moyen  $\langle d \rangle$  pour les deux expérimentations. Dans le cas motorisé le diamètre moyen des gouttes est plus petit  $\sim 0.4 - 1$  mm que dans le cas du micro-asperseur  $\sim 0.4 - 1.8$  mm. Comme exprimé précédemment cela peut être dû au bulles d'air qui, en évitant le *bag breakup*, vont limiter l'apparition des très petites gouttes et augmenter le diamètre moyen. Dans le cas du micro-asperseur le diamètre du canal ( $C$  max 2.5 mm) est plus grand que le diamètre de sortie de l'expérimentation motorisée ( $d_b$  max 2.0 mm). La différence est d'autant plus marquante dans le régime de Rayleigh qui aura des diamètres moyens  $\langle d \rangle$  plus proches

de la taille de la géométrie au niveau de l'expulsion du jet. S'ajoute à cela les effets de l'étirement du jet notamment dans le cas de l'expérimentation motorisée où la vitesse  $u_\theta$  est grande devant  $u_b$ . Cela va diminuer le diamètre du ligament et par conséquent des gouttes générées.

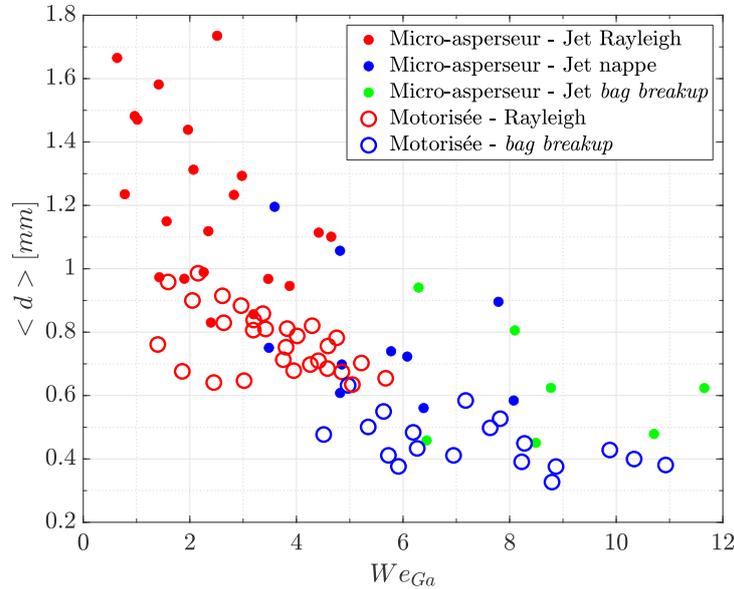


FIGURE 4.66. – Comparaison entre les deux expérimentations,  $\langle d \rangle$  en fonction de  $We_{Ga}$

La Figure 4.67 présente les ajustements de l'évolution des diamètres moyens  $\langle d \rangle_m$  et  $\langle d \rangle_s$  normalisé par le diamètre moyen  $\langle d \rangle$  pour l'expérimentation motorisée, voir Figure 3.33 et le micro-asperseur, voir Figure 4.52, en fonction du nombre de Weber aérodynamique  $We_{Ga}$ . Dans le cas du micro-asperseur, les régimes pour un jet compact ont été choisis pour mieux comparer les deux expérimentations. On remarque que pour le premier pic représentant les plus petites gouttes ( $\langle d \rangle_s$ ) est décrit par la même Équation 4.17. L'évolution du deuxième mode représentant les gouttes d'un diamètre moyen ( $\langle d \rangle_m$ ) est différent pour les deux expérimentations. Ceci s'explique par la différence de diamètre moyen  $\langle d \rangle$  entre les deux expérimentations, vue dans la Figure 4.66.

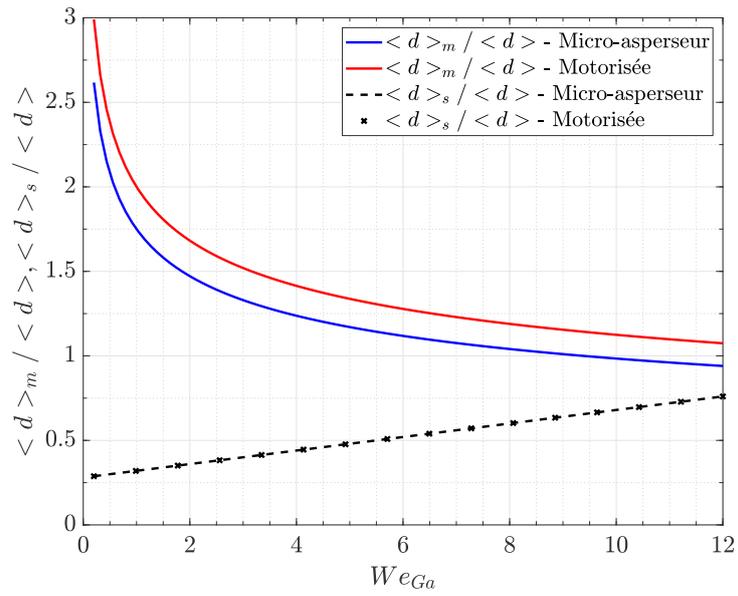


FIGURE 4.67. – Comparaison entre les ajustements de courbe avec les lois Gamma

## 4.11. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons observé le jet généré par des prototypes de micro-asperseurs. Nous avons réalisé plusieurs prototypes avec des diamètres de canaux et des angles d'éjections différents. Ensuite nous avons testé ces prototypes avec plusieurs diamètres de buse et conditions opérationnelles dans le but d'observer comment la géométrie influe sur la fragmentation du jet. Les canaux des micro-asperseurs habituellement ouverts ont été fermés dans le but d'être observables par ombroscopie. Nous avons réalisé une classification des régimes de fragmentation et notamment de la morphologie du jet. La modification de la dimension du canal notamment par rapport au diamètre de la buse va favoriser ces différences morphologiques du jet en rotation. Notons que la distinction entre une nappe ou un jet de forme conique n'a pas été effectuée car cela nécessitait une plus grande variété de géométries pour véritablement les différencier. Lorsque le jet a un cœur liquide compact, la fragmentation sera similaire à ce que l'on peut retrouver pour une buse circulaire en rotation motorisée. Ce point est souligné par les fonctions de densité de probabilité de la taille de gouttes. L'augmentation du Weber aérodynamique va modifier les distributions de tailles de gouttes d'une courbe bimodale à une courbe unimodale. En revanche, lorsqu'il y a une nappe ou un cône en sortie du canal, le jet sera bien plus fragmenté et devient plus difficile à caractériser. Le rayon d'aspersion est calculé grâce à la balistique des gouttes, moyennant un certain nombre d'approximations liées au dispositif expérimental qui ne permet pas, par exemple, de déterminer le mouvement de l'air ambiant qui est induit par la rotation du jet liquide. Le couplage de cette expérimentation avec une expérimentation de pluviométrie devient alors nécessaire pour la validation de notre méthode. Le régime et la morphologie qui semblent le mieux correspondre à notre application est le jet nappe qui est un mode de transition entre le régime de Rayleigh et le régime de *bag breakup*. L'essai de l'aspersion d'un produit de biocontrôle (Argile kaolinite calcinée) a été effectué. On a remarqué une différence pour la mise en rotation d'un tel liquide, ce qui va modifier les régimes d'atomisation et par conséquent la distribution de la taille et la vitesse des gouttes. La comparaison entre les deux expérimentations montre des régimes de fragmentation similaires lorsque le jet est compact en sortie de buse. Nous remarquons que les tailles moyennes de gouttes générées dans le cadre du micro-asperseur sont plus importantes que dans l'expérimentation motorisée. Cela pourrait être dû à la présence de bulles d'air qui favorisent un éclatement précoce du jet. Une étude de l'impact des bulles d'air sur la fragmentation du jet en rotation est à envisager.



# 5. Perspective de modélisation d'un jet diphasique en rotation

## Sommaire

5.1	Introduction . . . . .	174
5.2	Méthode numérique et implémentations . . . . .	175
5.2.1	OpenFOAM . . . . .	175
5.2.2	Modélisation de la turbulence . . . . .	175
5.2.3	Volume of Fluid . . . . .	176
5.2.4	Changement de référentiel . . . . .	177
5.3	Simulation d'un jet en rotation . . . . .	178
5.3.1	Domaine . . . . .	178
5.3.2	Maillage . . . . .	180
5.3.3	Mouvement de l'air dans un système en rotation . . . . .	181
5.3.4	Jet d'air en rotation . . . . .	182
5.3.5	Jet liquide en rotation . . . . .	182
5.3.6	Prise en compte des effets de rotation . . . . .	184
5.4	Conclusion . . . . .	185

## 5.1. Introduction

La difficulté de la conception des expérimentations et la sensibilité des résultats à la géométrie peuvent rendre laborieuse une étude expérimentale paramétrique sur l'atomisation d'un jet en rotation. La simulation numérique [Computational Fluid Dynamics \(CFD\)](#) est une alternative moins coûteuse, plus flexible et pouvant offrir toutes les possibilités de géométrie. La simulation numérique couplée à des méthodes d'optimisation de formes faciliterait la conception de nouveaux prototypes. En revanche, la simulation numérique d'un jet en rotation n'est pas triviale. De plus, la simulation numérique d'un jet diphasique est déjà très complexe. De nombreux travaux de recherche académiques effectuent des simulations numériques directes en résolvant les équations de Navier-Stokes instantanées. Plus couramment, dans l'industrie et pour les applications pratiques en général, les équations de Navier-Stokes moyennées [Reynolds Averaged Navier-Stokes \(RANS\)](#) sont utilisées avec des modèles de turbulence (Reynolds Stress Model,  $k - \epsilon$ , ..). Ces approches utilisent moins de ressources informatiques. Les jets en rotation sont très peu étudiés tant expérimentalement que numériquement (1.3.2). D'une part, la rotation peut être initiée par un maillage dynamique avec la rotation directe d'une pièce dans un domaine. D'autre part, on peut réaliser la rotation en effectuant un changement de référentiel. Le référentiel en rotation impliquera par conséquent une modification des équations. On peut noter l'étude de [Emami, Bussmann et al. \(2011\)](#) sur un jet supersonique dans un référentiel en rotation. L'étude fait apparaître que la turbulence est affectée par la rotation. Il y a, en premier lieu, l'interaction entre la force de Coriolis et les tensions de Reynolds que l'on nomme *Coriolis-shear interaction*, puis, en deuxième lieu, les effets de la rotation sur la cascade turbulente. L'étude de [Cazalbou, Chassaing et al. \(2005\)](#) décrit une correction des équations du modèle  $k - \epsilon$  pour prendre en compte les effets de la rotation sur la turbulence.

Le logiciel OpenFOAM a été choisi ici dans l'optique d'utiliser le modèle de mélange diphasique de [Vallet, Burluka et al. \(2001\)](#) implémenté par [Felis-Carrasco \(2017\)](#) dans sa thèse. On s'est rendu compte que ce modèle ne pouvait pas être appliqué avec les paramètres de nos conditions expérimentales car on est dans des modes d'atomisation avec un nombre de Weber trop faible. On a tout de même continué à utiliser le logiciel avec un modèle diphasique de type [Volume of Fluid \(VOF\)](#). Cette partie va surtout étudier les possibilités de réaliser de telles simulations. On n'a en effet pas réussi à obtenir des simulations abouties. Sachant que les simulations numériques ont été réalisées avant d'avoir les résultats des expérimentations, on a eu un manque de visibilité sur les effets à observer. C'est par conséquent un chapitre d'ouvertures et de perspectives.

## 5.2. Méthode numérique et implémentations

### 5.2.1. OpenFOAM

Nous avons utilisé le logiciel OpenFOAM v1912 pour modéliser le milieu diphasique. C'est un logiciel gratuit, open-source, de mécanique des fluides numérique développé par [Weller, Tabor et al. \(1998\)](#), basé sur la méthode des volumes finis, qui résout les équations de Navier-Stokes. OpenFOAM est séparé en différents solveurs qui sont adaptés à différents problèmes de physique des fluides ou de thermique. C'est un logiciel écrit en C++ où l'on peut modifier les équations à sa convenance et les adapter à sa problématique.

#### Équations du mouvement

Les équations instantanées de continuité et de Navier-Stokes pour un fluide sont formulées comme :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (5.1)$$

$$\frac{\partial \rho u_i}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i u_j}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} + f_i \quad (5.2)$$

$\tau_{ij} = \nu \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right)$  est le tenseur des contraintes visqueuses, et  $f_i$  les forces de volume (comme la gravité, mais que l'on négligera par la suite).

#### Équations du mouvement moyennées (pour un milieu sans variation de masse volumique)

La méthode RANS sera utilisée avec le modèle de turbulence  $k - \epsilon$ . La décomposition de Reynolds  $u_i = \bar{u}_i + u'_i$  est alors insérée dans les équations 5.1 et 5.2, avec  $\bar{u}_i$  le champ de vitesse moyenne et  $u'_i$  les fluctuations de vitesse. On applique la même méthode pour la pression, puis on applique l'opérateur de moyenne (statistique).

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (5.3)$$

$$\frac{\partial \rho \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \rho \bar{u}_i \bar{u}_j}{\partial x_j} = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial \bar{\tau}_{ij}}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left( -\rho \overline{u'_i u'_j} \right) \quad (5.4)$$

### 5.2.2. Modélisation de la turbulence

L'apparition du terme appelé le tenseur de Reynolds  $\rho \overline{u'_i u'_j}$  dans l'équation moyennée 5.4 requiert la modélisation avec une relation de fermeture pour réussir à résoudre le système d'équations. Notons qu'avec la complexité de la turbulence et sa grande disparité d'échelles, il n'y a pas un seul modèle qui est capable de représenter correctement toutes les situations où la turbulence joue un rôle. La plupart des modèles de turbulence sont basés sur l'approximation de Boussinesq :

$$-\overline{u'_i u'_j} = 2\nu_t S_{ij} - \frac{2}{3} k \delta_{ij} \quad (5.5)$$

avec  $S_{ij} = \frac{1}{2}(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i})$  le taux moyen de cisaillement,  $k = \frac{1}{2}\overline{u'_i u'_i}$ , l'énergie cinétique de la turbulence,  $\nu_t$ , la viscosité turbulente et  $\delta_{ij}$ , le symbole de Kronecker. De nombreux modèles existent et le plus connu reste le modèle de turbulence  $k - \epsilon$ , [Launder, Reece et al. \(1975\)](#). On utilisera ce modèle lors de nos simulations. C'est un modèle à deux équations pour calculer les termes  $k$  et  $\epsilon$  (le taux de dissipation de  $k$ ) et les relier à  $\nu_t$ .

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = 2\nu_t S_{ij} S_{ij} - \epsilon + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \quad (5.6)$$

$$\frac{\partial \epsilon}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} = 2C_{\epsilon 1} \frac{\epsilon}{k} \nu_t S_{ij} S_{ij} - C_{\epsilon 2} \frac{\epsilon^2}{k} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\epsilon} \right) \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} \right] \quad (5.7)$$

Pour le modèle  $k-\epsilon$  standard, les coefficients sont :  $C_\mu=0.09$ ,  $C_{\epsilon 1}=1.44$ ,  $C_{\epsilon 2}=1.92$ ,  $\sigma_k=1.0$  et  $\sigma_\epsilon=1.3$ . La viscosité turbulente est alors exprimée par  $\nu_t = C_\mu \frac{k^2}{\epsilon}$ .

### 5.2.3. Volume of Fluid

Il y a de nombreuses méthodes pour modéliser un fluide diphasique (eau/air). La méthode la plus connue est la méthode de suivi d'interface appelée : Volume of Fluid (VOF), [Hirt et Nichols \(1981\)](#). Elle consiste à introduire un scalaire passif correspondant à une valeur de 1 pour la phase liquide et 0 pour la phase gazeuse. Le domaine étant découpé entre de nombreuses cellules, à l'interface on aura des cellules dont la valeur sera entre 0 et 1 correspondant au ratio du volume eau/air. Par la suite, une méthode de reconstruction d'interface est utilisée, majoritairement on utilise une méthode PLIC ( Piecewise Linear Interface Calculation). Dans la méthode VOF, l'air et l'eau ont le même champ de vitesse et de pression, les équations du modèle de turbulence  $k - \epsilon$  peuvent être appliquées comme pour une seule phase. L'équation de la fraction volumique d'une phase est résolue en simultané des équations du mouvement.

$$\frac{\partial \gamma}{\partial t} + \frac{\partial \bar{u}_i \gamma}{\partial x_i} = 0 \quad (5.8)$$

Avec  $\gamma$ , la fraction volumique de liquide qui prend des valeurs de  $0 \leq \gamma \leq 1$ .

Les phases (eau/air) sont supposées constituer un fluide équivalent en tout point du domaine dont la masse volumique et la viscosité sont exprimées par :

$$\rho = \rho_L \gamma + \rho_G (1 - \gamma) \quad (5.9)$$

$$\nu = \nu_L \gamma + \nu_G (1 - \gamma) \quad (5.10)$$

On devra donc considérer que le fluide est à masse volumique variable, et cette complexité sera prise en compte en remplaçant tout simplement les moyennes de Reynolds par les moyennes de Favre dans les équations moyennées précédentes :  $u_i = \tilde{u}_i + u''_i$ , avec  $\tilde{u}_i = \frac{\overline{\rho u_i}}{\bar{\rho}}$ , et en remplaçant aussi  $\rho$  par  $\bar{\rho}$ ,  $k$  par  $\tilde{k}$  et  $\epsilon$  par  $\tilde{\epsilon}$  (même si les notations ne seront en général pas changées ni pour  $k$  ni pour  $\epsilon$ ).

### 5.2.4. Changement de référentiel

Le changement de référentiel sera utilisé pour modéliser la rotation du jet. On note deux méthodes pour effectuer le changement de référentiel dans OpenFOAM. Il y a la méthode [Single Rotating Frame \(SRF\)](#) qui définit une unique zone en rotation pour tout le domaine. De manière plus générale, la méthode [Multiple Reference Frame \(MRF\)](#) peut définir plusieurs zones différentes où sont résolues les équations dans un référentiel en rotation ou non. Le solveur *interFoam* utilisé pour nos simulations numériques intègre directement la méthode MRF. Le changement de référentiel revient à ajouter les forces de Coriolis et centrifuge aux équations de Navier-Stokes. Lorsque qu'on réalise un changement de référentiel, on relie la vitesse absolue (Inertiel) et la vitesse relative (Rotation) :

$$\mathbf{U}_I = \mathbf{U}_R + \boldsymbol{\omega} \wedge \mathbf{r} \quad (5.11)$$

En notation indicielle :

$$u_i|_I = u_i|_R + \epsilon_{ijk}\omega_j x_k \quad (5.12)$$

$\boldsymbol{\omega}$  et  $\mathbf{r}$  étant respectivement la vitesse de rotation et la distance du volume de contrôle par rapport au centre.  $\epsilon_{ijk}$  est le tenseur asymétrique de Levi-Civita<sup>1</sup>. Si l'on se place dans le référentiel en rotation en considérant les vitesses absolues on a alors l'équation de Navier-Stokes et la conservation de la masse dans le référentiel en rotation,  $u_i = u_i|_R$  :

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial u_i u_j}{\partial x_j} + 2\epsilon_{ijk}\omega_j u_k + \epsilon_{kij}\epsilon_{kmn}\omega_j \omega_m x_n = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} \quad (5.13)$$

Avec le terme de Coriolis  $2\epsilon_{ijk}\omega_j u_k$  et le terme centrifuge  $\epsilon_{kij}\epsilon_{kmn}\omega_j \omega_m x_n$ .

---

1. Tenseur asymétrique de Levi-Civita :  $\epsilon_{ijk}=+1$  si (i,j,k) est (1,2,3), (2,3,1) ou (3,1,2).  $\epsilon_{ijk}=-1$  si (i,j,k) est (3,2,1), (1,3,2) ou (2,1,3).  $\epsilon_{ijk}=0$  si i=j, j=k ou k=i.

### 5.3. Simulation d'un jet en rotation

Ce chapitre regroupe nos tentatives de simulations et les perspectives qui peuvent être envisagées. Ces simulations ont été réalisées sur le cluster de l'INRAE. Il possède un total de 648 cœurs distribués sur 25 nœuds, chacun ayant entre 64 et 256 Go de RAM. En premier lieu, les simulations d'un jet d'air ont été réalisées en monophasique avec *SRFPimpleFoam*. Puis en second lieu nous avons réalisé de premiers essais de simulation numérique diphasique d'un jet d'eau dans l'air avec *interFoam*. Dans nos simulations les schémas numériques d'origine ont été utilisés.

#### 5.3.1. Domaine

La définition du domaine dans le cadre d'un système en rotation est relativement importante. Le choix du domaine axisymétrique centré sur le centre de rotation a été effectué ici. Lorsque le jet effectue une rotation il génère un brassage de l'air et un sillage. Dès que le jet entame son deuxième tour il se retrouve dans son propre sillage et va entraîner encore plus d'air avec lui. On aura un moment où l'écoulement sera établi avec une couche limite sur le rotor et des perturbations liées au sillage du jet. La description des effets aérodynamiques et des mouvements de l'air ambiant nous intéresse particulièrement car ils sont difficiles à observer avec une méthode expérimentale. On a réalisé plusieurs domaines en 2D et 3D. Le domaine est cylindrique avec la buse en son centre (Voir Figures 5.1 et 5.2). Les conditions limites sont représentées dans la Table 5.1.

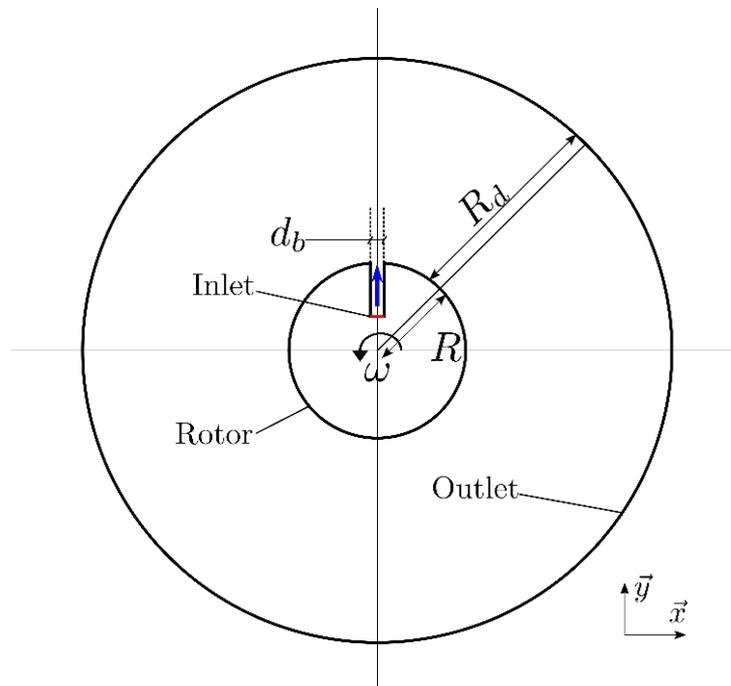


FIGURE 5.1. – Vue en coupe du domaine de simulation et la buse en rotation au centre, avec  $d_b$  le diamètre de la buse,  $R=0.03$  m le rayon du rotor et  $R_d=0.25$  m le domaine.

Cette configuration est identique à notre banc expérimental motorisé au sein de l'INRAE de Montpellier. L'intérêt est de caler et de comparer les expérimentations et la simulation

numérique. La conception du fichier de CAO est réalisée par le logiciel *Salome* qui reprend les dimensions du rotor pour l'expérimentation motorisée. Le domaine a été défini avec un bord extérieur de  $R_d=0.25$  m en premier lieu car on n'avait pas encore les résultats expérimentaux. On remarque dans le chapitre 3 que les rayons de brisures pour une buse de  $d_b=1.5$  mm sont entre 0.1 et 0.14 m. On peut imaginer que le domaine peut être réduit pour de futures simulations dans le but d'optimiser le temps de calcul.

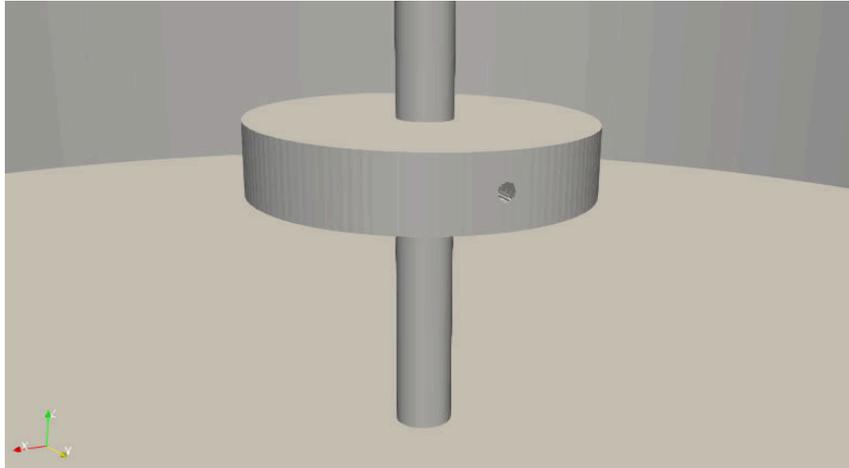


FIGURE 5.2. – Domaine 3D du jet en rotation. La buse de 1.5 mm de diamètre est placée dans le rotor au centre du domaine.

Conditions limites	Variables	OpenFOAM Type
Inlet	U : Vitesse	fixedValue
	k : Énergie cinétique de la turbulence	InletOutlet
	$\epsilon$ : Taux de dissipation de k	InletOutlet
	P : Pression	FixedFluxPressure
	$\alpha$ : Indice de phase	InletOutlet
Rotor	U : Vitesse	noSlip
	k : Énergie cinétique de la turbulence	kqRWallFunction
	$\epsilon$ : Taux de dissipation de k	epsilonWallFunction
	P : Pression	zeroGradient
	$\alpha$ : Indice de phase	zeroGradient
Outlet	U : Vitesse	PressureInletOutletVelocity
	k : Énergie cinétique de la turbulence	InletOutlet
	$\epsilon$ : Taux de dissipation de k	InletOutlet
	P : Pression	totalPressure
	$\alpha$ : Indice de phase	InletOutlet

Table 5.1. – Conditions limites utilisées lors de nos simulations numériques

### 5.3.2. Maillage

Le maillage est créé avec l'aide des utilitaires d'openFOAM : *blockMesh* et *snappyHexMesh* pour les géométries complexes, Figure 5.3. Ces utilitaires favorisent l'utilisation de maillage hexaédrique. Le maillage est contraint par les effets de la vitesse de rotation. La trajectoire du jet a une forme en spirale qui change en fonction de la vitesse de rotation. L'idéal serait d'avoir un maillage raffiné le long du jet en utilisant les équations de la trajectoire trouvées dans les expérimentations. La Table 5.2 présente les caractéristiques des simulations numériques.

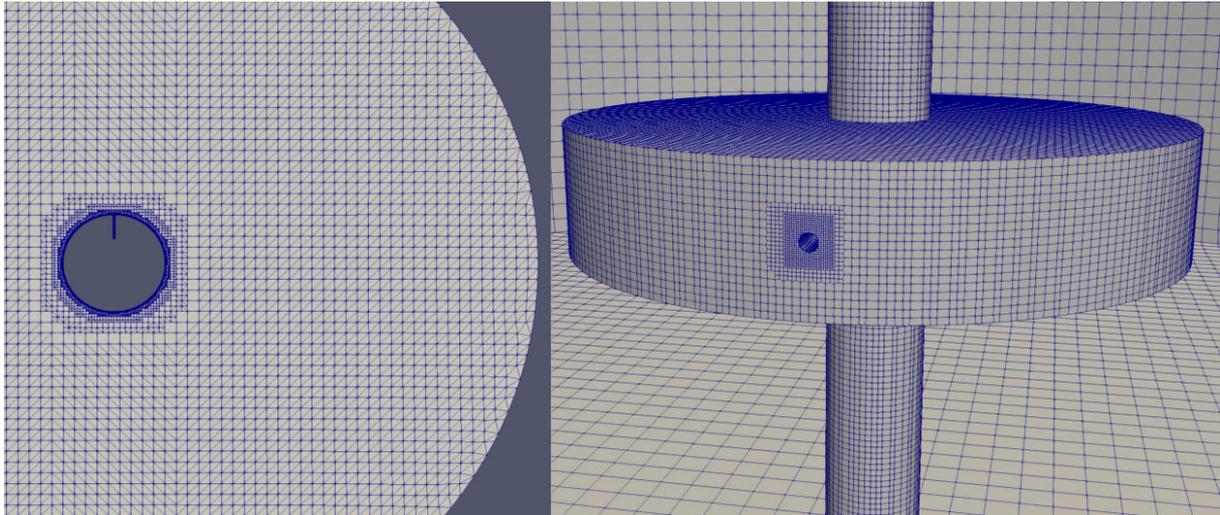


FIGURE 5.3. – Domaine et maillage du jet en rotation. La buse de 1.5 mm de diamètre est placée au centre du domaine.

Solveur	Dimension	Nombre max - maille	Taille min - maille
<i>SRFPimpleFoam</i>	2D	360 000	1e-4 m
<i>interFoam</i>	3D	6 M	1e-4 m

Table 5.2. – Caractéristiques des simulations

### 5.3.3. Mouvement de l'air dans un système en rotation

On a observé en réalisant les expérimentations que le système en rotation avait un impact significatif sur l'air ambiant, mais on n'a pas eu les ressources numériques suffisantes pour en observer avec précision les mouvements. Les mouvements de l'air entraîné par la rotation sont essentiels comme information. On a dans un premier temps réalisé la simulation numérique 2D d'un cylindre en rotation dans l'air ambiant, Figure 5.4. On a repris le domaine comme exposé sur la Figure 2.1 sans la buse, puis on a soumis le domaine à une rotation de  $\omega = 2500$  tr/min. On a utilisé alors les équations RANS avec le modèle  $k - \epsilon$  avec le solveur *SRFPimpleFoam* et par conséquent la méthode de changement de référentiel SRF. Une couche limite se développe. On peut tracer le profil de vitesse orthoradiale en fonction du rayon. Il serait intéressant de tracer les différents profils en fonction de la vitesse de rotation comme pour la Figure 5.5 avec  $\omega=500$  tr/min. En effet, l'ajout d'un jet va certainement modifier les mouvements de l'air.

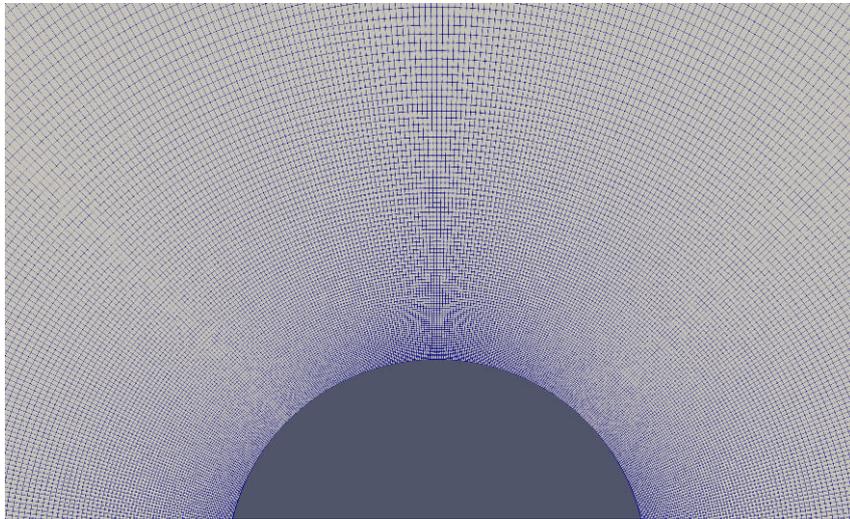


FIGURE 5.4. – Domaine et maillage du cylindre en rotation.

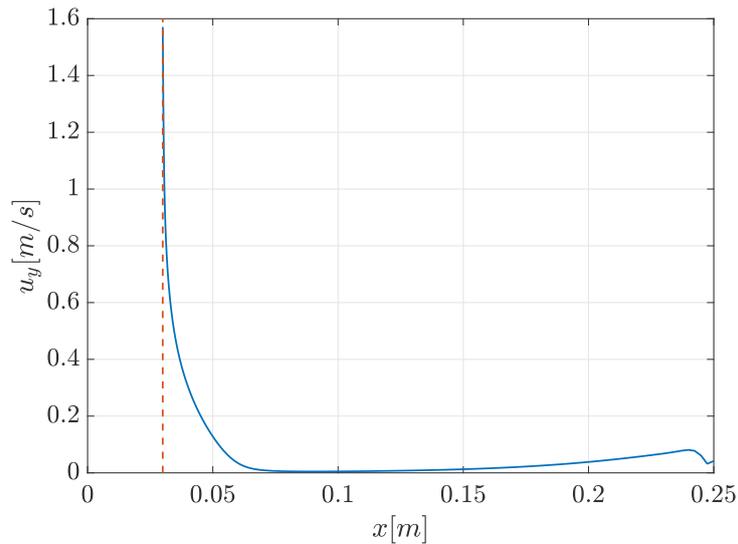


FIGURE 5.5. – Profil de vitesse orthoradiale sur le rayon du domaine pour une vitesse de rotation de 500 tr/min.

### 5.3.4. Jet d'air en rotation

On a réalisé une simulation en 2D d'un jet d'air, Figure 5.6 avec une vitesse d'éjection de 5.5 m/s et des vitesses de rotation de 500 et 1000 tr/min. Cette simulation avait pour but de voir la modification des mouvements d'air à cause d'un *obstacle* qui est le jet d'air. On remarque bien le sillage et un vortex généré par le jet. On peut imaginer qu'avec un jet liquide et une simulation en 3D, on aura des effets tridimensionnels.

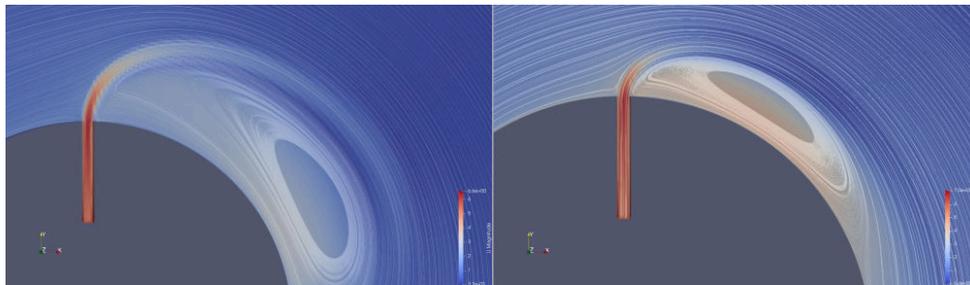


FIGURE 5.6. – Simulation d'un jet d'air en rotation pour des vitesses de rotation de 500 tr/min et de 1000 tr/min.  $u_b=5.5$  m/s.

### 5.3.5. Jet liquide en rotation

Nous avons utilisé la géométrie de la Figure 5.2 pour simuler l'atomisation d'un jet liquide pour les vitesses de rotation  $\omega=500$  et 2500 tr/min, Figures 5.7 et 5.8 . On a utilisé le solveur *interFoam* avec le changement de référentiel MRF sur tout le domaine. Le maillage a été raffiné le long de la trajectoire. On remarque dans la Figure 5.8 l'action de la force de Coriolis et de la force centrifuge sur la répartition du liquide dans la buse. L'information de l'épaisseur du coeur liquide au sein de la buse pourrait être relevée numériquement. Cela pourra être comparé aux expérimentations et à une théorie analytique venant des

études [Kuhnenn, Luh et al. \(2018\)](#) et [Dahm, Patel et al. \(2006a\)](#). L'utilisation de buses transparentes sur l'expérimentation avec jet en rotation motorisée nous donnerait cette informations d'épaisseur du cœur liquide. Avec la méthode de détection de la trajectoire du jet lors de nos expérimentations on pourrait comparer les trajectoires venant du numérique et des expérimentations. En revanche, l'analyse de la distribution de la taille des particules avec la méthode VOF demande un raffinement du maillage bien plus important. Le raffinement du maillage dynamique [Adaptative Mesh Refinement \(AMR\)](#) semble nécessaire mais il est difficile à mettre en œuvre avec une telle géométrie non orthogonale. L'utilitaire *dynamicMesh* nous permet d'introniser le raffinement du maillage dynamique dans openFOAM en choisissant le niveau de raffinement à l'interface des deux phases. L'utilitaire de maillage dynamique couplé avec le MRF permet de mettre en mouvement de rotation le maillage. C'est une autre méthode pour réaliser la simulation d'un jet en rotation. Elle n'a pas été explorée car elle demande plus de ressources informatiques.

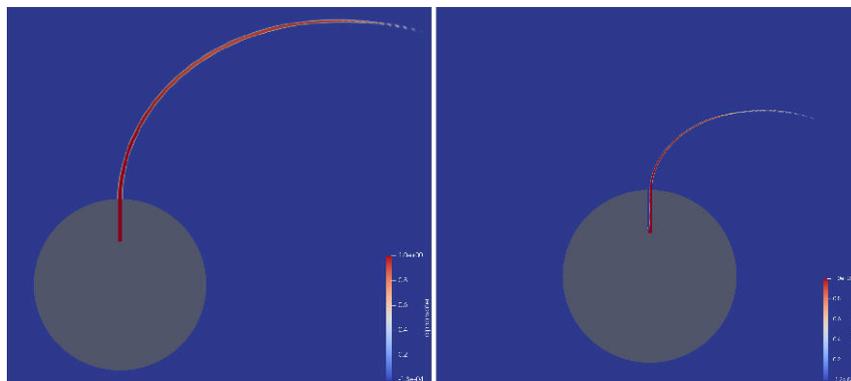


FIGURE 5.7. – Simulation d'un jet d'eau en rotation.

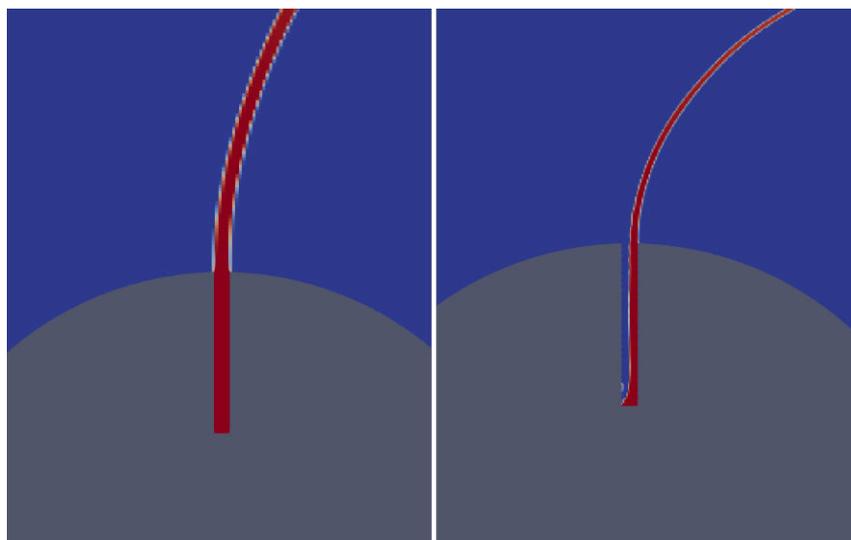


FIGURE 5.8. – Simulation d'un jet d'eau en rotation.

### 5.3.6. Prise en compte des effets de rotation

L'article de [Cazalbou, Chassaing et al. \(2005\)](#) détaille l'apparition de termes liés à la rotation dans les équations du mouvement. Il propose une correction des mécanismes de la turbulence due aux effets de la rotation. L'étude de [Emami, Bussmann et al. \(2011\)](#) compare plusieurs méthodes de correction de la turbulence avec les équations du modèle  $k - \epsilon$ . La correction de la turbulence qui prend en compte le effets non linéaires et les *Coriolis-Shear interactions* est évoquée dans l'article de [Cazalbou, Chassaing et al. \(2005\)](#) à travers le coefficient  $C_{\epsilon 2}$  qui est présent dans le terme de destruction de l'équation de  $\epsilon$ , Équation 5.7.

$$C_{\epsilon 2} = C_{\epsilon 2}^0 + \frac{C_{\epsilon 2}^0 - 1}{1 + aRo^{3/2}} + C_{\epsilon 2}^0 C_{SC} \tilde{S} T [\tanh(bBR + c) - d] \quad (5.14)$$

Avec  $C_{\epsilon 2}^0=1.83$ ,  $C_{SC}=0.119$ ,  $a=4.3$ ,  $b=5.13$ ,  $c=0.453$ ,  $d=0.682$ . Le nombre de Bradshaw-Richardson  $BR$  est défini comme

$$BR = -2\tilde{\Omega}(\tilde{S} - 2\tilde{\Omega})T^2 \quad (5.15)$$

Où  $\tilde{\Omega} = (\frac{1}{2}W_{ij}W_{ij})^{1/2}$ ,  $W_{ij} = \frac{1}{2}(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i}) + \epsilon_{mji}\Omega_m$ ,  $\tilde{S} = (2(S_{ij}S_{ij} - S_{kk}S_{ll}))$  et  $S_{ij}$  est défini dans l'équation 5.5.

Les effets de la rotation n'ont pas été pris en compte dans notre travail. Ils ne sont évoqués que pour de futures perspectives de simulation d'un jet en rotation.

## 5.4. Conclusion

Ce chapitre présente une étude exploratoire de la simulation numérique d'un jet en rotation. La faisabilité de la simulation pour un tel jet était mise en question. Au niveau du logiciel, Openfoam semble approprié pour une approche de type RANS VOF avec un maillage bien défini pour un cas bien précis. Mais, pour notre cas, il semblerait indiqué d'utiliser un logiciel comme Basilisk qui maîtrise très bien la tension de surface et surtout le maillage adaptatif (AMR), ce qui semble indispensable dans notre étude. Du fait du large domaine auquel nous sommes soumis, il semble important de cibler avec précision l'interface entre l'eau et l'air. Le changement de référentiel semble une des méthodes les mieux adaptées et moins gourmandes en temps de calcul. Par ailleurs, une recherche bibliographique et technique pour réaliser une simulation avec un maillage en mouvement rotatif devra être menée.



# Conclusion et perspectives

## 5.5. Conclusion

Cette thèse s'inscrit dans un contexte de réduction des impacts environnementaux des activités agricoles irriguées mobilisant des pesticides. Pour cela on se propose d'utiliser un réseau d'irrigation par aspersion pour apporter des produits de traitements. La capacité de couverture rapide de la parcelle par de tels systèmes permet de travailler avec des produits moins violents et d'intervenir de manière quasi instantanée. Ainsi on s'oriente plus vers du traitement curatif que préventif tel que le propose les pratiques d'agriculture biologique. Pour optimiser de telles pratiques il faut mieux comprendre la dispersion du jet produit par un asperseur, pour espérer en maîtriser la taille des gouttes. Dans un contexte de tension sur les ressources en eau, en gardant à l'esprit que l'agriculture, ou la production alimentaire, est le principal consommateur d'eau dans le monde, le bénéfice de ces travaux profitera en outre à la pratique de l'irrigation par aspersion, pour mieux en comprendre les facteurs de pertes et les limiter. Pour utiliser l'aspersion pour de telles applications il est nécessaire de développer des micro-asperseurs adaptés à même de réduire les risques liés à la dispersion des pesticides.

Ce travail repose sur la collaboration entre un fabricant de matériel d'aspersion (Rolland Sprinkler) dont le pragmatisme est essentiel et deux laboratoires qui apportent leurs connaissances théoriques sur l'atomisation des jets liquides et leur savoir-faire expérimental. Cette thèse s'inscrit dans un partenariat industriel dans le but de concevoir des micro-asperseurs rotatifs limitant la dérive des plus petites gouttes dans l'air et la production de trop grosses gouttes susceptibles de ruisseler. L'élaboration d'un dispositif expérimental a permis d'observer un jet en rotation par ombroscopie et de caractériser la taille et la vitesse des gouttes par la méthode de DTV. L'observation d'un jet dans un système en rotation a été rendue possible par des capteurs rotatifs. Nous avons réalisé une première expérimentation avec un jet en rotation motorisée. Une seconde série d'expériences a porté sur des prototypes de micro-asperseurs rotatifs. Des différences notables ont été mises en évidence entre les deux types de jets en rotation, motorisée et naturelle.

Dans le cadre de l'expérimentation motorisée, le jet est horizontal et orienté exclusivement radialement. Alors que dans la seconde expérimentation, utilisant le micro-asperseur, le jet, qui sort horizontalement, traverse un canal qui présente un angle à sa sortie. Dans ce dernier cas, cela va changer la répartition du cœur liquide dans la partie interne du canal et sa morphologie à la sortie du canal. Ensuite, dans un micro-asperseur la rotation est liée à la vitesse d'éjection du jet. Ainsi, la vitesse du liquide expulsé sera toujours inférieure à la vitesse initiale  $u_b$  en sortie de buse. Cela est différent dans un système motorisé car la vitesse de rotation est ajoutée à la vitesse initiale du jet en sortie de buse. Cela va occasionner des phénomènes d'étirement qui sont très faiblement observés dans le cas des micro-asperseurs. Pour un micro-asperseur, on pourrait parler d'étalement du jet dans l'espace. La déviation du jet causée par l'angle du canal du micro-asperseur va être contrebalancée par sa composante orthoradiale liée à la rotation. Cela va repositionner le

jet dans l'espace pour lui donner une direction radiale. Au final, les forces aérodynamiques seront perpendiculaires au jet d'où l'importance du Weber aérodynamique pour décrire son atomisation. Une insertion de bulles d'air est observée au sein du jet dans le cas du micro-asperseur à cause d'un brassage au niveau du canal et une jointure non étanche entre le corps et le canal rotatif. Notons que les bulles d'air ont un effet bénéfique pour notre étude car elles favorisent la fragmentation des nappes afin d'éviter la génération précoce du *bag breakup* qui occasionne de très petites gouttes. Elles permettent une très grande fragmentation du jet pour des nombres de Weber relativement faibles. Ces bulles d'air ont pu aussi être observées au sein des gouttes les plus volumineuses dans la zone dispersée. Du fait d'un changement de la densité des gouttes, la balistique en sera modifiée. Il y aura probablement une fragmentation secondaire de ces gouttes qui ne sont pas détectée dans le champ proche du centre de rotation que nous avons étudié, cela mériterait une étude plus poussée.

Une classification des régimes de fragmentation a été réalisée pour les deux expérimentations. La particularité de cette étude est de travailler sur un jet en rotation qui a une grande vitesse d'éjection modulée par la pression de fonctionnement. Plusieurs régimes de fragmentation ont été observés dans notre étude. Une classification est réalisée en fonction d'un nombre de Weber aérodynamique relativement faible et un rapport des flux de quantité de mouvement  $q$  très élevé. La distribution de la taille des gouttes suit une loi bimodale dans le régime de Rayleigh. Pour les deux expérimentations, en augmentant le débit ou la vitesse de rotation, le régime s'oriente vers un régime de *bag breakup* qui produira une distribution de la taille des gouttes unimodale. Pour les développements futurs des micro-asperseurs rotatifs, plusieurs géométries ont été développées, lesquelles vont favoriser un type de fragmentation. Un paramètre géométrique a été déterminé pour différencier les morphologies du jet et les différents régimes de fragmentation. Le rapport entre le diamètre de la buse et le diamètre du canal est déterminant sur la forme finale du jet. Si le rapport  $d_b/C$  tend vers 1, il y aura un jet plus compact alors que si  $d_b/C$  tend vers 0, il y aura une tendance à générer une nappe liquide. L'angle d'éjection et la vitesse de rotation induite vont favoriser l'étalement de la nappe et changer la forme finale du jet en sortie de canal. L'angle du canal a une grande influence sur la vitesse résultante du jet. Dans les distributions conjointes de la taille et de la vitesse des gouttes, on observe clairement un détachement de petites gouttes qui se comportent comme des traceurs passifs. Leur vitesse est proche de zéro, elles apparaissent seulement dans le régime de fragmentation en *bag breakup* ou avec une morphologie de type nappes. Elles semblent être résultantes des anciens trains de gouttes éjectés lors des tours précédents. Nous avons pu caractériser la taille moyenne des gouttes en fonction des paramètres géométriques et des conditions opérationnelles au travers du nombre de Weber aérodynamique. Cela permet de faciliter la conception de futurs prototypes.

Les nombres de Weber définis dans cette thèse permettent de classifier le comportement du jet en rotation, notamment le nombre de Weber aérodynamique. Les forces aérodynamiques ayant un impact significatif sur la fragmentation. En revanche il reste encore du travail à faire pour mieux comprendre les liens entre les forces de rotation et l'atomisation. Les forces centrifuge et de Coriolis, vues au travers des nombres de Bond, sont importantes à prendre en considération. En effet, Les matrices de corrélation ont mis en évidence une forte corrélation entre le nombre de Bond Coriolis et la taille moyenne des gouttes. Il semblerait que pour notre gamme de vitesse de rotation dans les deux expérimentations, la force de Coriolis ait un effet prépondérant sur l'atomisation.

Dans le cadre du prototypage, le régime de transition entre le régime de Rayleigh et *bag*

*breakup* s'avère être mieux adapté pour générer la gamme de gouttes cibles limitant la dérive et le ruissellement. Pour atteindre la gamme de gouttes cibles, il faut éviter d'être dans le cas d'un cœur liquide compact fragmenté par le mode Rayleigh car cela occasionne des gouttes de diamètre trop important. A contrario, le régime en *bag breakup* va occasionner de trop petites gouttes. L'idéal est l'entre deux, d'un jet qui va se transformer en nappe et être fragmenté par la décomposition de cette nappe à cause des bulles d'air puis une fragmentation ligamentaire secondaire.

## 5.6. Perspectives

Néanmoins, cette étude a mis en évidence certaines limites des techniques d'observation par ombroscopie et DTV. Elles s'avèrent très performantes pour caractériser la morphologie du jet, la taille ainsi que la vitesse des gouttes proches de la sortie de la buse. En revanche, en s'éloignant du centre de rotation, la dispersion du jet et de fait la zone d'observation deviennent trop importantes. La combinaison d'autres méthodes semble indispensable pour détecter les gouttes sur un volume plus important. Un granulomètre de type disdromètre optique ou autre, avec un plus grand volume de détection semble également indiqué pour contourner le problème de la faible profondeur de champ et du *flapping* à haute vitesse de rotation. Le granulomètre pourrait plus facilement se déplacer dans l'espace pour avoir des acquisitions d'un grand nombre de gouttes pour une faible quantité de stockage et de traitement des données.

Nous avons ajusté les courbes de distribution de la taille des gouttes par les lois Gamma décrites dans le chapitre 1. Ces lois ne prennent pas en compte la combinaison d'une multitude de modes de fragmentation. Les lois Gamma énoncées dans l'article de [Kooij, Sijs et al. \(2018\)](#) et [Vallon, Abid et al. \(2021\)](#) appliquées à des asperseurs agricoles seraient probablement plus adéquates pour caractériser la fragmentation des nappes liquides où plusieurs modes de fragmentation sont à l'oeuvre.

Dans le cas du jet motorisée, on pourrait étendre le traitement de nos images pour extraire des informations sur la courbure, l'épaisseur et la longueur d'onde des oscillations du jet pour toutes les configurations. On pourra observer plus finement les effets de l'étirement du cœur liquide et de la modification des instabilités en fonction de la rotation. Dans le cas du micro-asperseur, l'utilisation de buses et de canaux transparents pourrait permettre d'observer l'épaisseur du cœur liquide interne par ombroscopie et permettre une meilleure estimation de la vitesse liquide en sortie d'arroseur.

Notre première intention était de réaliser des observations de PIV (Particle Image Velocimetry) pour analyser le mouvement de l'air, le sillage et la couche limite du rotor lors de la rotation. La vitesse de glissement entre les gouttes et l'air serait alors déterminée. La difficulté reste cependant la mise en œuvre de la PIV pour un jet en rotation. En effet, on devra placer une nappe laser dans le plan horizontal et observer les mouvements de l'air ambiant générés par le passage du jet en rotation. Si on se place assez loin le jet soumis à la gravité va se courber et échapper au plan de mesure. Il sera nécessaire de générer cette nappe en tenant compte de la flexion du jet pour pouvoir observer la zone proche du centre de rotation où se passent tous les mécanismes de fragmentation, ou se résoudre à faire des observations dans plusieurs plans horizontaux pour s'affranchir de la limite de

profondeur de champ.

La simulation numérique, avec un modèle RANS VOF, pourrait simuler le jet dans la partie interne du canal avec et sans rotation. La vitesse, la taille, la forme et l'épaisseur du cœur liquide pourraient être estimées en sortie de canal, voir étude de [Kuhnenn, Joensen et al. \(2018\)](#). La vitesse d'expulsion du jet sans rotation au niveau du canal doit être quantifiée pour calculer la force de poussée. Ainsi la théorie du moment cinétique évoquée dans le chapitre 4 modéliserait plus précisément la vitesse de rotation. On pourrait envisager d'ajouter des couples de résistance de l'air et des frottements mécaniques pour affiner encore la modélisation de la vitesse de rotation avec cette théorie. Cela permettrait d'affiner le modèle de prédiction de la taille des gouttes en fonction des paramètres géométriques et des conditions opérationnelles. La simulation du jet en rotation pourrait être comparée à l'expérimentation motorisée du fait d'une géométrie plus simplifiée. Pour simuler les mouvements d'airs et le jet d'eau en rotation il faut créer un domaine cylindrique centré sur le centre de rotation. Comme évoqué dans les expérimentations, la difficulté pour simuler un jet en rotation est l'important domaine d'étude. C'est pourquoi la méthode RANS qui demande peu de ressource informatique pourrait être utilisée. Pour simuler l'interface entre les phases, la méthode VOF pourrait être envisagée avec un maillage adaptatif. On a évoqué dans le chapitre 5 que la modélisation de la turbulence devra prendre en compte les effets de la rotation.

Nous avons pu constater la difficulté de la conception des prototypes et la sensibilité aux paramètres géométriques sur la distribution de la taille des gouttes. La géométrie interne du canal est d'autant plus difficile à concevoir. La réalisation d'une simulation numérique de l'atomisation d'un jet diphasique est complexe, d'autant plus en rotation. Ainsi, le couplage entre la simulation numérique et des méthodes d'optimisation serait indispensable pour observer l'influence de la géométrie interne du canal sur la morphologie du jet. Ensuite, les expérimentations prendraient le relais pour caractériser l'influence de la morphologie sur la distribution de la taille des gouttes de manière précise.

# Bibliographie

- Bayvel, L & Orzechowski, Z (1993). *Liquid atomization*. Taylor & Francis, Washington D.C. (cf. p. 35, 36, 47).
- Belhadef, A., A. Vallet et al. (2012). « Pressure-swirl atomization : Modeling and experimental approaches ». In : *International Journal of Multiphase Flow* 39, p. 13-20 (cf. p. 32).
- Bode, L. E., B. J. Butler et al. (1983). « Characteristics of the Micromax Rotary Atomizer. » In : *Transactions of the American Society of Agricultural Engineers* 26.4, p. 999-1005 (cf. p. 39).
- Cazalbou, J.-B., P Chassaing et al. (mai 2005). « Two-equation modeling of turbulent rotating flows ». In : *Physics of Fluids* 17.5, p. 55110 (cf. p. 174, 184).
- Choi, Seong Man, Seong Ho Jang et al. (2010). « Spray characteristics of the rotating fuel injection system of a micro-jet engine ». In : *Journal of Mechanical Science and Technology* 24.2, p. 551-558 (cf. p. 37, 44).
- Choi, Seongman, Donghun Lee et al. (2008). « Ignition and combustion characteristics of the gas turbine slinger combustor ». In : *Journal of Mechanical Science and Technology* 22.3, p. 538-544 (cf. p. 37, 38).
- Craig, Ian P., Andrew Hewitt et al. (2014). « Rotary atomiser design requirements for optimum pesticide application efficiency ». In : *Crop Protection* 66, p. 34-39 (cf. p. 39).
- D. J. Hills et J. Barragan (1998). « Application Uniformity for Fixed and Rotating Spray Plate Sprinklers ». In : *Applied Engineering in Agriculture* 14.1, p. 33-36 (cf. p. 33).
- Dahm, Werner J.A., Prashant R. Patel et al. (2006a). « Analysis of liquid breakup regimes in fuel slinger atomization ». In : *Atomization and Sprays* 16.8, p. 945-962 (cf. p. 37, 44, 183).
- (2006b). *Experimental visualizations of liquid breakup regimes in fuel slinger atomization*. T. 16. 8, p. 933-944 (cf. p. 37, 38).
- Daves, Glenn G, Richard O Buckius et al. (jan. 1993). « Morphology Descriptors of Irregularly Shaped Particles from Two-Dimensional Images ». In : *Aerosol Science and Technology* 19.2, p. 199-212 (cf. p. 66).
- De Cock, Nicolas (2017). « Design of a hydraulic nozzle with a narrow droplet size distribution ». In : p. 124 (cf. p. 160).
- De Luca, Magali (2007). « Contribution à la modélisation de la pulvérisation d'un liquide phytosanitaire en vue de réduire les pollutions ». In : p. 200 (cf. p. 32).
- Dombrowski, N. et T. L. Lloyd (1974). « Atomisation of liquids by spinning cups ». In : *The Chemical Engineering Journal* 8.1, p. 63-81 (cf. p. 36, 37).
- Domnick, Joachim, Z Yang et al. (2008). *Simulation of the film formation at a high-speed  $r$*  (cf. p. 38).
- Dumouchel, Christophe (2008). « On the experimental investigation on primary atomization of liquid streams ». In : *Experiments in Fluids* 45.3, p. 371-422 (cf. p. 42, 43).
- Eggers, Jens et Emmanuel Villermaux (2008). « Physics of liquid jets ». In : *Reports on Progress in Physics* 71.3, p. 36601 (cf. p. 34).

- Emami, Babak, Markus Bussmann et al. (2011). « Computational study of a supersonic free jet rotating perpendicular to the streamwise direction ». In : *International Journal of Computational Fluid Dynamics* 25.6, p. 319-332 (cf. p. 37, 174, 184).
- Faci, J. M., R. Salvador et al. (août 2001). « Comparison of Fixed and Rotating Spray Plate Sprinklers ». In : *Journal of Irrigation and Drainage Engineering* 127.4, p. 224-233 (cf. p. 39).
- FAO (2022). *Organisation pour l'alimentation et l'agriculture* (cf. p. 28).
- Felis-Carrasco, Francisco (2017). « Atomization and dispersion of a liquid jet : numerical and experimental approaches ». Thèse de doct. (cf. p. 32, 52, 65, 104, 174).
- Felis, F, S Tomas et al. (2020). « Experimental analysis of the flow characteristics of a pressure-atomised spray ». In : *International Journal of Heat and Fluid Flow* 85, p. 108624 (cf. p. 66).
- Frost, A. R. (1981). « Rotary atomization in the ligament formation mode ». In : *Journal of Agricultural Engineering Research* 26.1, p. 63-78 (cf. p. 35-37).
- GEA (2019). « GEA drying and particle formation technologies ». In : p. 32 (cf. p. 35, 38).
- Guettler, Nico, Stephan Paustian et al. (2017). « Numerical and Experimental Investigations on rotary Bell Atomizers with predominant Air Flow Rates ». In : (cf. p. 36, 38).
- Hanson, Blaine R et Steve Orloff (jan. 1996). « Rotator nozzles more uniform than spray nozzles on center-pivot sprinklers ». In : *California Agriculture* 50.1, p. 32-35 (cf. p. 33).
- Hendawi, Mohamed (2006). « Etude des pertes d'eau par évaporation et dérive sur un jet d'asperseur ». In : p. 225 (cf. p. 28).
- Hinze, J. O. et H. Milborn (1950). « Atomization of Liquids by Means of a Rotating Cup ». In : *Journal of Applied Mechanics* 17.2, p. 145-153 (cf. p. 36, 37).
- Hirt, C W et B D Nichols (1981). « Volume of fluid (VOF) method for the dynamics of free boundaries ». In : *Journal of Computational Physics* 39.1, p. 201-225 (cf. p. 176).
- Huygens, C (1673). "1673 *Horologium oscillatorium sive de motu pendulorum ad horologia aptato demonstrationes geometricae, Paris 1673,*" rapp. tech. (cf. p. 68).
- Johansen Crosby, E. (1989). *Spray Drying Handbook*. English. T. 7. 2. London : George Godwin Ltd., p. 419-425 (cf. p. 36, 38).
- Kadem, Naima (2005). « Atomisation d'un jet d'un canon d'irrigation : modélisation eulérienne et validation ». Thèse de doct. (cf. p. 32).
- Kamiya, Tamotsu (1972). « Analysis of the Ligament-type disintegration of thin liquid film at the edge of a rotating disk ». In : *Journal of Chemical Engineering of Japan* 5.4, p. 391-396 (cf. p. 36, 37, 47, 68).
- Keshavarz, Bavand, Eric C. Houze et al. (mar. 2020). « Rotary atomization of newtonian and viscoelastic liquids ». In : *Physical Review Fluids* 5.3, p. 033601 (cf. p. 36, 37, 46-48, 68, 103).
- Kooij, Stefan, Rick Sijs et al. (juil. 2018). « What Determines the Drop Size in Sprays? » In : *Physical Review X* 8.3, p. 31019 (cf. p. 48, 133, 189).
- Kuhnenn, Maximilian, Tórstein V. Joensen et al. (2018). « Study of the internal flow in a rotary atomizer and its influence on the properties of the resulting spray ». In : *International Journal of Multiphase Flow* 100, p. 30-40 (cf. p. 46, 68, 190).
- Kuhnenn, Maximilian, Max F. Luh et al. (2018). « Modelling of the breakup process of viscous fluids by a high-speed rotary atomizer ». In : *Experiments in Fluids* 59.7, p. 117 (cf. p. 35, 36, 38, 183).

- Kuhnhehn, Maximilian, Max Frederik Luh et al. (2017). *Experimental Characterization of Spray generated by a Rotary Atomizer Wheel* (cf. p. 36).
- Langley, Kenneth R, Daniel Maynes et al. (mar. 2015). « Eggs and milk : Spinning spheres partially immersed in a liquid bath ». In : *Physics of Fluids* 27.3, p. 32102 (cf. p. 37).
- Launder, B. E., G. J. Reece et al. (1975). « Progress in the development of a Reynolds-stress turbulence closure ». In : *Journal of Fluid Mechanics* 68.3, p. 537-566 (cf. p. 176).
- Lee, K, C Aalburg et al. (août 2007). « Primary Breakup of Turbulent Round Liquid Jets in Uniform Crossflows ». In : *AIAA Journal* 45.8, p. 1907-1916 (cf. p. 39, 43).
- Lefebvre, Arthur H. et Vincent G. McDonell (2017). *Atomization and sprays*. Taylor & F, p. 1-284 (cf. p. 35, 36, 42, 43, 47, 72, 96, 125).
- Lhuissier, H et E Villiermaux (2013). « 'Effervescent' atomization in two dimensions ». In : *Journal of Fluid Mechanics* 714, p. 361-392 (cf. p. 125).
- Li, Yuan, Grigori M. Sisoiev et al. (mar. 2019). « On the breakup of spiralling liquid jets ». In : *Journal of Fluid Mechanics* 862, p. 364-384 (cf. p. 37, 38).
- Li, Yuan, Grigori M Sisoiev et al. (sept. 2018). « Spinning disk atomization : Theory of the ligament regime ». In : *Physics of Fluids* 30.9, p. 92101 (cf. p. 37).
- Liu, Junping, Xingfa Liu et al. (2016). « Droplet characterisation of a complete fluidic sprinkler with different nozzle dimensions ». In : *Biosystems Engineering* 148, p. 90-100 (cf. p. 39).
- Mahesh, Krishnan (2013). « The Interaction of Jets with Crossflow ». In : *Annual Review of Fluid Mechanics* 45.1, p. 379-407 (cf. p. 39).
- Markó, V., L. H.M. Blommers et al. (2008). « Kaolin particle films suppress many apple pests, disrupt natural enemies and promote woolly apple aphid ». In : *Journal of Applied Entomology* 132.1, p. 26-35 (cf. p. 29).
- Mazallon, J., Z. Dai et al. (1999). *Primary breakup of nonturbulent round liquid jets in gas crossflows*. T. 9. 3, p. 291-311 (cf. p. 39, 43, 88).
- Mencinger, Jure, Benjamin Bizjan et al. (2015). « Numerical simulation of ligament-growth on a spinning wheel ». In : *International Journal of Multiphase Flow* 77, p. 90-103 (cf. p. 37, 68).
- MicronGroup (1954). *Controlled Droplet Application (CDA)* (cf. p. 39).
- Molle, B., S. Tomas et al. (2012). « Evaporation and wind drift losses during sprinkler irrigation influenced by droplet size distribution ». In : *Irrigation and Drainage* 61.2, p. 240-250 (cf. p. 28, 160).
- Mugele, R. A. et H. D. Evans (juin 1951). « Droplet Size Distribution in Sprays ». In : *Industrial & Engineering Chemistry* 43.6, p. 1317-1324 (cf. p. 48).
- Ng, C. L., R. Sankarakrishnan et al. (2008). « Bag breakup of nonturbulent liquid jets in crossflow ». In : *International Journal of Multiphase Flow* 34.3, p. 241-259 (cf. p. 39, 82, 87).
- Părau, E. I., S. P. Decent et al. (2007). « Nonlinear viscous liquid jets from a rotating orifice ». In : *Journal of Engineering Mathematics* 57.2, p. 159-179 (cf. p. 36, 38).
- Parkin, C. S. et H. A. Siddiqui (fév. 1990). « Measurement of drop spectra from rotary cage aerial atomizers ». In : *Crop Protection* 9.1, p. 33-38 (cf. p. 39).
- Peng, Hao, Xuekun Shan et al. (2018). « Ligament-type granulation of molten slag in different rotary disk configurations ». In : *Applied Thermal Engineering* 128, p. 1565-1578 (cf. p. 38).
- Reitz, R.D. (1978). « Atomization and Other Breakup Regimes of a Liquid Jet ». Thèse de doct. Princeton University (cf. p. 42).

- Rezayat, Sajjad et Mohammad Farshchi (2019). « Spray formation by a rotary atomizer operating in the coriolis-induced stream-mode injection ». In : *Atomization and Sprays* 29.10, p. 937-963 (cf. p. 37, 44).
- Rezayat, Sajjad, Mohammad Farshchi et al. (2019). « Primary breakup dynamics and spray characteristics of a rotary atomizer with radial-axial discharge channels ». In : *International Journal of Multiphase Flow* 111, p. 315-338 (cf. p. 37, 38, 44).
- Robles Rovelo, Cruz O, Nery Zapata Ruiz et al. (2019). *Characterization and Simulation of a Low-Pressure Rotator Spray Plate Sprinkler Used in Center Pivot Irrigation Systems* (cf. p. 39).
- Rogalski, James J., Cees W.M. Bastiaansen et al. (2017). « Rotary jet spinning review—a potential high yield future for polymer nanofibers ». In : *Nanocomposites* 3.4, p. 97-121 (cf. p. 37, 38).
- Rolland Arroseurs Sprinklers (2022). *Catalogue des équipements* (cf. p. 31, 120).
- Salah, Sofiene Ouled Taleb (2018). « Case of a hydraulic splash nozzle :Effect of the disk geometry on the sheet breakup ». In : (cf. p. 39).
- Sallam, K A, C Aalburg et al. (2004). « Breakup of Round Nonturbulent Liquid Jets in Gaseous Crossflow ». In : *AIAA Journal* 42.12, p. 2529-2540 (cf. p. 39, 43, 88).
- Schiller, L. et A. Naumann (1935). « A drag coefficient correlation ». In : *Zeitschrift des Vereins Deutscher Ingenieure* 77 (cf. p. 72, 163).
- Serra-Wittling, Claire et Bruno Molle (2017). *Evaluation des économies d'eau potentielles à la parcelle réalisables par la modernisation des système d'irrigation*. Rapp. tech. INRAE (cf. p. 28).
- Sescu, Carmen, Bogdan R. Kucinschit et al. (2009). « Parametric study of liquid atomization by slinger injectors ». In : *45th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference and Exhibit* (cf. p. 37, 38, 44).
- Shen, Bo, Qiaoyan Ye et al. (2017). « Primary breakup of liquids using a high-speed rotary bell atomizer for spray painting processes ». In : (cf. p. 36, 38).
- Sidawi, K, P Moroz et al. (2021). « Bell-cup serrations and their effect on atomization in electrostatic rotating bell atomizers ». In : *Experiments in Fluids* 62.8, p. 180 (cf. p. 36-38, 46, 68, 116).
- Stevenin, Ch, Y. Bereaux et al. (2015). « Shaping Air Flow Characteristics of a High-Speed Rotary-Bell Sprayer for Automotive Painting Processes ». In : *Journal of Fluids Engineering, Transactions of the ASME* 137.11 (cf. p. 36, 38).
- Stevenin, Christophe (2012). « Étude de l'atomisation d'un jet d'eau haute vitesse Application à l'irrigation par aspersion et à la pulvérisation ». Thèse de doct., p. 169 (cf. p. 32, 52, 65).
- Teske, Milton E., Andrew J. Hewitt et al. (jan. 2001). « The measurement of droplet size distributions from rotary atomizers ». In : *ASTM Special Technical Publication*. Sous la dir. de J C Mueninghoff, A K Viets et al. 1414. West Conshohocken, PA : ASTM International, p. 197-209 (cf. p. 39).
- Vallet, A., A. A. Burluka et al. (2001). « Development of a Eulerian model for the "Atomization" of a liquid jet ». In : *Atomization and Sprays* 11.6, p. 619-642 (cf. p. 174).
- Vallon, Romain, Malek Abid et al. (fév. 2021). « Multimodal distributions of agricultural-like sprays : A statistical analysis of drop population from a pressure-atomized spray ». In : *Physical Review Fluids* 6.2, p. 23604 (cf. p. 48, 104, 189).
- Verpont, Florence et Joël Favareille (2016). « Appliquer autrement les produits phytosanitaires : Lancement du projet CASDAR PulvéFix ». In : *INFOS CTIFL* (cf. p. 30).

- Verpont, Florence et Joël Favareille (2020). « Méthode d'application des produits phytosanitaires en verger : le projet casdar pulvéfix à l'heure du bilan ». In : *INFOS CTIFL* 366, p32-40 (cf. p. 30).
- Villermaux, E. et B. Bossa (fév. 2011). « Drop fragmentation on impact ». In : *Journal of Fluid Mechanics* 668, p. 412-435 (cf. p. 48).
- Villermaux, E, Ph. Marmottant et al. (fév. 2004). « Ligament-Mediated Spray Formation ». In : *Physical Review Letters* 92.7, p. 74501 (cf. p. 34, 47).
- Villermaux, Emmanuel (2020). « Fragmentation versus Cohesion ». In : *Journal of Fluid Mechanics* 898, P1 (cf. p. 47).
- Viti, Valerio, J. Kulkarni et al. (2010). « Computational fluid dynamics analysis of the electrostatic spray painting process with a rotating bell cup ». In : *Atomization and Sprays* 20.1, p. 1-17 (cf. p. 36, 38).
- Wallwork, I. M., S. P. Decent et al. (2002). « The trajectory and stability of a spiralling liquid jet. Part 1. Inviscid theory ». In : *Journal of Fluid Mechanics* 459, p. 43-65 (cf. p. 35, 36, 38).
- Weller, H G, G Tabor et al. (nov. 1998). « A tensorial approach to computational continuum mechanics using object-oriented techniques ». In : *Computers in Physics* 12.6, p. 620-631 (cf. p. 175).
- Willauer, Heather D., Ramagopal Ananth et al. (2006). « Critical evaluation of rotary atomizer ». In : *Petroleum Science and Technology* 24.10, p. 1215-1232 (cf. p. 37, 38).
- Wu, P.-K. et G M Faeth (nov. 1995). « Onset and end of drop formation along the surface of turbulent liquid jets in still gases ». In : *Physics of Fluids* 7.11, p. 2915-2917 (cf. p. 34).
- Yon, Jérôme (2003). « Jet Diesel Haute Pression en Champ Proche et Lointain : Etude par Imagerie ». Thèse de doct., p. 259 (cf. p. 66).



# ANNEXES

## A. Plans des prototypes

### A.1. Expérimentation du rotor motorisé

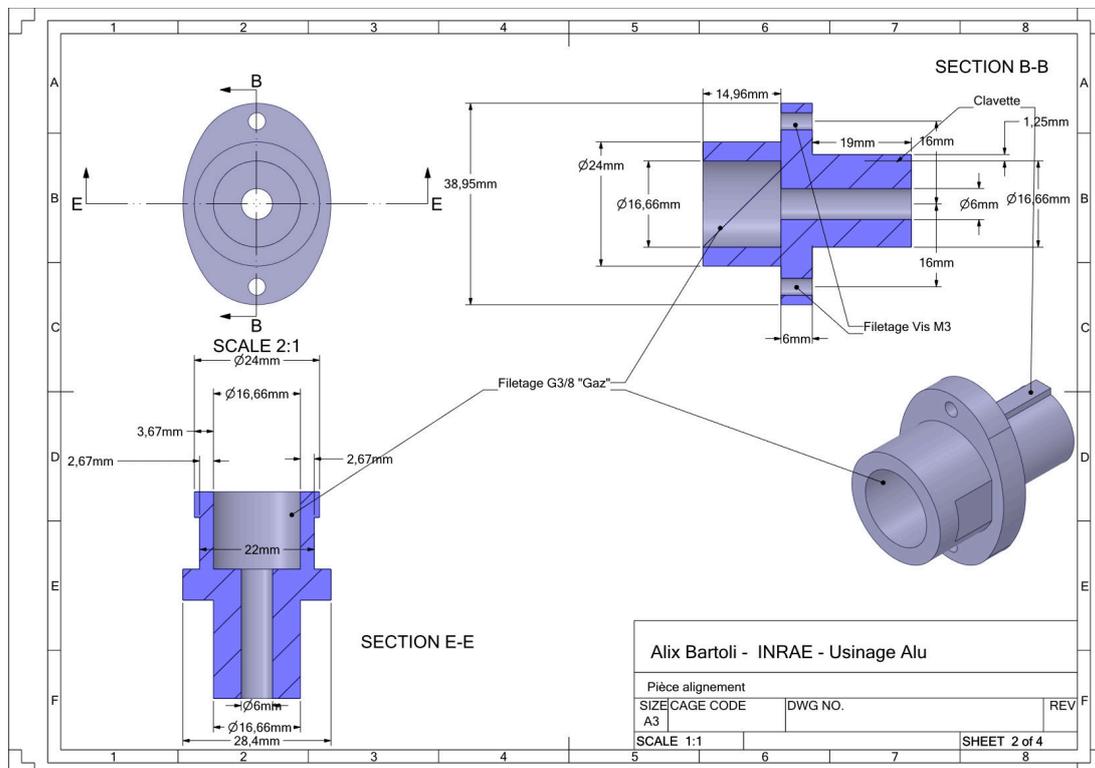
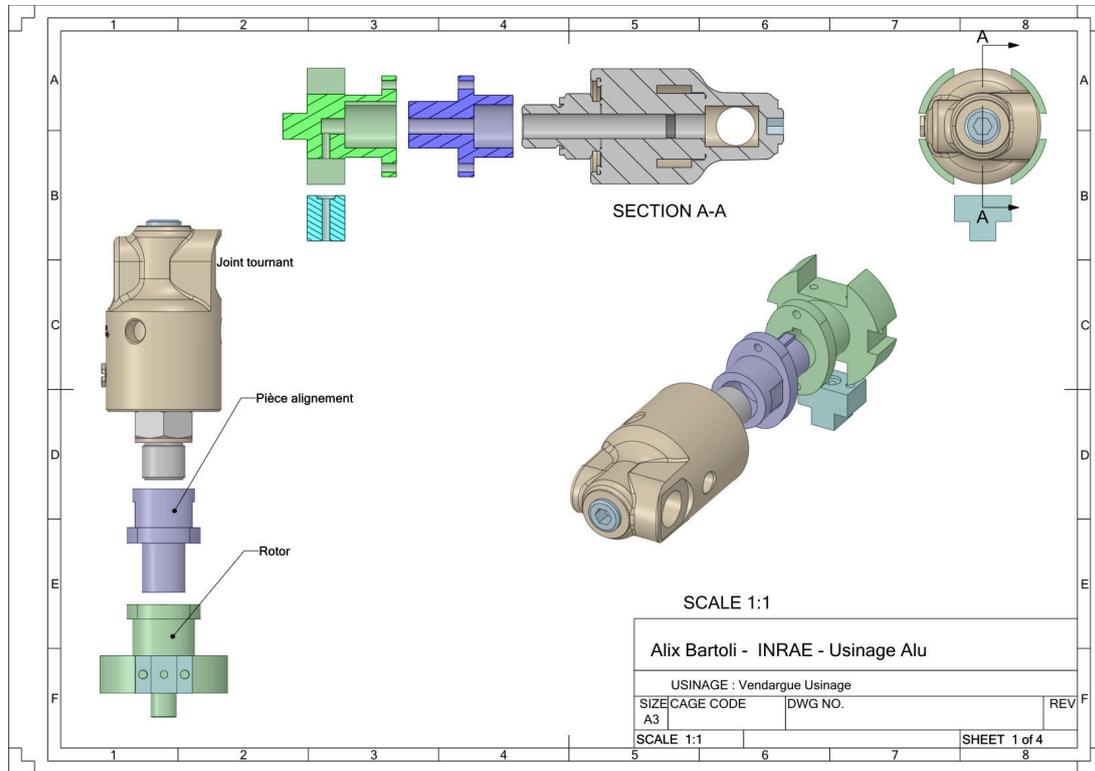


FIGURE .1. – Plan de la vue générale de l'assemblage (haut) et pièce d'alignement (bas)

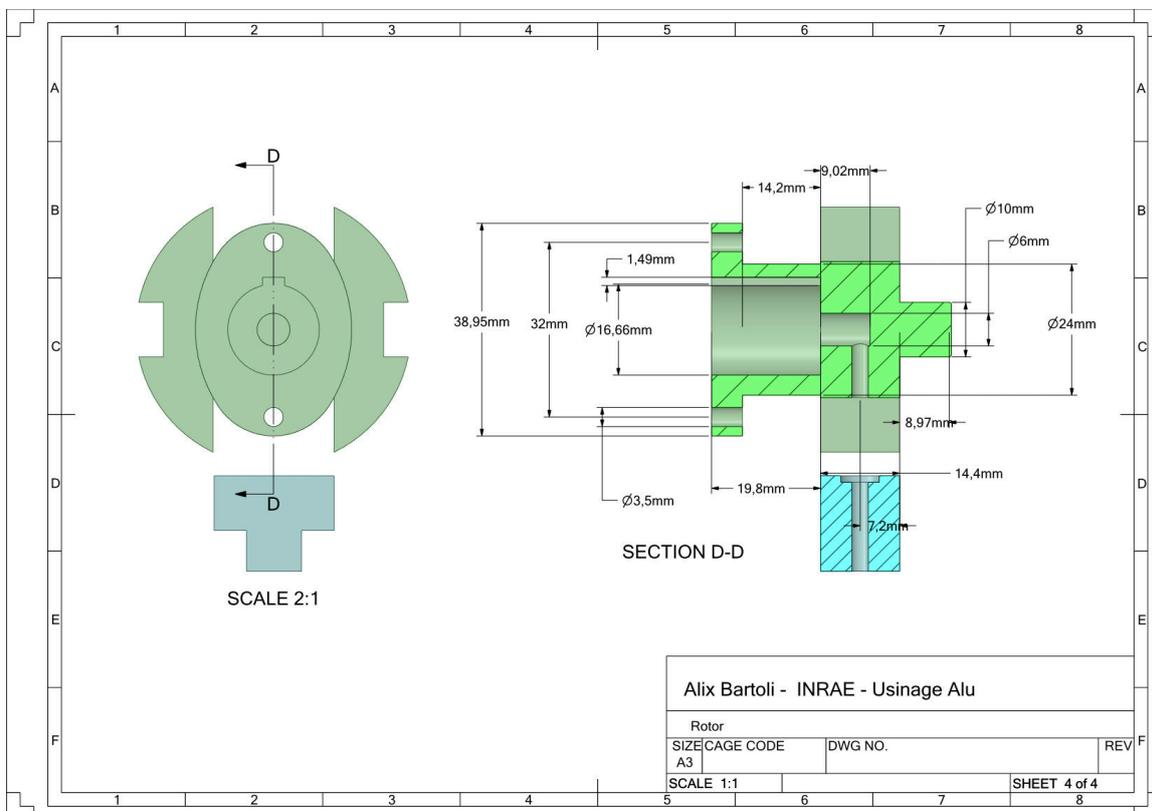
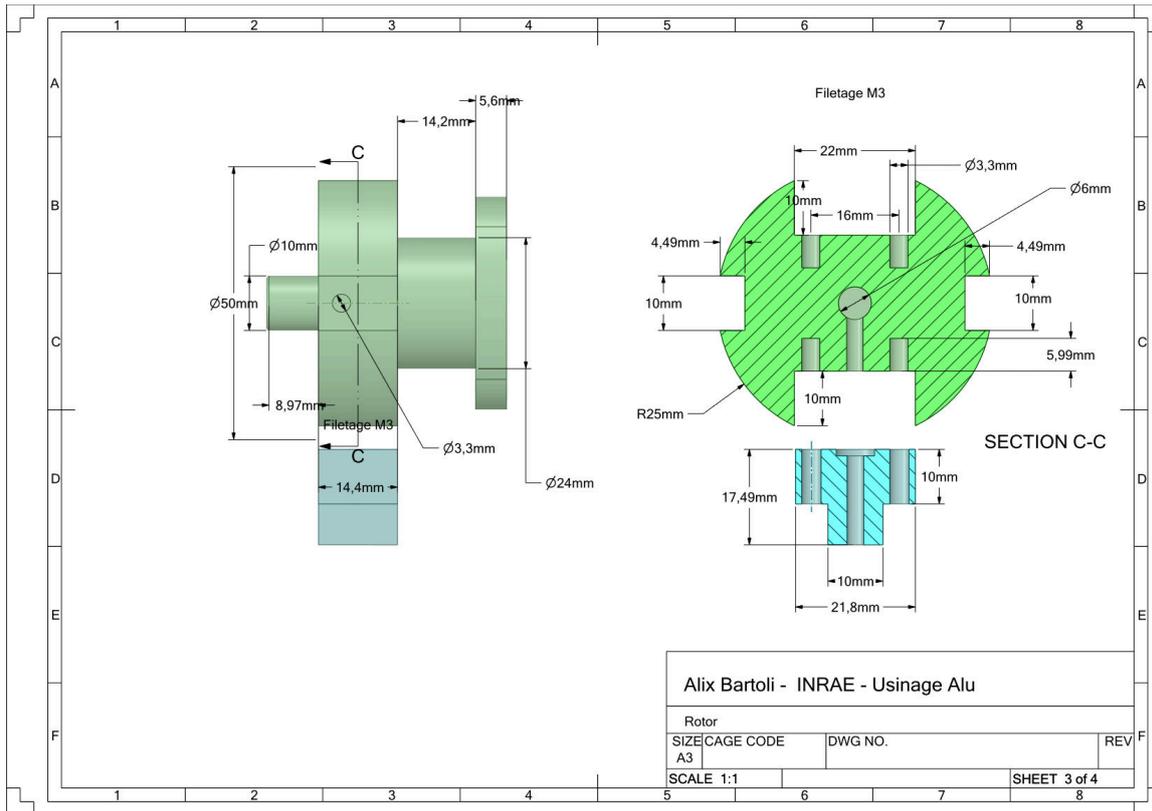


FIGURE .2. – Plan du rotor avec différentes vues en coupe

## B. Matrice de corrélation

Matrice de Corrélation avec la méthode de Pearson. Lorsque l'indice de Corrélation est en rouge cela veut dire que  $p\text{-value} < 0.05$  et que la corrélation est statistiquement significative.

### B.1. Matrice de corrélation - Expérimentation motorisée

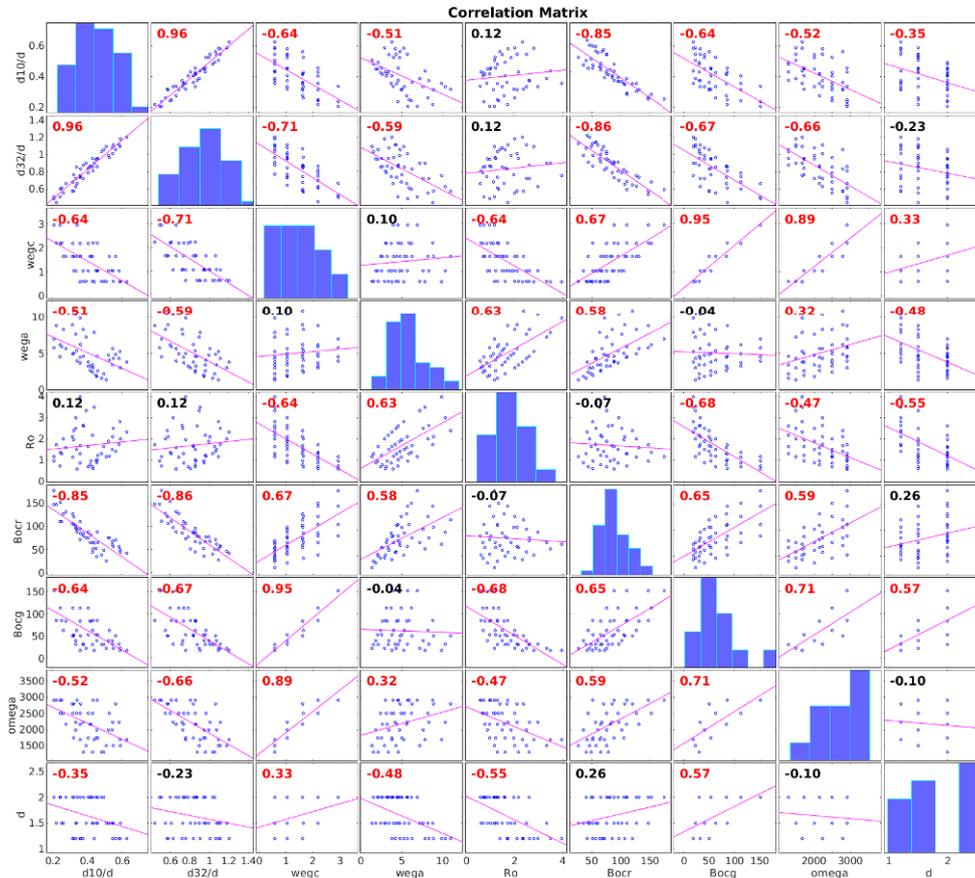


FIGURE .3. – Matrice de corrélation pour l'expérimentation sur un jet en rotation motorisée

## B.2. Matrice de corrélation - Expérimentation micro-asperseur

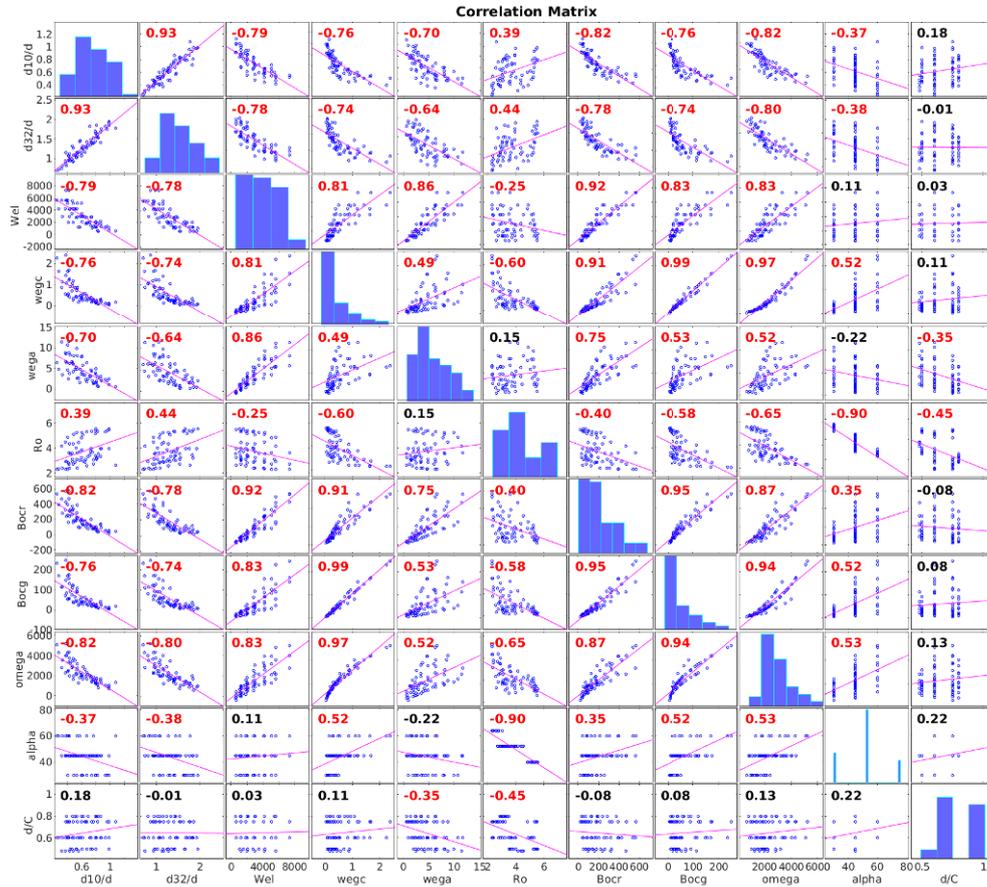


FIGURE 4. – Matrice de corrélation pour l'expérimentation sur des micro-asperseurs rotatifs

## C. Morphologie du jet provenant du micro-asperseur

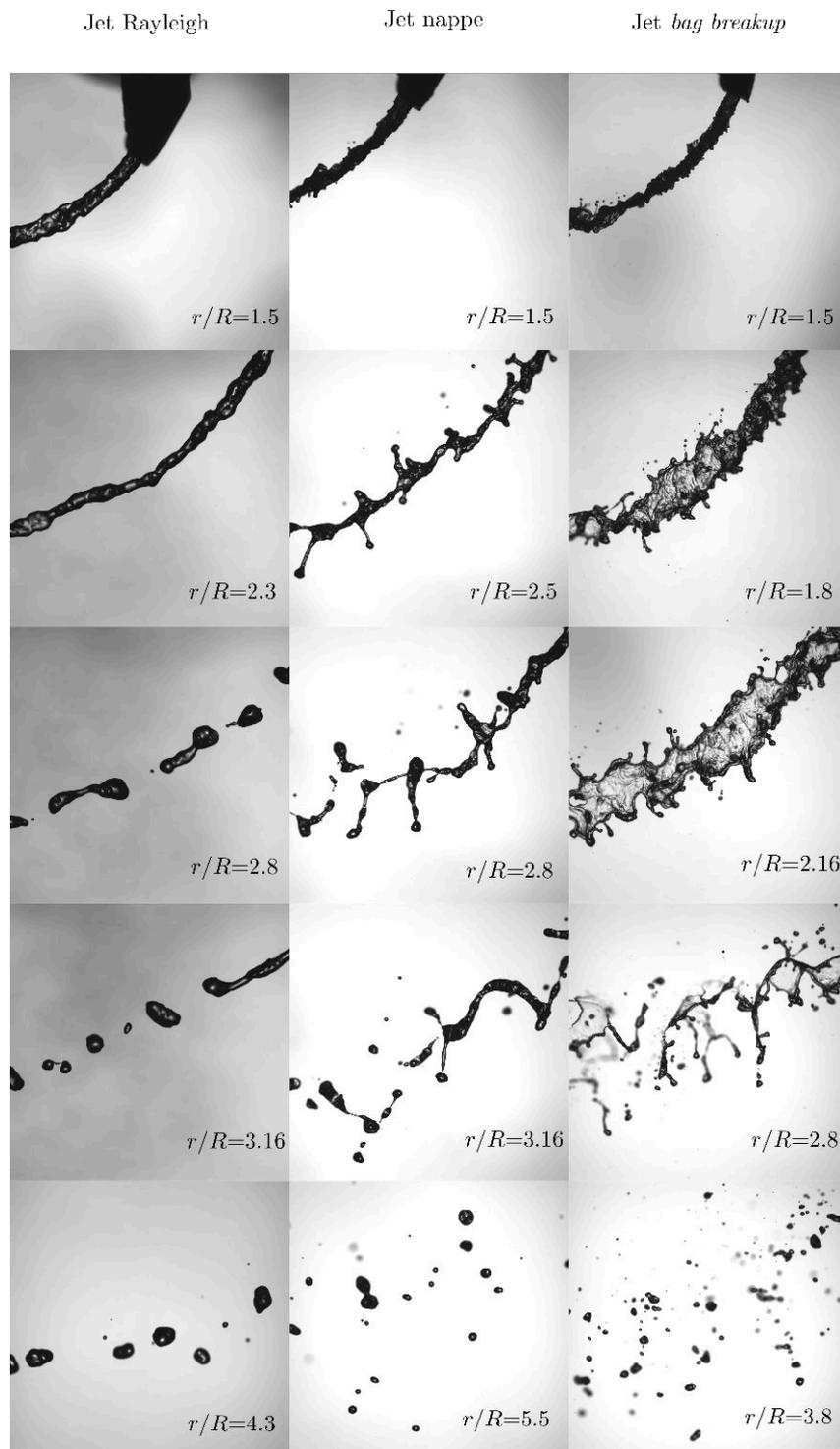


FIGURE .5. – Morphologie du jet provenant du micro-asperseur lorsque le jet en sortie de buse est considéré comme compact : Jet Rayleigh, Jet nappe et Jet *bag breakup*