



HAL
open science

Etude expérimentale de la formation d'un spray à partir d'un film liquide annulaire cisailé

Valentin Gosselin

► **To cite this version:**

Valentin Gosselin. Etude expérimentale de la formation d'un spray à partir d'un film liquide annulaire cisailé. Mécanique des fluides [physics.class-ph]. Institut National Polytechnique de Toulouse - INPT, 2019. Français. NNT : 2019INPT0004 . tel-04163256

HAL Id: tel-04163256

<https://theses.hal.science/tel-04163256v1>

Submitted on 17 Jul 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.



Université
de Toulouse

THÈSE

En vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par :

Institut National Polytechnique de Toulouse (Toulouse INP)

Discipline ou spécialité :

Dynamique des fluides

Présentée et soutenue par :

M. VALENTIN GREGOIRE GOSSELIN

le mercredi 23 janvier 2019

Titre :

Etude expérimentale de la formation d'un spray à partir d'un film liquide annulaire cisailé

Ecole doctorale :

Mécanique, Energétique, Génie civil, Procédés (MEGeP)

Unité de recherche :

Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse (I.M.F.T.)

Directeur(s) de Thèse :

M. RUDY BAZILE

M. BERNARD FERRET

Rapporteurs :

M. FRÉDÉRIC GRISCH, INSA ROUEN

M. LUIS LE MOYNE, UNIVERSITE DE BOURGOGNE

Membre(s) du jury :

Mme VERONIQUE ROIG, INP TOULOUSE, Président

M. BERNARD FERRET, UNIVERSITE TOULOUSE 3, Invité

M. RUDY BAZILE, INP TOULOUSE, Membre

Étude expérimentale de la formation d'un spray à partir d'un film liquide annulaire cisailé

Résumé : Un moyen d'accroître l'efficacité et de réduire la pollution dans les domaines du transport et de l'énergie consiste à concevoir des injecteurs de carburant produisant une meilleure atomisation. Au cours de cette thèse, des expériences ont été effectuées sur un injecteur airblast souvent utilisé dans les turbines à gaz. Pour réaliser ces expérimentations, un dispositif modèle en configuration annulaire a été créé afin d'étudier le cisaillement d'un film d'eau soumis à un écoulement d'air interne à forte vitesse.

La technique d'imagerie rapide par ombroscopie a été utilisée pour analyser le développement du film liquide (fréquence et célérité des ondes) et l'atomisation de la nappe en sortie d'injecteur (modes de rupture). La modification des paramètres d'injection (vitesse des écoulements) a révélé un lien entre la topologie du film liquide et le régime d'atomisation primaire. Finalement, à titre exploratoire, l'influence de la géométrie de l'injecteur (longueur de préfilm) sur le mode d'atomisation primaire a également été mise en évidence.

Mots clés : atomisation, nappe liquide, préfilm, airblast, imagerie rapide.

Experimental study of the spray formation from a sheared annular liquid film.

Abstract : One way to increase efficiency and reduce pollution in the transportation and energy domain is designing fuel injectors with better atomization. In this thesis, experiments were performed on a prefilming airblast atomizer often used in gas turbines. For this purpose, a model device with a cylindrical configuration was created to study the shearing of a film of water subjected to an internal high speed air flow.

High speed shadowgraphy technique was used to analyse the development of the liquid film (frequency and wave celerity) and the atomization of the sheet at the injector outlet (breakup mode). The modification of the injection parameters (velocity of flows) revealed a link between the topology of the liquid film and the primary atomization regime. Finally, the influence of the geometry of the injector (prefilming length) about the mode of primary atomization was also highlighted with an exploratory study.

Keywords : atomization, liquid sheet, prefilming, airblast, high speed imaging

Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse IMFT, UMR 5502 ,2 Allée du
Professeur Camille Soula, 31400 Toulouse, France

À mes parents.

Remerciements

Ce présent travail de thèse s'est déroulé en trois ans à l'Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse (*IMFT*). Il a été dirigé par Messieurs *Rudy BAZILE* et *Bernard FERRET* et défendu le 23 janvier 2019 devant un jury constitué de 5 membres (composé de deux rapporteurs *Frédéric GRISCH* et *Luis LEMOYNE* ainsi que *Véronique ROIG* comme examinatrice et mes directeurs de thèse), envers qui je réitère mes remerciements pour avoir accepté de juger cette thèse.

Une thèse est l'aboutissement de très nombreuses années d'études. C'est pour cela qu'il me serait difficile de remercier toutes les personnes qui m'ont donné le goût de la recherche et même plus généralement celui d'apprendre mais si elles se reconnaissent je les en remercie.

Remercier les différents membres des *SIG* avec qui j'ai travaillé ne me semble pas suffisant car sans eux cette thèse serait bien différente.

Je remercie aussi tous les membres de l'ex groupe *PSC* qui m'ont apporté leur soutien lors de discussions pendant des pauses repas ou cafés. Ces réflexions collectives m'ont apporté quelques très bonnes idées.

Je ne peux pas terminer ces remerciements sans dire merci à cette dyslexie et à cette dysorthographe qui m'aiment tellement qu'elles me suivent depuis mon enfance, rendant l'exercice de rédaction du manuscrit presque aussi pénible à l'écriture qu'à la relecture. Je remercie donc encore une fois les personnes qui ont pris le temps de relire et je vous prie de m'excuser de vous avoir imposé ça.

Donc à tout le monde et surtout à ceux que j'ai oubliés de citer, MERCI!

Table des matières

Nomenclature	9
Introduction	17
1 État de l'art	21
1.1 Film liquide	21
1.1.1 Formation des ondes	22
1.1.2 Grandeurs caractéristiques dans le film	23
1.1.3 Instabilités liées au cisaillement entre deux écoulements	25
1.2 Nappe liquide	27
1.2.1 Modes d'atomisation primaire	29
1.2.2 Grandeurs physiques de l'atomisation primaire	31
1.2.3 Étude théorique des instabilités de la nappe liquide	34
1.3 Rajout d'un préfilm avant la nappe liquide	36
1.4 Conclusion de l'état de l'art	39
2 Dispositif expérimental	41
2.1 Description générale du banc d'essai	41
2.1.1 Circuit d'air	42
2.1.2 Circuit d'eau	43
2.2 Injecteur	43
2.2.1 Cahier des charges	43
2.2.2 Fonctionnement de l'injecteur	44
2.3 Caractéristiques de l'écoulement d'air	47
2.3.1 Fonctionnement de l'anémomètre par fil chaud	48
2.3.2 Axysymétrie et établissement	50
2.3.3 Profil de vitesse moyenne	51
2.3.4 Taux de turbulence	52
2.3.5 Fréquences observables dans l'écoulement d'air	53
2.4 Système d'imagerie haute fréquence	54
2.4.1 Fonctionnement de l'ombroscopie	54
2.4.2 Chaîne d'acquisition haute fréquence	55
2.4.3 Chaîne d'acquisition avec objectif télécentrique	60
2.5 Résumé des informations sur le dispositif expérimental	63
3 Déstabilisation et rupture de la nappe liquide	65
3.1 Description générale de l'atomisation primaire	65
3.1.1 Grandeurs physiques importantes pour l'atomisation primaire	66
3.1.2 Régimes d'atomisation primaire	69
3.2 Processus d'atomisation de la nappe liquide	72
3.2.1 Séparation des structures de liquide	73
3.2.2 Développement initial de la nappe liquide	76
3.2.3 Fréquences d'oscillation de la nappe	81

3.2.4	Longueur de rupture	88
3.3	Structures liquides issues de l'atomisation primaire	97
3.3.1	Formation et caractéristiques des clusters.	98
3.3.2	Fréquence de lâcher des clusters	100
3.4	Conclusion du chapitre	103
4	Dynamique du film liquide et impact sur l'atomisation primaire	105
4.1	Dynamique du film liquide	105
4.1.1	Caractérisation des régimes d'onde	106
4.1.2	Dynamique des ondes : célérité et fréquences	109
4.1.3	Longueur d'onde et modèle de Raynal	115
4.2	Influence du préfilm sur les conditions initiales de la nappe liquide . . .	120
4.2.1	Les ondes existant dans le préfilm sont-elles toujours présentes dans la nappe?	120
4.2.2	Impact des régimes de film sur le mode d'atomisation primaire .	122
4.2.3	Modification de la longueur de préfilm	126
4.3	Conclusion du chapitre	130
	Conclusion générale	133
	ANNEXES	136
	A Modèle de Raynal	137
	B Implémentation des perforations de la nappe	141
	C Explication des calculs de surface et de périmètre des clusters	147
	Bibliographie	149

Nomenclature

Acronymes

<i>IMFT</i>	Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse
<i>PSC</i>	Particules Sprays Combustion
<i>SIG</i>	Services d'Intérêts Générales
<i>SMD</i>	Diamètre moyen de Sauter (Sauter Mean Diameter)
<i>CTA</i>	Anémometrie à température constante (Constante Temperature Anemometrie)
<i>PSD</i>	Densité spectrale de puissance (Power Spectral Density)
<i>CCD</i>	Dispositif à transfert de charge (Charge-Coupled Device)
<i>PIV</i>	Vélocimétrie par image de particules (Particle Image Velocimetry)

Symboles latins

<i>V</i>	Vitesse	$m.s^{-1}$
<i>U</i>	Vitesse axiale	$m.s^{-1}$
<i>V_{wave}</i>	Célérité des ondes	$m.s^{-1}$
<i>L_p</i>	Longueur de pré-film	m
<i>L_c</i>	Longueur caractéristique	m
<i>L</i>	Longueur de rupture	m
<i>L_{app}</i>	Longueur de rupture apparente	m
<i>R</i>	Rayon de l'injecteur	m
<i>E</i>	Tension	V
<i>k_{th}</i>	Conductivité thermique	$W.(K.m)^{-1}$
<i>P</i>	Pression	Pa
<i>P_{atm}</i>	Pression atmosphérique	Pa
<i>f</i>	Fréquence	Hz
<i>t</i>	Temps	s
<i>r</i>	Position de l'interface latérale	m
<i>A</i>	Aire	m^2
<i>P</i>	Périmètre	m
<i>d</i>	Épaisseur du raccord de vitesse	m
<i>k</i>	Nombre d'onde	m^{-1}

Symboles grecs

δ	Épaisseur du film liquide	m
ν	Viscosité cinématique	$m^2 \cdot s^{-1}$
μ	Viscosité dynamique	$Pa \cdot s$
ρ	Masse volumique	$kg \cdot m^{-3}$
σ	Tension de surface	$N \cdot m^{-1}$
θ	Angle initial de la nappe	
λ	Longueur d'onde	m
ω	Pulsation	s^{-1}
β	Coefficient d'expansion thermique	K^{-1}
Ψ	Fonction de courant	

Indices

G	Indice de la phase gaz
L	Indice de la phase liquide
1	Indice de l'écoulement dense
2	Indice de l'écoulement léger

Nombres adimensionnels

Re	Nombre de Reynolds	$Re = \frac{V \cdot L_c}{\nu}$
We	Nombre de Weber	$We = \frac{\rho \cdot V^2 \cdot L_c}{\sigma}$
MFR	Rapport des flux de quantité de mouvement	$MFR = \frac{\rho_G \cdot V_G^2}{\rho_S \cdot V_S^2}$
MR	Rapprt des quantités de mouvement	$MR = \frac{\rho_G \cdot V_G^2 \cdot \delta_G}{\rho_L \cdot V_L^2 \cdot \delta}$
Fr	Nombre de Froude	$Fr = \frac{V_G}{\sqrt{g \cdot L_c}}$
Ri	Nombre de Richardson	$Ri = \frac{g \cdot \beta \cdot \Delta T \cdot L_c}{V_G^2}$

Table des figures

1	Image d'un injecteur airblast développé au cours de cette thèse, du préfilm jusqu'à l'atomisation secondaire (méthode d'ombroscopie).	18
1.1	Schéma explicatif de la formation des ondes du film liquide, inspiré du schéma de Alekseenko et al [4].	22
1.2	Simulation numérique de la zone d'injection de liquide réalisée par Déjean et al [25] à l'aide du code SLOSH [105].	23
1.3	Simulation numérique de la déformation d'une onde [1].	23
1.4	Fréquence des instabilités en fonction de la vitesse gaz sur un injecteur coaxial à gauche et sur un injecteur plan à droite d'après Raynal [85]. U_2 correspond à V_G . À gauche vitesse liquide V_L en $m.s^{-1}$, \circ : 0.11, \square : 0.42, \diamond : 0.78, \times : 0.78, $+$: 1.4, \triangle : 2.8 . À droite vitesse liquide V_L en $m.s^{-1}$, \circ : 0.069, \square : 0.11, \diamond : 0.19, \times : 0.28, $+$: 0.55, \triangle 0.83, \bullet : 1.11.	25
1.5	Évolution de l'interface entre deux fluides, avec l'indice 2 relatif au gaz et l'indice 1 au liquide [18].	26
1.6	Expérience de Thorpe [103] sur l'instabilité de Kelvin-Helmholtz, photo de Dyke [104].	26
1.7	Différents injecteurs utilisés pour l'étude de la nappe.	28
1.8	Nappe liquide sans vitesse de gaz et une vitesse de liquide faible, Carvalho et al [16].	29
1.9	Régime d'atomisation par cellules, Stapper et Samulsen[90].	30
1.10	Régime d'atomisation par ligaments, Stapper et Samulsen[90].	31
1.11	Classification des modes de rupture de la nappe liquide en fonction du MFR , Fernandez [32].	31
1.12	Evolution de l'angle de dispersion de la nappe en fonction de la vitesse de liquide et pour différentes vitesses d'air, Carvalho et al [16].	32
1.13	Image d'une nappe liquide cylindrique par ombroscopie, Carvalho et al [16].	33
1.14	Schématisation des modes antisymétrique et symétrique, d'après la description de Squire [102].	35
1.15	Évolution de la surface d'une nappe cylindrique : (a), (c) résultats expérimentaux [77] and (b), (d) prédictions du modèle de Yan et al [109]. Pour (a), (b) $V_G=14 m.s^{-1}$ et $V_L=1.1 m.s^{-1}$ pour (c), (d) $V_G=27 m.s^{-1}$ et $V_L=2.1 m.s^{-1}$	36
1.16	Différents injecteurs airblast avec préfilm.	37
1.17	Évolution temporelle de la rupture de nappe liquide pour une épaisseur de fin du préfilm de $25 \mu m$ en haut et $230 \mu m$ en bas, Koch et al [53].	38
2.1	Schéma du dispositif expérimental (cotes en mm).	42
2.2	Rendu d'une coupe de l'injecteur.	45
2.3	Coupe de l'injecteur.	46
2.4	Schéma du zoom B de la figure 2.3.	46
2.5	Photo de l'écoulement d'eau sans écoulement d'air pour (a) un film homogène, (b) un film non homogène.	47

2.6	Courbes de calibration du fil chaud, (a) indépendant de la température, (b) pour différentes températures.	49
2.7	Demis profils de vitesse obtenus avec des mesures fil chaud sans et avec correction en température ($V_G = 48 \text{ m.s}^{-1}$).	50
2.8	Profil de vitesse selon les deux axes y et z	50
2.9	(a) Schéma du dispositif expérimental avec les positions des prises de mesures (en mm) et (b) les profils de vitesse associés.	51
2.10	Demis profils théoriques et mesurés.	52
2.11	Profil de vitesse pour des vitesses d'air de 28, 38, 48 m.s^{-1}	52
2.12	Profil du taux de turbulence dans le cas $V_G = 28 \text{ m.s}^{-1}$	53
2.13	Densité spectrale de puissance pour $V_G = 48 \text{ m.s}^{-1}$	54
2.14	Densité spectrale de puissance pour $V_G = 38 \text{ m.s}^{-1}$	54
2.15	Représentation schématique de l'ombroscopie appliquée à la visualisation d'un film liquide.	55
2.16	Photo du montage de la chaîne haute fréquence.	56
2.17	Schéma de la chaîne haute fréquence.	56
2.18	Positionnement du champ de visualisation du film liquide (en mm).	57
2.19	Positionnement du champ de visualisation de la fin de préfilm et de la zone d'atomisation primaire (en mm).	58
2.20	Positionnement du champ de visualisation de l'atomisation primaire et du spray centré sur l'axe de l'injecteur (en mm).	59
2.21	Positionnement du champ de visualisation de l'atomisation primaire et du spray centré sur $y = R$ (en mm).	59
2.22	Image instantanée obtenue avec la chaîne d'acquisition haute fréquence pour $V_G = 48 \text{ m.s}^{-1}$ et $Re_\delta = 600$	60
2.23	Comparaison entre une image obtenue avec l'objectif télécentrique (a) Caméra DIMAX et (b) Camera Phantom V2012.	61
2.24	Schéma optique de l'objectif télécentrique.	61
2.25	Image instantanée obtenue à l'aide (a) d'un objectif télécentrique et (b) d'un objectif 200 mm pour $V_G = 48 \text{ m.s}^{-1}$ et $Re_\delta = 600$	62
2.26	Schéma explicatif du couplage panneau de LED et de la caméra.	63
3.1	Schéma d'ensemble de l'atomisation de la nappe liquide.	66
3.2	Série d'images du champ "y=R" pour $V_G = 28 \text{ m.s}^{-1}$ et $Re_\delta = 600$	67
3.3	Série d'images du champ "y=R" pour $V_G = 28 \text{ m.s}^{-1}$ et $Re_\delta = 600$	69
3.4	Série d'images du champ "y=R" pour $V_G = 48 \text{ m.s}^{-1}$ et $Re_\delta = 600$	70
3.5	Image du champ "y=0" pour (a) $V_G = 28 \text{ m.s}^{-1}$ et $Re_\delta = 600$ et (b) $V_G = 48 \text{ m.s}^{-1}$ et $Re_\delta = 600$	71
3.6	(a) Image brute du spray pour $V_G = 28 \text{ m.s}^{-1}$ et $Re_\delta = 600$, (b) Image de fond avec seulement les projections.	73
3.7	(a) 1 ^{ère} image, (b) dernière image, de la série de mesures $V_G = 28 \text{ m.s}^{-1}$ et $Re_\delta = 600$	74
3.8	(a) Image obtenue après la suppression de l'image des projections, (b) Image binarisée avec la méthode d'Otsu [80].	74
3.9	(a) Masque obtenu après le remplissage (b) Image obtenue avec la multiplication du masque et de l'image brute de la figure 3.6a.	75

3.10	Image du masque : (a) de la nappe, (b) des clusters, (c) des gouttes. . .	75
3.11	Images instantanées pour deux vitesses d'air (a) 28 m.s ⁻¹ (b) 48 m.s ⁻¹ et Re _δ =600. La courbe rouge représente l'interface latérale de la nappe liquide obtenue manuellement. (c) et (d) : zoom sur le domaine d'étude (D).	76
3.12	Schéma explicatif du calcul de la fonction $r(x, t)$	77
3.13	Images instantanées de la nappe liquide (Re _δ =600) (a) (b) : V _G =28 m.s ⁻¹ . (c) (d) : V _G =48 m.s ⁻¹ . La courbe rouge représente la fonction $r(x, t)$ as- sociée.	77
3.14	Moyenne temporelle de $\overline{r(x)}$ dans le domaine D, pour (a) V _G =22, 28 m.s ⁻¹ (b) V _G =40, 48 m.s ⁻¹ (Re _δ =600).	78
3.15	(a) Schéma d'une longue nappe liquide, (b) Exemple d'évolution tempo- relle de la position radiale normalisée de la nappe $r(x, t)/R$ pour x=3 mm (V _G =28 m.s ⁻¹).	79
3.16	Distribution de $r(x, t)/R$ à 3 mm de la sortie de l'injecteur pour V _G =28 m.s ⁻¹ . La ligne rouge indique la moyenne (proche de 1.02).	80
3.17	Distribution de $r(x, t)/R$ à 3 mm de la sortie de l'injecteur pour V _G =48 m.s ⁻¹ . La ligne rouge indique la moyenne (proche de 1.05).	80
3.18	Densité spectrale de puissance de $r(x, t)$ pour différentes valeurs de x dans le cas de l'atomisation par cellules (V _G =28 m.s ⁻¹).	82
3.19	Densité spectrale de puissance de $r(x, t)$ pour différentes valeurs de x dans le cas de l'atomisation par ligaments (V _G =48 m.s ⁻¹).	82
3.20	Fréquences d'oscillation de l'interface en fonction de la vitesse d'air. (x=2.5 mm)	83
3.21	Évolution de la nappe liquide sur une durée de 11 ms. (V _G =28 m.s ⁻¹) .	83
3.22	Évolution temporelle de la position radiale de l'interface, ($r(x, t)$), pour deux distances en sortie de l'injecteur, x ₁ =2.5 mm et x ₂ =5 mm (V _G =28 m.s ⁻¹). 84	
3.23	Longueur d'onde de l'oscillation de la nappe obtenue par la mesure et le calcul utilisant le modèle de la vitesse de Dimotakis et la mesure de fréquence. (Re _δ =600)	86
3.24	Evolution de la longueur d'onde adimensionnée en fonction de nombre de Weber. Comparaison avec la bibliographie ([11], [106],[30]) en confi- guration cylindrique sans préfilm.	87
3.25	Série d'images de la nappe sur une période d'oscillation (V _G =28 m.s ⁻¹). 88	
3.26	Schéma explicatif de la fonction $L(y, t)$	89
3.27	Schéma explicatif de la longueur apparente $L_{app}(y, t)$	90
3.28	Schéma de la distribution de la fonction L, avec 3 paires de tirages. . .	90
3.29	Schéma de la distribution des fonctions L et L _{app}	91
3.30	Exemples de ruptures totales avec L _{app} (y, t) (ligne verte).	92
3.31	Histogramme des longueurs de ruptures apparentes pour les cas de rup- tures totales.	93
3.32	Densité de probabilité pour les fonctions L _{app} mesurées, calculées et L de l'itération 1.	93
3.33	Densité de probabilité pour des fonctions (a) L _{app} mesurées et calculées (b) L et L _{app} calculées.	94

3.34	(a) Image de la nappe isolée avant le post traitement. (b) Image de la nappe isolée après le post-traitement, les zones vertes sont celles où la nappe est perforée.	96
3.35	Images d'une nappe liquide avec (a) une rupture par perforation et (b) une rupture avec cluster. La ligne rouge représente $L_{app}(y, t)$ et la ligne verte la valeur la plus probable de $\overline{L_{app}(y)}$	96
3.36	Images instantannées pour une vitesse d'air de (a) 28 m.s ⁻¹ (b) 48 m.s ⁻¹ . La courbe rouge est la valeur moyenne de la longueur de rupture (obtenue manuellement pour $V_G=48\text{m.s}^{-1}$).	97
3.37	Schéma explicatif de l'ensemble de l'atomisation du liquide.	98
3.38	Image instantannée avec les clusters détectés entourés en rouge pour $V_G=28\text{m.s}^{-1}$	99
3.39	Image instantannée avec les clusters détectés entourés en rouge pour $V_G=48\text{m.s}^{-1}$	99
3.40	Évolution d'un cluster en fonction du temps à $V_G=28 \text{ m.s}^{-1}$	101
3.41	Évolution d'un cluster en fonction du temps à $V_G=48 \text{ m.s}^{-1}$	101
3.42	Densité spectrale de puissance pour différentes valeurs de x dans le cas de l'atomisation par cellules ($V_G=28 \text{ m.s}^{-1}$) pour (a) $S_{cluster}(x, t)$ et (b) $r(x, t)$	102
4.1	(a) Image instantannée du film liquide pour $V_G=43 \text{ m.s}^{-1}$ et $\text{Re}_\delta=600$. (b) Schéma d'une génératrice du film.	106
4.2	Extraction des fenêtres de calcul du coefficient $Corr$ ($V_G=43 \text{ m.s}^{-1}$, $\text{Re}_\delta=600$). Exemples de corrélations élevée (a) et faible (b).	107
4.3	Évolution axiale du coefficient de corrélation ($Corr$) dans la zone de préfilm pour plusieurs vitesses d'air ($\text{Re}_\delta=600$).	108
4.4	Cartographie des régimes d'onde du film liquide en fin de zone de préfilm pour différentes vitesses d'air et de nombres de Reynolds liquide.	109
4.5	Évolution axiale du profil $P(x, t)$ le long de la zone de préfilm à t fixé ($V_G=43 \text{ m.s}^{-1}$ $\text{Re}_\delta=600$). La ligne verticale rouge délimite la zone quasi périodique ($x < 22 \text{ mm}$).	110
4.6	Évolution du profil $P(x, t)$ pour deux temps séparés de 0.2 ms ($V_G=43 \text{ m.s}^{-1}$ $\text{Re}_\delta=600$).	110
4.7	Évolution axiale de la célérité des ondes dans le préfilm ($V_G=43 \text{ m.s}^{-1}$ $\text{Re}_\delta=600$). La ligne verticale rouge délimite la zone quasi périodique ($x < 22 \text{ mm}$).	111
4.8	Évolution axiale de la célérité des ondes dans le préfilm pour plusieurs vitesses d'air ($\text{Re}_\delta=600$).	112
4.9	Profil temporel (sur 300 ms) de $P(x, t)$ à $x=10.7 \text{ mm}$ ($V_G=43 \text{ m.s}^{-1}$, $\text{Re}_\delta=600$).	113
4.10	Spectre de densité de puissance à trois positions axiales 10.7 mm, 23.5 mm et 35.7 mm ($V_G=43 \text{ m.s}^{-1}$, $\text{Re}_\delta=600$).	113
4.11	Fréquence des ondes dans la zone initiale pour différentes vitesses de l'air et nombres de Reynolds liquide. Comparaison avec l'étude de Alekseenko et al [5].	114
4.12	Évolution de la longueur d'onde pour différentes vitesses de l'air ($\text{Re}_\delta=600$).	116

4.13	Évolution de la longueur d'onde pour différents nombres de Reynolds liquide ($V_G=40 \text{ m.s}^{-1}$).	116
4.14	Comparaison des longueurs d'onde spatiale mesurées et calculées avec les fréquences et les célérités des ondes ($\text{Re}_\delta=600$).	117
4.15	Schéma des raccords de vitesse. d_G et d_L sont les épaisseurs de la couche de vorticité dans la phase gazeuse et celle liquide respectivement.	118
4.16	Pulsation adimensionn�e en fonction du nombre d'ondes adimensionn�e pour plusieurs rapports de densité S pour un raccord (a) dans l'air et (b) dans l'eau (les cas $S = 0.01$ et $S = 0.001$ sont superposés).	119
4.17	a) Position de chaque fenêtre. Zoom sur une onde à (b) $V_G=28 \text{ m.s}^{-1}$ et (c) 48 m.s^{-1} . Chaque image est s�par�e de 2.7 mm. Les fenêtres W_1 et W_2 sont dans la zone de préfilm et la fenêtre W_3 au tout début de la nappe liquide (la dimension des fenêtres est de 1 mm x 5 mm)	120
4.18	évolution des coefficients de corrélation Corr_{1-2} et Corr_{2-3} en fonction de la vitesse d'air ($\text{Re}_\delta=600$).	121
4.19	Création d'une image combin�e à partir des trois champs de visualisation : "film", "film/nappe" et "y=0" ($V_G=28 \text{ m.s}^{-1}$ $\text{Re}_\delta=600$).	122
4.20	Images combin�es des trois champs de visualisation pour (a) $V_G=28 \text{ m.s}^{-1}$, (b) $V_G=48 \text{ m.s}^{-1}$ ($\text{Re}_\delta=600$).	123
4.21	Influence de la vitesse d'air sur les structures liquides : fin de préfilm et formation de la nappe (champ "film/nappe", $\text{Re}_\delta=600$).	124
4.22	Cartographie des régimes d'atomisation primaire en fonction de la vitesse d'air, du nombre de Reynolds liquide et du régime en fin de préfilm (ruptures par cellules en rouge, ruptures par ligaments en bleu).	125
4.23	Effet de la longueur du préfilm sur les structures liquides ($V_G=48 \text{ m.s}^{-1}$ $\text{Re}_\delta=600$).	126
4.24	4 images instantanées pour une longueur de préfilm de 8 mm ($V_G=43 \text{ m.s}^{-1}$, $\text{Re}_\delta=600$).	127
4.25	Images instantanées obtenues par ombroscopie pour différentes vitesses d'air avec une longueur de préfilm de 8 mm ($\text{Re}_\delta=600$). Les flèches blanches montrent une estimation des longueurs de rupture, le cercle bleu ($V_G=38 \text{ m.s}^{-1}$) un cluster, le cercle rouge ($V_G = 43 \text{ m.s}^{-1}$) des cellules, le cercle violet ($V_G=48 \text{ m.s}^{-1}$) des ligaments.	128
4.26	Images instantanées (redimensionn�es) du film et de la nappe liquide pour une longueur de préfilm de (a) 48 mm et (b) 8 mm ($V_G=43 \text{ m.s}^{-1}$, $\text{Re}_\delta=600$).	129
4.27	Images instantanées (redimensionn�es) du film et de la nappe liquide pour une longueur de préfilm de (a) 48 mm et (b) 8 mm ($V_G=38 \text{ m.s}^{-1}$, $\text{Re}_\delta=600$).	129
A.1	Schéma des raccords de vitesse. d_G et d_L sont les épaisseurs de vorticité dans la phase gazeuse et la phase liquide respectivement.	138
A.2	Pulsation adimensionn�e en fonction du nombre d'ondes adimensionn�e pour plusieurs rapports de S pour un raccord dans l'air.	139
A.3	Pulsation adimensionn�e en fonction du nombre d'ondes adimensionn�e pour un raccord dans l'eau. (les cas $S = 0.01$ et $S = 0.001$ sont superposés)	140

B.1	Nappe instantanée isolée pour $V_G=28 \text{ m.s}^{-1}$ et $Re_\delta=600$ où certaines zones de rupture de la nappe sont indiquées.	141
B.2	(a) Image binaire avec toutes les zones "vides" (b) Image remplie sans zones « vides » visibles.	141
B.3	(a) Masque des zones "vides" (b) Image instantanée.	142
B.4	(a) Image des zones vides uniquement (b) image sans écoulement.	142
B.5	Histogrammes pour les zones (a) sans liquide (zone rouge), (b) avec du liquide (zone verte) et (c) seulement éclairé (zone bleue).	143
B.6	Trou de la nappe détecté avec un seuil simple (≈ 300) appliqué sur les zone vides.	144
B.7	Trou de la nappe avec un seuil double	144
B.8	Image de la nappe (a) avant le traitement expliqué (b) après.	145
C.1	Image du masque des clusters.	147

Introduction

Cette thèse porte sur l'étude de l'atomisation d'un film liquide par un écoulement d'air cisailant. Elle a pour objet d'établir une meilleure compréhension des mécanismes en jeu.

Contexte

Si l'on trouve des traces de l'usage du procédé d'atomisation (division d'une substance en "fines" gouttelettes [34]) lors de la préhistoire (peinture dans les cavernes), c'est à partir de la révolution industrielle qu'il est utilisé à grande échelle. Aujourd'hui, les procédés d'atomisation sont employés dans tous les domaines allant de la santé (spray nasal), à l'agriculture (épandage de liquide) en passant par la transformation de l'énergie (injection de carburant dans une chambre de combustion). Concernant ce dernier point, en 2014 plus de 80% de l'électricité mondiale était produite par la combustion de combustible fossile [38].

L'un des objectifs du XXI^{ème} siècle est d'intégrer le développement durable dans notre société. Les énergies fossiles ont des réserves limitées et leur utilisation est peu respectueuse de l'environnement. Cependant de par leur densité énergétique, elles sont indispensables dans de nombreux domaines comme la production d'électricité et le transport. Dans l'aéronautique commerciale (transport de passagers et de fret), il est à l'heure actuelle impossible de remplacer les énergies fossiles. Il faut donc optimiser au maximum leurs utilisations. Comme l'a montré Arthur H. Lefebvre [59], ceci peut être réalisé par une meilleure qualité de l'atomisation des carburants liquides. Pour cela, une compréhension, toujours plus précise, des mécanismes d'atomisation est nécessaire. À l'*IMFT* (Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse), l'un des thèmes principal du groupe de recherche *PSC* (Particules, Sprays, Combustion) porte sur les instabilités de combustion [73]. Ces instabilités peuvent être destructrices pour les turbines à gaz, il est donc nécessaire de limiter leur présence et l'un des axes de recherche concerne les conditions de l'atomisation [6].

Dans le domaine de l'aéronautique, les injecteurs de type "airblast" ou "air-assisted" avec préfilm sont favorisés. Leur principe est de former un film liquide mince de fuel (1 millimètre d'épaisseur au maximum) par injection directe sur la paroi ou par projection. Un écoulement de gaz (avec une vitesse beaucoup plus élevée que celle du liquide) vient ensuite déstabiliser le film, ce qui produit l'atomisation du film liquide.

Ce type d'injecteur nécessite donc une source externe pour fournir un écoulement d'air important, mais il a l'énorme avantage de permettre une bonne atomisation pour une faible vitesse de liquide, ce qui limite la consommation d'énergie nécessaire à la mise sous pression du liquide. Ce type d'injecteur est privilégié pour les turbines à gaz d'avions où l'air ambiant circule à une grande vitesse et peut servir de source externe.

Un injecteur airblast avec préfilm peut être divisé en trois parties (figure 1) :

- Un film liquide qui se développe le long d'une zone appelée préfilm ; l'épaisseur du film dépasse rarement le millimètre.

- À la suite du préfilm, le film forme une nappe liquide qui est atomisée une première fois en ligaments ou grosses gouttes sous l'effet du cisaillement d'un écoulement d'air. Il s'agit de l'atomisation primaire.
- Les gouttes et ligaments, soumis eux aussi au cisaillement de l'écoulement d'air qui les entoure, sont atomisés une seconde fois, ce qui produit de fines gouttelettes. Ce phénomène est appelé atomisation secondaire.

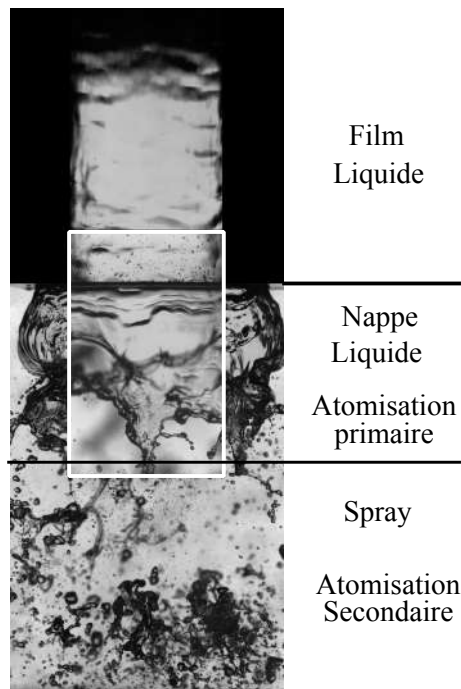


FIGURE 1 – Image d'un injecteur airblast développé au cours de cette thèse, du préfilm jusqu'à l'atomisation secondaire (méthode d'ombroscopie).

Problématique scientifique

À ce stade, nous savons que la réduction des émissions polluantes issues de la combustion, passe par une bonne qualité de l'atomisation. Concernant l'utilisation d'injecteurs à préfilm, plusieurs questions se posent :

- Quels sont les paramètres importants améliorant la qualité de l'atomisation : réduction du diamètre des gouttes, l'homogénéité des tailles de gouttes ou encore homogénéité en concentration des gouttes ?
- Sachant que l'atomisation primaire peut avoir un impact direct sur certaines caractéristiques de spray [63], quels sont les mécanismes entraînant la rupture de la nappe liquide ?
- Dans les conditions industrielles la présence d'un préfilm est quasi systématique, cependant son influence sur l'atomisation est encore mal comprise [107]. Existe-t-il un effet significatif du préfilm sur le processus d'atomisation ?

Démarche adoptée

C'est dans ce contexte que ces travaux de recherche ont été menés. Pour tenter d'apporter des réponses à ces questions, nous avons choisi une approche expérimentale avec une configuration sans combustion, sans évaporation dans des conditions ambiantes standards ($T=300$ K, $P=1$ bar). Les fluides sont ceux couramment utilisés dans ce type d'étude : de l'eau pour le liquide et de l'air pour le gaz. Nous nous sommes ensuite concentrés sur les instabilités présentes dans le film liquide et dans la nappe (atomisation primaire). L'atomisation secondaire ne sera pas abordée dans cette étude. Pour répondre à nos besoins, nous avons dimensionné et construit un nouveau dispositif expérimental où la formation du film liquide est réalisée à l'intérieur d'un tube en verre. Ce film est ensuite cisailé par un écoulement d'air interne. L'utilisation d'un tube en verre facilite un accès optique sur l'intégralité du préfilm, ce qui permet, à l'aide de la méthode d'ombroscopie, d'obtenir des données à partir de l'injection du liquide jusqu'au début de l'atomisation secondaire.

Plan du manuscrit

Ce manuscrit est divisé en quatre parties :

- La première partie est un état de l'art qui permet de faire un point sur les avancées concernant la formation des instabilités, ainsi que les caractéristiques des ondes dans un film liquide (célérité et fréquence de passage) et sur l'atomisation d'une nappe liquide avec ou sans la présence d'un préfilm. Ce regard permettra d'apporter certains éléments de réponses aux questions déjà posées.
- La seconde est consacrée au dispositif expérimental mis en place ainsi qu'aux méthodes d'imagerie utilisées.
- La troisième partie aborde la déstabilisation et la rupture de la nappe liquide à travers les résultats obtenus sur l'atomisation primaire. On montrera l'impact des écoulements d'air et d'eau sur l'angle initial de la nappe, les fréquences d'oscillation et les modes de rupture.
- La dernière partie concerne le comportement du film liquide et plus précisément les différents régimes d'écoulement (fonction des écoulements d'air et d'eau). Dans cette partie, le lien entre les instabilités du film et le mécanisme d'atomisation de la nappe liquide, est également étudié.

CHAPITRE 1

État de l'art

Ce premier chapitre présente l'état de l'art de l'atomisation d'une nappe cisailée par un écoulement d'air avec un préfilm (injecteur airblast avec préfilm). Dans un premier temps, une analyse des instabilités se formant proche de l'injection pour un film liquide est menée. Certaines grandeurs physiques (fréquence, célérité des ondes...) qui y sont associées, sont ensuite présentées ainsi que l'évolution des modèles développés afin de prédire ces instabilités. Dans un second temps la même analyse est réalisée pour la rupture d'une nappe liquide simple. Ce chapitre se termine par une analyse des principales études concernant des injecteurs airblast avec préfilm.

Sommaire

1.1 Film liquide	21
1.1.1 Formation des ondes	22
1.1.2 Grandeurs caractéristiques dans le film	23
1.1.3 Instabilités liées au cisaillement entre deux écoulements	25
1.2 Nappe liquide	27
1.2.1 Modes d'atomisation primaire	29
1.2.2 Grandeurs physiques de l'atomisation primaire	31
1.2.3 Étude théorique des instabilités de la nappe liquide	34
1.3 Rajout d'un préfilm avant la nappe liquide	36
1.4 Conclusion de l'état de l'art	39

1.1 Film liquide

L'étude d'un film liquide lent cisailé par un écoulement de gaz a commencé dans les années 1960 avec l'étude de Hall Taylor et al [40]. Dans la plupart des études, il s'agit de film d'eau ou de pétrole cisailé par un écoulement d'air.

Cette étude a été suivie par un grand nombre d'autres travaux utilisés pour caractériser les régimes établis d'écoulement qui sont répertoriés dans un article de revue de Berna et al [10]. D'autres études ont également été menées sur le régime annulaire (conditions similaires à celles de notre étude) comme par exemple les études de Pan et al [81] et de Schubring et al [93] [94] qui ont étudié l'épaisseur locale du film et la célérité des ondes.

Toutes les études présentées ont été réalisées loin de l'injection du liquide (plusieurs fois le diamètre du tube) [111] ce qui permet la formation de "disturbances waves" qui sont des regroupements de plus petites ondes 3D [3]. Les mécanismes permettant la formation de ces "disturbance waves" ont été très bien expliqués dans le récent article

de revue de Cherdantsev [19]. Ce type d'onde nécessite du temps pour se former, ce qui n'est pas le cas dans la zone de préfilm d'un injecteur par conséquent nous n'étudierons pas cette problématique dans cette thèse. La zone proche de l'injection est moins étudiée que le régime établi. Cependant, on notera les études d'Alekseenko et al [5] et de Cherdantsev et al [20] qui ont cherché à mieux comprendre la formation des "disturbances waves". Les travaux de Déjean [25] quant à eux, caractérisent l'impact du préfilm sur l'atomisation airblast. Pour cela, il améliore la méthode de mesure développée dans la thèse de Njifenju [78], afin de permettre une mesure 2D de l'épaisseur locale du film. Cela a permis de caractériser 3 régimes en fonction du rapport des vitesses gaz/liquide :

- Pour un rapport faible, les ondes à la surface de la zone de préfilm sont bidimensionnelles. Elles sont générées en sortie de l'injecteur et se propagent sur toute la zone de préfilm avec une faible amplitude.
- Pour un rapport moyen, les ondes restent bidimensionnelles mais avec des amplitudes plus importantes.
- Pour un rapport élevé, les ondes observables sont toutes tridimensionnelles. De plus une accumulation de liquide est visible au niveau de l'injection de liquide (également remarquée par Alekseenko et al [5]) mais aussi en fin de zone de préfilm du fait de l'épaisseur de la paroi.

Cette méthode a permis aussi d'observer les fréquences des instabilités présentes dans le film.

En combinant ces différentes études, il est possible de mieux comprendre les instabilités du film liquide proche de l'injection de liquide.

1.1.1 Formation des ondes

Comme cela est illustré sur la figure 1.1 ci-dessous, la formation des ondes se fait en plusieurs étapes.

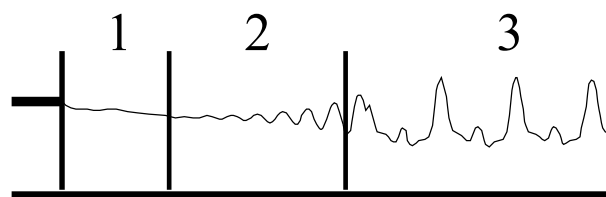


FIGURE 1.1 – Schéma explicatif de la formation des ondes du film liquide, inspiré du schéma de Alekseenko et al [4].

Dans un premier temps, on observe une zone stable (zone 1 de la figure 1.1), où l'épaisseur locale reste proche de celle du film initial voire légèrement supérieure [25]. Ceci s'explique par un cisaillement faible de cette zone. Ce faible cisaillement est lié à l'épaisseur de séparation entre les deux écoulements de gaz et de liquide où une recirculation d'air est générée comme dans le cas d'une marche descendante (figure 1.2).

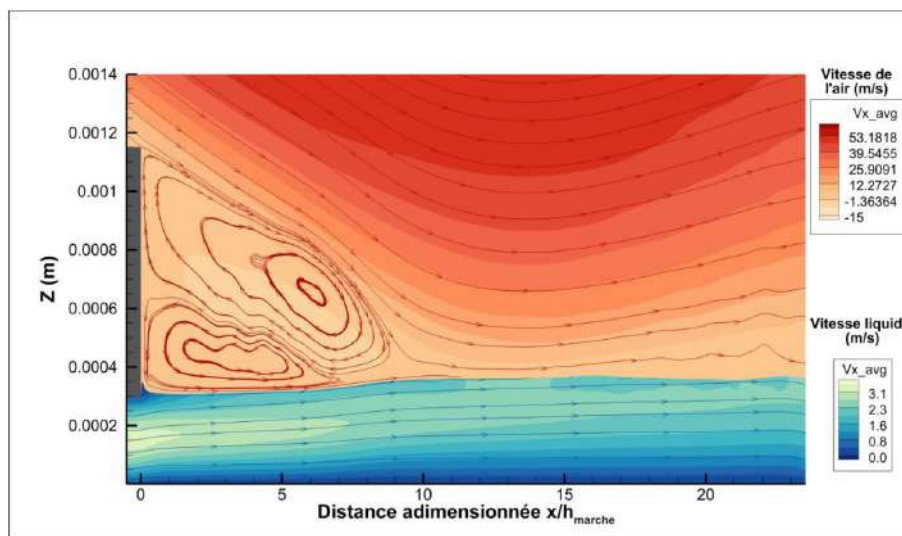


FIGURE 1.2 – Simulation numérique de la zone d'injection de liquide réalisée par Déjean et al [25] à l'aide du code SLOSH [105].

Cette recirculation limite le cisaillement lié à l'écoulement d'air, elle peut même être assez importante pour que du liquide remonte sur l'épaisseur de séparation voir même dans l'écoulement d'air comme l'a observé Alekseenko et al [5] et Dejean et al [25].

Durant l'étape suivante (figure 1.1, zone 2) la présence de l'écoulement de gaz nettement plus rapide que celui de liquide induit des instabilités de type Kelvin Helmholtz ce qui déforme la surface. L'amplitude des déformations croît linéairement le long du préfilm avec une longueur d'onde spécifique. Les instabilités de Kelvin Helmholtz ont largement été étudiées et seront développées plus en détail plus loin dans ce chapitre. Lorsque la déformation des ondes est trop importante, le cisaillement se produit à la crête de l'onde déformée. Cela étire la crête pour obtenir la forme typique des instabilités de Kelvin Helmholtz [43] (figure 1.3). Les ondes vont ensuite impacter le film pour créer des ondes instables (figure 1.1, zone 3). Les ondes instables ainsi obtenues coalescent pour former les "disturbance waves" [5].

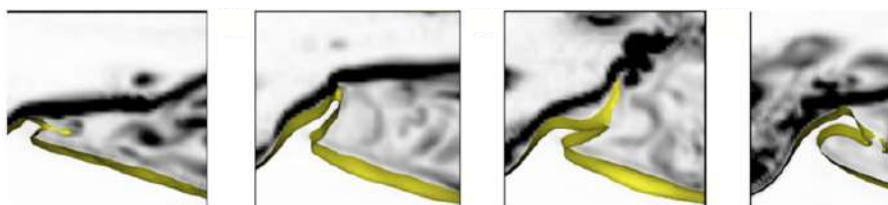


FIGURE 1.3 – Simulation numérique de la déformation d'une onde [1].

1.1.2 Grandeurs caractéristiques dans le film

Plusieurs grandeurs physiques permettent de caractériser le film et l'impact des différents paramètres des écoulements sur ces grandeurs sera expliqué dans cette section.

Célérité des ondes

La célérité des ondes est l'une des caractéristiques des ondes, elle permet de mieux comprendre la dynamique des instabilités du film.

En 1986, Dimotakis [28] montre en utilisant les travaux de Coles [21] qu'il est possible dans le cas bidimensionnel d'appliquer les équations de Bernoulli pour définir la célérité des ondes. Dans le cas de deux écoulements de vitesses et de densités différentes la célérité V_{wave} peut ainsi être exprimée avec l'équation suivante :

$$V_{wave} = \frac{\sqrt{\rho_1} \cdot V_1 + \sqrt{\rho_2} \cdot V_2}{\sqrt{\rho_1} + \sqrt{\rho_2}} \quad (1.1)$$

Dans les conditions usuelles des injecteurs airblast, la célérité des ondes obtenue grâce à l'équation 1.1 est de quelques mètres par seconde. Cet ordre de grandeur est similaire aux observations faites par Bhayaraju [12]. Il note des ondes autour de 3 m.s^{-1} pour ses conditions expérimentales, mais aussi pour celles de Ben Rayana [9]. Les études réalisées par Alekseenko et al [5] et Cherdantsev et al [20] montrent des célérités d'onde entre 2 et 4 m.s^{-1} proche de l'injection de liquide. Elles augmentent jusqu'à 7 m.s^{-1} , pour le cas le plus extrême, c'est-à-dire loin de l'injection. L'augmentation de la célérité pourrait être expliquée par la présence des "disturbance waves" qui sont normalement plus rapides que les "ondes initiales". Leurs recherches ont aussi permis de montrer une influence quasi linéaire des vitesses des écoulements de gaz et d'eau sur la célérité des ondes. L'influence de la nature des deux écoulements n'a pas été étudiée pour les ondes proches de l'injection de liquide. Toutefois des études ont été réalisées pour des régimes établis dont celui des "disturbance waves". À titre d'exemple, Salque et al [89] notent une forte diminution de la célérité des ondes en augmentant la viscosité du liquide.

Fréquence de passage des ondes

Deux instituts ont étudiés les instabilités proches de l'injection. Le premier au Kutateladze Institute of Thermophysics (Russie) avec entre autre les travaux de Sergey Alekseenko et de son équipe. Ces études ont pour but de mieux comprendre la formation des "disturbance waves". Pour cela ils réalisent des mesures de *LIF* (Laser-Induce Fluorescence) haute fréquence [2] et plus récemment d'ombroscopie [3]. Au cours de ces études, ils remarquent des fréquences une dizaine de fois plus élevées que celles des "disturbance waves". Dans ces expériences, le film liquide est d'une épaisseur de $500 \mu\text{m}$. Les fréquences observables augmentent lorsque la vitesse des écoulements augmentent. Cependant, elles deviennent indépendantes des vitesses de liquide pour des vitesses d'air élevées.

Le second institut est le Laboratoire des Ecoulements Geophysique et Industriel (*LEGI*) à Grenoble avec les travaux dirigés par Emmanuel Villermaux et Alain Cartel-lier. Ces recherches ont commencé avec celle de Raynal [85] qui a étudié les instabilités dans un cas plan ou axisymétrique (jet liquide) avec une épaisseur de film de l'ordre du centimètre. La figure 1.4 répertorie les fréquences en fonction des vitesses des deux écoulements mesurées par Raynal, à gauche pour le jet et à droite pour le cas plan. Ces mesures ont été faites pour une large gamme de vitesse ce qui lui permet d'obtenir un

MFR (Momentum Flux Ratio, éq. 1.2) entre 0.05 et 2000.

$$MFR = \frac{\rho_G \cdot V_G^2}{\rho_L \cdot V_L^2} \quad (1.2)$$

Les fréquences dépendent dans ces deux cas de la vitesse du gaz mais aussi de celle du liquide en particulier si la vitesse de gaz est faible. Les deux configurations observées montrent des fréquences très différentes pour des vitesses similaires (entre 15 et 90 $m.s^{-1}$). Elles sont mesurées entre 10 et 100 Hz pour le cas plan et entre 100 et 1000 Hz pour le cas du jet. Il observe expérimentalement : $f = C \cdot (V_{wave}/\delta_G)$ où δ_G est l'épaisseur de vorticité et où C est une constante qui vaut 8.10^{-3} pour le cas plan et $3.2.10^{-2}$ pour le cas du jet. Cette différence s'explique selon l'auteur par l'écart des deux géométries (plan et jet).

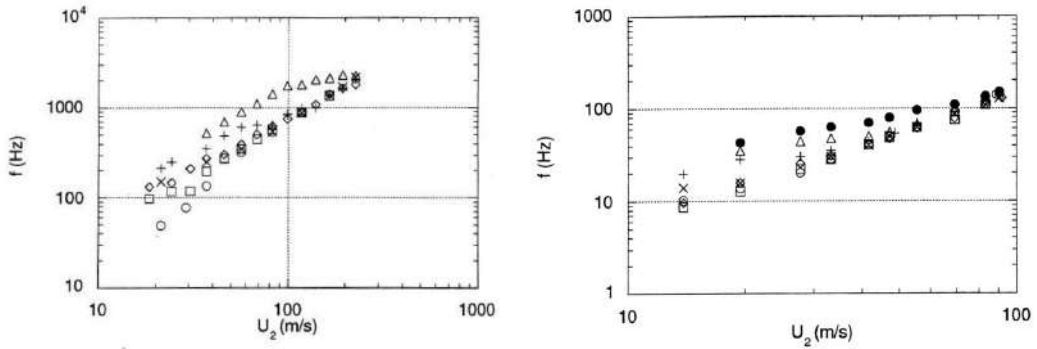


FIGURE 1.4 – Fréquence des instabilités en fonction de la vitesse gaz sur un injecteur coaxial à gauche et sur un injecteur plan à droite d'après Raynal [85]. U_2 correspond à V_G .   gauche vitesse liquide V_L en $m.s^{-1}$, \circ : 0.11, \square : 0.42, \diamond : 0.78, \times : 0.78, $+$: 1.4, \triangle : 2.8 .   droite vitesse liquide V_L en $m.s^{-1}$, \circ : 0.069, \square : 0.11, \diamond : 0.19, \times : 0.28, $+$: 0.55, \triangle 0.83, \bullet : 1.11.

Cependant les expériences de Marmottant [68], ainsi que celle de Ben Rayana [9], montrent une similarité des deux configurations malgré les résultats de Raynal ($C = 2.5.10^{-2}$ pour le cas plan et $C = 2.2.10^{-2}$ pour le cas du jet). Ben Rayana montre aussi un impact non linéaire de l'épaisseur de séparation entre les deux écoulements (qu'il nomme couteau). Dans le cas où l'épaisseur du couteau est plus importante que celle de l'épaisseur de couche limite du gaz δ_G , les fréquences diminuent fortement. L'influence du swirl dans le film liquide a été  tudi e [70] et ne semble pas avoir d'impact sur les instabilités de l'interface.

1.1.3 Instabilités li es au cisaillement entre deux écoulements

L'atomisation dans un injecteur airblast est produite par le cisaillement entre deux écoulements (avec des vitesses et des densités différentes). Les instabilités produites ont pour nom "instabilités de Kelvin-Helmholtz" en hommage aux deux chercheurs ayant travaill e les premiers à leur compréhension.

Hermann Von Helmholtz [43] est le premier à observer et à décrire l'instabilité li e au cisaillement. Il observe que dans le cas de deux écoulements avec une différence

de vitesse (figure 1.5a), si une petite perturbation déforme l'interface entre les deux écoulements alors elle fait varier la surface de passage local. Cela montre, en utilisant les équations de Bernoulli, que la pression varie inversement et ainsi amplifie la déformation de l'interface (figure 1.5b). Ce phénomène modifie également le cisaillement au niveau des crêtes des ondes, ce qui induit une déformation des ondes pour obtenir des interfaces en rouleau typique (figure 1.6).

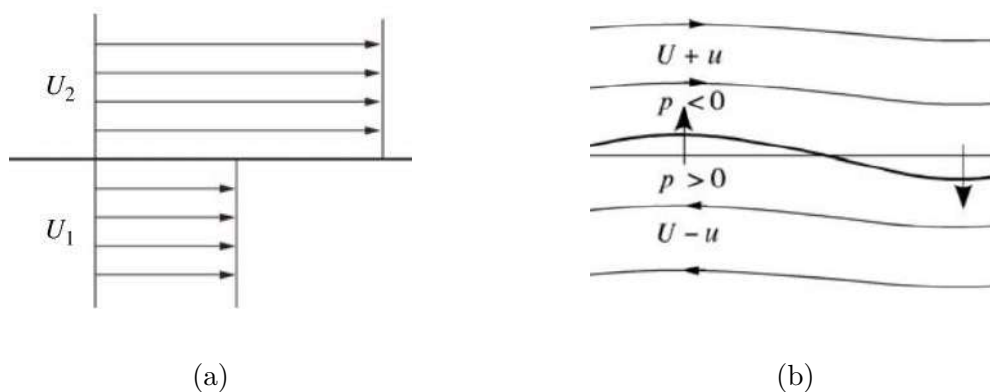


FIGURE 1.5 – Évolution de l'interface entre deux fluides, avec l'indice 2 relatif au gaz et l'indice 1 au liquide [18].

La figure 1.6 montre les résultats obtenus par l'expérience de Reynolds [86] pour étudier cette instabilité (expérience refaite par Thorpe [103]). Deux écoulements sont superposés dans un tube avec le plus dense (saumure coloré) au-dessous du plus léger (eau). Lorsque le tube est incliné les deux liquides se déplacent dans des directions différentes sous l'effet de la gravité, ce qui produit du cisaillement et donc des instabilités de Kelvin-Helmholtz.

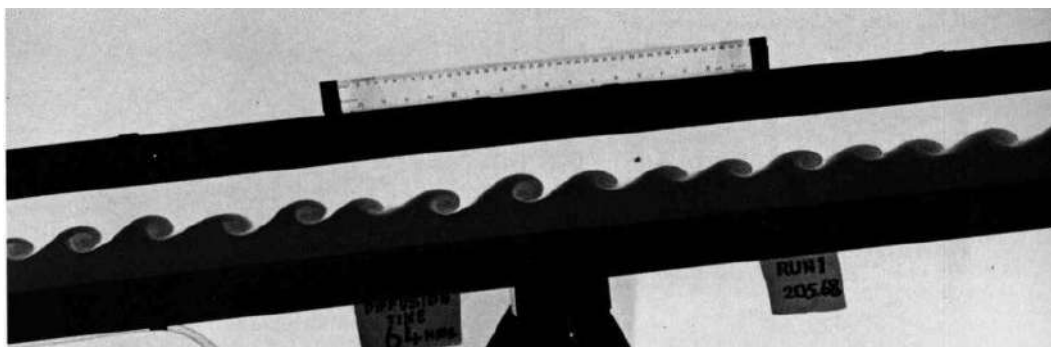


FIGURE 1.6 – Expérience de Thorpe [103] sur l'instabilité de Kelvin-Helmholtz, photo de Dyke [104].

D'un point de vue théorique, Lord Kelvin [52] a étudié la stabilité linéaire du problème. Pour cela, il a utilisé des conditions aux limites simplifiées de deux écoulements parallèles avec un saut de vitesse à l'interface (figure 1.5a). Cependant avec ces conditions initiales, la solution analytique obtenue traduit une croissance infinie pour les

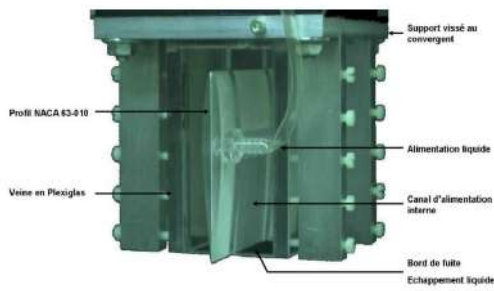
faibles longueurs d'onde, ce qui n'est pas possible en physique. Ce non-sens physique est lié à l'hypothèse de non viscosité des écoulements qui ne permet pas de caractériser correctement les instabilités. Pour prendre en compte la viscosité mais aussi mieux comprendre l'influence d'autres caractéristiques physiques, des études ont été réalisées par Miles [75] [76] et Michalke [74]. Ils ont observé qu'un raccord dans les profils de vitesse (tangentes hyperboliques dans le cas de Michalke) permet d'obtenir une solution analytique physique. Toute cette partie est bien expliquée dans le livre de François Charru [18]. Pour notre étude, le modèle de Raynal [85] sera utilisé. Il permet, en utilisant les équations d'Euler avec deux écoulements de vitesses et de densités différentes, de définir le taux de croissance des différents nombres d'onde (longueurs d'onde). Pour cela, un raccord linéaire entre les deux vitesses est utilisé pour schématiser la viscosité et un saut de densité. Ce modèle est simple mais permet d'avoir des résultats proches de ceux obtenus lors des expériences. Le modèle de Raynal est expliqué plus en détail dans l'ANNEXE A.

1.2 Nappe liquide

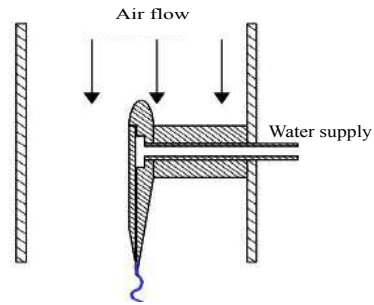
La nappe liquide se compose, à l'instar du film liquide, d'une fine épaisseur de liquide qui peut être de forme plane ou cylindrique. La différence majeure entre le film et la nappe est la présence d'une paroi dans le cas du film, paroi qui n'est pas présente dans le cas de la nappe. Ceci permet d'ajouter un second écoulement de gaz pour cisailer l'écoulement de liquide.

Différentes méthodes sont possibles pour former une nappe liquide [31] [56], pour le cas de nappe cisailée deux sont privilégiées. Une de ces méthodes consiste à créer la nappe liquide à l'extrémité d'un profil d'aile qui est ensuite inséré dans une soufflerie (figure 1.7a-d). Une autre est de produire indépendamment chaque écoulement et de les réunir ensuite (figure 1.7e-h). Ces deux méthodes, comme on peut le voir sur la figure 1.7, sont utilisées pour produire des nappes plane ou cylindrique.

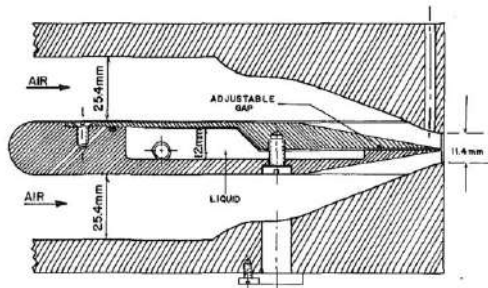
La table 1.1 répertorie les conditions expérimentales de certaines des études sur l'atomisation d'une nappe liquide. Les vitesses de liquide sont assez faibles de l'ordre du mètre par seconde, alors que celles du gaz sont nettement plus élevées avec en moyenne plusieurs dizaines de mètres par seconde, ce qui est nécessaire pour provoquer l'atomisation de la nappe en fines gouttelettes. Concernant l'épaisseur de la nappe, elle varie beaucoup selon les études, de 90 μm pour celle de Rizk et al [87], jusqu'à 1000 μm pour celle de Wahono et al [106].



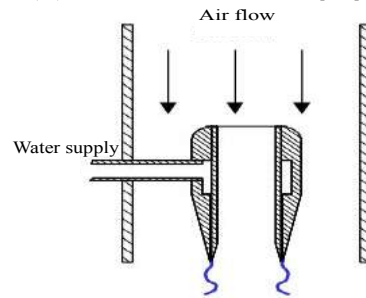
(a) Larricq et al [54]



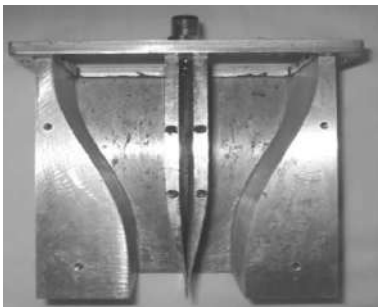
(b) Berthoumieu et al [11]



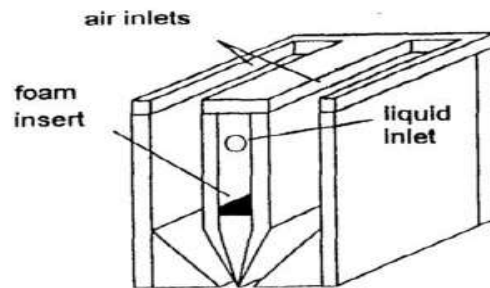
(c) Rizk et al [87]



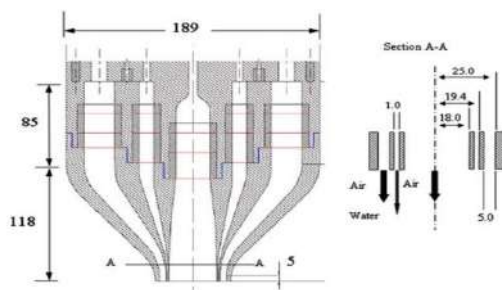
(d) Berthoumieu et al [11]



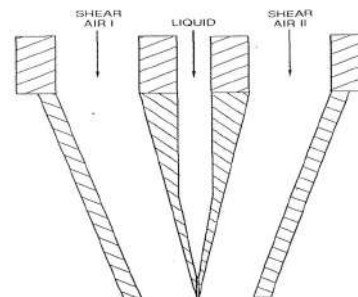
(e) Lozano et al [61]



(f) Lozano et al [64]



(g) Wahono et al [106]



(h) Stapper et al [91]

FIGURE 1.7 – Différents injecteurs utilisés pour l'étude de la nappe.

Étude	Réf	Écoulement liquide en $m.s^{-1}$	Écoulement gaz en $m.s^{-1}$	Épaisseur liquide en μm
Larricq et al	[54]	0.8 à 8	17 à 63	300
Berthoumieu et al	[11]	0.6 à 6.4	30 à 80	300
Rizk et al	[87]	1 à 5	54.8 à 121.9	90 à 380
Lozano et al.1	[61]	0 à 4.16	0 à 80	500
Lozano et al.2	[64]	0.2 à 2.45	8 à 65	950
Wahono et al	[106]	1 à 3	0 à 29	1000
Stapper et al	[91]	1 à 5	0 à 60	508
Carvalho et al	[16]	0.7 à 6.4	15 à 39	700
Mansour et al	[66] [67]	0.8 à 16	18 à 120	254

TABLE 1.1 – Récapitulatif des conditions expérimentales de différentes études sur les nappes liquides sans zone de préfilm.

1.2.1 Modes d'atomisation primaire

La rupture de la nappe peut être induite par différents mécanismes (modes de rupture) en fonction des instabilités qui la dominent.

Des études [66] [16] ont analysé le cas d'une nappe liquide sans écoulement d'air (figure 1.8). Dans ce cas les bords de la nappe, sous l'effet de la tension de surface, se rejoignent pour former un jet liquide. Avec une augmentation suffisante de la vitesse, des perforations dans la nappe apparaissent ce qui peut aller jusqu'à la rupture totale de la nappe [31], toutefois aucune goutte n'est produite dans cette configuration.

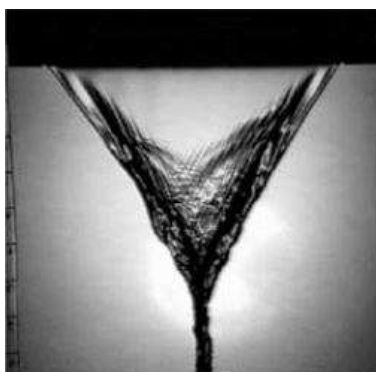


FIGURE 1.8 – Nappe liquide sans vitesse de gaz et une vitesse de liquide faible, Carvalho et al [16].

C'est donc la présence de (ou des) écoulement(s) de gaz qui provoque les instabilités permettant d'atomiser la nappe. La description des modes de rupture a commencé au début des années 1990 avec les études de Mansour et Chigier [66] et de Stapper et Samulsen [90]. Leurs observations montrent les mêmes modes de rupture : des ruptures par cellules pour des vitesses de gaz faibles et des ruptures par ligaments lorsque la vitesse de gaz augmente suffisamment. L'explication physique de changement de mode

diffère.

Mansour et Chigier utilisent la domination d'un des deux modes que Squire[102] introduit lors de son analyse de stabilité.

Stapper et Samulsen quant à eux, supposent que c'est la prépondérance des ondes longitudinales ou transversales dans la nappe qui guide le mode d'atomisation. Des résultats récents montrent que cette dernière explication semble plus cohérente [31]. Lozano [62] a proposé l'utilisation du rapport de quantité de mouvement (MR , éq. 1.3) pour classer les modes d'atomisation. Ce rapport permet entre autres de prendre en compte l'épaisseur de la nappe liquide qui lors de différentes études [87] [62]... semble avoir une influence sur certaines caractéristiques physiques de l'atomisation.

$$MR = \frac{\rho_G \cdot V_G^2 \cdot \delta_G}{\rho_L \cdot V_L^2 \cdot \delta} \quad (1.3)$$

Plus récemment Fernandez [32] utilise le rapport des flux de quantité de mouvement (MFR , éq. 1.2).

Il répertorie quatre régimes en fonction du MFR :

- Si le MFR est inférieur à 0.5, alors les instabilités longitudinales et transversales ont une croissance similaire ce qui forme des cellules organisées à l'intérieur de la nappe (figure 1.9). Ce type de rupture, similaire aux ruptures de sacs pour les gouttes [58], produit de grosses gouttes au niveau des ligaments et de fines gouttes lors de la rupture de la membrane (zone interne de la cellule). Ce mode de rupture est nommé "régime de rupture par cellules".

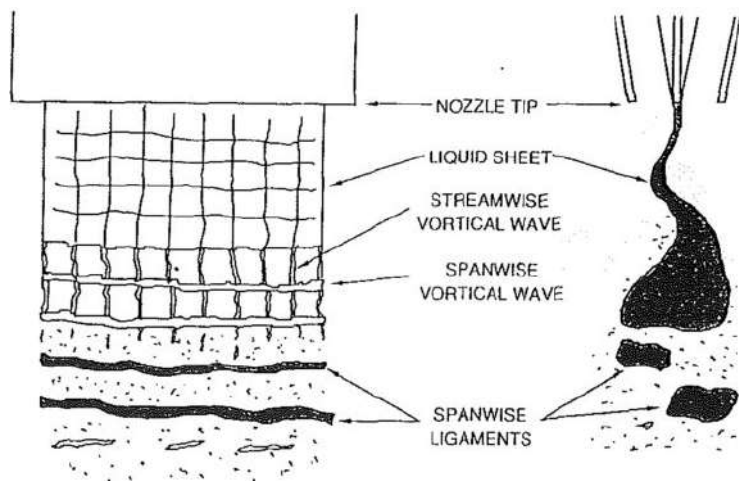


FIGURE 1.9 – Régime d'atomisation par cellules, Stapper et Samulsen[90].

- Si le MFR est compris entre 0.5 et 4, le cisaillement de l'air augmente ce qui rend les instabilités longitudinales prédominantes par rapport aux transversales. Dans ce cas les cellules ne sont plus observables et laissent la place à des ligaments (figure 1.10). Ce régime se nomme "régime de rupture par ligaments".

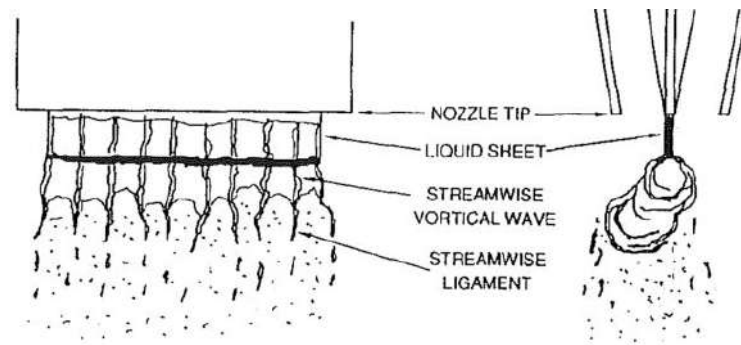


FIGURE 1.10 – Régime d'atomisation par ligaments, Stapper et Samulsen[90].

- Si le MFR est compris entre 4 et 22, la nappe liquide est trop cisailée pour se former et uniquement quelques structures locales se forment (cellules ou ligaments). Ce régime se nomme "atomisation par nappe déchirée".
- Si le MFR est supérieur à 22, dans ce cas aucune instabilité n'est visible, ce régime se caractérise par la présence de membranes et sa rupture n'est réalisée ni par des ligaments ni par des cellules. Ce régime est nommé "atomisation par membrane".

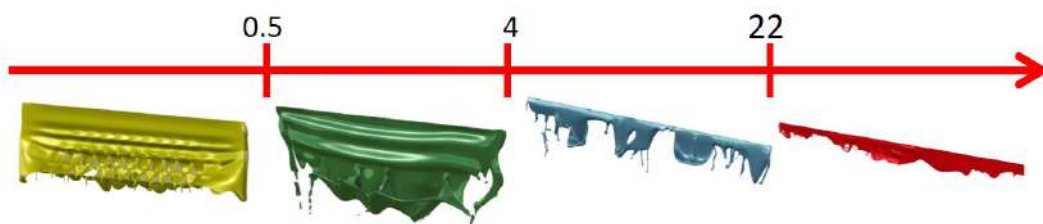


FIGURE 1.11 – Classification des modes de rupture de la nappe liquide en fonction du MFR , Fernandez [32].

Le mode de rupture à un impact sur les grandeurs physiques de la nappe (angle, longueur de rupture, fréquence...) ce qui a permis à Lozano et al [63] de répertorier 6 différents régimes en fonction de la fréquence de l'angle de spray. Dans cette étude les MFR sont assez faibles, entre 0.04 et 0.4.

1.2.2 Grandeurs physiques de l'atomisation primaire

L'une des premières études réalisées sur l'atomisation est celle de Rizk et Lefebvre en 1980 [87]. Ces travaux étudient l'impact des vitesses mais aussi de l'épaisseur de la nappe sur le diamètre des gouttes; diamètre qui diminue avec l'épaisseur de la nappe, la vitesse du liquide et l'augmentation de la vitesse du gaz. Le diamètre des gouttes est l'une des plus importantes caractéristiques de l'injection. Il est le résultat de l'atomisation primaire et secondaire. Cependant pour des questions techniques notre étude ne les mesure pas et l'on se concentrera sur les caractéristiques de l'atomisation primaire seule. On s'intéressera donc en particulier à l'angle de spray, la longueur de rupture et la fréquence des instabilités de la nappe.

L'angle de spray

L'angle de spray peut être divisé en deux :

1/ l'angle initial qui est l'angle entre l'injection de liquide et la position moyenne de la nappe. Cet angle est souvent décrit dans les cas cylindriques avec prefilm car il est non nul uniquement si le liquide est cisailé par un seul écoulement d'air,

2/ l'angle de dispersion de la nappe, angle qui est pour sa part souvent étudié dans les configurations planes.

Lozano et al [64] en étudiant l'angle de dispersion observent une évolution complexe avec la vitesse des deux écoulements. L'angle pour une vitesse d'air donnée augmente avec la vitesse du liquide jusqu'à atteindre un maximum avant de diminuer. Lorsque la vitesse d'air augmente, l'angle maximum diminue et est obtenu pour une vitesse de liquide plus élevée, la diminution qui suit est ensuite plus lente. Cette observation est aussi visible de façon très claire dans l'étude de Carvalho et al [16] (figure 1.12) et de Lavergne et al [55]. Le changement brutal du comportement de l'angle de spray est dû au changement de mode d'atomisation primaire.

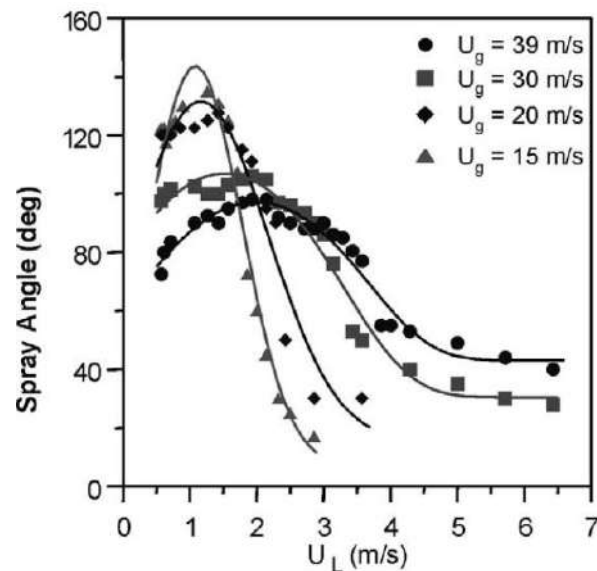


FIGURE 1.12 – Evolution de l'angle de dispersion de la nappe en fonction de la vitesse de liquide et pour différentes vitesses d'air, Carvalho et al [16].

Longueur de rupture de la nappe

La longueur de rupture est la distance verticale entre l'injection du liquide (début de la nappe liquide) et sa rupture. Toutefois si la définition est simple à comprendre, il existe des subtilités dues aux techniques de mesures utilisées.

Pour une géométrie cylindrique, il faut considérer la longueur de rupture globale qui prend en compte la superposition de la nappe (figure 1.13) comme dans l'étude de Carvalho et al [15].

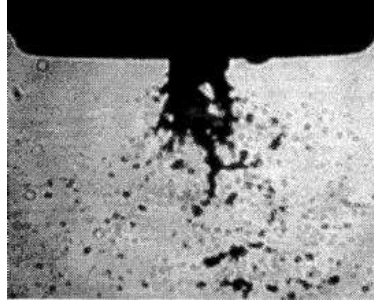


FIGURE 1.13 – Image d’une nappe liquide cylindrique par ombroscopie, Carvalho et al [16].

Afin de déterminer les longueurs de rupture, certains auteurs ont proposé des corrélations empiriques. La table 1.2, répertorie les puissances affectées aux paramètres physiques dans certaines corrélations. On observe que, dans les différentes corrélations, l’augmentation des caractéristiques du gaz diminue les longueurs de rupture car la puissance affectée est négative. À l’inverse, l’augmentation des caractéristiques du liquide augmente aussi les longueurs de rupture car la puissance affectée est positive. Cependant leur impact précis est compliqué à définir car la puissance varie souvent du simple au double d’une corrélation à l’autre.

Étude	Réf	Puissance							
		V_G	V_L	δ_G	δ	ρ_G	ρ_L	σ	μ_G
Carvalho et al	[15]	-1.38	1.38	0	1	0	0	0	0
Park et al	[83]	-2	1	0	0.5	-1.5	1	0.5	0
Fernandez	[32]	-2	1.25	-0.5	1.25	-0.75	0.5	0.5	-0.25
Déjean	[25]	-1	0.6	-0.25	0.6	0	0	0	0

TABLE 1.2 – Récapitulatif des puissances affectées aux différents paramètres intervenant dans les corrélations pour déterminer les longueurs de rupture.

Carvalho et al [15] ont étudié l’impact de la vitesse de l’écoulement d’air interne et externe ainsi que la présence du swirl dans l’écoulement externe. Il observe une influence plus faible de l’écoulement externe ($V_{G,externe}^{-0.57}$) que celle de l’écoulement interne ($V_{G,interne}^{-1}$), la présence du swirl dans l’écoulement d’air externe augmente son influence sur la longueur de rupture ($V_{G,externe}^{-0.96}$).

Fréquence d’oscillation de la nappe

Le cisaillement de l’écoulement d’air entraîne le développement des instabilités dans la nappe liquide. Comme il n’y a plus de paroi, les instabilités modifient la position de la nappe liquide ce qui se traduit visuellement par une oscillation de la nappe.

La table 4.2, répertorie les puissances affectées aux paramètres physiques dans plusieurs corrélations. Les caractères stabilisant ou déstabilisant des paramètres sont cohérents dans les diverses corrélations à l’exception de la densité du liquide et de la

tension de surface. Cependant, pour les fréquences comme pour les longueurs de rupture, l'impact précis de chaque paramètre semble compliqué à définir à l'exception de la vitesse du gaz qui semble proportionnelle à la fréquence de battement. Ces écarts peuvent être expliqués par la complexité des mesures mais aussi par des paramètres géométriques qui sont très complexes à "isoler" pour permettre une étude précise de leur impact.

Etude	Réf	Puissance							
		V_G	V_L	δ_G	δ	ρ_G	ρ_L	σ	μ_G
Mansour et al	[67]	1							
Carvalho et al	[16]	0.72	0.28	0	-1	0.38	-0.38	0	0
Fernandez	[32]	1	0	-0.5	-1.25	0	0.25	0.25	0.5
Larricq	[54]	1	0	0	-1	0.5	-0.5	0	0
Lozano et al	[62]	1	0	-0.5	-0.5	0	0	0	0
Arai et al	[7]	1	0.15	0	-0.35	0.5	0.65	-1	-0.15

TABLE 1.3 – Récapitulatif des puissances affectées aux différents paramètres intervenant dans les corrélations pour déterminer les fréquences d'oscillation.

L'ajout de swirl dans l'écoulement d'air a aussi été étudié par Lavergne et al [55]. Dans ce cas, ils notent une augmentation de la valeur des fréquences.

Une autre approche a été réalisée par Déjean et al [26]. Dans cette approche, ils assimilent le comportement de la nappe à celui d'un drapeau. De cette façon, ils utilisent l'étude théorique de Argentina et al [8] pour prédire les fréquences de battement de la nappe (éq. 1.4, où L est la longueur de rupture). Ces fréquences sont ensuite comparées aux résultats expérimentaux où les auteurs observent une bonne correspondance entre les deux compte tenu des approximations nécessaires.

$$f \sim \frac{1}{2\pi} \cdot \sqrt{\frac{\rho_G V_G^2}{\rho_L \delta L}} \quad (1.4)$$

1.2.3 Étude théorique des instabilités de la nappe liquide

Les instabilités présentes dans la nappe liquide sont similaires à celles du film (Kelvin-Helmholtz). Cependant dans le cas du film liquide, la paroi limite le déplacement du liquide, ce qui permet deux modes : un symétrique et l'autre antisymétrique observables théoriquement dans le cas d'une nappe plane [102] [97] (figure 1.14) et cylindrique [84]. Ces deux études montrent une plus faible croissance des modes symétriques par rapport aux antisymétriques.

Des simulations numériques réalisées par Crapper et al [24] montrent une similarité des fréquences d'instabilité entre le cas d'une nappe plane et celui d'une nappe cylindrique d'un rayon supérieur à 10 mm.

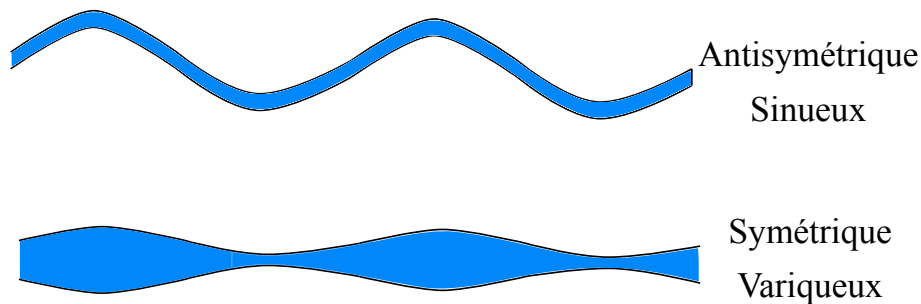


FIGURE 1.14 – Schématisation des modes antisymétrique et symétrique, d'après la description de Squire [102].

Une analyse de stabilité détaillée a été réalisée dans le livre de Subrahmanyan Chandrasekar [17]. Son étude reprend la même méthode que celle expliquée dans la section concernant les instabilités du film mais en rajoutant l'impact de la gravité et de possibles effets thermiques, cela pour différentes géométries (nappe plane, cylindrique ou jet liquide).

Des méthodes plus complexes nécessitant des résolutions numériques ont ensuite été réalisées, comme l'étude paramétrique de Shen et al [99] [98]. Cette étude analyse l'impact des différents paramètres des écoulements mais surtout l'impact de certains paramètres géométriques sur les modes symétriques et antisymétriques.

Les effets de la viscosité et de la tension de surface pour le cas de vitesses d'air faibles ont été étudiés par Cousin et Dumouchel [23] sur une nappe plane et par Jeandel et Dumouchel [50] sur le cas plus généraliste d'une nappe cylindrique. Ils montrent un effet stabilisant de la viscosité, qui peut être influencé par d'autres paramètres, mais aussi l'effet de la tension de surface qui varie selon le diamètre interne de la nappe.

Pour des nombres de Weber importants, la configuration des écoulements d'air ne semble pas avoir d'impact sur le nombre d'onde le plus instable [60]. Cependant le mode dominant peut être modifié. En effet, usuellement le mode antisymétrique est plus important [99] mais dans le cas d'un écoulement externe seul le mode symétrique devient prédominant [29].

L'ajout de swirl dans les écoulements d'air a aussi été étudié [60]. Sa présence augmente le taux de croissance ainsi que le nombre d'onde le plus instable mais il transforme aussi le mode dominant de antisymétrique à hélicoïdal.

Des modèles 3D (figure 1.15) ont ensuite été développés pour simuler l'intégralité de la nappe ce qui permet de prédire les instabilités de la nappe mais aussi les longueurs de rupture de la nappe. À titre d'exemple, on peut citer les travaux d'Ibrahim et al [47] [48] et Yan et al [109] [110] pour le cas d'une nappe cylindrique et de Hosseinalipour et al [44] pour le cas d'une nappe conique ainsi que de Fuster et al [33] pour le cas d'un jet liquide. Ces modèles donnent des résultats similaires à ceux obtenus expérimentalement.

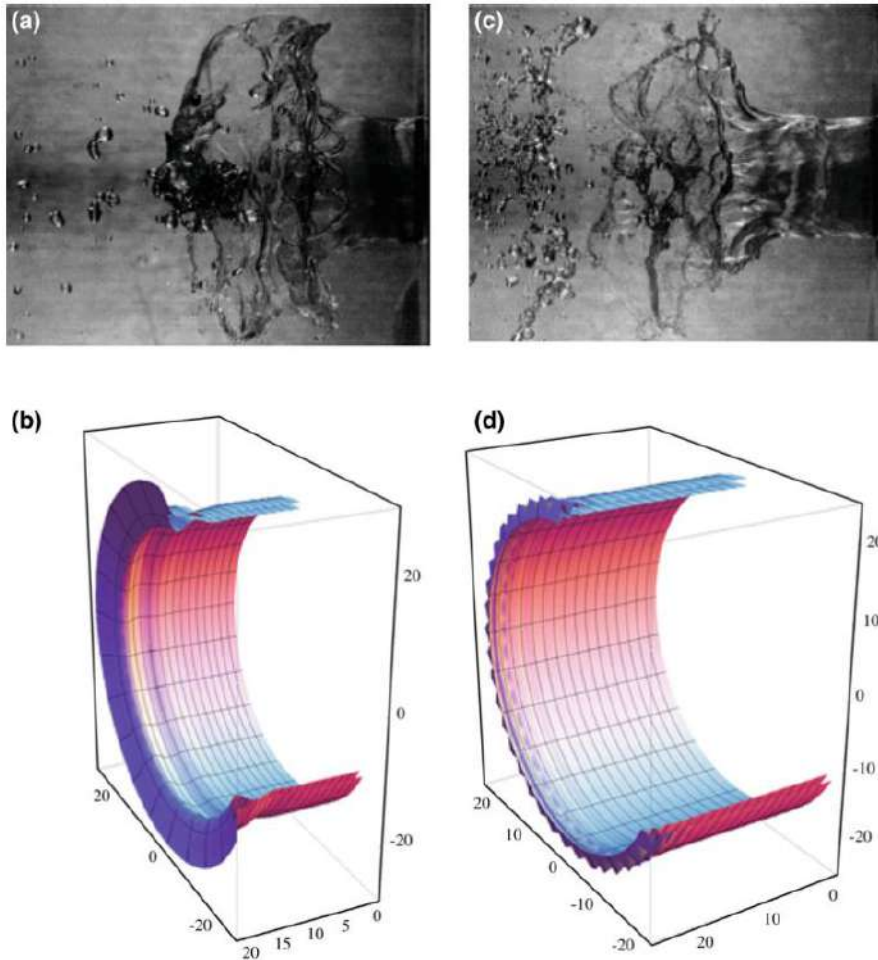


FIGURE 1.15 – Évolution de la surface d'une nappe cylindrique : (a), (c) résultats expérimentaux [77] and (b), (d) prédictions du modèle de Yan et al [109]. Pour (a), (b) $V_G=14 \text{ m.s}^{-1}$ et $V_L=1.1 \text{ m.s}^{-1}$ pour (c), (d) $V_G=27 \text{ m.s}^{-1}$ et $V_L=2.1 \text{ m.s}^{-1}$.

Même si la compréhension de certains phénomènes locaux, comme la rupture des cellules, reste très complexe à simuler mais aussi à visualiser expérimentalement, toutes ces études permettent de comprendre de mieux en mieux le comportement global des instabilités présentes dans la nappe liquide.

1.3 Rajout d'un préfilm avant la nappe liquide

D'un point de vue industriel peu d'injecteurs airblast sont sans zone de préfilm (figure 1.16), c'est à dire une zone où un film liquide mince est développé avant d'être atomisé. Les conditions de fonctionnement sont logiquement similaires à celles du cas d'une nappe liquide.

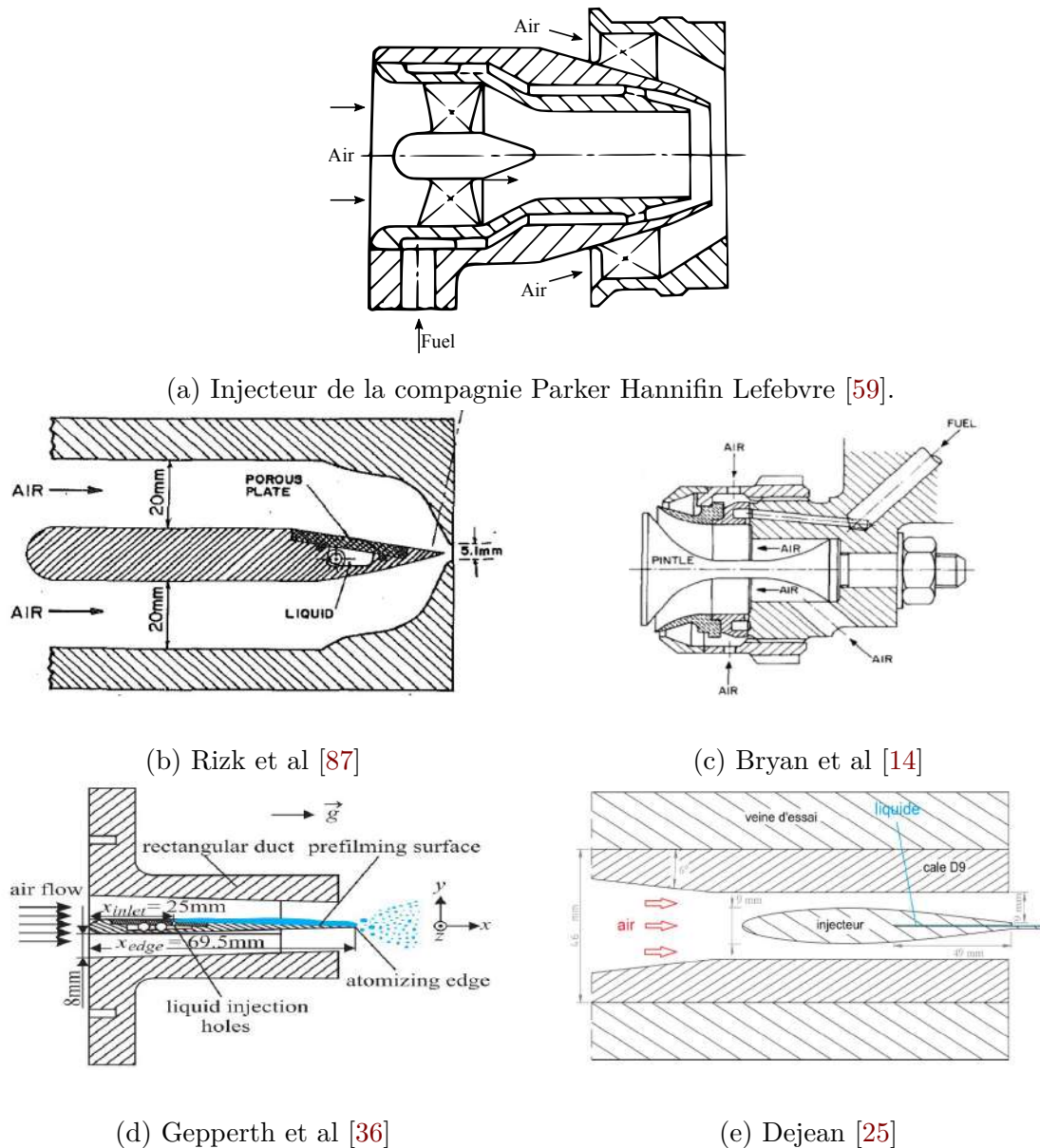


FIGURE 1.16 – Différents injecteurs airblast avec préfilm.

Bryan et al [14] et dans un même temps Rizkalla et al [88] font partie des premiers à travailler sur des injecteurs airblast avec préfilm. Ils montrent l'influence des paramètres des écoulements sur le diamètre des gouttes (SMD : Sauter Mean Diameter) pour un injecteur avec préfilm. Pendant quinze ans, seuls les diamètres des gouttes sont étudiés. C'est l'étude de Sattelmayer et al [92] en 1986 qui est la première à s'intéresser aux fréquences d'oscillations de la nappe liquide.

Bhayuruja s'intéresse dans ses travaux [13] [12] à la dynamique du film dans le cas d'un préfilm. Pour cela il analyse une "génératrice" du film à l'aide d'une méthode d'ombroscopie. Il y observe entre autre deux évolutions possibles pour les ondes de Kelvin-Helmholtz après leurs développements en vague (figure 1.3) en fonction du nombre de Weber ($We_{G,\delta}$). Il remarque que les vagues "retombent" sur le film pour de

faibles nombres de Weber et qu'elles sont arrachées pour de forts nombres de Weber.

D'autres études ont peu ou pas étudié le film liquide mais seulement la nappe et les gouttes pour des injecteurs avec préfilm. Il s'agit par exemple des études de Gepperth et al [36], [37], d'Inamura et al [49] et plus récemment celle de Warnecke et al [107] qui rajoute une comparaison avec des simulations numériques. Ces études montrent l'influence des différents paramètres des écoulements sur les grandeurs physiques de l'atomisation et concluent sur des évolutions similaires au cas de la nappe liquide sans préfilm. Néanmoins l'influence des propriétés peut être complexe à identifier car certaines études comme celle de Rizk et al [87] montrent une influence des propriétés du liquide alors que d'autres comme celle de Gepperth et al [37] n'en montrent pas. Ceci peut être expliqué par l'accumulation de liquide au niveau de l'épaisseur de fin du préfilm qui modifie l'atomisation obtenue (figure 1.17).

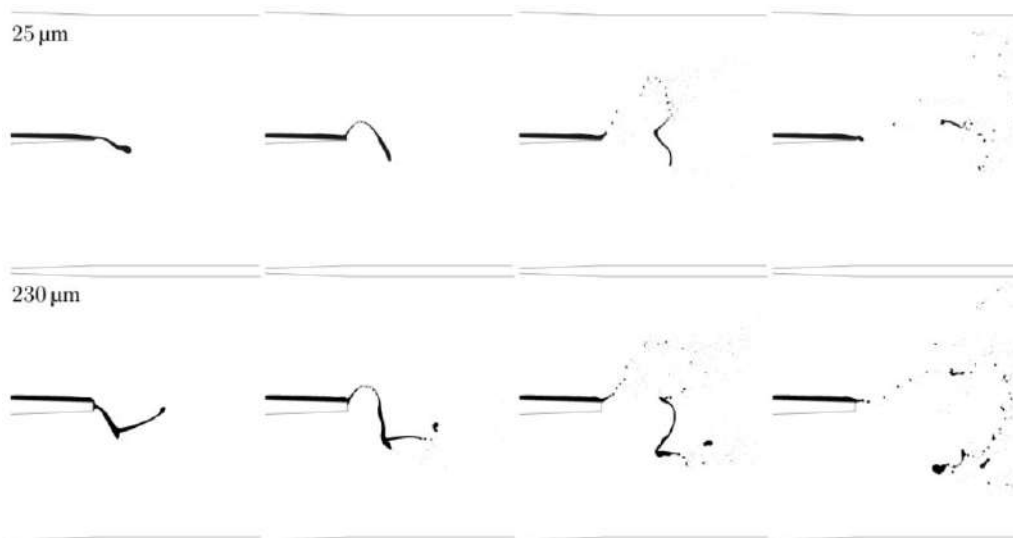


FIGURE 1.17 – Évolution temporelle de la rupture de nappe liquide pour une épaisseur de fin du préfilm de $25 \mu m$ en haut et $230 \mu m$ en bas, Koch et al [53].

L'influence de l'épaisseur de fin du préfilm a été étudiée par Koch et al [53] numériquement et Okabe et al [79] expérimentalement. Ils observent une augmentation de la longueur de rupture et une diminution de la fréquence d'oscillation avec l'augmentation de l'épaisseur de fin du préfilm.

L'influence de la longueur du préfilm a été étudiée par Dejean et al [27]. Il y note une diminution importante de la longueur de rupture avec la présence d'un préfilm. Les fréquences d'oscillations semblent peu influencées pour de faibles rapports de vitesses (V_G/V_L) et les diamètres de gouttes ne semblent pas être influencés à l'exception d'une augmentation brutale après une certaine longueur de préfilm ($\approx 6 mm$).

Toutes les études présentées ont été réalisées avec des configurations planes car elles permettent une instrumentation du banc expérimental plus simple ce qui a favorisé leur mise en place. D'autres études ont été réalisées sur des injecteurs industriels [35] [41] mais elles ont été limitées à cause de leur instrumentation en particulier sur celle du film liquide. On peut aussi citer les études de Grisch et al [39] [65] qui ont analysé la combustion avec un injecteur de ce type.

Récemment des dispositifs expérimentaux cylindriques ont été réalisés soit pour faire le pont entre des études académiques et industrielles comme celle de Shanmugas et al [96], soit pour étudier certains paramètres impossibles à déterminer avec des configurations planes. Dans ce dernier cas, Matas et al [70] et Schumaker et al [95] ont étudié l'impact de la présence d'un swirl dans l'écoulement de liquide et Park et al [82] ont étudié l'impact d'une excitation acoustique dans l'écoulement d'air.

La fréquence d'oscillation de la nappe ne semble pas affectée par le swirl dans l'écoulement de liquide toutefois l'épaisseur locale du film diminue fortement avec le swirl.

L'excitation acoustique étudiée par Park et al [82] semble avoir un impact sur plusieurs grandeurs. Elle réduit l'épaisseur du film liquide ainsi que la longueur de rupture en particulier pour une fréquence d'excitation de 1000 Hz. Les fréquences les plus amplifiées dans le système sont celles en résonance avec l'interface gaz/liquide (faibles fréquences, ≈ 300 Hz) et celles en résonance dans l'écoulement de gaz (hautes fréquences, ≈ 1000 Hz).

1.4 Conclusion de l'état de l'art

Ce chapitre nous a permis de résumer les grandes lignes des études concernant les instabilités du film liquide proche de l'injection de liquide, mais aussi l'atomisation d'une nappe liquide cisailée par un écoulement de gaz sans ou avec la présence d'un préfilm.

Cela a permis de mettre en avant l'importance des instabilités de Kelvin Helmholtz dans la formation des ondes présentes dans le film liquide. L'influence de certains paramètres a été mise en évidence sur les grandeurs du film en particulier les vitesses des deux écoulements. Des modèles simples pour prédire la fréquence des instabilités ont aussi été développés.

Les différentes études sur la rupture de la nappe liquide ont permis d'expliquer les différents mécanismes de leur atomisation. Les vitesses des écoulements semblent encore être les paramètres qui modifient le plus les grandeurs physiques. Cependant les vitesses, comme les autres paramètres, n'ont pas été décrits précisément car il y a des fortes variations entre chaque corrélation. Cela pourrait être expliqué par l'influence de paramètres probablement géométriques qui n'ont pas encore été étudiés.

L'influence d'un préfilm a aussi été analysée, on y retrouve les mêmes conclusions que dans le cas sans préfilm.

L'étude de l'influence de la topographie du film liquide sur l'atomisation primaire semble être un point à approfondir car actuellement les seuls travaux réalisés sur ce thème sont, à notre connaissance, ceux de Dejean lors de sa thèse [25].

Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental, conçu au cours de cette thèse et réalisé à l'IMFT, permet une observation simultanée du film liquide et son atomisation primaire ainsi que la modification des vitesses d'écoulement (air/eau) tout en conservant une grande flexibilité au système afin d'offrir la possibilité d'évolutions ultérieures.

Ce chapitre présente le fonctionnement général du banc d'essai. Il donne aussi ses caractéristiques, décrit ensuite le fonctionnement en détail de l'injecteur et présente les méthodes de mesures utilisées dans cette étude.

Sommaire

2.1	Description générale du banc d'essai	41
2.1.1	Circuit d'air	42
2.1.2	Circuit d'eau	43
2.2	Injecteur	43
2.2.1	Cahier des charges	43
2.2.2	Fonctionnement de l'injecteur	44
2.3	Caractéristiques de l'écoulement d'air	47
2.3.1	Fonctionnement de l'anémomètre par fil chaud	48
2.3.2	Axysymétrie et établissement	50
2.3.3	Profil de vitesse moyenne	51
2.3.4	Taux de turbulence	52
2.3.5	Fréquences observables dans l'écoulement d'air	53
2.4	Système d'imagerie haute fréquence	54
2.4.1	Fonctionnement de l'ombroscopie	54
2.4.2	Chaîne d'acquisition haute fréquence	55
2.4.3	Chaîne d'acquisition avec objectif télécentrique	60
2.5	Résumé des informations sur le dispositif expérimental	63

2.1 Description générale du banc d'essai

Le dispositif expérimental (figure 2.1) est constitué d'une pièce centrale appelée injecteur où les deux écoulements sont mis en contact, ainsi que de deux circuits hydrauliques qui viennent l'alimenter en air et en eau. L'injecteur sera décrit en détail au paragraphe 2.2.2.

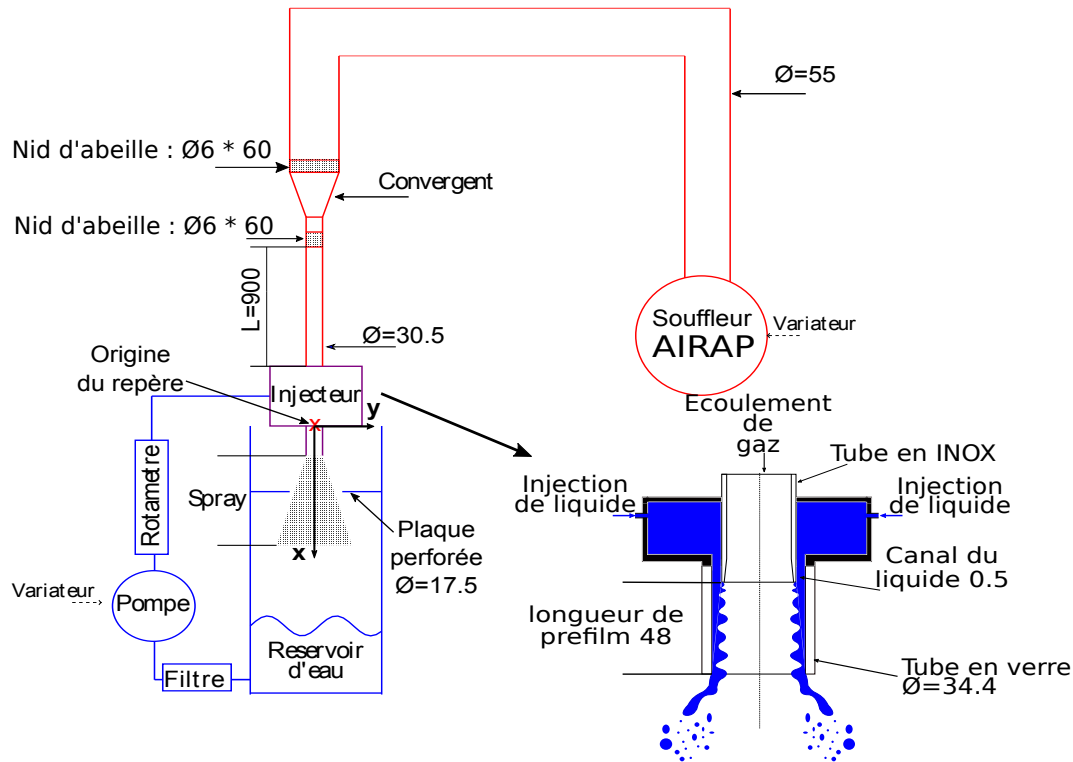


FIGURE 2.1 – Schéma du dispositif expérimental (cotes en mm).

Le repère est défini de façon à avoir un repère orthogonal où \vec{x} est dans la direction de l'écoulement avec pour origine le point sur l'axe de révolution de l'injecteur à la hauteur de l'injection de l'eau. (figure 2.1).

2.1.1 Circuit d'air

L'alimentation du circuit d'air (partie rouge sur la figure 2.1) est assurée par un ventilateur centrifuge haute pression (AIRAP VSODHP 50 type 71.5) d'une puissance de 2.5 kW, piloté par un variateur. Pour l'acheminement de l'écoulement de l'air jusqu'à l'injecteur, les dimensionnements des tubes et des nids d'abeilles ont été réalisés avec l'aide de l'étude de Metha et Bradshaw [72]. Un tube en matière plastique lisse d'une longueur de 3 m et de diamètre 55 mm est utilisé pour limiter les pertes de charges tout en stabilisant l'écoulement. Cet écoulement passe par un premier nid d'abeille avant un convergent, puis un second nid d'abeille dont la fonction est de supprimer les grosses structures tourbillonnaires. Les deux nids d'abeille ont des alvéoles de 6 mm et une hauteur de 60 mm. L'écoulement d'air se poursuit dans un tube rectiligne d'une longueur de 900 mm et de diamètre 30.5 mm avant d'entrer dans l'injecteur. Pour caractériser l'écoulement d'air, des mesures ont été réalisées afin d'obtenir la forme de profil de vitesse moyenne, les fréquences de vibrations et les fluctuations de vitesses en sortie d'injecteur.

Pour l'écoulement d'air moyen la plage de vitesse est comprise entre 28 et 48 m.s^{-1} avec une incertitude de $\pm 0.5 \text{ m.s}^{-1}$ soit un nombre de Reynold compris entre 60000 et 100000.

Le ventilateur réchauffe l'écoulement d'air, échauffement dû aux frottements. Les températures pour plusieurs vitesses d'air sont répertoriées dans le tableau 2.1. L'élévation de la température est assez élevée (23 K) pour la vitesse maximale. Cette élévation de température n'a pas d'influence sur l'écoulement d'air mais devra être prise en compte pour les mesures de vitesses au fil chaud.

vitesse de l'air en m.s^{-1}	température en K
0	294
28	301
38	309
48	317

TABLE 2.1 – Tableau des températures de l'écoulement d'air en fonction de la vitesse d'air.

2.1.2 Circuit d'eau

L'eau distillée est utilisée comme liquide car elle n'est pas agressive pour le matériel et permet de s'affranchir des problèmes de sécurité. L'eau passe par un filtre de $200 \mu\text{m}$ avant d'être entraînée par une pompe à engrenage pilotée par un variateur. Le débit est contrôlé à l'aide d'un rotamètre avec une incertitude de $\pm 1 \text{ l/h}$ soit environ 0.4 %. L'eau va ensuite alimenter l'injecteur par 4 voies réparties à 90° autour de l'injecteur (section 2.2.2). Après la formation du spray l'eau retourne dans une réserve pour être réutilisée. Cette réserve est une enceinte montant jusqu'au niveau de l'injecteur. Elle est séparée en deux parties par une plaque perforée de 17.5 mm de diamètre (figure 2.1) permettant de laisser passer le spray. La partie supérieure permet à l'aide de hublots de visualiser le préfilm ainsi que le spray. La partie inférieure sert à séparer l'air et l'eau. L'air est évacué par deux aérations et l'eau est conservée pour être réutilisée. La plaque qui sépare les deux parties permet de limiter les projections d'eau sur les hublots.

La vitesse initiale de l'eau est de 1, 1.2 et 1.5 m.s^{-1} soit un nombre Reynolds de 500, 600 et 750. La vitesse minimale est choisie pour éviter l'accumulation en fin de zone de préfilm. Les résultats obtenus lors de l'étude du film où une série de mesures a été réalisée pour une vitesse d'air de 40 m.s^{-1} et un Reynolds liquide entre 400 et 1100, ont quant à eux permis de fixer la vitesse maximale.

2.2 Injecteur

2.2.1 Cahier des charges

Le rôle de l'injecteur est de mettre en contact les écoulements d'eau et d'air. L'étude bibliographique (chapitre 1) nous a permis de répertorier les gammes de vitesses pour les différentes études ainsi que les caractéristiques telles que l'épaisseur du film initial ou la longueur de préfilm. Nous avons choisi de rester dans ces gammes de vitesse qui

sont pour l'air de 20 à 100 m.s^{-1} et pour l'eau de 0.8 à 2 m.s^{-1} soit un Reynolds liquide entre 400 et 1100.

Pour la longueur de préfilm, les travaux de Déjean [25] montrent que, si elle est faible, elle peut avoir un impact sur les différentes caractéristiques du spray comme par exemple la fréquence de battement de la nappe liquide. Nous avons donc choisi une longueur de préfilm de 48 mm afin de permettre la bonne visualisation des différents régimes de films.

Nous avons fait le choix d'une configuration cylindrique principalement pour 2 raisons :

- elle permet de limiter les perturbations de l'écoulement d'air au moment de l'injection de l'eau, perturbations qui pourraient être générées par l'introduction d'un objet dans l'écoulement,
- elle représente une configuration plus proche de la réalité industrielle et permet d'envisager d'éventuelles évolutions du banc (swirl, pulsation...).

Notre étude ayant en partie pour but l'observation du préfilm, il est nécessaire de disposer d'accès optiques afin de permettre la visualisation du film liquide.

Le point le plus critique à mettre en oeuvre est la création du film liquide qui doit être parfaitement maîtrisé pour permettre une bonne connaissance des conditions initiales. Il doit être le plus homogène possible sur l'ensemble du cylindre afin de conserver l'axysymétrie de l'atomisation primaire.

2.2.2 Fonctionnement de l'injecteur

L'injecteur a pour principale fonction de mettre en contact l'écoulement d'air avec celui de l'eau afin d'obtenir une contrainte de cisaillement pur entre ces deux écoulements.

Afin de produire un film le plus homogène possible, l'eau est distribuée par 4 points d'injection, répartis à 90° autour de l'injecteur, qui alimentent une réserve (figure 2.2). Cette réserve alimente un canal annulaire entre deux tubes coaxiaux, l'un en INOX pour l'arrivée d'air et l'autre en quartz qui servira de paroi pour le film liquide.

Le maintien en position du tube INOX est assuré par deux guidages (figure 2.3). La coaxialité du tube en quartz par rapport au tube Inox est réalisée par 6 vis de position (Figure 2.3) : 3 pour assurer la concentricité (coïncidence d'un centre et d'un axe) et 3 pour régler le parallélisme des axes. Nous avons contrôlé les caractéristiques dimensionnelles et géométriques des différents composants avec une Machine à Mesurer Tridimensionnelle. L'épaisseur initiale du film est de $480 \mu\text{m} \pm 20 \mu\text{m}$ et le défaut de coaxialité est d'environ $42 \mu\text{m}$ pour cet injecteur.

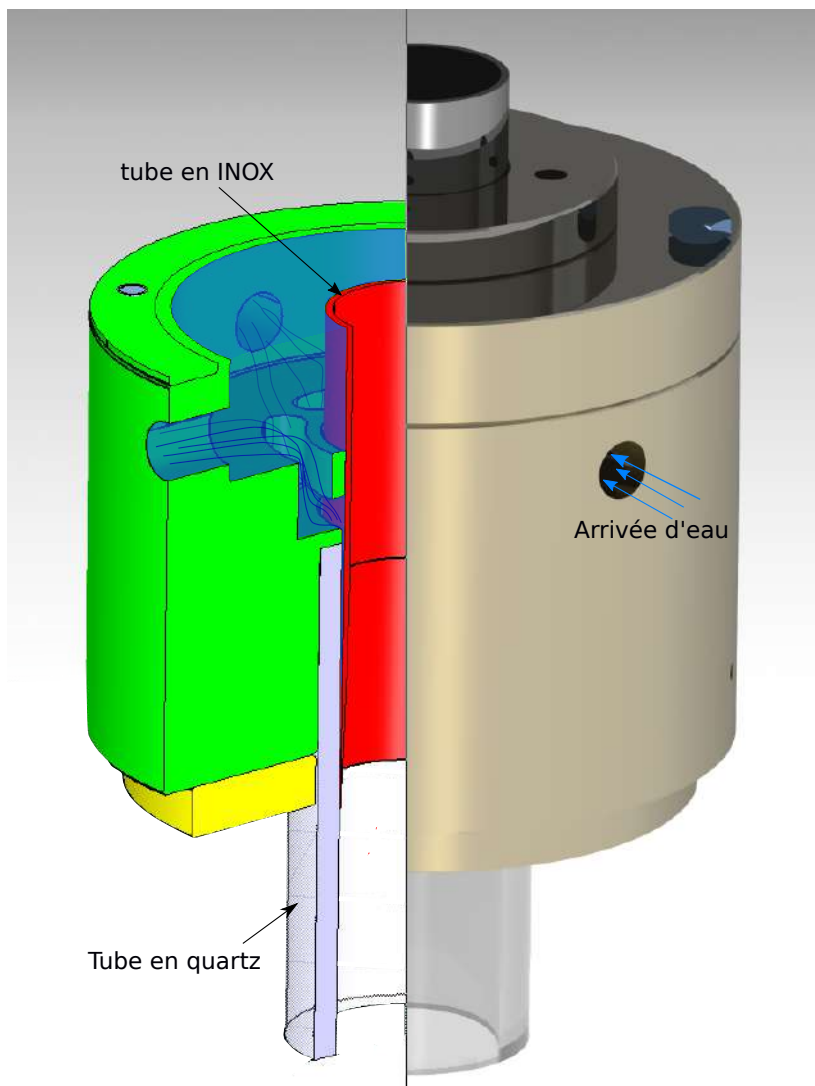


FIGURE 2.2 – Rendu d'une coupe de l'injecteur.

Afin de valider l'homogénéité du film, un essai avec uniquement un écoulement d'eau est réalisé. On observe un écoulement d'eau symétrique (figure 2.5a) pour un film quasi homogène sinon dissymétrique (figure 2.5b).

Le tube en INOX, qui achemine l'air jusqu'au film liquide, est biseauté à son extrémité. L'angle du biseau est d'environ 4.5° (Figure 2.4). L'épaisseur de séparation des deux écoulements est égale à $156 \mu m \pm 3 \mu m$. Du fait de cette faible épaisseur, nous sommes proches d'une condition de cisaillement pur entre l'air et l'eau.

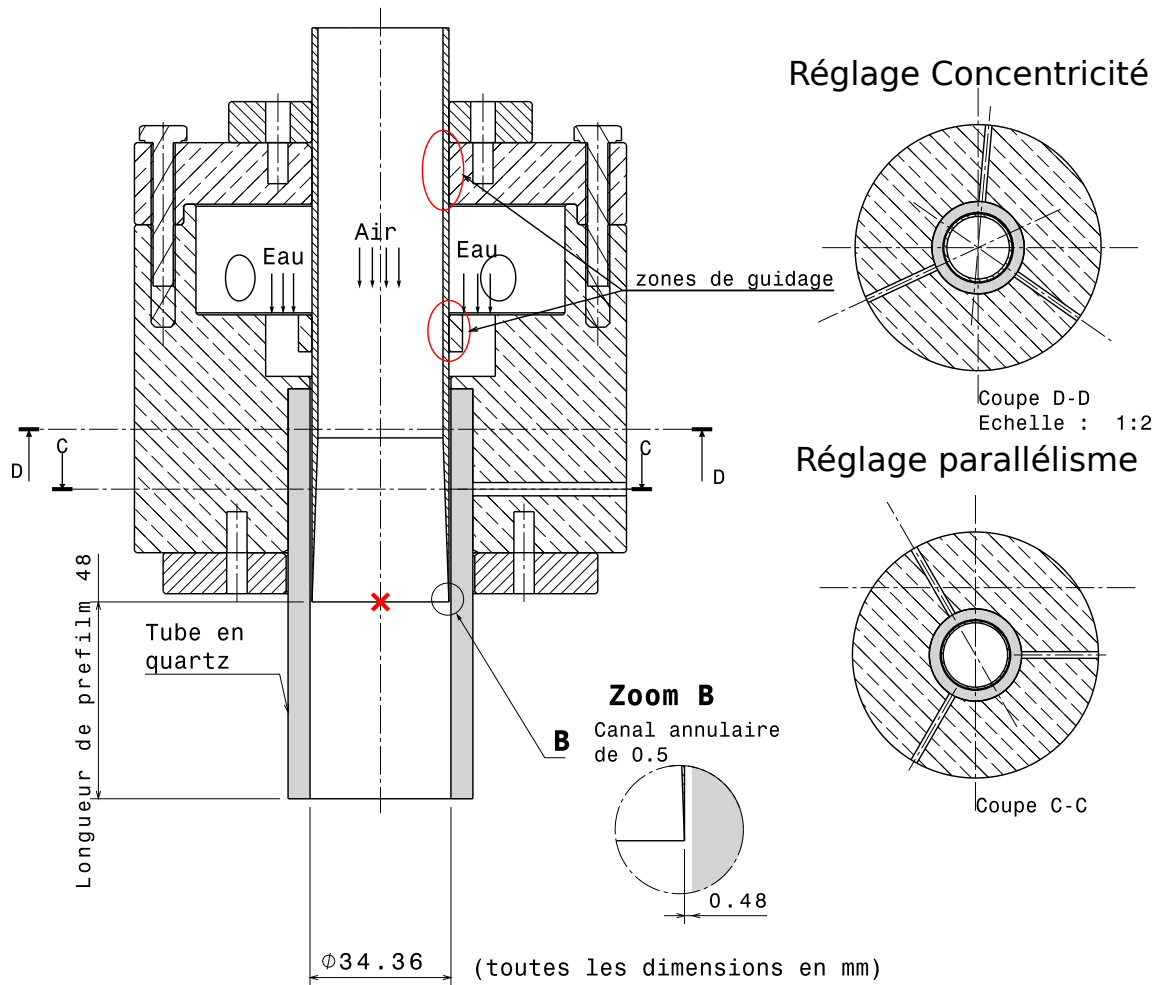


FIGURE 2.3 – Coupe de l'injecteur.

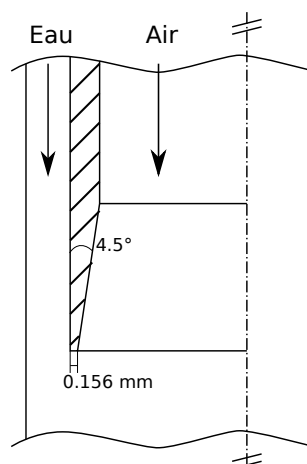


FIGURE 2.4 – Schéma du zoom B de la figure 2.3.

La paroi du préfilm est réalisée par un tube en quartz (Silice 7980) qui permet de

visualiser l'intégralité de la zone de préfilm (48 mm, figure 1.2). Le diamètre intérieur de ce tube nécessite une très bonne précision (tolérances dimensionnelles et rectitude). Son épaisseur est de $5.36 \text{ mm} \pm 27 \text{ } \mu\text{m}$. Cette épaisseur assez importante pourrait avoir un impact sur l'accumulation d'eau en fin de préfilm, ce qui selon des études serait l'un des points qui minimiserait l'impact de la vitesse d'eau sur les caractéristiques de spray [107]. Cependant, nous avons constaté que cette accumulation reste très limitée lors de nos expériences.

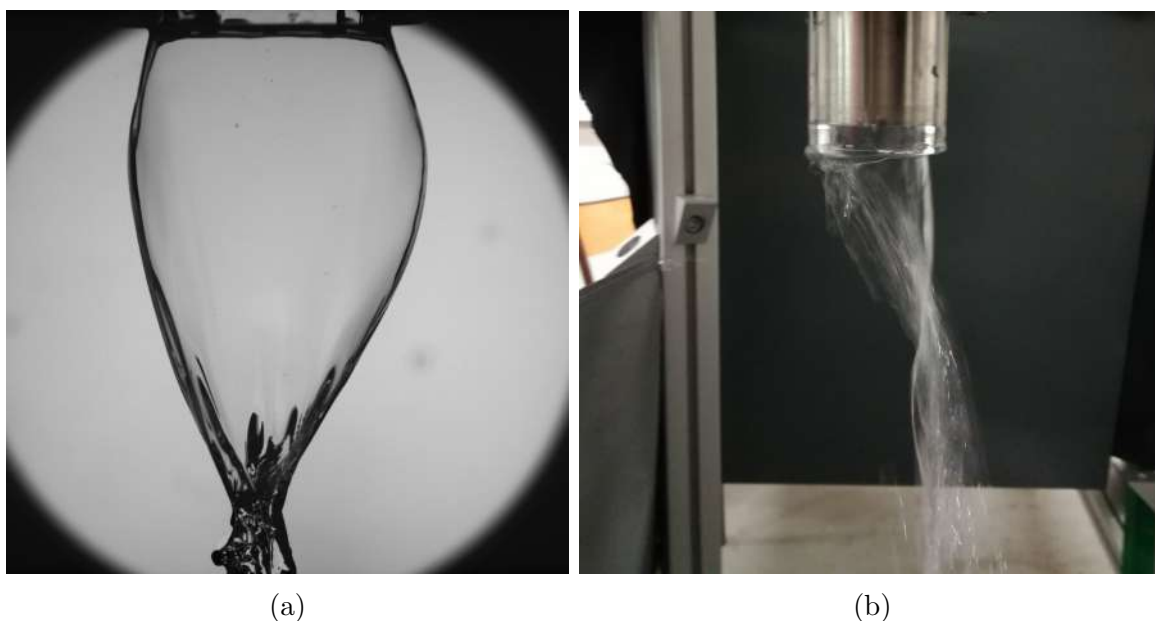


FIGURE 2.5 – Photo de l'écoulement d'eau sans écoulement d'air pour (a) un film homogène, (b) un film non homogène.

2.3 Caractéristiques de l'écoulement d'air

Deux méthodes de mesures de vitesse ont été utilisées : des mesures avec un tube de Pitot et avec un anémomètre fil chaud. Le fonctionnement du fil chaud ainsi que sa nécessité de correction en température sont expliqués avant de décrire les caractéristiques de l'écoulement d'air.

Notation des vitesses. Les mesures de vitesse sont réalisées de façon temporelle pour différentes positions dans l'injecteur. Nous noterons $V(t)$ la valeur temporelle de la vitesse et $V(r)$ sa valeur spatiale. $V(r, t)$ représente une vitesse instantanée dépendante de sa position dans l'injecteur, alors que V est la valeur de vitesse moyenne débitante. Les valeurs moyennes sont calculées de la façon suivante :

$$V(r) = \frac{\sum_{t=1}^n V(r, t)}{n} \quad (2.1)$$

Les valeurs de fluctuations sont calculées avec la relation suivante :

$$V'(r) = \sqrt{\frac{\sum_{t=1}^n (V(r, t) - V(r))^2}{n - 1}} \quad (2.2)$$

2.3.1 Fonctionnement de l'anémomètre par fil chaud

La méthode d'anémométrie par fil chaud, CTA (Constant Temperature Anemometry) se base sur le changement du coefficient de convection d'un écoulement en fonction de sa vitesse.

Elle consiste à élever la température d'un fil (tungstène de diamètre $5 \mu m$) par effet joule. Lorsqu'il est placé dans un écoulement, le flux de chaleur échangé entre le fil et le milieu ambiant est modifié en fonction de la vitesse d'écoulement. Pour maintenir le fil à température constante, il est donc nécessaire de modifier la tension pour le chauffer. Cette tension est mesurée et on peut en déduire la vitesse de l'écoulement avec la loi de King (éq 2.3) où E est la tension en Volt, V la vitesse en m/s, A et B des constantes obtenues grâce à la calibration.

$$E(t, r)^2 = A \cdot V(t, r)^{0.5} + B \quad (2.3)$$

Ce type de mesures est couramment utilisé pour caractériser les écoulements turbulents compte tenu de sa bonne précision et surtout de sa résolution temporelle pouvant aller jusqu'à plusieurs centaines de kilohertz. Cette résolution temporelle permet d'obtenir le taux de turbulence ainsi que de définir les fréquences propres de l'écoulement d'air.

De part ses dimensions réduites, la sonde fil chaud permet de s'approcher à moins de 1 mm de la paroi contre 3 mm pour le tube de Pitot. Cependant la corrélation entre la tension mesurée et la vitesse de l'écoulement n'est pas linéaire, elle nécessite donc une calibration précise. Cette calibration est d'autant plus compliquée qu'elle nécessite dans notre cas une correction en température.

Calibration et correction en température

La calibration du fil chaud a été réalisée à l'aide d'une soufflerie d'étalonnage "Dantec" avec une plage de vitesse entre 0-100 m.s⁻¹ et à température constante (293 K).

La méthode définie dans l'étude de Hultmark et Smits [45] est utilisée pour la correction en température. En suivant cette méthode, il est possible de conserver la même courbe de calibration, peu importe la température si on remplace la loi de calibration classique (éq 2.3) par l'équation suivante :

$$V_G(t, r)/\nu_G = f(E(t, r)^2/k_{th} \cdot \bar{T}) \quad (2.4)$$

où on tient compte des effets du changement de la température sur la viscosité cinématique ν_G et la conductivité thermique du gaz k_{th} , qui sont ajustés avec des relations empiriques. Pour cela deux études ont été utilisées, celle de Kannuluik et Carman [51] pour le coefficient de conductivité du fluide (k_{th}) (éq 2.5) et celle de Smits et Zagarola [100] pour la densité ρ_G (éq 2.6) et la viscosité dynamique μ_G (éq 2.7).

$$k_{th} = 418.4 \cdot (5.75 \cdot 10^{-5} \cdot (1 + 0.00317 \cdot \bar{T} - 0.0000021 \cdot \bar{T}^2)) \quad (2.5)$$

où \bar{T} est la température moyenne du fil et de l'écoulement d'air.

$$\rho_G = \frac{P_{atm}}{287.1 \cdot T_G} \quad (2.6)$$

$$\mu_G = 1.458 \cdot 10^{-6} \cdot \frac{T_G^{1.5}}{110.4 + T_G} \quad (2.7)$$

Par ajustement polynomial des mesures de calibration, on obtient la relation suivante (figure 2.6a) :

$$\frac{V_G(t, r)}{\mu_G} = 9.2915 \cdot 10^8 \cdot e^4 - 1.270 \cdot 10^4 \cdot e^3 - 4.4008 \cdot 10^8 \cdot e^2 - 7.0231 \cdot 10^{-6} \cdot e + 5.2109 \cdot 10^5 \quad (2.8)$$

avec $e = E(t, r)/k_{th} \cdot \bar{T}$.

Les courbes de calibration obtenues avec la loi de King (équation 2.3) de cette manière sont présentées sur la figure 2.6b.

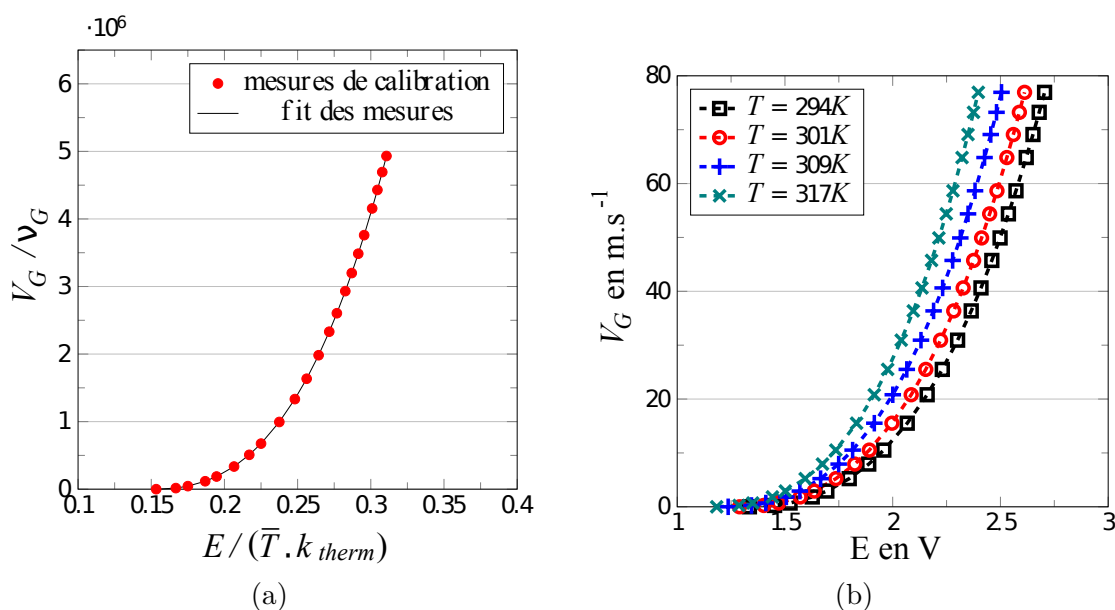


FIGURE 2.6 – Courbes de calibration du fil chaud, (a) indépendante de la température, (b) pour différentes températures.

Cette méthode permet, à partir d'une calibration à une température précise (294K), d'extrapoler les courbes pour d'autres températures. Si on compare la vitesse obtenue entre les mesures de fil chaud corrigées en température avec celles du tube de Pitot, la différence est de 0.5% en sortie de l'injecteur ($r/R = 0$). Cependant si l'on ne corrige pas en température l'erreur, dans le cas où celle-ci est la plus élevée, elle est de 13.5%. On peut comparer sur la figure 2.7, le demi profil de vitesse, pour $V_G = 48 \text{ m.s}^{-1}$ obtenu sans et avec correction en température.

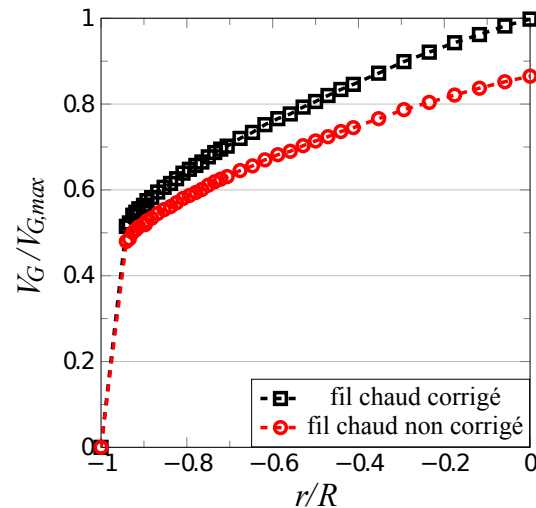


FIGURE 2.7 – Demis profils de vitesse obtenus avec des mesures fil chaud sans et avec correction en température ($V_G = 48 \text{ m.s}^{-1}$).

2.3.2 Axysymétrie et établissement

Des mesures de profil de vitesse moyenne ont été réalisées pour contrôler l'axysymétrie de l'écoulement d'air ainsi que pour vérifier si cet écoulement est bien établi. Concernant l'axisymétrie, des mesures selon l'axe y et z ont été réalisées en sortie du tube en verre. Les profils sont représentés sur la figure 2.8. On constate que les deux profils y et z sont similaires, cela montre que l'écoulement est bien axisymétrique.

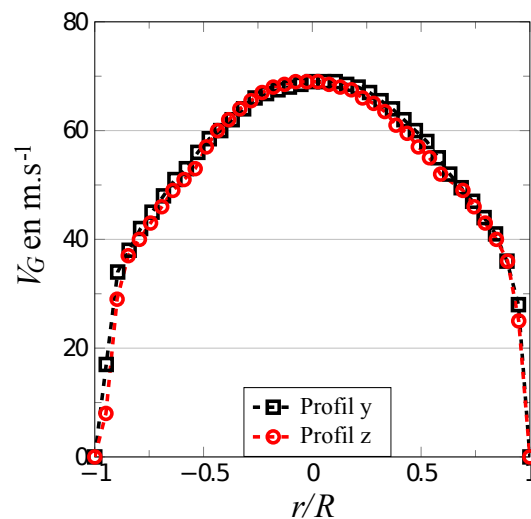


FIGURE 2.8 – Profil de vitesse selon les deux axes y et z .

Plusieurs profils ont aussi été réalisés dans différentes sections du circuit d'air pour vérifier si l'écoulement d'air est bien établi. Ils sont représentés sur la figure 2.9b. avec les positions des sections suivantes définies sur le schéma figure 2.9a :

S1 : 100 mm avant l'injecteur,

S2 : avant l'injecteur,

S3 : en sortie du tube d'arrivée d'air, juste avant la zone de préfilm,

S4 : en sortie de l'injecteur

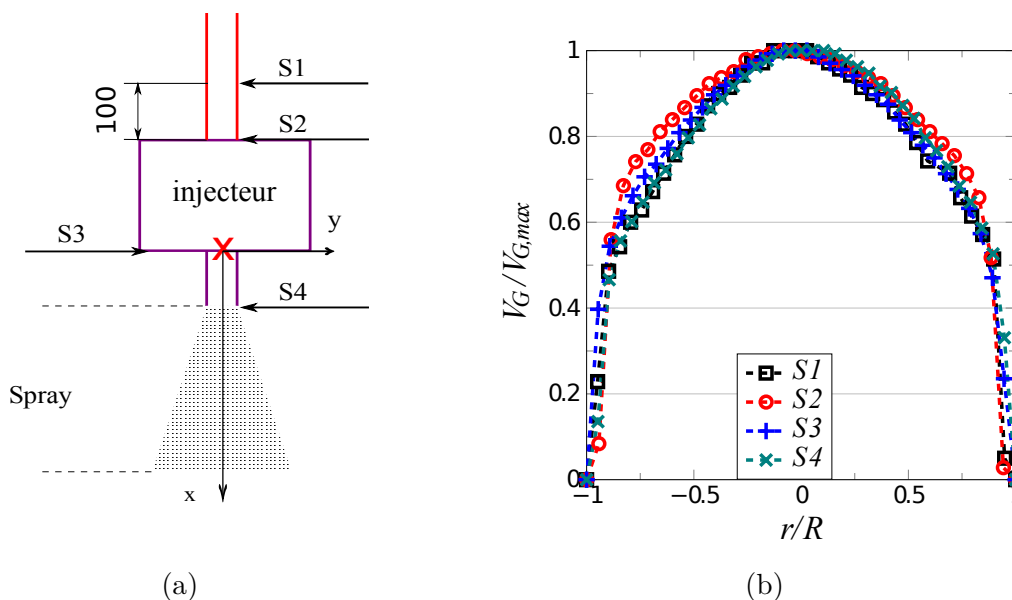


FIGURE 2.9 – (a) Schéma du dispositif expérimental avec les positions des prises de mesures (en mm) et (b) les profils de vitesse associés.

On retrouve des profils de vitesse similaires pour les quatre cas, ce qui prouve que l'écoulement est établi. Pour ce qui concerne les profils de vitesse moyenne, l'incertitude sur les mesures n'excède pas 3%.

2.3.3 Profil de vitesse moyenne

Les profils de vitesse ont une forme assez atypique avec de larges couches limites malgré des nombres de Reynold très élevés entre $6 \cdot 10^4$ à 10^5 . La figure 2.10 compare un profil mesuré, un profil laminaire obtenu avec l'équation 2.9, un profil turbulent obtenu avec l'équation 2.10 où $n = 7$ et où $n = 3.5$.

$$V_G(r) = \frac{K}{4 \cdot \mu_G} \cdot (R^2 - r^2) \quad (2.9)$$

$$\frac{V_G(r)}{V_{G,max}} = \left(1 - \frac{r}{R}\right)^{1/n} \quad (2.10)$$

On remarque que le profil a bien une forme turbulente mais comme signalé plus haut, avec des couches limites importantes.

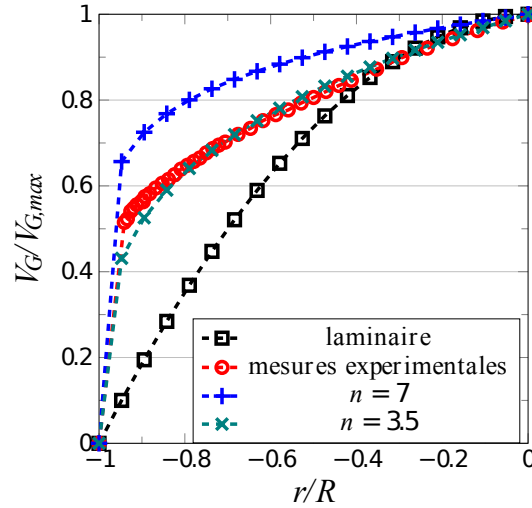
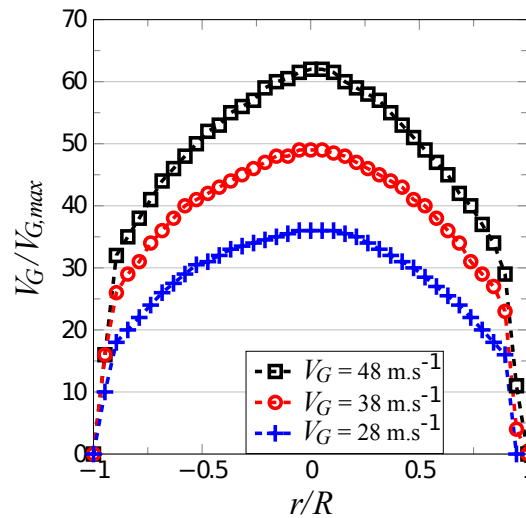


FIGURE 2.10 – Demis profils théoriques et mesurés.

Le profil de vitesse qui est le plus proche de nos mesures est le profil obtenu avec l'équation 2.10 où $n = 3.5$, ce qui pourrait impliquer un écoulement non établi. Cependant, nous avons vu que l'écoulement est établi (figure 2.9b) et que le profil reste similaire pour différentes vitesses (figure 2.11).

FIGURE 2.11 – Profil de vitesse pour des vitesses d'air de 28, 38, 48 m.s^{-1} .

Ce type de profil a aussi été observé dans la thèse de N. Leboucher [57]. Selon lui, la forme est due à la dilatation du jet d'air.

2.3.4 Taux de turbulence

D'après l'étude de Matas et al [71], le taux de turbulence a un impact sur les fréquences du film. Le taux de turbulence est défini comme le rapport de la vitesse

rms à la vitesse moyenne locale $V'(t,r)/V(r)$. Il est représenté sur la figure 2.12. On y observe des valeurs minimales au centre du tube avec des fluctuations d'environ 0.04 et des maximales autour de 0.18 à la paroi. On retrouve les valeurs de taux de turbulence d'un écoulement turbulent dans un tube entre 0.03 et 0.2 [22]. De la même façon que précédemment, on retrouve de larges couches limites qui sont cette fois définies par des rapports de fluctuation de vitesse plus importants.

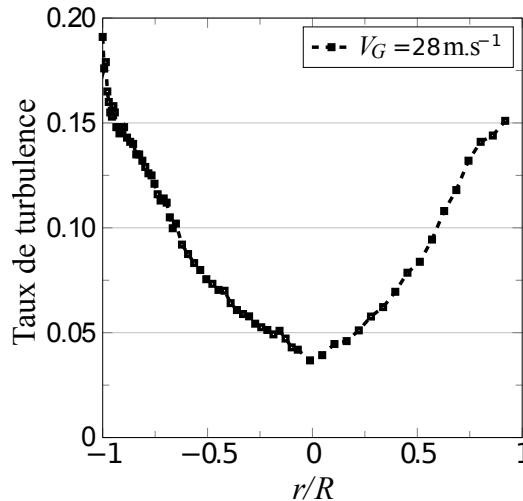


FIGURE 2.12 – Profil du taux de turbulence dans le cas $V_G = 28 \text{ m.s}^{-1}$.

2.3.5 Fréquences observables dans l'écoulement d'air

La résolution temporelle du fil chaud permet d'obtenir les fréquences propres de l'écoulement d'air. Pour cela des PSD (Power Spectral Density) sur le signal temporel sont réalisées grâce à la méthode de Welch [108] qui consiste à estimer la densité spectrale de puissance à partir de FFT. Deux cas sont montrés figures 2.13 et 2.14, un cas à forte vitesse 48 m.s^{-1} (ventilateur à puissance maximale) et un cas où le ventilateur n'est pas à puissance max (38 m.s^{-1}). Ces mesures sont réalisées à la sortie de l'injecteur (S4) au niveau de l'axe ($r/R = 0$).

On y remarque un pic de fréquence à 400 Hz dans le cas où le moteur est au maximum mais ce pic disparaît quand on diminue la puissance du moteur pour retrouver des spectres plus standards [46]. Cette fréquence observée quand le moteur est à pleine charge provient des vibrations qu'il génère. Cependant elle semble aussi disparaître rapidement lorsque le moteur diminue en régime. Cela étant, il sera nécessaire de faire attention à ce paramètre lors de nos études de fréquences à venir.

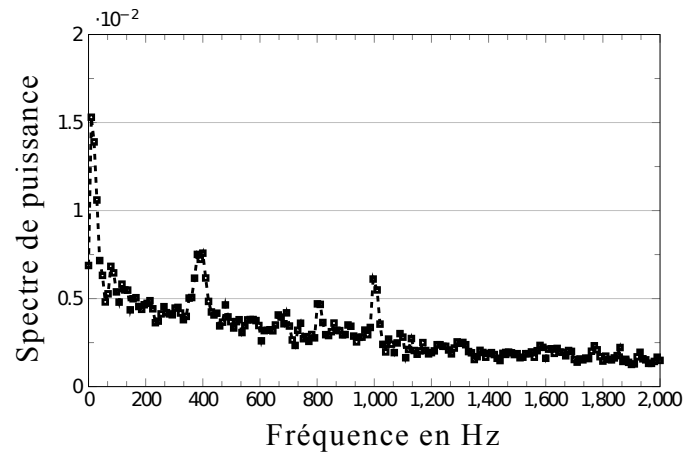


FIGURE 2.13 – Densité spectrale de puissance pour $V_G = 48 \text{ m.s}^{-1}$.

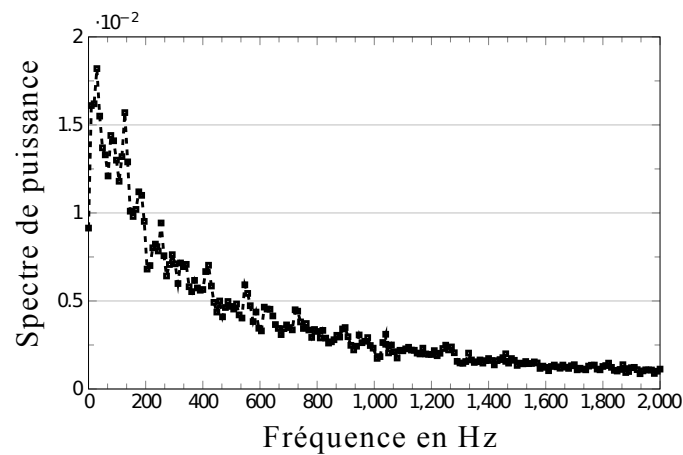


FIGURE 2.14 – Densité spectrale de puissance pour $V_G = 38 \text{ m.s}^{-1}$.

2.4 Système d'imagerie haute fréquence

L'objectif de cette partie est de rappeler le fonctionnement de l'ombroscopie et de préciser les différents matériels utilisés pour l'imagerie haute fréquence appliquée aux différentes zones du film au spray. Les méthodes de traitement d'image et de post traitement seront présentées au début de chaque partie des résultats expérimentaux, auxquelles elles sont associées.

2.4.1 Fonctionnement de l'ombroscopie

Il existe plusieurs variantes pour réaliser des mesures d'ombroscopie mais seule la technique utilisée est présentée. Le principe de l'ombroscopie est d'éclairer "l'arrière" de la zone étudiée grâce à une source de lumière, pour notre étude un panneau de LED pulsé. Cette lumière sera déviée par les interfaces eau/air et formera une image

intégrée des zones plus ou moins sombres sur le capteur de la caméra placée dans l'axe du panneau de LED. La figure 2.15 schématise le fonctionnement de l'ombroscopie pour le cas d'un film d'eau sur une paroi en verre.

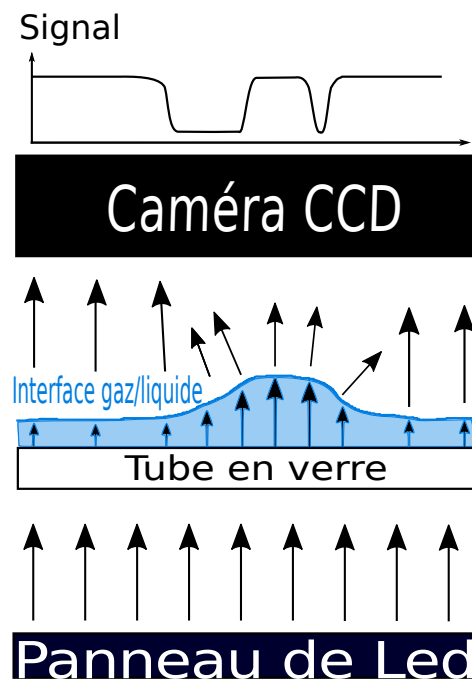


FIGURE 2.15 – Représentation schématique de l'ombroscopie appliquée à la visualisation d'un film liquide.

L'information obtenue est corrélée à la déformation de l'interface mais ne permet pas de la quantifier. On obtient donc un signal (niveau de gris) :

- plus faible lorsque la lumière traverse une onde de l'interface du film,
- plus fort lorsque l'interface de film liquide est parallèle au panneau de LED et à la caméra car la lumière n'est pas déviée.

Cette technique est souvent utilisée pour l'atomisation de film liquide car elle permet de visualiser en 2D les déformations d'interface, ce qui est important pour la compréhension des régimes de déstabilisation du film, de l'atomisation primaire et la formation spray comme on le verra plus tard.

2.4.2 Chaîne d'acquisition haute fréquence

La chaîne d'acquisition haute fréquence utilisée est constituée d'une caméra CCD Phantom V2012 (1280x800 pixels), avec un objectif standard de longueur focale 200 mm (profondeur de champ 3 mm pour une ouverture de f/16) et un panneau de LED pulsé (100x100mm) d'une luminance de 60000 cd/m². Cette chaîne permet d'avoir une fréquence d'acquisition de 10 kHz avec un temps d'exposition de 10 μ s. La figure 2.16 est une photo de la chaîne haute fréquence en fonctionnement. Sur la photo le panneau de LED est placé derrière l'injecteur (repère 2), on voit qu'il illumine le spray (repère 3). La caméra (repère 1) est positionnée dans le même axe que le panneau de LED et

placée sur un système de déplacement 3D. Les ordinateurs, repères 4 et 5, permettent de contrôler respectivement le panneau de LED et la caméra qui sont protégés des projections de gouttes par le réservoir.

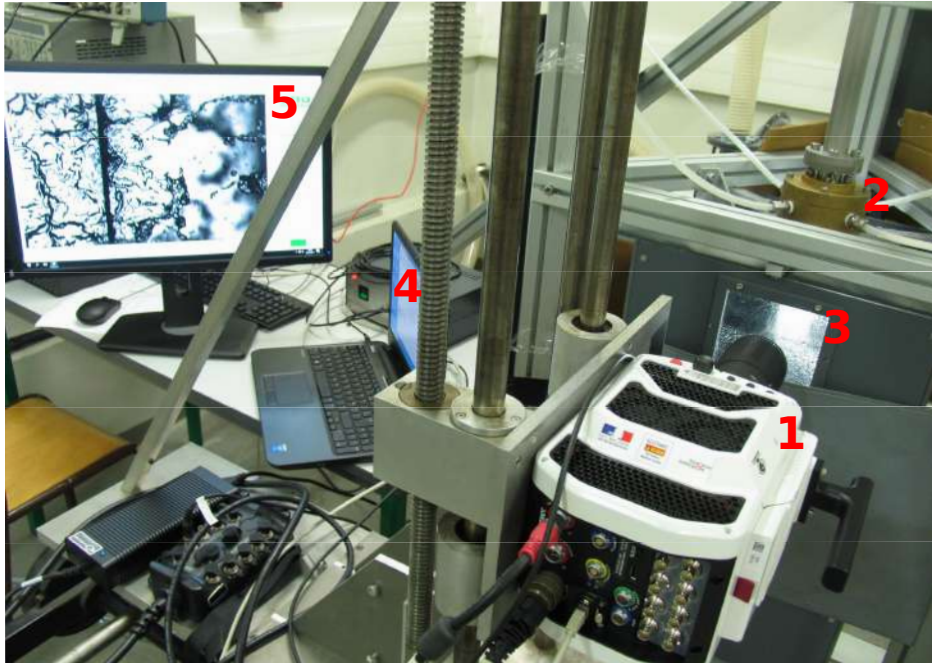


FIGURE 2.16 – Photo du montage de la chaîne haute fréquence.

La chaîne d'acquisition est schématisée sur la figure 2.17.

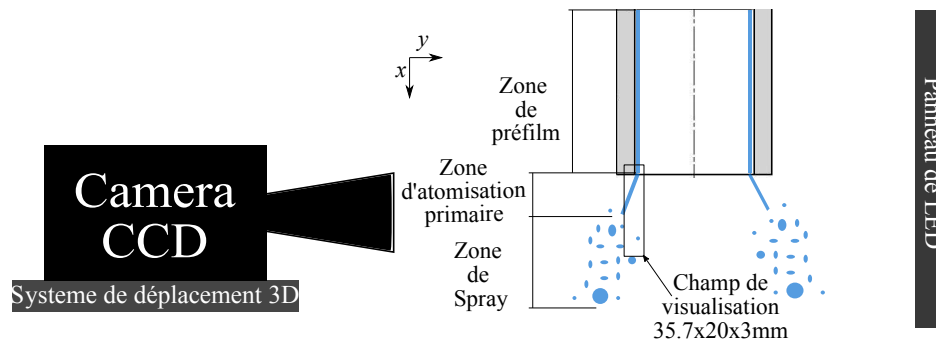


FIGURE 2.17 – Schéma de la chaîne haute fréquence.

Le système de déplacement est crucial car il permet de déplacer le champ de visualisation entre le film, la zone d'atomisation primaire ou le spray. Il permet aussi de régler la distance de la caméra pour placer le champ de visualisation correctement en fonction de la zone que l'on cherche à étudier.

Visualisation de la zone de film seule.

Le champ de visualisation pour observer le film est représenté sur la figure 2.18a qu'on nommera "champ film". Le champ de visualisation est positionné à 8 mm de l'injection et centré sur l'axe de l'injecteur avec une dimension de 35.7x20.7 mm soit, avec la résolution de la caméra Phantom V2012, une résolution spatiale de $27 \mu\text{m}/\text{pixels}$ selon y et de $25.9 \mu\text{m}/\text{pixel}$ selon x . Cette différence de résolution est due à l'effet de courbure du tube en verre, il faut donc le prendre en compte ou corriger, si nécessaire, les distorsions liées au tube optique. La figure 2.18b est un exemple d'une image instantanée du film liquide.

Le positionnement du champ de visualisation est à 8 mm de l'injection de l'eau car du fait de la forme de l'interface proche injection et du temps de croissance des ondes, on observe uniquement une zone noire comme on peut l'observer en haut de la figure 2.18b.

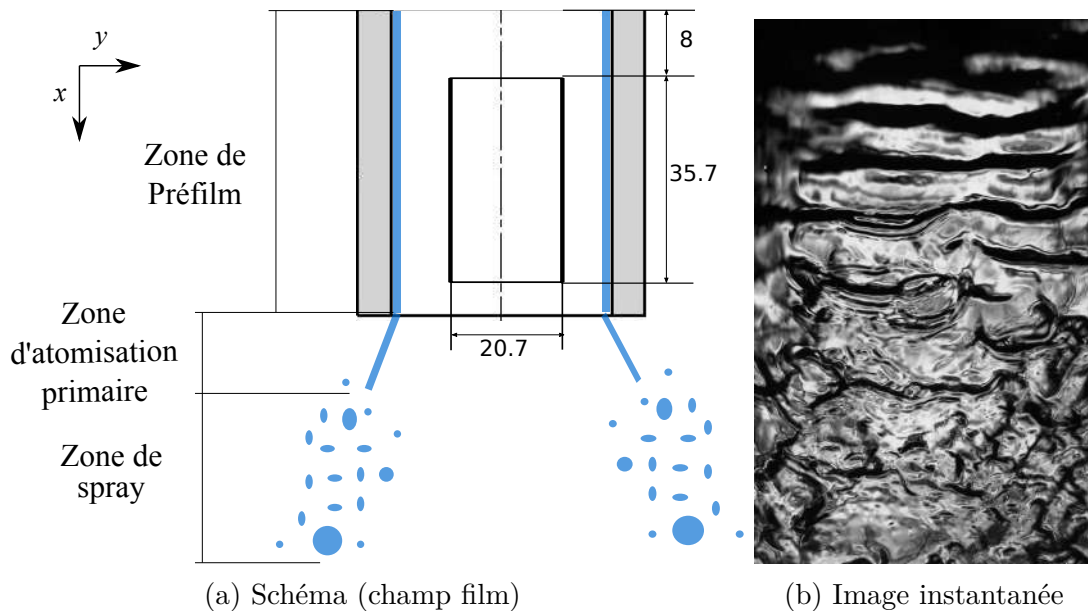


FIGURE 2.18 – Positionnement du champ de visualisation du film liquide (en mm).

Visualisation simultanée de la zone de film et de la zone d'atomisation primaire.

Avec la même chaîne d'acquisition haute fréquence, il est possible d'observer la fin de la zone de préfilm ainsi que la zone d'atomisation primaire. Le champ de visualisation reste centré sur l'axe de l'injecteur. Il débute (figure 2.19a) à 11.4 mm avant la fin de l'injecteur (dans la zone de préfilm) et se termine 24.3 mm après l'injecteur (dans la zone d'atomisation primaire). Ce champ sera nommé "champ film/nappe". On notera que, dans la zone d'atomisation primaire, la résolution spatiale selon l'axe x et y est identique et égale à $27 \mu\text{m}/\text{pixels}$. La figure 2.19b est une image instantanée obtenue sur le champ de la figure 2.19a. La largeur du champ est de 20.7 mm dans la zone de préfilm et de 23.7 mm dans la zone d'atomisation primaire dû à la courbure de tube en verre.

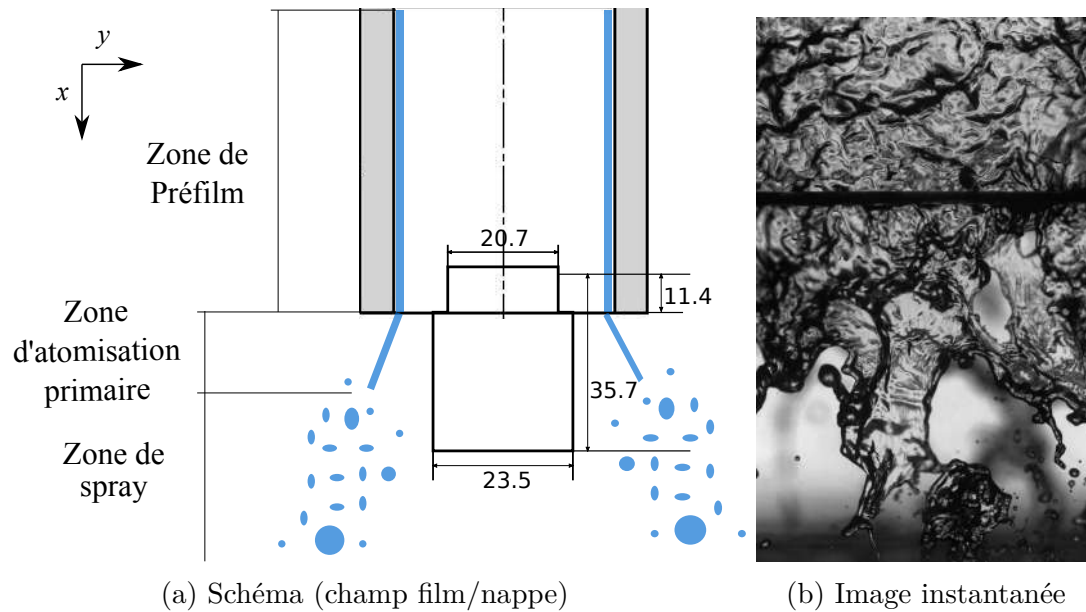


FIGURE 2.19 – Positionnement du champ de visualisation de la fin de préfilm et de la zone d'atomisation primaire (en mm).

Visualisation simultanée de la zone d'atomisation primaire et du spray.

L'étude de la zone d'atomisation primaire et celle du spray sont réalisées avec deux champs de visualisation, l'un centré sur l'axe de l'injecteur, l'autre à $y = R$.

Champ centré sur l'axe Dans le cas du champ centré sur l'axe de l'injecteur, le schéma définissant le champ de visualisation est représenté sur la figure 2.20a et un exemple d'une image instantanée est montré sur la figure 2.20b. Ce champ de visualisation est plus large que les deux précédents avec une dimension de 64x40 mm, l'ouverture est de $f/16$ ce qui donne la même profondeur de champ que précédemment (3 mm). Il est centré sur l'axe de l'injecteur et le haut de l'image est à 3 mm au dessus de la fin de zone de préfilm. La résolution spatiale est de $50 \mu\text{m}/\text{pixel}$ suivant les deux axes. On le nommera "champ $y=0$ ".

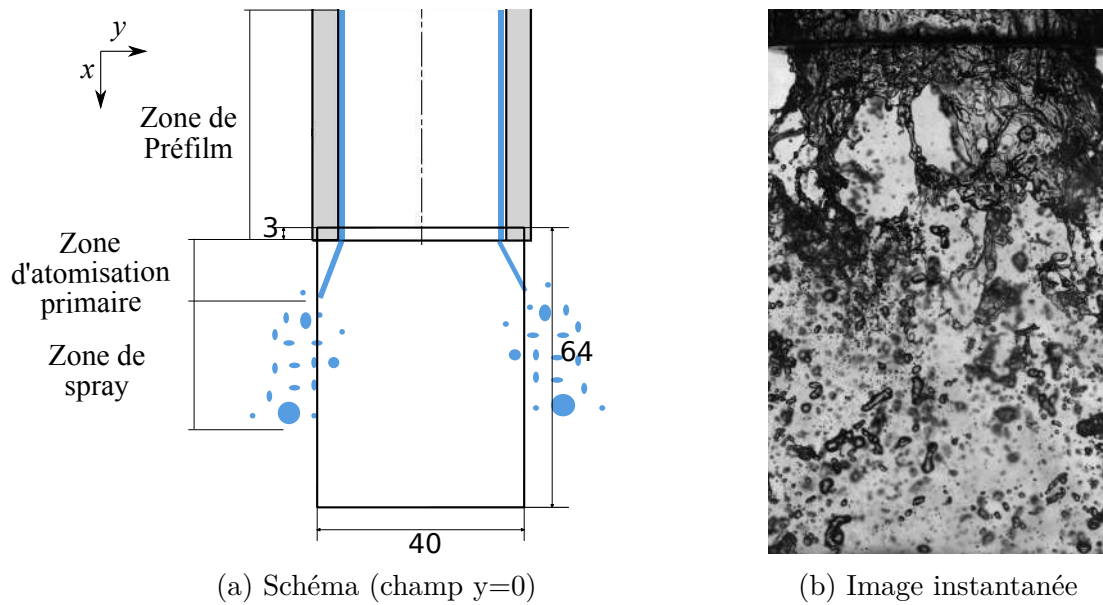


FIGURE 2.20 – Positionnement du champ de visualisation de l'atomisation primaire et du spray centré sur l'axe de l'injecteur (en mm).

Champ centré sur $y = R$ Ce champ de mesures a les mêmes dimensions que le précédent. Il permet d'étudier le spray (figure 2.21a) cependant il n'est plus centré sur l'axe de l'injecteur mais sur la droite $y = R$ comme le montre la figure 2.21b. On le nommera "champ $y = R$ ".

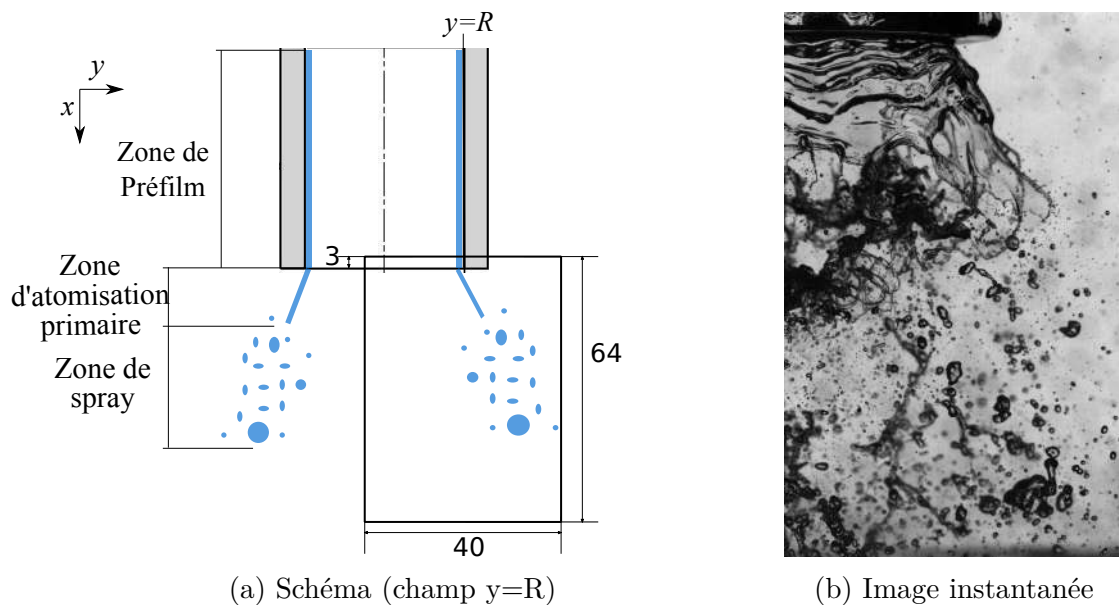


FIGURE 2.21 – Positionnement du champ de visualisation de l'atomisation primaire et du spray centré sur $y = R$ (en mm).

Le suivi temporel est très important pour permettre de comprendre de façon quan-

titative l'atomisation primaire. Cependant, quand on regarde en général les photos du spray (figures 2.20b et 2.21b) ou une photo plus grande (figure 2.22), on remarque des structures en arrière plan, dynamiques et difficiles à filtrer ; il est donc extrêmement complexe d'obtenir des informations quantitatives. Pour obtenir davantage d'informations quantitatives, il est nécessaire de modifier en partie la chaîne d'acquisition pour permettre de supprimer les structures en arrière plan. Ce qui fait l'objet du paragraphe suivant.

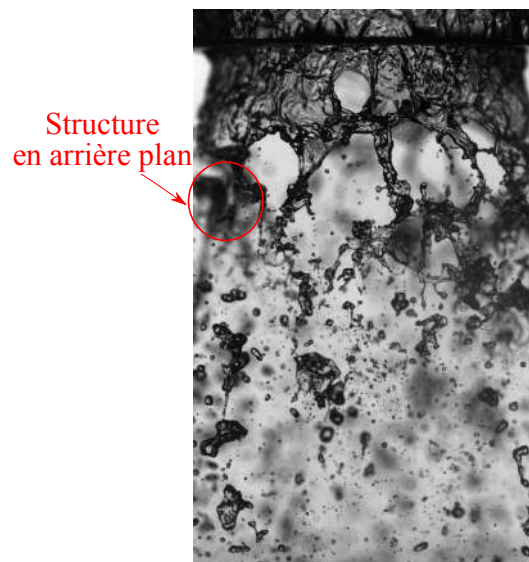


FIGURE 2.22 – Image instantanée obtenue avec la chaîne d'acquisition haute fréquence pour $V_G = 48 \text{ m.s}^{-1}$ et $\text{Re}_\delta = 600$.

2.4.3 Chaîne d'acquisition avec objectif télécentrique

La méthode choisie pour obtenir des informations quantitatives est d'accroître la profondeur de champ afin d'augmenter la netteté des structures en arrière plan. Pour cela notre choix s'est porté sur l'utilisation d'un objectif télécentrique (le fonctionnement et les caractéristiques seront présentés plus tard) qui donne une profondeur de champ d'environ 18 mm (pour les mesures précédentes elle est de 3 mm). Cependant ce changement nécessite des modifications. En effet, l'objectif télécentrique utilisé est dimensionné pour des caméras à plus faibles fréquences d'acquisition qui ont des capteurs plus petits ($\approx 4 \mu\text{m}$) que ceux des caméras hautes fréquences, par exemple $28 \mu\text{m}$ pour ceux de la Phantom V2012. La caméra DIMAX utilisée a des pixels de $11 \mu\text{m}$ et une résolution spatiale 2016×2016 pixels. On compare une image de la caméra DIMAX sur la figure 2.23a avec celle que l'on pourrait obtenir avec une caméra Phantom V2012 sur la figure 2.23b. Dans le cas de la Phantom V2012, la résolution spatiale est fortement diminuée, ce qui nous a décidé à choisir la caméra DIMAX utilisée avec l'objectif télécentrique. Cependant celle-ci ne permet pas d'avoir un suivi temporel car sa fréquence d'acquisition n'est que de 1280 Hz.

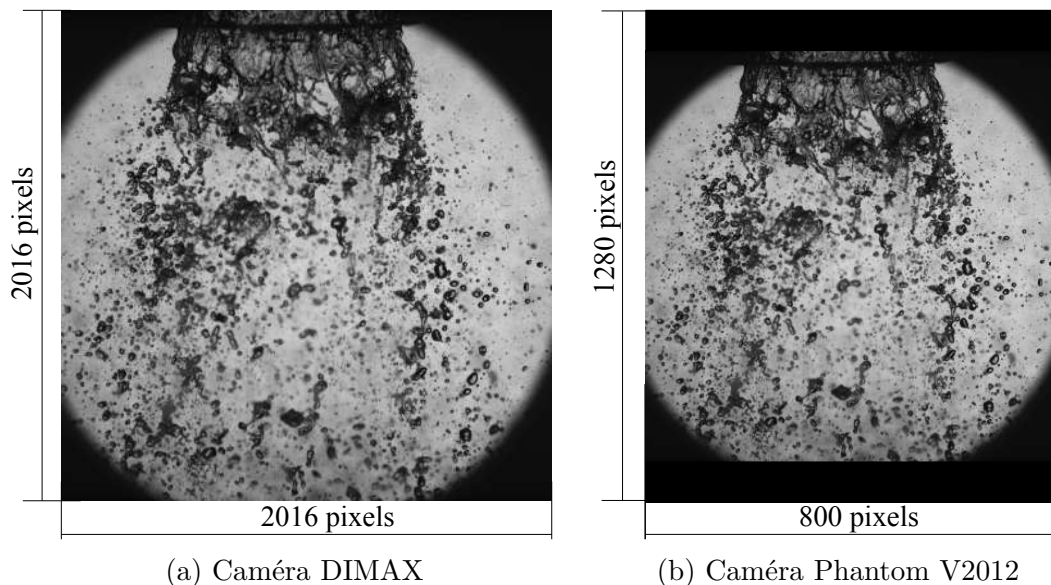


FIGURE 2.23 – Comparaison entre une image obtenue avec l'objectif télécentrique (a) Caméra DIMAX et (b) Camera Phantom V2012.

Fonctionnement d'un objectif télécentrique

L'objectif télécentrique a pour particularité de traiter seulement les rayons lumineux quasi-parallèles (collimatés) à l'axe opto-mécanique. Une première lentille traite un objet et une seconde envoie l'image au niveau du capteur de la caméra.

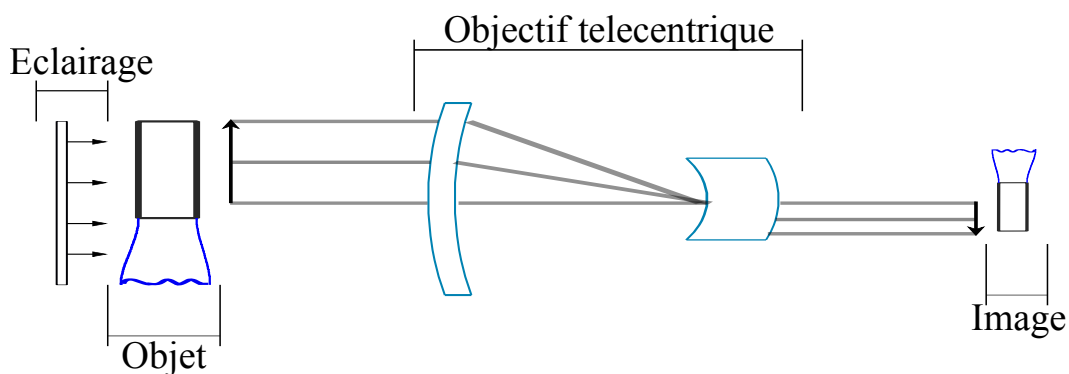
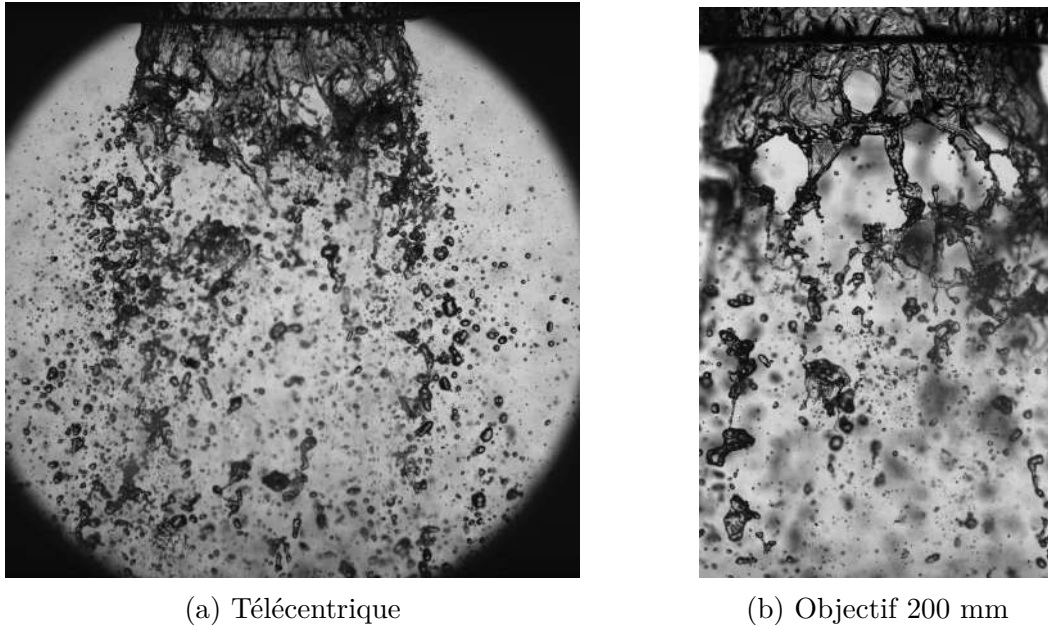


FIGURE 2.24 – Schéma optique de l'objectif télécentrique.

Ce système a pour avantage de permettre d'enlever les déformations liées à la distance de l'objet dans la profondeur de champ. L'objectif a comme caractéristiques une télécentricité (l'écart entre les rayons admis par l'objectif et l'axe de la caméra) inférieure à 0.08° et une distorsion maximale admise de 0.1% soit deux pixels.



(a) Télécentrique

(b) Objectif 200 mm

FIGURE 2.25 – Image instantanée obtenue à l'aide (a) d'un objectif télécentrique et (b) d'un objectif 200 mm pour $V_G = 48 \text{ m.s}^{-1}$ et $Re_\delta = 600$.

Sur la figure 2.25a, on remarque une nette différence avec les images obtenues à partir de la chaîne d'acquisition haute fréquence (figure 2.25b). Un plus grand nombre d'éléments sont nets grâce à l'augmentation de la profondeur de champ ($\approx 15 \text{ mm}$). De plus, même si les structures en arrière plan ne sont pas dans la profondeur de champ, elles restent assez nettes pour ne pas créer de parasites comme dans le cas avec l'objectif 200 mm. Cependant les images nécessitent de filtrer les gouttes projetées sur le hublot du réservoir, qui sont beaucoup plus visibles avec l'objectif télécentrique.

La profondeur de champ ainsi que la faible distorsion sont très avantageuses pour notre application. Cela permet de visualiser presque l'intégralité de l'injecteur sans distorsion et ainsi obtenir un grand nombre d'informations quantitatives.

Synchronisation "particulière" entre la caméra DIMAX et l'éclairage pulsé

La fréquence d'acquisition de la caméra DIMAX est limitée à 1280 Hz, ce qui ne permet pas le suivi temporel de l'écoulement. Néanmoins, grâce à une synchronisation particulière entre la caméra et le panneau de LED (figure 2.26), il est possible d'acquérir des doublets d'images ($\delta t = 100 \mu\text{m}$) à la fréquence de 640 Hz.

Le panneau de LED s'illuminera à une fréquence de 640 Hz de façon à envoyer deux pulses de $10 \mu\text{s}$ espacés de $100 \mu\text{s}$. De cette façon la caméra synchronisée pour acquérir son signal au moment où le panneau est allumé, obtiendra des doublés d'image séparés de $100 \mu\text{s}$ (soit 10 kHz) à une fréquence de 640 Hz. Il est ainsi possible d'obtenir des informations nécessitant de hautes fréquences d'acquisition telle que la vitesse des gouttes, tout en conservant une résolution spatiale importante. Le champ de visualisation utilisé pour cette étude (figure 2.25a) est de $80 \times 80 \text{ mm}$ avec une profondeur de champ de 18 mm, centré sur l'axe de l'injecteur et 3 mm avant la fin de la zone de pré-film de la même façon que dans le champ présenté pour étudier le spray avec la chaîne

d'acquisition haute fréquence. La résolution spatiale obtenue est de $40 \mu\text{m}/\text{pixels}$. On la nommera "champ télécentrique".

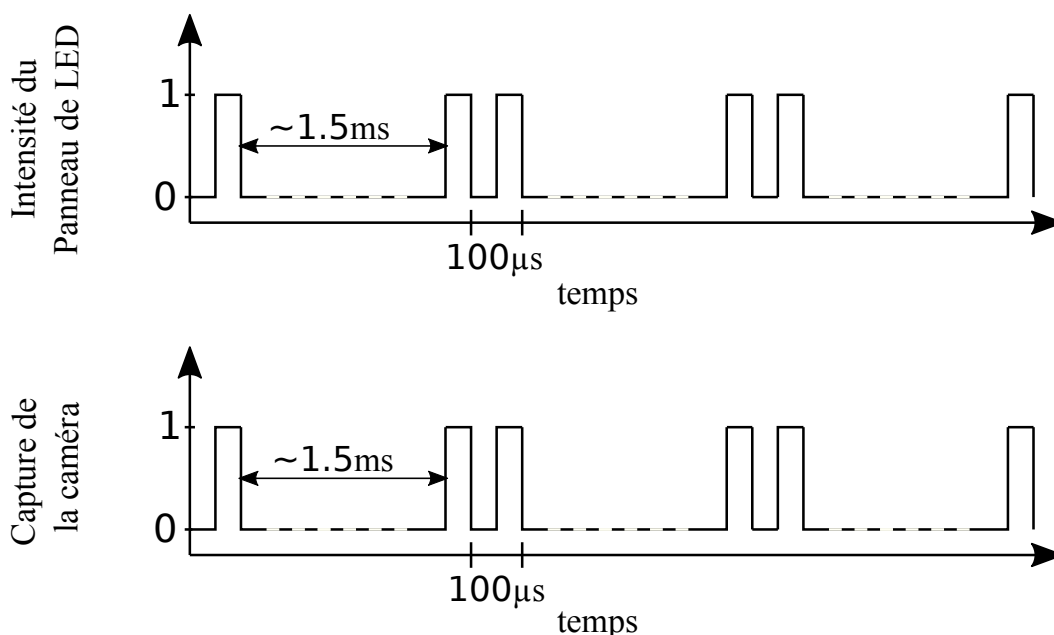


FIGURE 2.26 – Schéma explicatif du couplage panneau de LED et de la caméra.

2.5 Résumé des informations sur le dispositif expérimental

On a présenté le nouveau dispositif expérimental réalisé à l'IMFT pour étudier l'atomisation d'un film liquide cisailé. Il permet de créer un film d'eau contraint entre deux tubes coaxiaux avec une vitesse d'eau de $1.2 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ ($\text{Re}_\delta = 600$) pour la majorité des cas. Il est ensuite cisailé par un fort écoulement d'air dont la vitesse peut varier entre 28 et $48 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, ce qui correspond à un rapport des flux de quantité de mouvement (MFR) compris entre 0.65 et 2 . On a défini notre repère de façon à avoir un repère orthogonal avec \vec{x} allant dans la direction de l'écoulement et pour origine le point sur l'axe de révolution de l'injecteur à la hauteur de l'injection de l'eau. Les caractéristiques de l'écoulement d'air mesurées à l'aide d'un tube de Pitot et d'un fil chaud montrent un écoulement axisymétrique établi. Il a aussi été montré que les profils de vitesse de l'écoulement d'air sont de types turbulents avec de larges couches limites. Le taux de turbulence de l'écoulement d'air est d'environ 4% au centre du tube.

Deux chaînes d'acquisitions ont été présentées, une chaîne haute fréquence (10 kHz) avec un objectif de 200 mm pour visualiser le film liquide et les mécanismes de l'atomisation primaire de façon qualitative et une autre moins rapide équipée d'un objectif télécentrique pour obtenir des informations quantitatives sur l'atomisation primaire et le spray. Les différents champs de visualisation sont répertoriés dans le tableau 2.2.

Champ de visualisation	objectif utilisé	Figure	V_G m.s ⁻¹	Re_δ
champ film	200mm	2.18	28 à 48	500, 600, 750
champ film/nappe	200mm	2.19	28 à 48	500, 600, 750
champ $y=0$	200mm	2.20	22 à 48	600
champ $y=R$	200mm	2.21	22 à 48	600
champ télécentrique	télécentrique	2.23a	28 et 48	600

TABLE 2.2 – Tableau récapitulatif des champs de visualisation avec la chaîne d’acquisition associée (les listes des vitesses ne sont pas exhaustives).

Déstabilisation et rupture de la nappe liquide

Ce chapitre a pour but d'analyser la déstabilisation et la rupture de la nappe liquide en structures de grande échelle. Le film liquide et son impact sur l'atomisation primaire feront l'objet du chapitre suivant.

Ce chapitre est divisé en trois parties. On commencera par la description générale de l'atomisation primaire, pour parler ensuite du processus d'atomisation de la nappe liquide et finir par l'étude des structures liquides issues de l'atomisation primaire.

Sommaire

3.1	Description générale de l'atomisation primaire	65
3.1.1	Grandeurs physiques importantes pour l'atomisation primaire . .	66
3.1.2	Régimes d'atomisation primaire	69
3.2	Processus d'atomisation de la nappe liquide	72
3.2.1	Séparation des structures de liquide	73
3.2.2	Développement initial de la nappe liquide	76
3.2.3	Fréquences d'oscillation de la nappe	81
3.2.4	Longueur de rupture	88
3.3	Structures liquides issues de l'atomisation primaire	97
3.3.1	Formation et caractéristiques des clusters.	98
3.3.2	Fréquence de lâcher des clusters	100
3.4	Conclusion du chapitre	103

3.1 Description générale de l'atomisation primaire

Cette partie présente les grandeurs physiques importantes pour l'étude de la nappe liquide et les structures liquides issues de l'atomisation primaire. Dans la gamme des paramètres étudiés (en particulier la vitesse d'air), deux régimes d'atomisation primaire sont mis en évidence, avec pour chacun, des mécanismes de formation d'un spray assez contrastés.

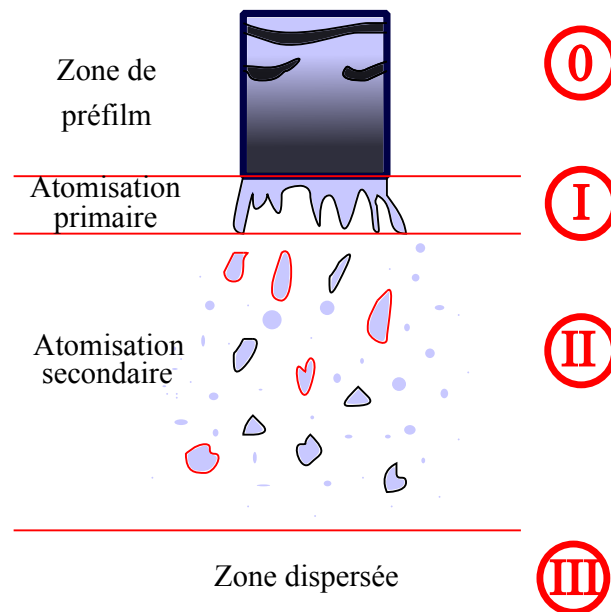


FIGURE 3.1 – Schéma d'ensemble de l'atomisation de la nappe liquide.

A l'aide de la figure 3.1, on peut définir les quatre zones suivantes :

- Une zone de préfilm (zone 0), que l'on analysera dans le chapitre 4 suivant.
- Une zone composée de la nappe liquide, siège de l'atomisation primaire (zone I), où la nappe est fragmentée en grosses structures liquides (clusters). Cette zone sera étudiée dans ce chapitre.
- Une zone d'atomisation secondaire (zone II) où les grosses structures liquides (clusters) de la zone précédente se fragmentent en structures plus petites. Cette zone sera abordée brièvement dans ce chapitre.
- Une zone dispersée (zone III) où il n'y a plus d'atomisation secondaire. Cette dernière n'est pas étudiée dans cette thèse.

3.1.1 Grandeurs physiques importantes pour l'atomisation primaire

Au fil des études dans ce domaine, des plus anciennes [87],[90], [67]... aux plus récentes [70],[25],[107]... différentes grandeurs ont été utilisées pour caractériser l'atomisation primaire. Dans le cas d'une nappe liquide cylindrique avec préfilm, plusieurs grandeurs de la nappe sont importantes et nécessitent d'être définies avant d'être analysées dans la suite de ce chapitre.

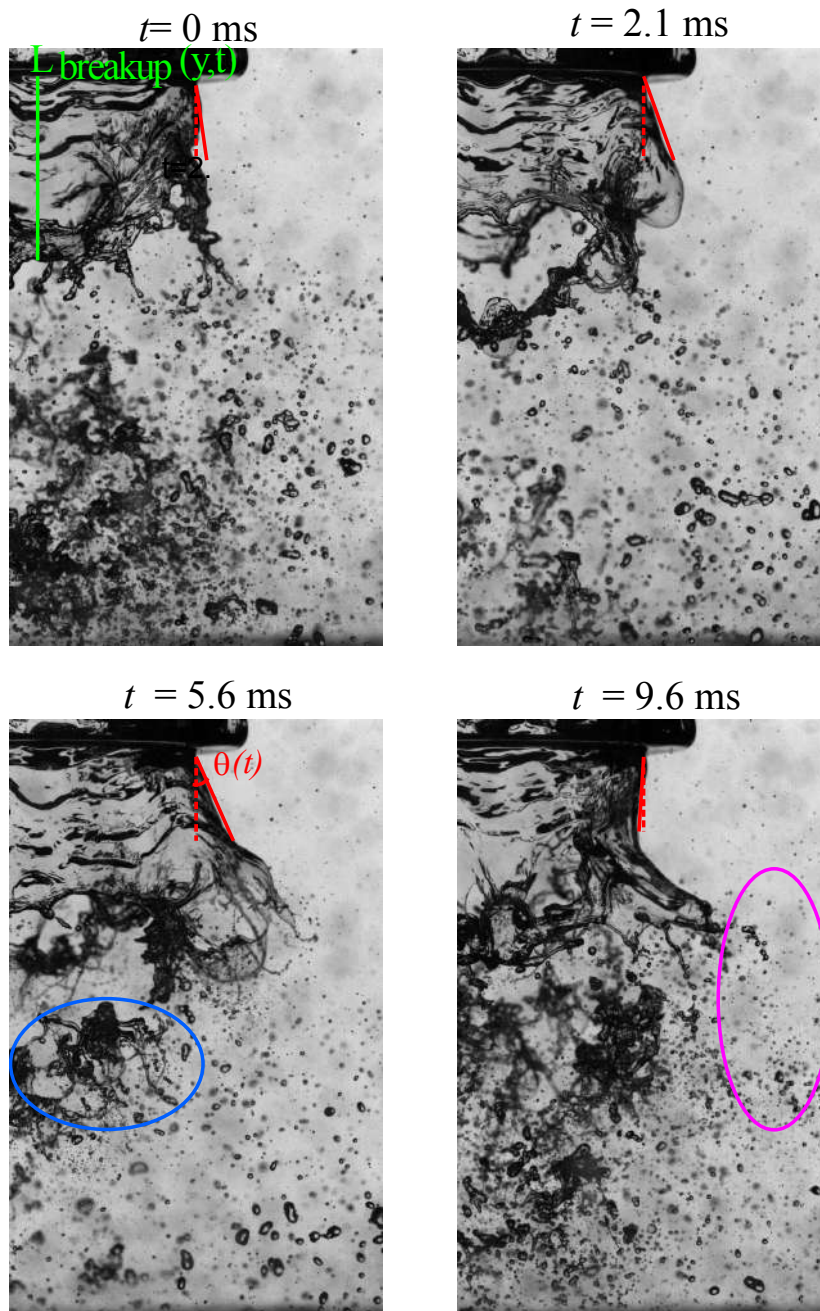


FIGURE 3.2 – Série d'images du champ "y=R" pour $V_G = 28\text{m.s}^{-1}$ et $Re_\delta = 600$.

Fréquence d'oscillation

Le cisaillement de l'air crée des ondes de Kelvin-Helmholtz qui vont se propager et croître le long de la nappe liquide. L'onde va produire un déplacement temporel de la nappe (perpendiculaire à l'écoulement de gaz) comme on peut le voir sur la figure 3.2 où la nappe va progressivement s'écarter de la ligne $y=R$ pour ensuite y revenir. Ce mouvement d'oscillation de la nappe peut être étudié à l'aide d'une analyse spectrale des positions de la nappe, qui permettra le cas échéant d'identifier une fréquence

d'oscillation.

Ces fréquences sont d'une grande importance pour la sécurité des moteurs car elles peuvent exciter des modes acoustiques et ainsi endommager la chambre de combustion. Il est donc pertinent de bien les comprendre pour définir des modèles capables de les prévoir.

Angle initial de nappe et amplitude des instabilités

L'angle initial de nappe se définit comme son inclinaison par rapport à l'axe de l'injecteur (ligne rouge continue sur la figure 3.2). L'angle, directement lié au battement de la nappe, sera noté $\theta(t)$. Avec l'analyse de la position de la nappe liquide, il est donc possible de connaître l'angle moyen, son évolution temporelle et ainsi de déterminer l'amplitude des instabilités.

Cette définition est proche de l'angle de spray [25] pour le cas d'un injecteur avec deux écoulements d'air. Dans ce cas l'angle se définit comme l'angle de dispersion des gouttes.

Cet angle va beaucoup impacter le positionnement des injecteurs pour éviter les contacts entre les sprays qui augmenteraient la richesse du mélange localement et produiraient des hydrocarbures imbrûlés.

Longueur de rupture

Elle se définit comme la distance entre la sortie de l'injecteur et la rupture de la nappe liquide (ligne verte sur la figure 3.2). Cette rupture étant provoquée par la prépondérance des forces de cisaillement dues à l'écoulement d'air par rapport à celles de tension de surface. La rupture est donc fortement liée à l'épaisseur locale de la nappe.

Paquets de liquide ou cluster

Les paquets de liquide sont le résultat de l'atomisation primaire en particulier lors des ruptures de cellules. Connaître leur dimension est important pour prédire le diamètre des gouttes finales. C'est actuellement très complexe à cause de leurs formes très variables, parfois quasi sphérique ou alors très allongées (cercle bleu sur la figure 3.2).

Les gouttes

La formation des gouttes résulte de l'atomisation primaire et secondaire. La distribution de taille et de vitesse instantanée ainsi que la concentration locale sont les paramètres majeurs caractérisant un spray.

Dans cette étude deux "types" de gouttes peuvent être différenciés. En effet, comme il n'y a qu'un seul écoulement d'air, une partie des gouttes issues de l'atomisation primaire n'est pas cisailée par l'air (cercle en violet sur la figure 3.2).

3.1.2 Régimes d'atomisation primaire

Lors des différentes campagnes de mesures, nous avons distingué deux modes d'atomisation primaire.

- L'atomisation par cellules, visible pour des vitesses d'air assez faibles en dessous de 36 m.s^{-1} pour un nombre de Reynolds liquide $Re_\delta=600$.
- L'atomisation par ligaments, qui apparaît pour des vitesses d'air supérieures.

Cette partie a pour but de décrire qualitativement les déformations de la nappe et la formation du spray.

Déformation de la nappe

Les figures 3.3 et 3.4 permettent d'observer la dynamique des deux modes d'atomisations primaires.

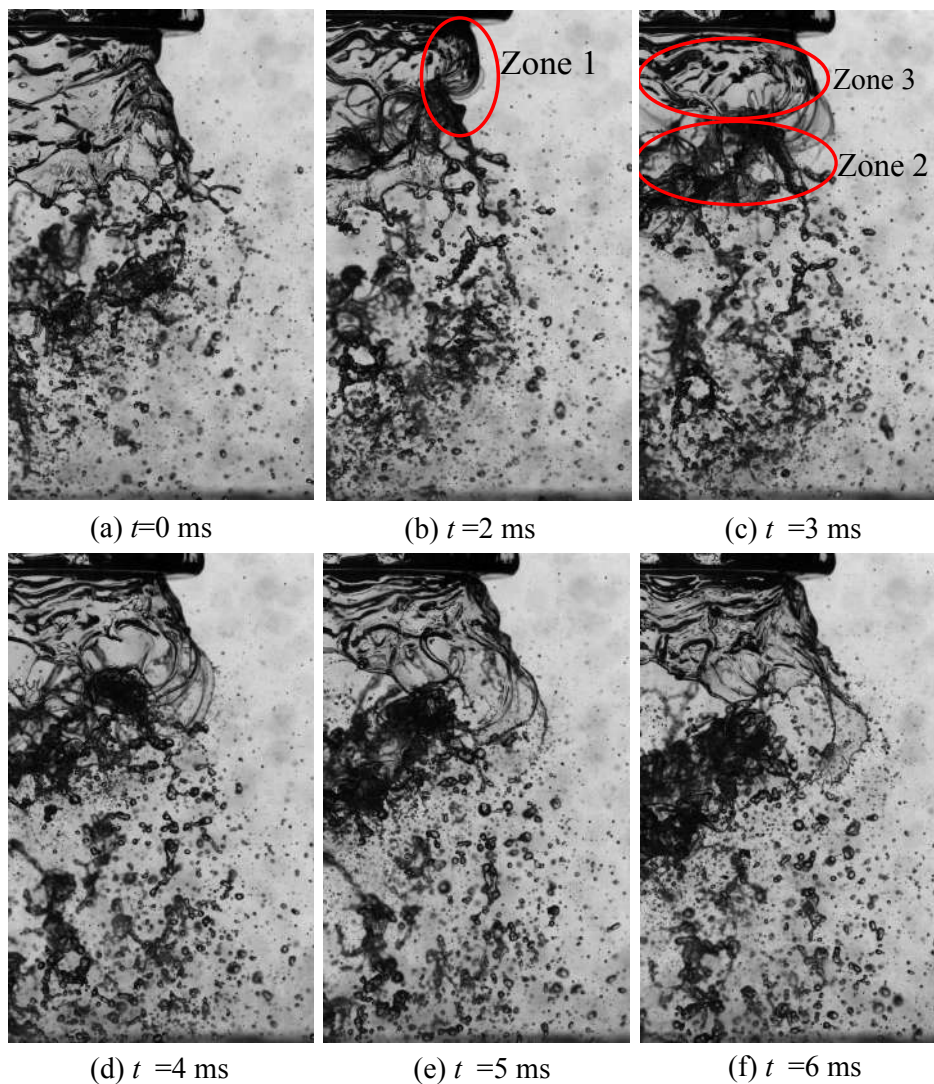


FIGURE 3.3 – Série d'images du champ "y=R" pour $V_G=28 \text{ m.s}^{-1}$ et $Re_\delta = 600$.

Lorsque la vitesse d'air est assez faible (figure 3.3, $V_G=28 \text{ m.s}^{-1}$ et $Re_\delta=600$), la déformation de la nappe est typique des instabilités de Kelvin-Helmholtz (zone 1), qui grossissent petit à petit avant la rupture de l'ensemble de la nappe. La nappe associée à cette atomisation semble assez homogène avec seulement de larges ondes 2D. Cela permet de favoriser la formation des cellules et ainsi produire des ruptures périodiques. L'image (c) décrit bien les éléments de la nappe liquide. Elle est composée d'une zone de replis du liquide qui forme un anneau tout autour de l'injecteur et qui est observable sous la forme d'une bande avec des niveaux de gris faible (zone 2), et d'une zone plus large à la suite beaucoup plus claire (zone 3) ; ceci implique une déformation de l'interface air/eau nettement moins importante dans cette zone.

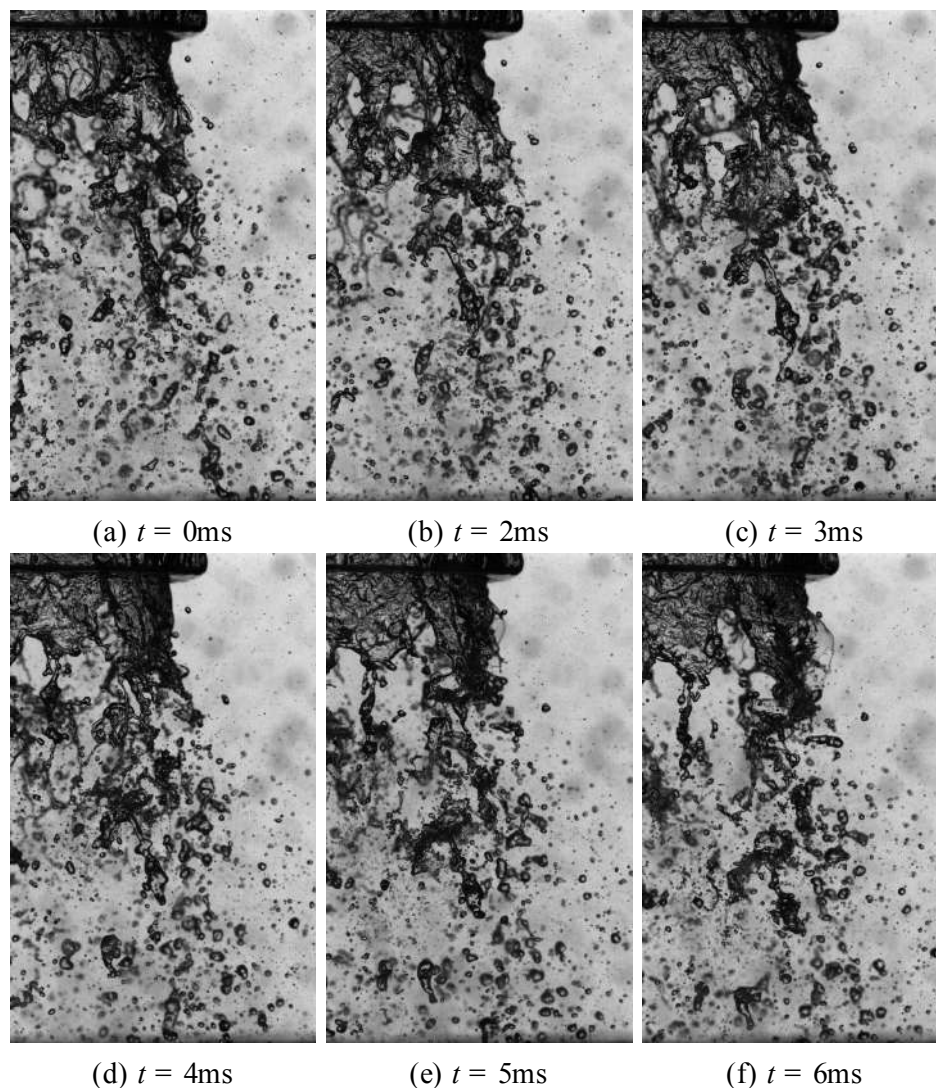


FIGURE 3.4 – Série d'images du champ "y=R" pour $V_G = 48 \text{ m.s}^{-1}$ et $Re_\delta = 600$.

En augmentant la vitesse d'air (figure 3.4, $V_G=48 \text{ m.s}^{-1}$), on remarque que les instabilités de Kelvin-Helmholtz ne sont plus observables à l'oeil nu. La rupture de la nappe n'est plus globale mais s'effectue de façon locale. La nappe est composée d'une multitude d'ondes 3D. Cette hétérogénéité des épaisseurs de liquide ne permet

pas le développement de larges structures comme les cellules, ce qui ne permet pas une rupture simultanée de l'intégralité de la nappe, mais plutôt le développement de ruptures locales.

Le spray

De la même façon que pour la nappe, les deux modes d'atomisation primaire génèrent des sprays aux caractéristiques bien différentes, comme le montre les deux images instantanées de la figure 4.1.

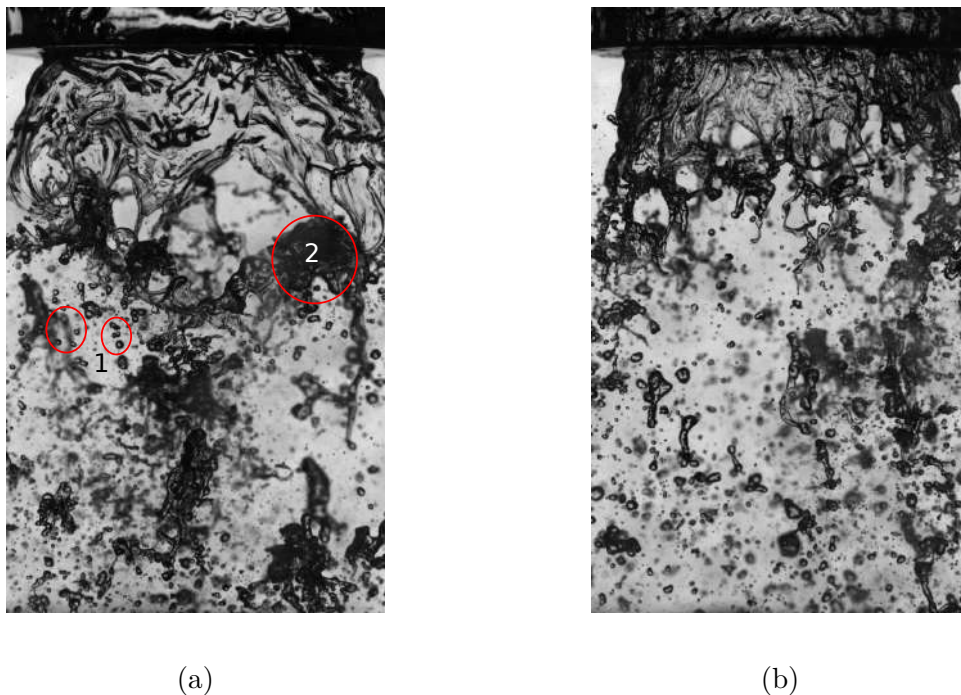


FIGURE 3.5 – Image du champ "y=0" pour (a) $V_G = 28\text{m.s}^{-1}$ et $Re_\delta = 600$ et (b) $V_G = 48\text{m.s}^{-1}$ et $Re_\delta = 600$.

Pour les faibles vitesses d'air (figure 3.5a), des gouttes (1) mais aussi des clusters (2) sont produits. Le cluster principal est formé lors de la rupture de la nappe. Il est composé du liquide qui se replie sur lui-même comme on peut le voir sur la figure 3.3. Le cluster se désintègre petit à petit à cause du cisaillement de l'écoulement d'air, ce qui génère des clusters de plus en plus petits et des gouttes de plus en plus nombreuses lorsqu'on s'éloigne de l'injecteur. On notera cependant que les plus petites gouttes ne sont pas visibles en raison de la résolution spatiale.

Pour les fortes vitesses d'air, il n'y a plus de cluster principal lors de la rupture de la nappe et le spray devient homogène assez rapidement après la rupture de la nappe. Ceci s'explique par le caractère local du mode d'atomisation primaire qui ne permet pas d'avoir des structures imposantes. Les gouttes sont produites en grande partie par de l'arrangement de ligaments comme par exemple au centre de la figure 3.5b. Ces ligaments, qui vont être atomisés par des mécanismes différents du cluster produiront un nombre de gouttes plus faible entre 2 et 5 généralement.

Les structures liquides dissociables

Comme on a pu le voir dans la section précédente, certaines structures de liquide sont facilement identifiables comme étant des éléments distincts. Les grandeurs physiques associées à chaque structure de liquide sont différentes. Par exemple, la longueur caractéristique sera dans un cas la longueur de rupture pour la nappe et le diamètre des gouttes pour le spray. Les structures peuvent aussi ne pas être au même stade d'atomisation comme pour les clusters (atomisation primaire) et les gouttes (atomisation secondaire). Ces éléments sortent naturellement comme des structures dissociables, bien qu'il soit complexe de définir la frontière entre les clusters et les gouttes.

La plupart des grandeurs caractéristiques que l'on a présentées dans cette section nécessitent une visualisation particulière (chaîne d'acquisition et champ de visualisation) pour permettre de les traiter correctement. Il semble donc nécessaire de définir la chaîne d'acquisition utilisée pour les différentes grandeurs physiques (tableau 3.3).

La chaîne d'acquisition haute fréquence a été utilisée pour visualiser la position latérale de la nappe afin d'étudier l'évolution temporelle de l'angle de nappe et sa fréquence de battement. L'imagerie rapide a également permis d'extraire les fréquences de passage des clusters. Cependant, à cause de la faible profondeur de champ, la nappe liquide n'est pas identifiable avec précision ceci limite l'extraction des informations quantitatives. Pour mieux identifier la nappe liquide la profondeur de champ est augmentée grâce à l'utilisation d'un objectif télécentrique, ceci permet de mieux identifier les différentes structures de liquide, comme il est possible de l'observer sur la figure 2.25 dans le chapitre précédent. Cela nous permet de caractériser en partie les longueurs de rupture de la nappe.

Grandeur physique	Chaîne d'acquisition	champ de visualisation
Fréquence de battement	chaîne haute fréquence	champ "y=R" et "y=0"
Angle de nappe	chaîne haute fréquence	champ "y=R"
Longueur de rupture	chaîne télécentrique	champ "télécentrique"
Observation des clusters	chaîne télécentrique	champ "télécentrique"

TABLE 3.1 – Tableau récapitulatif des champs de visualisation avec la chaîne d'acquisition associée pour permettre d'obtenir les grandeurs physiques.

3.2 Processus d'atomisation de la nappe liquide

La section précédente présente une description qualitative de l'atomisation primaire mais il reste à quantifier les grandeurs physiques définies précédemment, à savoir l'angle de la nappe, son oscillation et sa longueur de rupture. Pour cela nous présentons dans un premier temps, le traitement d'images qui permet de séparer les structures de liquide et, dans un second temps, la méthode permettant d'accéder à chaque grandeur en vue de l'analyse physique.

3.2.1 Séparation des structures de liquide

Lorsqu'on regarde une image obtenue avec la chaîne d'acquisition équipée de l'objectif télécentrique (figure 3.6a), on distingue des zones légèrement plus sombres bien visibles sur l'image de fond (figure 3.6b). Ces zones sont de plus en plus nombreuses quand on s'éloigne de l'injection. Elles sont produites par la projection des gouttes sur le hublot devant la caméra.

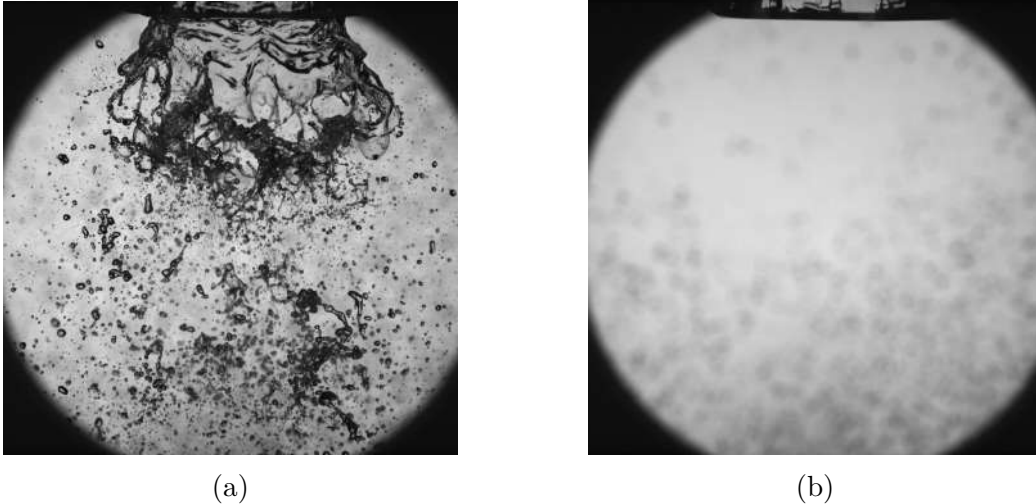


FIGURE 3.6 – (a) Image brute du spray pour $V_G=28 \text{ m.s}^{-1}$ et $Re_\delta=600$, (b) Image de fond avec seulement les projections.

La première étape consiste à supprimer l'image des projections d'eau. Pour cela une série d'images est acquise après chaque mesure. Les projections étant un processus dynamique, on prendra comme hypothèse, compte tenu du temps nécessaire pour réaliser une série de mesures (environ 5 secondes), que l'image des projections évolue peu entre le début et la fin de l'acquisition qui compare la première image d'une série de mesures figure 3.7a et la dernière figure 3.7b.

Pour filtrer les projections, on soustrait l'image brute (figure 3.6a) à l'image sans écoulement associé (figure 3.6b). On obtient ainsi l'image figure 3.8a.

La figure 3.8a, est une image complexe, avec les trois structures liquides (nappe, clusters et gouttes), qui sont plus ou moins faciles à isoler. On commence par une binarisation avec la méthode de Otsu [80] pour définir les interfaces (eau/air) et les ondes dans la nappe. Cette méthode détermine un seuil basé sur la moyenne et le gradient de l'histogramme de l'image. On obtient ainsi la figure 3.8b. Sur celle-ci une ligne blanche est ajoutée pour définir la sortie de l'injecteur, ce qui permet de fermer le contour de la nappe.

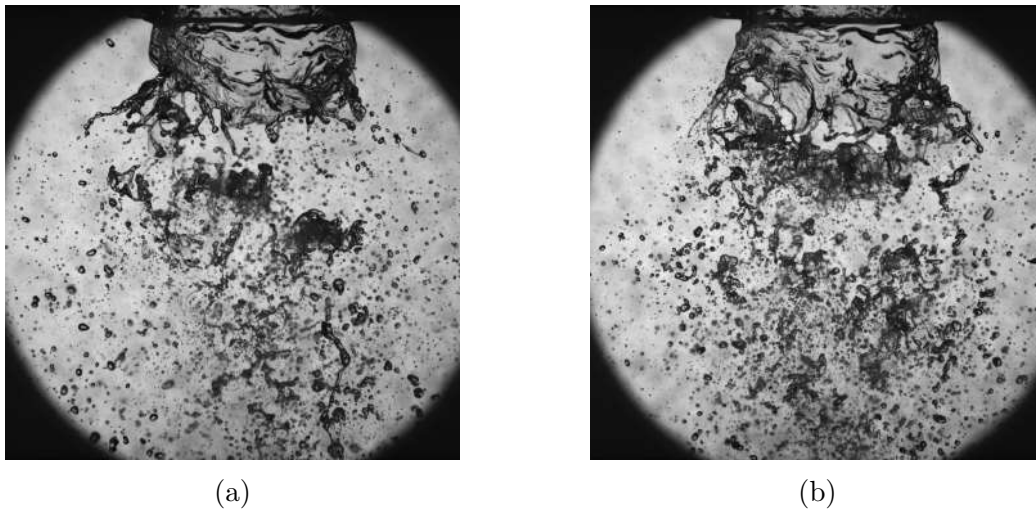


FIGURE 3.7 – (a) 1^{ère} image, (b) dernière image, de la série de mesures $V_C=28 \text{ m.s}^{-1}$ et $Re_\delta=600$.

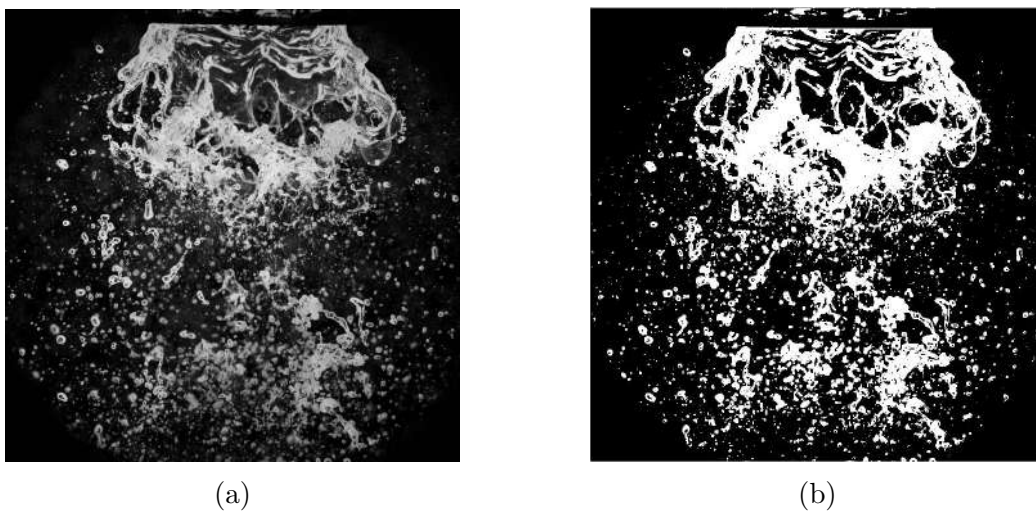


FIGURE 3.8 – (a) Image obtenue après la suppression de l'image des projections, (b) Image binarisée avec la méthode d'Otsu [80].

La technique d'ombroscopie laisse des "zones vides" à l'intérieur des structures liquides. C'est un problème inhérent à la technique de mesure. Ainsi l'étape suivante consiste à définir un traitement afin de minimiser ce biais, en remplissant les zones "vides" laissées par la binarisation. Lorsqu'une zone non remplie (valeur 0) est fermée, c'est-à-dire délimitée par un contour fermé de valeur 1 alors la totalité de la zone prend la valeur 1. La méthode pour réaliser ce traitement est celle de Soille [101]. On obtient ainsi le masque représenté sur la figure 3.9a. Pour plus de lisibilité, l'image caméra (figure 3.6a) est multipliée terme à terme par le masque de l'image (figure 3.9a) ce qui permet de mieux visualiser la nappe (figure 3.9b).

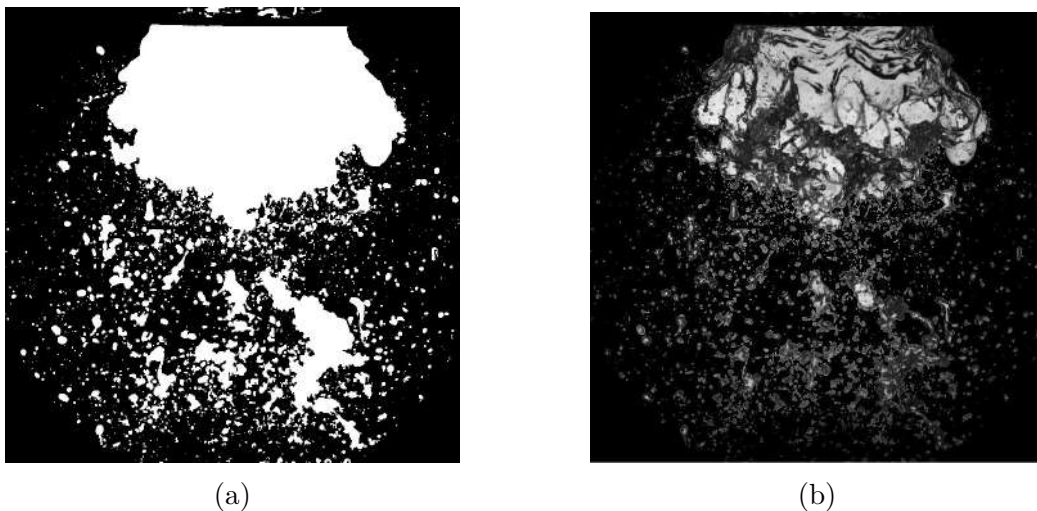


FIGURE 3.9 – (a) Masque obtenu après le remplissage (b) Image obtenue avec la multiplication du masque et de l'image brute de la figure 3.6a.

On applique ensuite une labelisation [42] de l'image pour permettre d'isoler chaque objet en le numérotant, cela permet aussi de connaître la surface de chacun des objets. Cette méthode assez simple permet de séparer grossièrement les structures :

- La nappe en isolant le label au niveau de la sortie de l'injecteur (figure 3.10a).
- Les objets suffisamment gros (avec un diamètre équivalent supérieur à 4 mm) sont définis comme des clusters (figure 3.10b).
- Les gouttes sont donc les autres objets de l'image (figure 3.10c).

Le choix du diamètre équivalent de 4 mm pour définir si un élément est une goutte ou un cluster est effectué par rapport aux études déjà réalisées [25], [69].

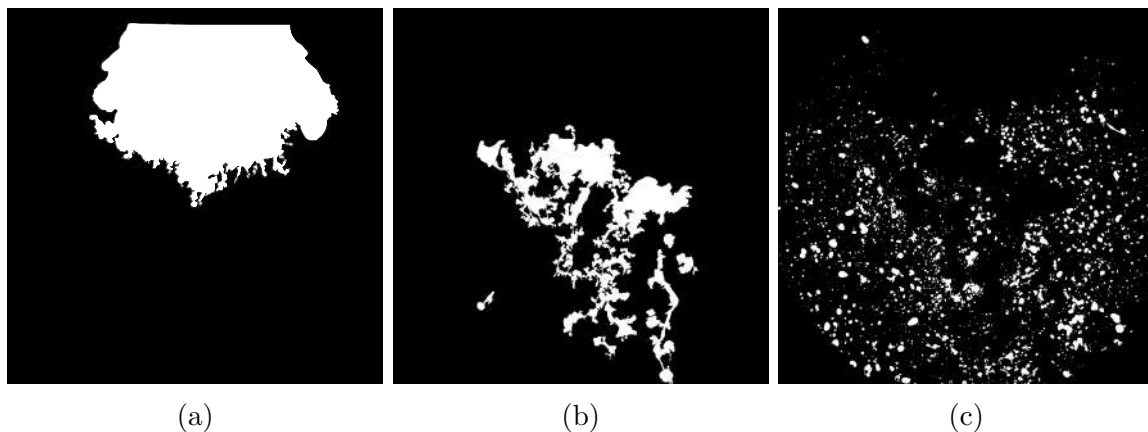


FIGURE 3.10 – Image du masque : (a) de la nappe, (b) des clusters, (c) des gouttes.

3.2.2 Développement initial de la nappe liquide

Une partie importante de cette thèse concerne l'étude de la nappe liquide. On commencera notre analyse par le développement initial de la nappe. Lorsqu'on observe les figures 3.11a et 3.11b, on remarque que la zone où l'interface (ligne rouge) est bien identifiable, se situe dans le 1^{er} centimètre après la sortie de l'injecteur. Cette zone "continue" constituera le domaine d'étude (D) pour l'analyse du développement initial de la nappe (figure 3.11c et 3.11d).

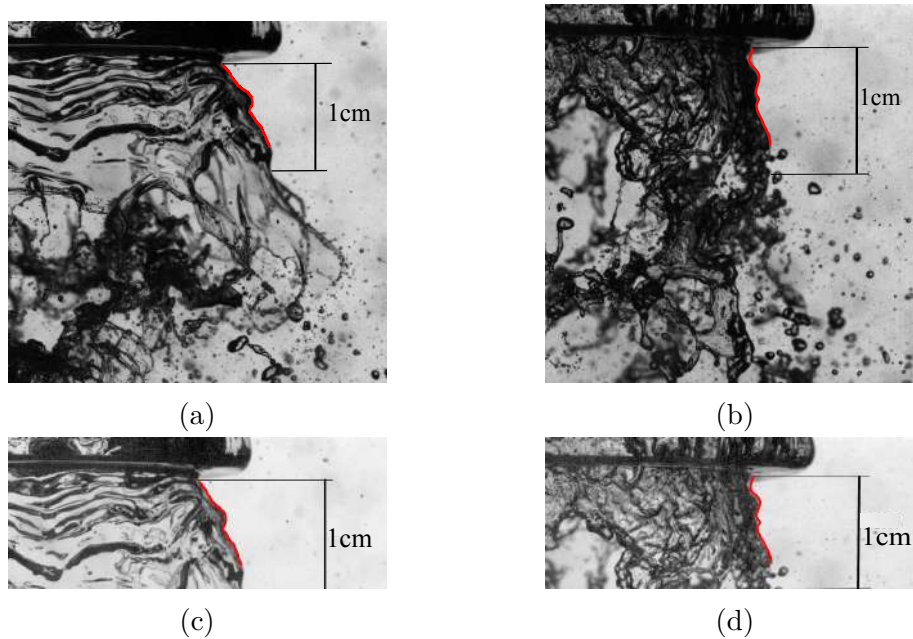


FIGURE 3.11 – Images instantanées pour deux vitesses d'air (a) 28 m.s^{-1} (b) 48 m.s^{-1} et $Re_\delta=600$. La courbe rouge représente l'interface latérale de la nappe liquide obtenue manuellement. (c) et (d) : zoom sur le domaine d'étude (D).

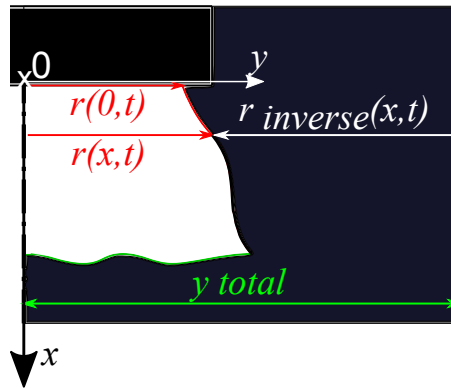
Angle initial de la nappe

Pour mesurer l'angle initial de la nappe, il est nécessaire de connaître la position de l'interface latérale de la nappe liquide. Pour cela on définit une fonction $r(x, t)$ comme étant la distance entre l'axe de l'injecteur ($y=0$) et l'interface latérale (flèche rouge sur la figure 3.12).

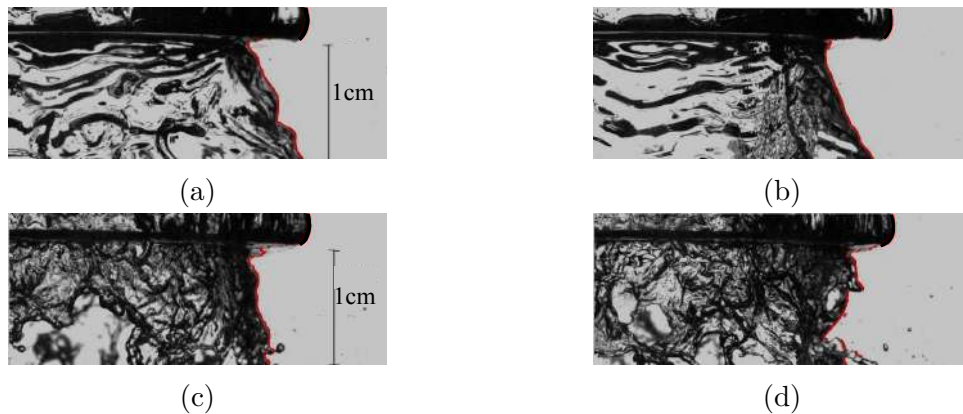
Détermination de la fonction $r(x, t)$

Nous calculons les valeurs de $r(x, t)$, grâce à une méthode de recherche de front montant appliquée sur le masque de la nappe allant de la droite vers la gauche (flèche blanche sur le schéma de la figure 3.12). Pour cela on crée une fonction $r_{inverse}(x, t)$ qui est liée à la fonction $r(x, t)$ par l'équation 3.1.

$$r(x, t) = y_{total} - r_{inverse}(x, t) \quad (3.1)$$

FIGURE 3.12 – Schéma explicatif du calcul de la fonction $r(x, t)$.

A titre d'exemple, la fonction $r(x, t)$ est calculée pour quatre images instantanées (à t fixé) et représentée par une courbe rouge superposée à l'image (figure 3.13).

FIGURE 3.13 – Images instantanées de la nappe liquide ($Re_\delta=600$) (a) (b) : $V_G=28 \text{ m.s}^{-1}$. (c) (d) : $V_G=48 \text{ m.s}^{-1}$. La courbe rouge représente la fonction $r(x, t)$ associée.

La figure 3.14 montre la moyenne temporelle ($\overline{r(x)}$) de fonction $r(x, t)$ pour quatre vitesses d'air comprises entre 22 et 48 m.s^{-1} .

Les quatre courbes ont la même évolution composée de trois zones.

- $x_{initiale}$ est défini comme la distance où la position de la nappe commence à croître.
- x_{max} est défini comme la distance où la nappe commence à se rompre.

La caractérisation des 3 zones est la suivante :

- La zone 1 est comprise entre $x = 0$ et $x = x_{initiale}$, $x_{initiale}$ étant la distance axiale où la position de la nappe commence à croître. Dans cette zone $\overline{r(x)}$ est constant.
- La zone 2 est comprise entre $x = x_{initiale}$ et $x = x_{max}$, x_{max} étant la distance axiale où la nappe commence à se rompre. Dans cette zone $\overline{r(x)}$ croît de façon linéaire. On notera que la valeur de x_{max} dépend de la vitesse d'air.
- La zone 3 se situe après x_{max} .

Si on analyse ces zones de façon plus détaillée, on remarque que la valeur de $x_{initiale}$ reste constante (environ $500 \mu\text{m}$) avec l'augmentation de la vitesse de l'air. Ceci tend à montrer que la valeur de $x_{initiale}$ est définie par les propriétés du liquide ou la géométrie de l'injecteur.

Dans la zone 2, la croissance de $\overline{r(x)}$ est identique pour toutes les vitesses d'air, cependant la valeur de x_{max} dépend de la vitesse d'air, à savoir $x_{max}=7 \text{ mm}$ pour une $V_G=28 \text{ m.s}^{-1}$ et $x_{max}=5.5 \text{ mm}$ pour $V_G>40 \text{ m.s}^{-1}$.

La zone 3 ne sera pas utilisée pour l'étude d'instabilité de la nappe.

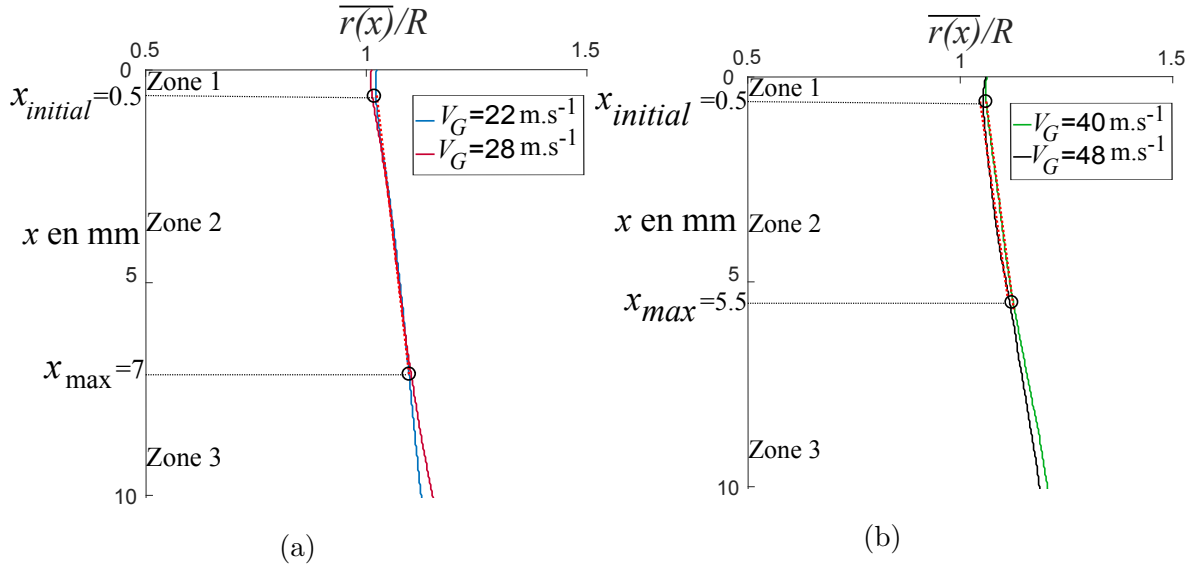


FIGURE 3.14 – Moyenne temporelle de $\overline{r(x)}$ dans le domaine D , pour (a) $V_G=22, 28 \text{ m.s}^{-1}$ (b) $V_G=40, 48 \text{ m.s}^{-1}$ ($\text{Re}_\delta=600$).

Les valeurs de $\overline{r(x)}$ pour les vitesses supérieures à 40 m.s^{-1} sont supérieures ($\approx 5\%$) à celles pour les vitesses d'air inférieures à 28 m.s^{-1} . Cette augmentation est due à une légère accumulation de liquide située au niveau de la sortie de l'injecteur.

Mesure de l'angle initial de la nappe θ

Pour définir l'angle initial de la nappe θ , on utilise le lissage de $\overline{r(x)}$ jusqu'au $2/3$ de la zone 2 (équation 3.2).

$$\theta = \arctan \left(\frac{r\left(\frac{2}{3} \cdot x_{max}\right) - r(x_{initial})}{\frac{2}{3} \cdot x_{max} - x_{initial}} \right) \quad (3.2)$$

L'angle initial de la nappe a été calculé pour les quatre vitesses d'air (table 3.3). Les résultats montrent une faible dépendance vis à vis de la vitesse de cisaillement, l'angle initial restant proche de 12° .

Vitesse d'air	θ
0 m.s ⁻¹	19°
22 m.s ⁻¹	11.9°
28 m.s ⁻¹	13°
40 m.s ⁻¹	12.6°
48 m.s ⁻¹	11.6°

TABLE 3.2 – Influence de la vitesse d'air sur l'angle initial de la nappe.

Sans vitesse d'air (première ligne de la table 1), l'angle d'ouverture de la nappe est de 19°. La présence de l'écoulement d'air induit une dépression qui ressert la nappe vers l'axe de l'injecteur.

Évolution temporelle de la position radiale de la nappe

Comme nous l'avons vu dans la partie 3.1.2, la nappe liquide est fortement cisailée, ce qui favorise le développement de l'instabilité de Kelvin-Helmholtz. La figure 3.15.a schématise une "longue" nappe liquide où la position de la nappe à un temps donné est représentée par la courbe blanche. Pour une distance donnée en sortie d'injecteur (à titre d'exemple $x=3$ mm, sur la figure 3.15.b), l'évolution temporelle de la position radiale de la nappe peut être mesurée. Elle met en évidence les oscillations de la nappe liées à l'instabilité de Kelvin-Helmholtz. Ces oscillations seront étudiées en détail dans la section 3.2.3 dédiée à l'analyse fréquentielle. À ce stade, on ne peut pas exclure un battement d'ensemble de la nappe mais, en proche sortie d'injecteur, son amplitude semble négligeable. Enfin, on notera aussi des valeurs de $r(x,t)$ inférieures à R qui montrent que la nappe liquide peut se resserrer vers l'axe de l'injecteur, en deçà de son rayon initial.

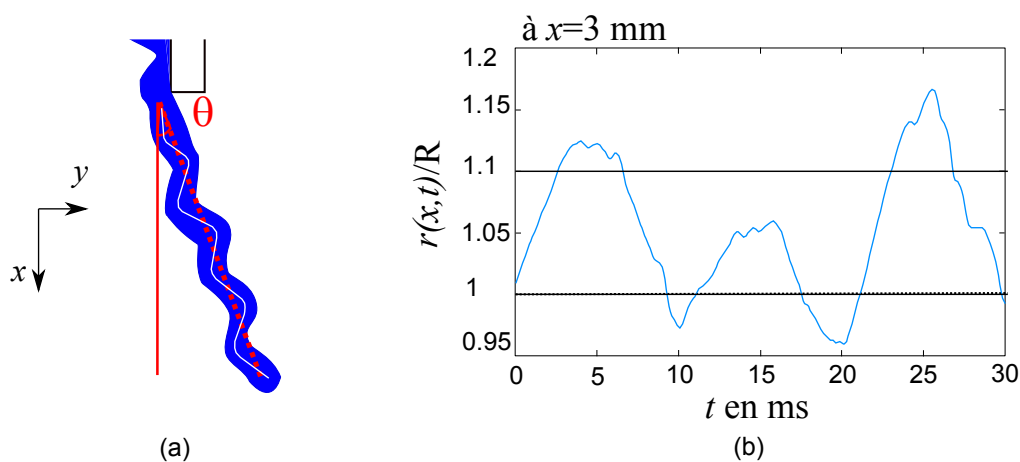


FIGURE 3.15 – (a) Schéma d'une longue nappe liquide, (b) Exemple d'évolution temporelle de la position radiale normalisée de la nappe $r(x,t)/R$ pour $x=3$ mm ($V_G=28$ m.s⁻¹).

A $x=3$ mm de la sortie de l'injecteur, les figures 3.16 et 3.17 présentent les distributions de $r(x,t)/R$ pour les vitesses d'air 28 m.s^{-1} et 48 m.s^{-1} .

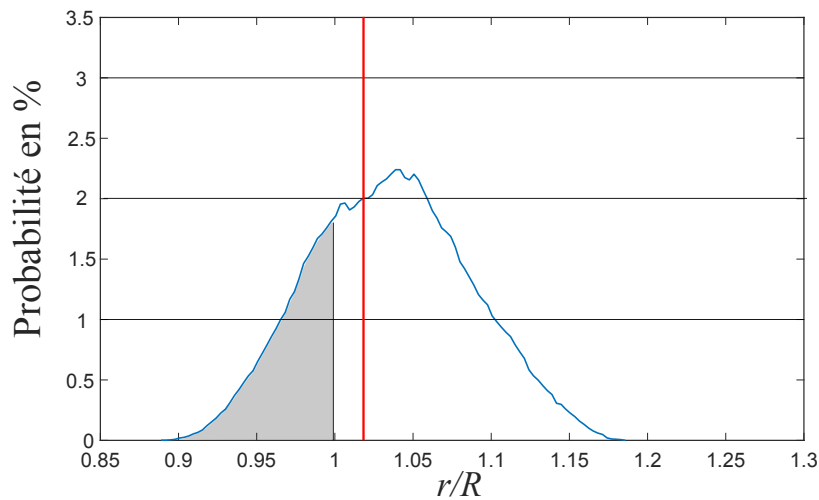


FIGURE 3.16 – Distribution de $r(x,t)/R$ à 3 mm de la sortie de l'injecteur pour $V_G=28 \text{ m.s}^{-1}$. La ligne rouge indique la moyenne (proche de 1.02).

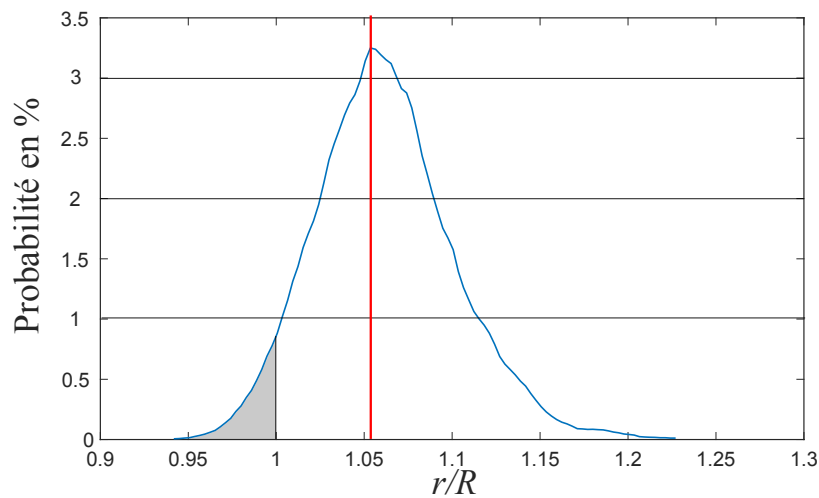


FIGURE 3.17 – Distribution de $r(x,t)/R$ à 3 mm de la sortie de l'injecteur pour $V_G=48 \text{ m.s}^{-1}$. La ligne rouge indique la moyenne (proche de 1.05).

Les deux distributions (figure 3.16 et 3.17) se répartissent sur des intervalles similaires $[0.95 < r(x,t)/R < 1.2]$. Les valeurs moyennes sont assez proches (≈ 1.02 et 1.05), tout comme les écarts types (0.25 et 0.3 , respectivement pour $V_G=28 \text{ m.s}^{-1}$ et $V_G=48 \text{ m.s}^{-1}$). Néanmoins, la forme des distributions est sensible à la vitesse d'air en terme d'aplatissement, plus important dans le cas de l'atomisation par cellules ($V_G=28 \text{ m.s}^{-1}$) comparé au cas de l'atomisation par ligaments ($V_G=48 \text{ m.s}^{-1}$). La

valeur du coefficient d'aplatissement (Kurtosis) passe de 2.47 à 5.7. On rappelle que plus la valeur de Kurtosis est grande plus les valeurs de la distribution sont resserrées autour de la valeur moyenne. L'amplitude des oscillations diminue donc lorsque la vitesse de l'écoulement augmente de 28 à 48 m.s⁻¹. La diminution de l'amplitude des oscillations est liée à la disparition des cellules présentes pour les faibles vitesses d'écoulement d'air (ici $V_G=28$ m.s⁻¹).

Enfin, la partie grisée sur les histogrammes, ($r(x, t)/R < 1$), renseigne sur le resserrement de la nappe liquide. En effet, la nappe peut parfois se positionner à l'intérieur de l'écoulement d'air. Ce phénomène de contraction, lors de l'oscillation de la nappe, s'atténue avec la vitesse d'air et passe de 35% du temps à $V_G=28$ m.s⁻¹ contre 10% à $V_G=48$ m.s⁻¹.

3.2.3 Fréquences d'oscillation de la nappe

On étudie dans cette partie les fréquences d'oscillation de la nappe en fonction de la vitesse de l'écoulement d'air. Ce point fera aussi l'objet d'une comparaison avec d'autres résultats de la littérature.

Mesures de fréquences d'oscillation

Pour obtenir les fréquences d'oscillation, on réalise l'analyse fréquentielle du signal $r(x, t)$. Plus particulièrement, à x fixé, la Densité Spectrale de Puissance (*PSD* en anglais) de la fonction $r(x, t)$ est calculée grâce à la méthode de Welch [108]. Elle représente la répartition fréquentielle de la puissance suivant les fréquences qui composent le signal $r(x, t)$ avec une incertitude de 20 Hz. En proche sortie d'injecteur ($2.5 \text{ mm} < x < 3 \text{ mm}$), les densités spectrales de puissance de $r(x, t)$ sont représentées sur les figures 3.18 ($V_G=28$ m.s⁻¹) et 3.19 ($V_G=48$ m.s⁻¹). Dans le premier cas (figure 3.18), un pic de fréquences très net apparaît autour de 110 Hz et évolue peu entre $x=2.5$ mm et $x=3$ mm. Ce pic marqué est la signature du mode d'atomisation par cellule. L'augmentation de la vitesse d'air modifie le mode de rupture, associé davantage à la formation de ligaments. Plusieurs effets sont clairement visibles sur la figure 3.19 :

- L'augmentation de la fréquence principale autour de 180 Hz.
- L'élargissement du pic de fréquences.
- La perte d'information fréquentielle rapide en s'éloignant de la sortie de l'injecteur.

Cette différence provient du comportement de la nappe liquide. Dans le cas de la rupture par cellules, la nappe est suffisamment longue avec peu de perturbation, contrairement au cas de la rupture par ligaments où la nappe liquide est très perturbée en proche sortie d'injecteur.

L'augmentation de la fréquence d'oscillation entre les deux modes d'atomisation primaire est uniquement due au changement de vitesse de l'écoulement d'air. Nous l'aborderons plus en détail dans la partie suivante.

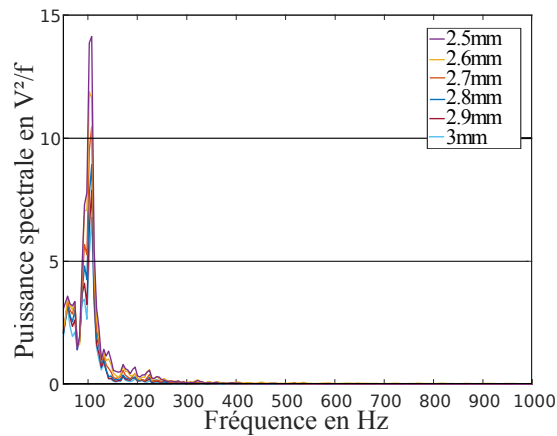


FIGURE 3.18 – Densité spectrale de puissance de $r(x, t)$ pour différentes valeurs de x dans le cas de l’atomisation par cellules ($V_G=28 \text{ m.s}^{-1}$).

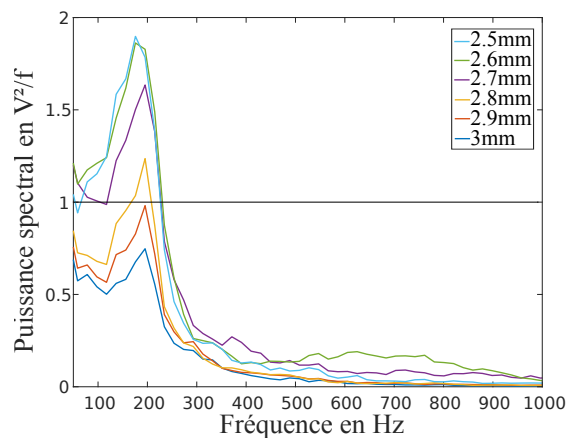


FIGURE 3.19 – Densité spectrale de puissance de $r(x, t)$ pour différentes valeurs de x dans le cas de l’atomisation par ligaments ($V_G=48 \text{ m.s}^{-1}$).

Influence de la vitesse de l’air sur la fréquence d’oscillations

La figure 3.19, montre que au-delà de $x=2.5 \text{ mm}$ de la sortie de l’injecteur, les fréquences ne sont plus suffisamment marquées pour bien les définir. Pour cette raison, les mesures de fréquences ont été réalisées à $x=2.5 \text{ mm}$ pour des vitesses d’air allant de 28 à 48 m.s^{-1} (figure 3.20). L’évolution de la fréquence principale en fonction de la vitesse de l’écoulement d’air montre une croissance quasi-linéaire des fréquences avec l’augmentation de la vitesse d’air.

Il n’y a pas de saut de fréquence lors du changement d’atomisation primaire ($V_G=33 \text{ m.s}^{-1}$), ce qui tend à montrer que le mode d’atomisation n’influence pas les fréquences d’atomisation de la nappe en proche sortie de l’injecteur.

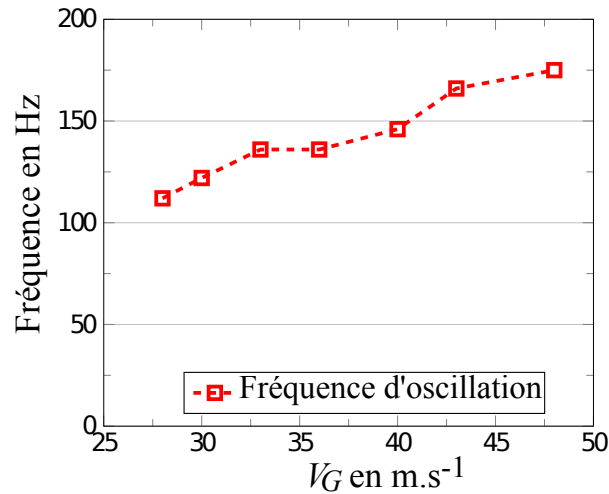


FIGURE 3.20 – Fréquences d'oscillation de l'interface en fonction de la vitesse d'air. ($x=2.5$ mm)

Mesures des longueurs d'onde liées à l'oscillation de la nappe

La perte d'information fréquentielle rapide (figure 3.19) lorsqu'on augmente la vitesse de l'écoulement d'air, contraint les mesures de longueurs d'onde au mode d'atomisation primaire par cellules ($V_G < 33$ m.s⁻¹). Cependant même dans le cas des ruptures par cellules, mesurer les longueurs d'ondes spatiales directement est très complexe, car la nappe n'est jamais continue sur l'ensemble d'une période, comme l'illustre l'exemple de la figure 3.21.

- $t=0$ ms : un repli de l'interface radiale (repère 1).
- $t=4$ ms : début de formation d'une cellule.
- $t=7$ ms : rupture de cellule.
- $t=11$ ms : nouveau repli de l'interface radiale proche de l'injecteur (repère 2).

La longueur d'onde est la distance entre les deux replis (repère 1 et 2). Comme la nappe n'est pas continue entre les deux repères, la longueur ne peut pas être mesurée avec exactitude.

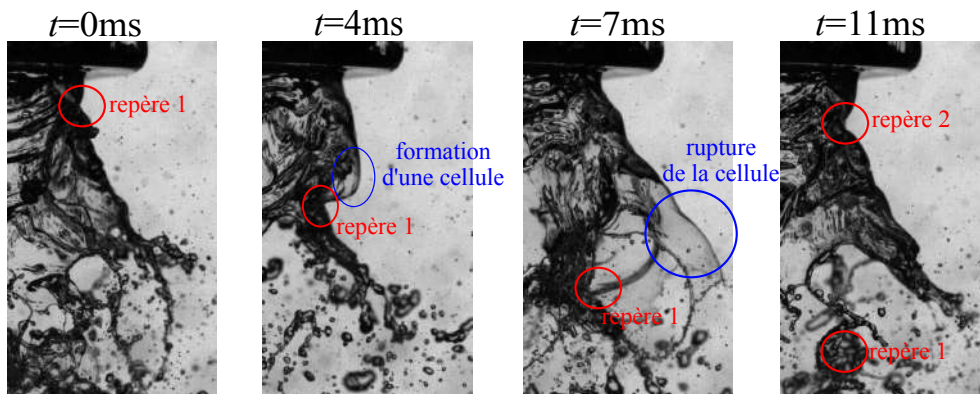


FIGURE 3.21 – Évolution de la nappe liquide sur une durée de 11 ms. ($V_G=28$ m.s⁻¹)

Toutefois, comme nous connaissons les fréquences d'oscillation de la nappe (figure 3.20), il est possible de calculer les longueurs d'onde à partir de la relation 3.3.

$$\lambda = \frac{V_{wave}}{f} \quad (3.3)$$

où f est la fréquence d'oscillation mesurée et V_{wave} la célérité de l'onde qui nécessite d'être mesurée.

Célérité de l'onde.

Pour mesurer la célérité de l'onde, nous calculons le temps nécessaire pour le déplacement d'une onde entre deux positions choisies à $x_1=2.5$ mm et $x_2=5$ mm. L'évolution temporelle de l'interface radiale est découpée en intervalles de temps de 10 ms, ce qui correspond à environ une période (voir figure 3.22). Des corrélations entre les positions à x_1 et x_2 sont réalisées pour chaque intervalle de temps. Ce calcul permet d'obtenir le temps nécessaire à l'onde pour parcourir la distance $x_2 - x_1$ (2.5 mm) et d'en déduire la célérité de l'onde. Pour les faibles vitesses d'air, les valeurs moyennes des célérités sont répertoriées dans la table 3.3. Proche de 2 m.s^{-1} , elles augmentent légèrement avec la vitesse de l'écoulement d'air.

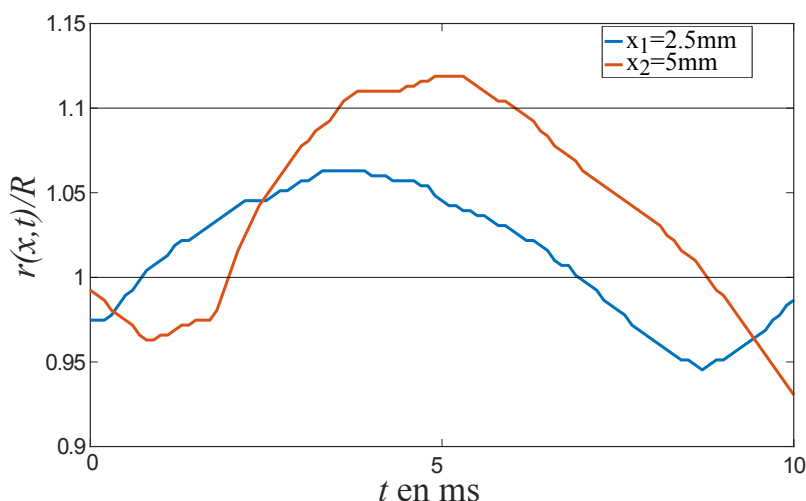


FIGURE 3.22 – Évolution temporelle de la position radiale de l'interface, $(r(x, t))$, pour deux distances en sortie de l'injecteur, $x_1=2.5$ mm et $x_2=5$ mm ($V_G=28 \text{ m.s}^{-1}$).

Comparaison des célérités des ondes mesurées avec celles calculées grâce au modèle de Dimotakis.

Les résultats que nous obtenons sont comparés avec le modèle de Dimotakis [28] (éq. 3.4), qui fournit l'expression de la célérité des ondes en fonction des vitesses et des masses volumiques des deux écoulements (cf. section 1.1.2).

$$V_{dimotakis} = \frac{\sqrt{\rho_L} \cdot V_L + \sqrt{\rho_G} \cdot V_G}{\sqrt{\rho_L} + \sqrt{\rho_G}} \quad (3.4)$$

V_G en m.s^{-1}	célérité mesurée en m.s^{-1}	erreur en %	$V_{Dimotakis}$ en m.s^{-1}
28	2.12	8	2.10
30	2.22	18	2.16
33	2.31	11	2.27

TABLE 3.3 – Célérités de l'onde mesurées et calculées à partir du modèle de Dimotakis [28] pour trois vitesses d'air 28, 30 et 33 m.s^{-1} .

Les erreurs sont définies comme l'intervalle de confiance à 95%, et les incertitudes sur les vitesses sont estimées à 0.2 m.s^{-1} (l'écart obtenu pour une erreur de 0.1 ms). Les célérités mesurées et les valeurs calculées à partir du modèle de Dimotakis sont très proches sur cette plage de vitesses ($V_G < 33 \text{ m.s}^{-1}$).

Comparaison des longueurs d'onde mesurées avec celles calculées grâce à la vitesse de Dimotakis.

En considérant la similarité des célérités mesurées et calculées avec le modèle de Dimotakis, l'hypothèse que le modèle peut être étendu pour les vitesses d'air supérieures jusqu'à 48 m.s^{-1} paraît raisonnable. Les valeurs calculées sont répertoriées dans la table 3.4, où figurent également les fréquences mesurées.

V_G en m.s^{-1}	$V_{Dimotakis}$ en m.s^{-1}	fréquences mesurées en Hz
28	2.10	112
30	2.16	122
33	2.27	136
36	2.36	136
40	2.50	146
43	2.60	166
48	2.77	175

TABLE 3.4 – Tableau des célérités des ondes calculées à partir du modèle de Dimotakis [28] et des fréquences mesurées pour les différentes valeurs de vitesses d'air.

Les longueurs d'onde ainsi obtenues sont reportées sur la figure 3.23, où les cercles rouges représentent les valeurs obtenues avec la célérité mesurée (éq. 3.3) et les carrés noirs celles calculées avec la vitesse de Dimotakis (éq. 3.5). Dans les deux cas, les fréquences utilisées sont celles mesurées (figure 3.20).

$$\lambda = \frac{V_{Dimotakis}}{f} \quad (3.5)$$

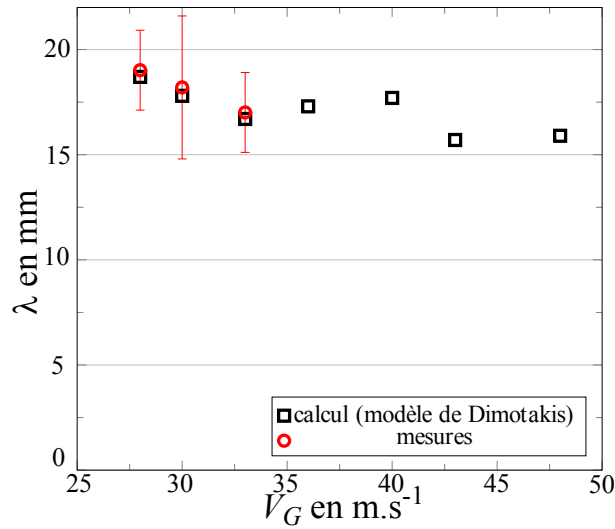


FIGURE 3.23 – Longueur d’onde de l’oscillation de la nappe obtenue par la mesure et le calcul utilisant le modèle de la vitesse de Dimotakis et la mesure de fréquence. ($Re_\delta=600$)

Les longueurs d’onde obtenues diminuent légèrement avec la vitesse d’air et restent assez proches du rayon interne de l’injecteur (17.2 mm).

Pour les faibles vitesses d’air ($V_G < 33 \text{ m.s}^{-1}$), les valeurs des longueurs d’onde mesurées et calculées sont quasi-identiques. Pour plus de lisibilité, nous utiliserons donc uniquement les longueurs d’onde calculées avec le modèle de Dimotakis pour la comparaison avec la littérature.

Comparaison des longueurs d’onde avec la littérature.

A notre connaissance, il n’y a pas d’étude expérimentale concernant la fréquence d’oscillation de la nappe liquide en configuration cylindrique avec zone de préfilm. Pour conserver la caractéristique cylindrique de la nappe qui nous semble importante, nous avons décidé d’utiliser des études concernant l’atomisation sans zone de préfilm. Trois études ont été sélectionnées, celle de Berthoumieu et al [11], Duke et al [30] et Wahono et al [106], qui ont été réalisées avec deux dispositifs expérimentaux situés :

- à l’ONERA de Toulouse pour l’étude de Berthoumieu et al [11].
- au Laboratory for Turbulence Research in Aerospace à l’Monash University (Australie) pour les études de Duke et al [30] et Wahono et al [106].

Leurs résultats seront comparés à ceux obtenus avec le dispositif présenté dans cette thèse.

Afin de pouvoir les comparer sur des expériences qui n’ont ni les mêmes dimensions géométriques, ni les mêmes couples de vitesses eau/air, nous avons utilisé des nombres sans dimension comme dans la littérature. Il s’agit de :

- la longueur d’onde adimensionnée par le rayon interne de l’injecteur : λ/R

- le nombre de Weber basé sur la vitesse d'air et le rayon interne de l'injecteur. Ce nombre est également utilisé dans plusieurs études théoriques comme celle de Liao et al [60].

$$We_{G,R} = \frac{\rho_G \cdot V_G^2 \cdot R}{\sigma} \quad (3.6)$$

La longueur d'onde adimensionnée (figure 3.24) décroît fortement avec l'augmentation du nombre de Weber tant qu'il reste inférieur à 200. Au-delà ($We_{G,R} > 200$), elle évolue peu et prend une valeur proche de 1 (soit $\lambda \approx R$) pour chacune des trois études mentionnées précédemment. Ce résultat se confirme dans notre cas d'injection avec préfilm. Ceci tend à montrer que le préfilm n'a pas d'impact sur les longueurs d'onde dans le cas d'une géométrie cylindrique.

On peut également noter que les différents résultats reportés sur la figure 3.24, sont relatifs à des configurations variées en ce qui concerne l'écoulement d'air :

- Écoulement d'air extérieur seul (Wahono et al [106] et Duke et al [30]).
- Écoulements d'air interne et externe similaires (Berthoumieu et al [11]).
- Écoulement d'air interne seul (présente étude).

Cela implique, comme Liao et al [60] l'ont montré dans leur approche théorique, que les longueurs d'onde sont identiques pour un cisaillement par deux écoulements d'air ou un seul, lorsque le nombre de Weber est suffisamment grand.

Ces deux analyses tendent à montrer que pour un nombre de Weber assez grand un effet de confinement couple la longueur d'onde uniquement à la géométrie (rayon interne).

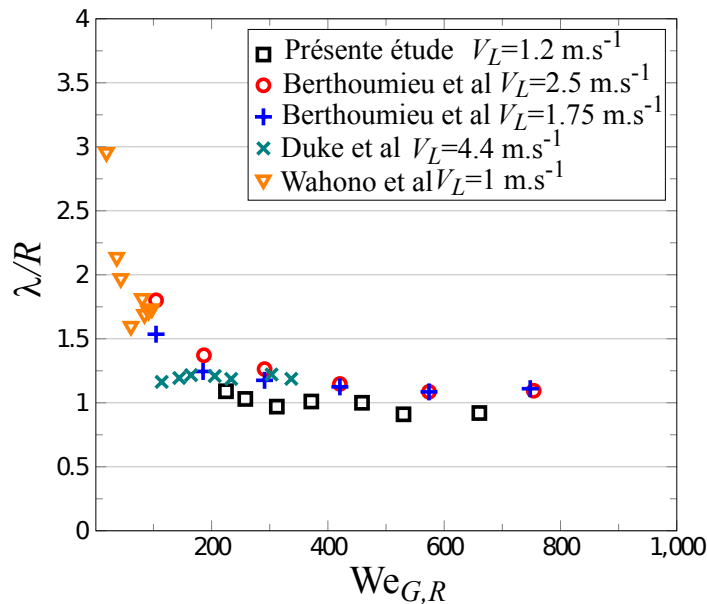


FIGURE 3.24 – Evolution de la longueur d'onde adimensionnée en fonction de nombre de Weber. Comparaison avec la bibliographie ([11], [106],[30]) en configuration cylindrique sans préfilm.

3.2.4 Longueur de rupture

Dans la section précédente, nous avons utilisé la position de l'interface latérale $r(x, t)$ pour analyser l'ouverture et les oscillations de la nappe liquide. Dans cette section on utilisera la position de la rupture de la nappe, pour obtenir la longueur de rupture.

Développement de la nappe liquide

La déformation de la nappe liquide, causée par le cisaillement de l'écoulement d'air central, entraîne différents types de ruptures (figure 3.25).

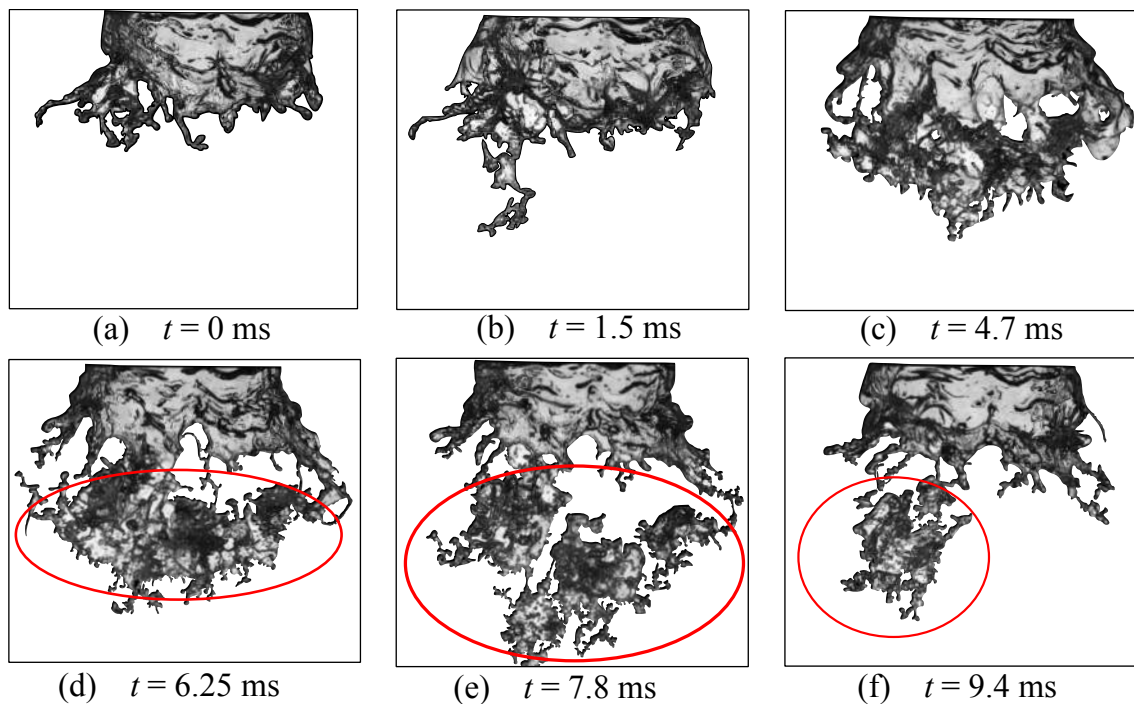


FIGURE 3.25 – Série d'images de la nappe sur une période d'oscillation ($V_G=28 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$).

La figure 3.25 met en évidence la séquence suivante :

- Dans un premier temps, la nappe est continue (figure 3.25a). Il se forme ensuite des cellules qui grossissent (figure 3.25b). Les longueurs de ruptures visibles sont nettes et mesurables sans traitement d'image supplémentaire. Dans ce cas, les ruptures seront nommées "ruptures totales".
- Dans un second temps, avec le grossissement des cellules, des perforations se produisent (figure 3.25c). Dans ce cas, les ruptures seront nommées "ruptures par perforation".
- Dans un troisième temps, suite à la perforation des cellules, une partie du liquide est séparée de la nappe sous la forme de "clusters". Un exemple de ces clusters est observable sur les figures 3.25d, 3.25e et 3.25f. Ce cluster est encore visible (cercle rouge) à cause de l'utilisation d'un objectif télécentrique et du traitement d'images réalisé précédemment. Dans ce cas, les ruptures seront nommées "ruptures avec cluster".

On retrouve dans la partie supérieure de la figure 3.25f, une nappe similaire à celle de la figure 3.25a.

La détermination de la longueur de rupture passe par un traitement d'image spécifique à chaque type de rupture. Dans un premier temps, on se focalisera sur le mode de "rupture totale". En effet, dans ce cas, la technique de visualisation ne nécessite pas un traitement d'images trop complexe. En revanche, les mesures de longueur de rupture lors des perforations de la nappe et lors de la séparation des clusters sont complexes à réaliser. Les traitements expliqués dans la section "Perforation de la nappe et séparation des clusters" permettant de prendre en compte ces deux éléments sont en cours de développement.

La dynamique de la nappe décrite ci-dessus est relative au régime d'atomisation primaire par rupture de cellules ($V_G=28 \text{ m.s}^{-1}$). Dans le cas de la rupture par ligaments ($V_G=48 \text{ m.s}^{-1}$) la nappe ne présente plus une dynamique axisymétrique (formation de cellules) mais locale (formation de ligaments), ce qui favorise les ruptures avec clusters.

Mode de "rupture totale"

Pour le mode de "rupture totale", on définit la fonction $L(y, t)$ comme étant la longueur de rupture de la nappe, soit la distance axiale minimale entre la sortie de l'injecteur et la rupture locale de la nappe (figure 3.26). $L(y, t)$ dépend de la position locale y et du temps t .

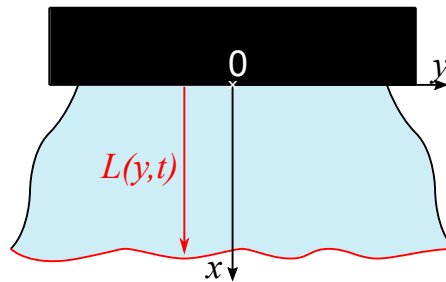


FIGURE 3.26 – Schéma explicatif de la fonction $L(y, t)$

En condition d'injection cylindrique, la technique d'imagerie utilisée (backlight et objectif télécentrique) fournit une image instantanée qui superpose les contributions "avant et arrière" de la nappe liquide, repérées par les angles $(+\phi)$ et $(-\phi)$ sur la figure 3.27. Par conséquent, à une position y donnée, la longueur de "rupture apparente", notée $L_{app}(y, t)$, correspond au maximum des deux longueurs (avant et arrière).

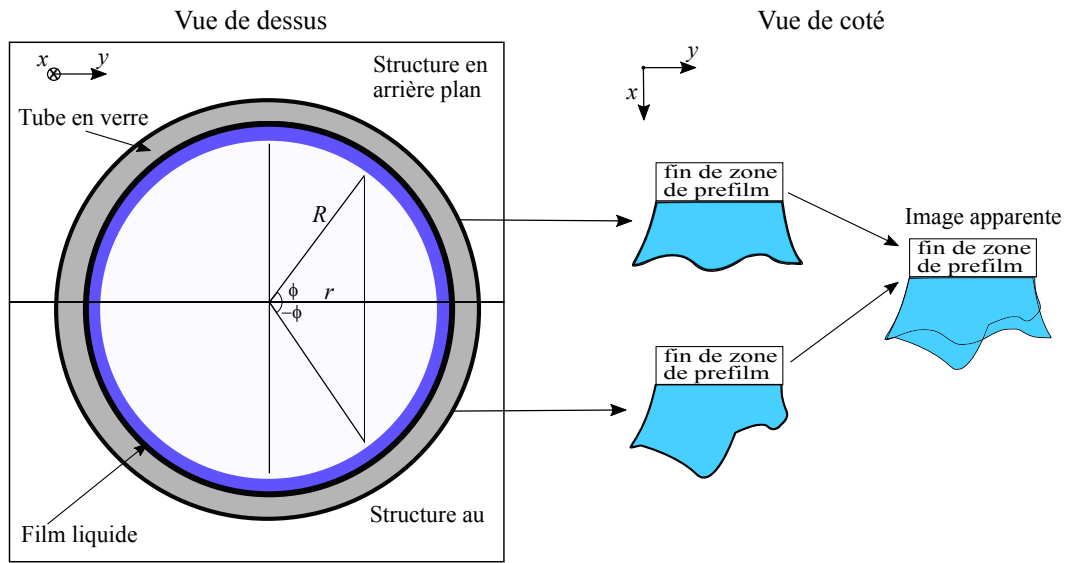


FIGURE 3.27 – Schéma explicatif de la longueur apparente $L_{app}(y, t)$.

La mesure fournit la longueur de rupture apparente, $L_{app}(y, t)$, et surestime donc la valeur de la longueur de rupture réelle $L(y, t)$. Une méthode de correction des mesures de longueur de rupture a été développée afin de minimiser ce biais, inhérent à la technique de mesure. Elle repose sur deux hypothèses concernant les longueurs de rupture :

- Leur distribution est modélisée par une loi normale.
- Les valeurs des longueurs de rupture "avant et arrière" ne sont pas corrélées.

La méthode de correction est inverse et itérative. Elle se décompose de la façon suivante :

- Étape 1 : définition d'une fonction $L(y, t)$ dont la distribution suit une loi normale (figure 3.28).
- Étape 2 : tirage aléatoire de deux valeurs, qui représentent les deux longueurs "avant et arrière" (figure 3.28). On obtient ainsi des paires de longueurs $L(y, t)$ notées 1 et 1', 2 et 2', 3 et 3' sur figure 3.28.

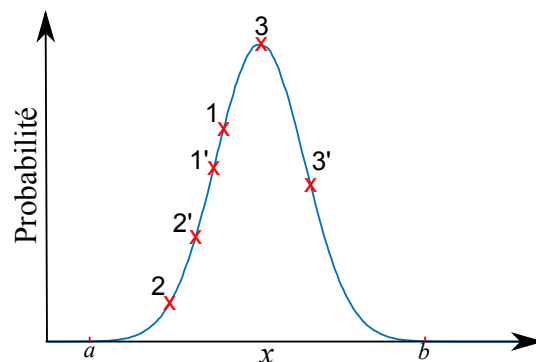


FIGURE 3.28 – Schéma de la distribution de la fonction L , avec 3 paires de tirages.

- Étape 3 : La valeur maximale de chaque paire (table 3.5) est retenue et considérée comme la longueur apparente, L_{app} , telle qu'elle serait mesurée.

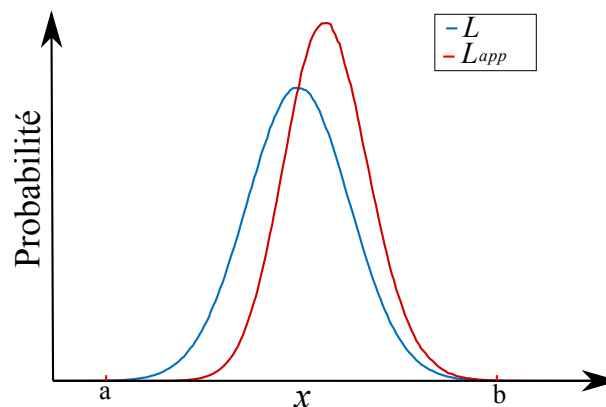
numéro du tirage	distribution L		distribution L_{app}
	valeur 1	valeur 2	
1	10	8	10
2	4	7	7
3	16	19	19
n	18	16	18

TABLE 3.5 – Exemple de valeurs de la fonction L_{app} .

- Étape 4 : Construction de la fonction L_{app} en partant de la fonction L : les distributions des deux fonctions sont respectivement la courbe rouge (L_{app}) et bleue (L) sur la figure 3.29. La fonction L_{app} ainsi obtenue est toujours inscrite dans le même intervalle de valeur $[a, b]$ sur la figure 3.29. Toutefois, le fait de sélectionner la valeur maximale de chaque paire augmente les probabilités de trouver une grande longueur de rupture.

Les étapes suivantes nécessitent de mesurer les longueurs de rupture apparentes, les figures illustrant ces étapes seront fournies plus tard dans cette section.

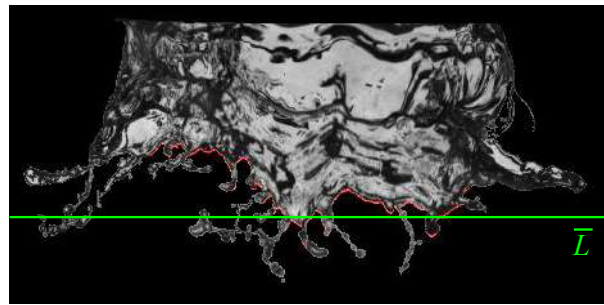
- Étape 5 : comparaison de la distribution de la fonction L_{app} avec les mesures de longueurs apparentes. Un indicateur d'ajustement sur le pourcentage de différence entre les valeurs calculées et mesurées est utilisé.
- Étape 6 : itération sur les étapes 1 à 5, jusqu'à obtenir un ajustement optimal entre L_{app} mesurée et calculée.
- Étape 7 : à la fin de l'itération, la distribution de la fonction $L(y, t)$ de l'étape 1 (de la dernière itération) est retenue comme "distribution corrigée" de la longueur de rupture apparente.

FIGURE 3.29 – Schéma de la distribution des fonctions L et L_{app} .

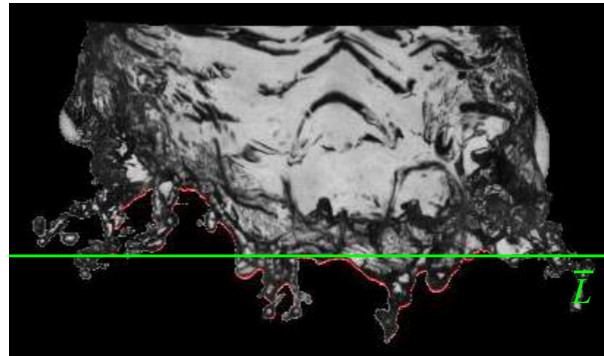
Mesures des longueurs de ruptures apparentes.

Comme dit précédemment, on se focalisera sur les cas de ruptures totales pour les mesures de longueurs de ruptures apparentes.

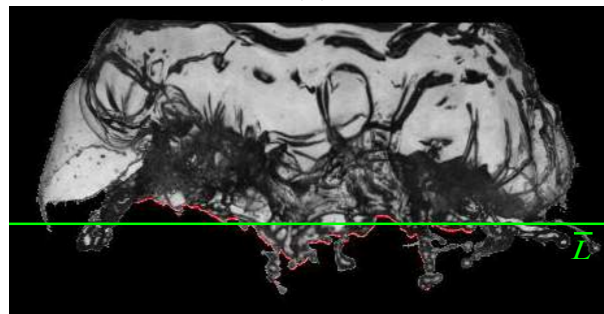
Une méthode de détection des fronts descendants est appliquée sur le masque de la nappe (défini dans la section 3.2.1) afin de déterminer la position de la fin de nappe (figure 3.30) et ainsi connaître la longueur de rupture apparente locale.



(a)



(b)



(c)

FIGURE 3.30 – Exemples de ruptures totales avec $L_{app}(y, t)$ (ligne verte).

Il a déjà été montré (figure 3.16) que la position de l'interface latérale peut entrer à l'intérieur de l'écoulement d'air ($y < R$). Pour éviter de mesurer un repli de la nappe, les valeurs de la fonction $L_{app}(y, t)$ sont mesurées entre $-0.8R$ et $0.8R$. Pour la plus faible vitesse d'air étudiée ($V_G=28 \text{ m.s}^{-1}$), les longueurs de ruptures apparentes (figure 3.31) se situent entre 7 et 28 mm, pour une valeur moyenne de 18.9 mm (calculée sur 170 images et représentée par la ligne verte sur la figure 3.30).

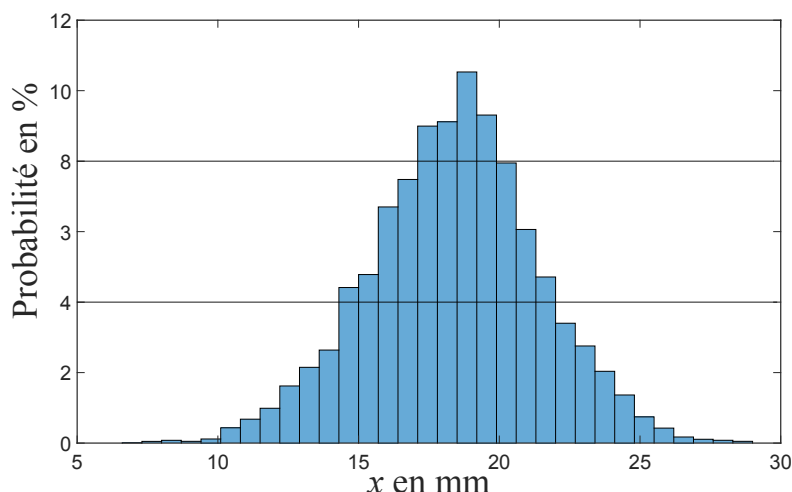


FIGURE 3.31 – Histogramme des longueurs de ruptures apparentes pour les cas de ruptures totales.

Les résultats de la figure 3.31 sont ensuite traités par la méthode décrite précédemment afin de corriger le biais de la technique de mesure (backlight et objectif télécentrique). Le logiciel Matlab[®] est utilisé pour mettre en place l'algorithme de traitement.

La méthode étant itérative (et inverse), il est nécessaire de définir une distribution initiale pour les longueurs de rupture $L(y, t)$, qui évoluera au cours des itérations. Afin d'assurer une convergence rapide, on choisit une distribution (suivant une loi normale) proche des longueurs de rupture mesurées (courbe pointillée noire sur la figure 3.32).

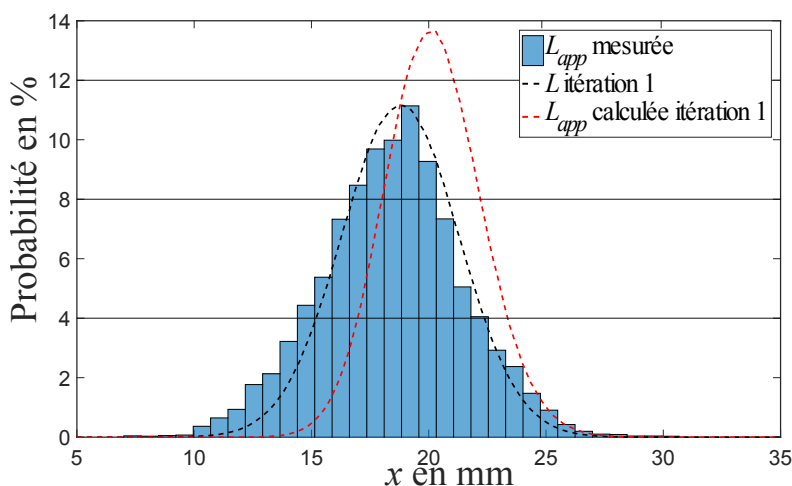
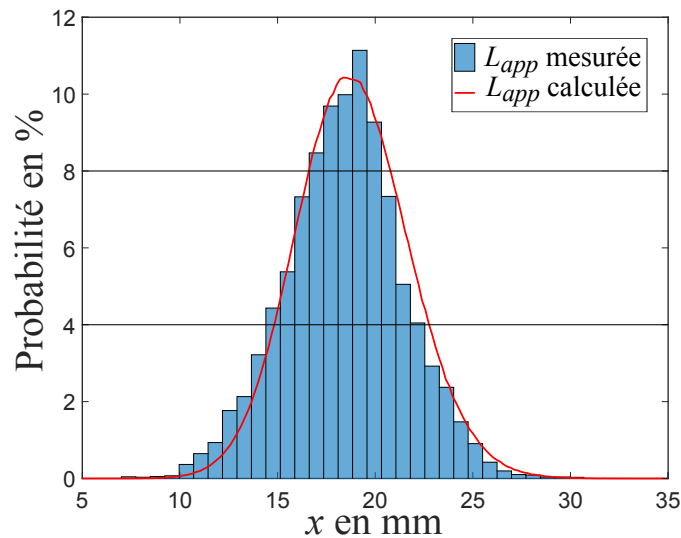


FIGURE 3.32 – Densité de probabilité pour les fonctions L_{app} mesurées, calculées et L de l'itération 1.

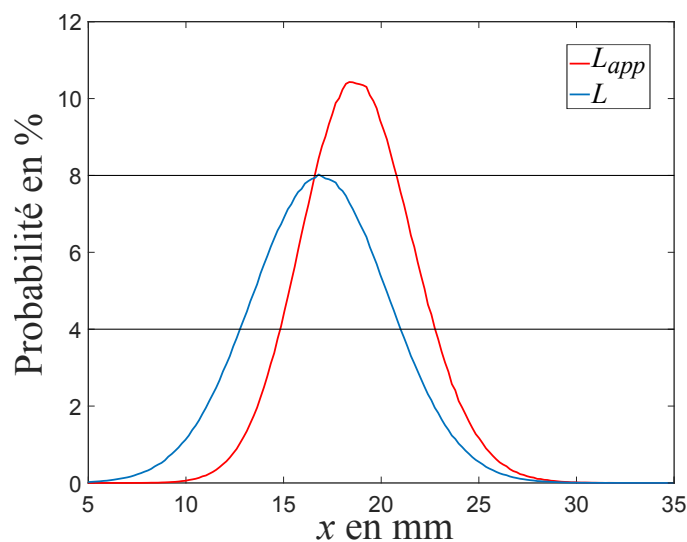
La distribution des longueurs de ruptures apparentes (courbe pointillé rouge sur

la figure 3.32), est calculée par l'algorithme de correction et les valeurs obtenues sont logiquement plus grandes que celles mesurées. De façon itérative, on modifie alors la distribution des longueurs de ruptures, $L(y, t)$, de telle sorte que la distribution calculée des longueurs de ruptures apparentes, $L_{app}(y, t)$, soit proche des mesures. L'ajustement de la distribution de $L(y, t)$ s'effectue sur les deux paramètres de la loi normale (moyenne et écart type).

Nous obtenons ainsi la distribution des longueurs apparentes de rupture, L_{app} (courbe rouge sur la figure 3.33a) similaire à l'histogramme des mesures, avec un écart moyen entre les distributions mesurées et calculées de 7%.



(a)



(b)

FIGURE 3.33 – Densité de probabilité pour des fonctions (a) L_{app} mesurées et calculées (b) L et L_{app} calculées.

Sur la figure 3.33b, la courbe bleue représente la distribution de la fonction $L(y, t)$ obtenue à la fin des itérations de l'algorithme de correction. Pour ce point de mesure particulier ($V_G=28 \text{ m.s}^{-1}$, "ruptures totales" uniquement), la longueur de rupture moyenne vaut 16.8 mm et l'écart-type est de 3.5 mm. Sur cette même figure 3.33b, la courbe rouge représente la distribution de la fonction $L_{app}(y, t)$ de la 1^{ère} itération (proche des mesures), qui indiquent une longueur de rupture moyenne de 18.9 mm et un écart-type de 2.5 mm. La correction du biais de mesure est donc non-négligeable car proche de 10% pour la grandeur moyenne et 30% pour l'écart type.

Perforations de la nappe et séparation des clusters.

Les mesures réalisées précédemment permettent d'obtenir les longueurs de ruptures dans le cas des "ruptures totales", sans traitement d'images complexe. Cependant le traitement seul des ruptures totales ne permet pas d'étudier toute la dynamique de la nappe, en particulier la perforation des cellules et la séparation des clusters.

Nous avons donc cherché à étendre le traitement aux ruptures par perforations et aux ruptures avec clusters. Comme mentionné précédemment, cette partie est en cours de développement.

Une première étape consiste à identifier les zones « perforées » dans la nappe liquide. Sur une image brute (figure 3.34a), même s'il est possible d'identifier "à l'oeil" ces zones perforées, un traitement d'images simple ne permet pas de les extraire. Le traitement d'images proposé est basé sur l'analyse des histogrammes des structures internes (appelées zones vides dans la section 3.2.1).

Le traitement se décompose de la façon suivante :

- Étape 1 : détection des zones vides présentes dans la nappe, on soustrait au masque de la nappe son image binaire (l'inverse de l'étape "remplissage" de la section 3.2.1).
- Étape 2 : détection d'une partie de la nappe sur l'image (la zone vide la plus grande).
- Étape 3 : Comparaisons des histogrammes de chaque zone vide avec celui de la zone liquide et celui de l'éclairage uniquement.
- Étape 4 : Pour chaque zone vide un seuil sur la moyenne des niveaux de gris est défini pour déterminer si c'est une partie de la nappe ou si c'est une perforation.

Le résultat final des opérations effectuées sur l'image brute (détails en Annexe B) permet d'isoler les zones perforées, représentées en vert sur la figure 3.34b .

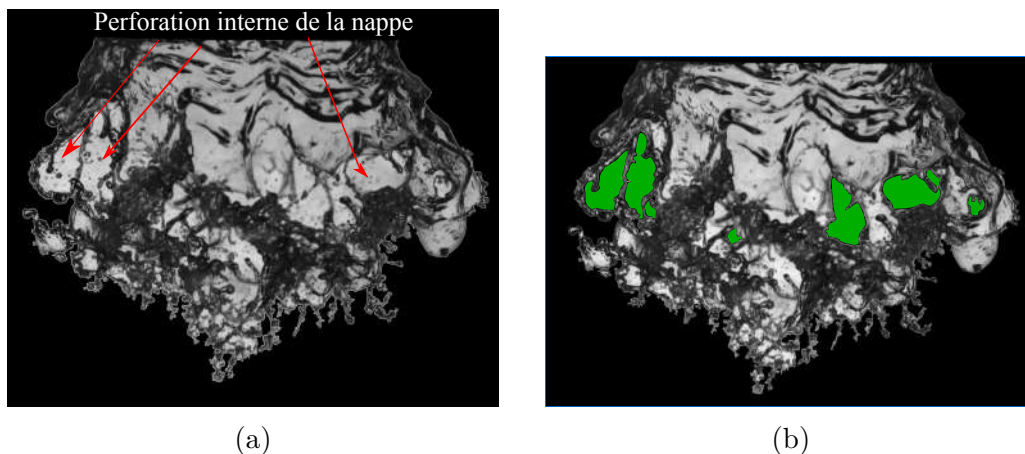


FIGURE 3.34 – (a) Image de la nappe isolée avant le post traitement. (b) Image de la nappe isolée après le post-traitement, les zones vertes sont celles où la nappe est perforée.

Avec ce traitement, on peut détecter une partie des perforations de la nappe (figure 3.35). Les longueurs de ruptures obtenues sont surévaluées dans les 2 cas suivants :

- Si le seuil est trop élevé, certaines perforations ne sont pas détectées donc la longueur de rupture est repoussée au niveau du cluster (figure 3.35a)
- Lors de la séparation du cluster, la longueur de rupture est surévaluée au niveau des points de connexion avec les clusters (figure 3.35b).

Les longueurs de rupture peuvent aussi être sous évaluées si certaines zones de la nappe liquide sont considérées comme des perforations, biais qui arrive lorsque le seuil est trop faible.

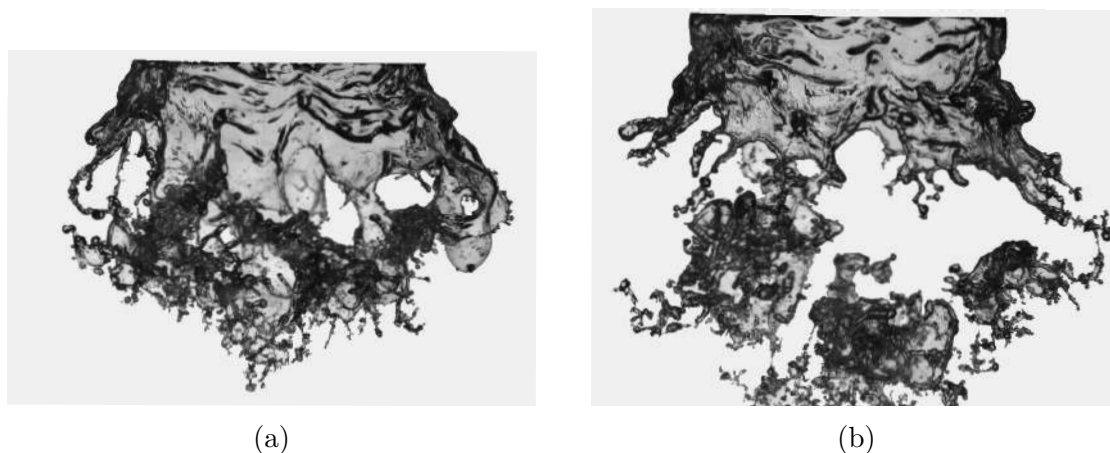


FIGURE 3.35 – Images d'une nappe liquide avec (a) une rupture par perforation et (b) une rupture avec cluster. La ligne rouge représente $L_{app}(y, t)$ et la ligne verte la valeur la plus probable de $\overline{L_{app}(y)}$.

Ce sont ces biais qui limitent très fortement la mesure des longueurs de ruptures.

D'autres traitements d'images seraient nécessaires pour limiter les biais et permettre d'obtenir des informations quantitatives sur les longueurs de ruptures.

Le problème est identique pour des vitesses d'air plus élevées car il n'y a pas de rupture totale ce qui ne permet pas d'avoir des informations quantitatives. Cependant qualitativement, on observe une forte diminution de la longueur de rupture lorsqu'on compare les nappes pour les deux vitesses d'air (figure 3.36a pour $V_G=28 \text{ m.s}^{-1}$ et figure 3.36b pour $V_G=48 \text{ m.s}^{-1}$), comme il est décrit dans la littérature.

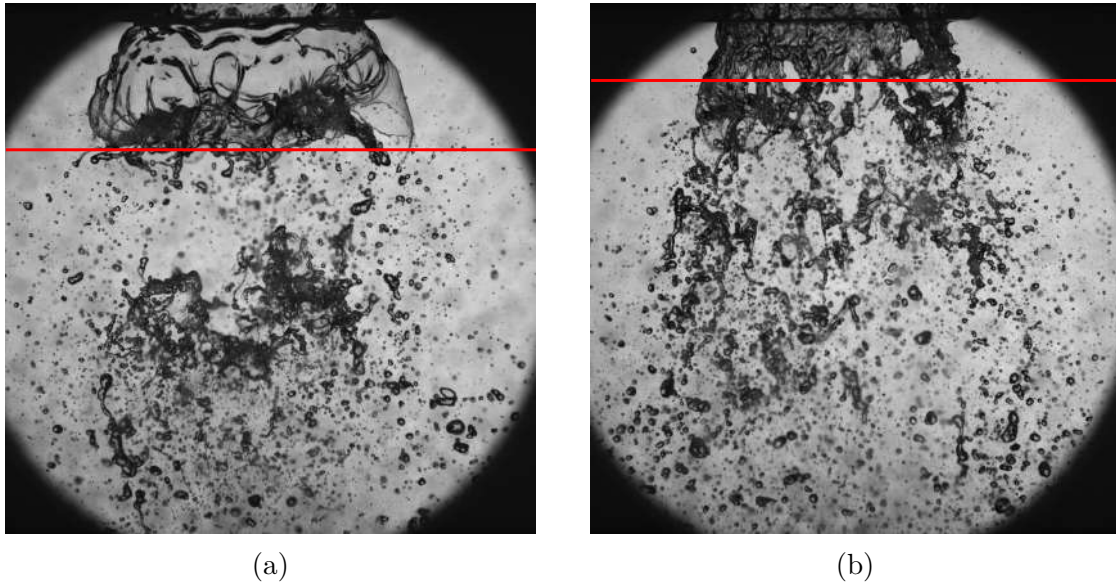


FIGURE 3.36 – Images instantannées pour une vitesse d'air de (a) 28 m.s^{-1} (b) 48 m.s^{-1} . La courbe rouge est la valeur moyenne de la longueur de rupture (obtenue manuellement pour $V_G=48 \text{ m.s}^{-1}$).

3.3 Structures liquides issues de l'atomisation primaire

L'écoulement liquide issu du canal annulaire est soumis au fort cisaillement de l'écoulement d'air interne (figure 3.37). Après la zone de préfilm (zone 0), on peut classifier la rupture de la nappe (zone I) et la formation des structures liquides à grandes échelles (zone II) selon deux modes (pilotés par la vitesse d'air).

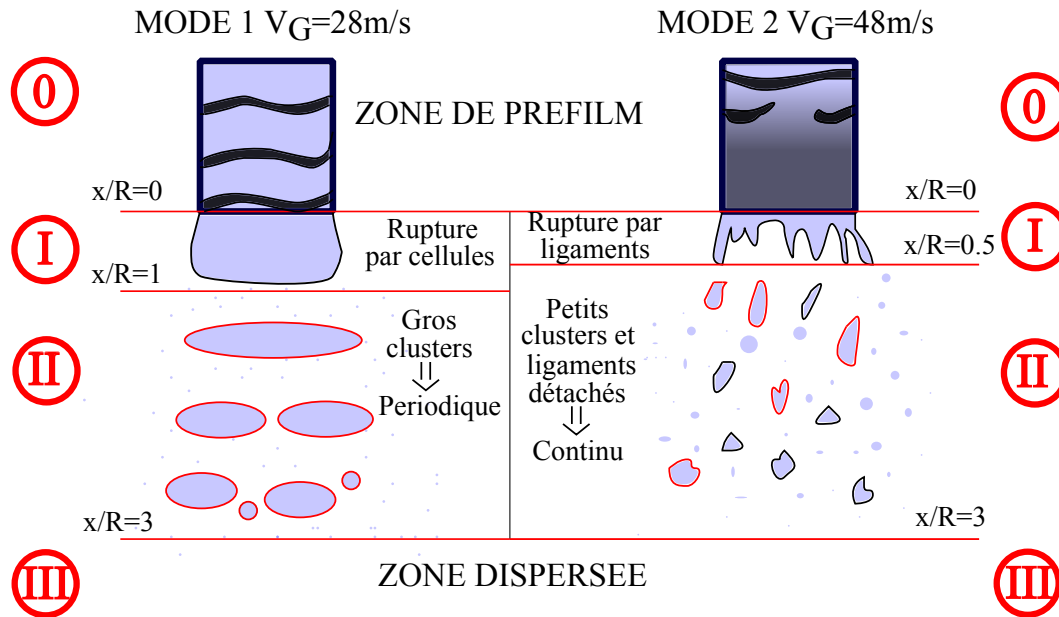


FIGURE 3.37 – Schéma explicatif de l'ensemble de l'atomisation du liquide.

Les analyses précédentes présentées dans ce chapitre permettent de détailler la zone I, selon deux types d'atomisation primaire, en adéquation avec la littérature [90],[32] :

- L'atomisation par cellules où la nappe a une rupture axisymétrique avec la formation de gros clusters.
- L'atomisation par ligaments où la rupture de la nappe est plus désordonnée avec la formation de petits clusters et de ligaments.

L'impact de la vitesse d'air sur plusieurs grandeurs physiques a été étudié comme l'angle initial de la nappe, sa longueur de rupture et sa fréquence d'oscillation.

Dans cette section, nous regarderons plus en détail la zone II et en particulier les gouttes de grandes dimensions et les clusters (agglomérats de liquide). On cherchera à décrire et à différencier les structures liquides produites à grande échelle par ces deux modes d'atomisations primaires.

3.3.1 Formation et caractéristiques des clusters.

Dans le cas de l'atomisation par cellules, les clusters trouvent leurs origines dans la présence de replis de liquide qui se séparent de la nappe lors de la rupture des cellules. Les clusters sont ensuite fragmentés par le cisaillement de l'écoulement d'air. La figure 3.38 montre un exemple de ce mécanisme avec un cluster très large (cluster principal) proche de la nappe et des clusters plus petits (en s'éloignant de l'injecteur), qui sont les derniers fragments visibles du cluster précédent.

Lorsque la vitesse d'air augmente suffisamment, la rupture de la nappe n'est plus réalisée par la rupture de larges cellules mais par la rupture de ligaments, ou de cellules de petites dimensions. Ce changement est décrit par Stapper et al [90], qui expliquent le changement par l'augmentation de l'importance des instabilités transversales par

rapport aux longitudinales. Les structures liquides produites par ce type d'atomisation sont des clusters de petites dimensions ou des ligaments comme le montre la figure 3.39.

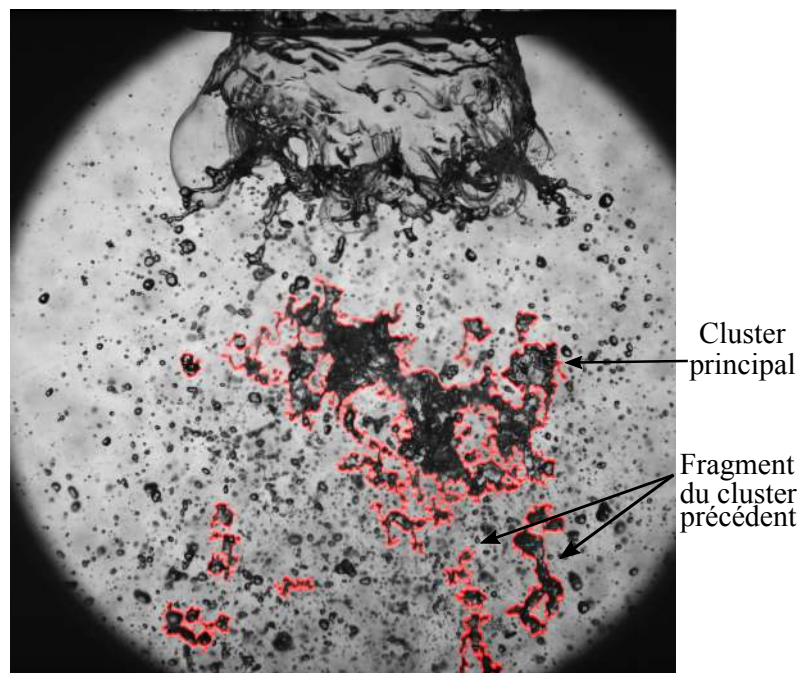


FIGURE 3.38 – Image instantanée avec les clusters détectés entourés en rouge pour $V_G=28\text{m.s}^{-1}$.

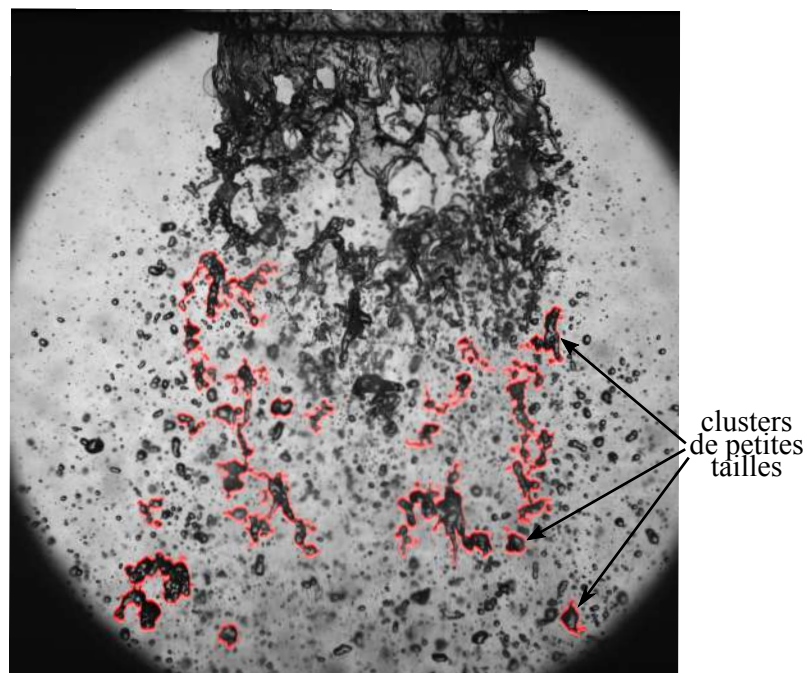


FIGURE 3.39 – Image instantanée avec les clusters détectés entourés en rouge pour $V_G=48\text{m.s}^{-1}$.

L'utilisation d'un objectif télécentrique permet de s'affranchir grandement des défauts de mise au point. En revanche, les images « nettes » obtenues intègrent les structures liquides sur une profondeur de champ importante. Par conséquent, la technique d'imagerie ne permet pas de discriminer les structures liquides de façon locale. De façon qualitative, il est néanmoins possible d'obtenir une estimation des grandeurs géométriques des clusters (périmètre et surface) et surtout de mettre en évidence l'effet du mode d'atomisation sur ces grandeurs. Les calculs des surfaces et des périmètres sont expliqués dans l'ANNEXE C.

Pour les deux cas de vitesse d'air et sur la base de 3000 images, les clusters ont été extraits et soumis à un traitement d'images individuel, qui fournit le périmètre et l'aire de chaque structure liquide, dont les valeurs moyennes sont regroupées dans la table 3.6.

Vitesse d'air	Aire moyenne	Périmètre moyen	ratio Aire/périmètre ²
28 m.s ⁻¹	24.7 mm ²	63.9 mm	0.006
48 m.s ⁻¹	14.9 mm ²	44 mm	0.0076

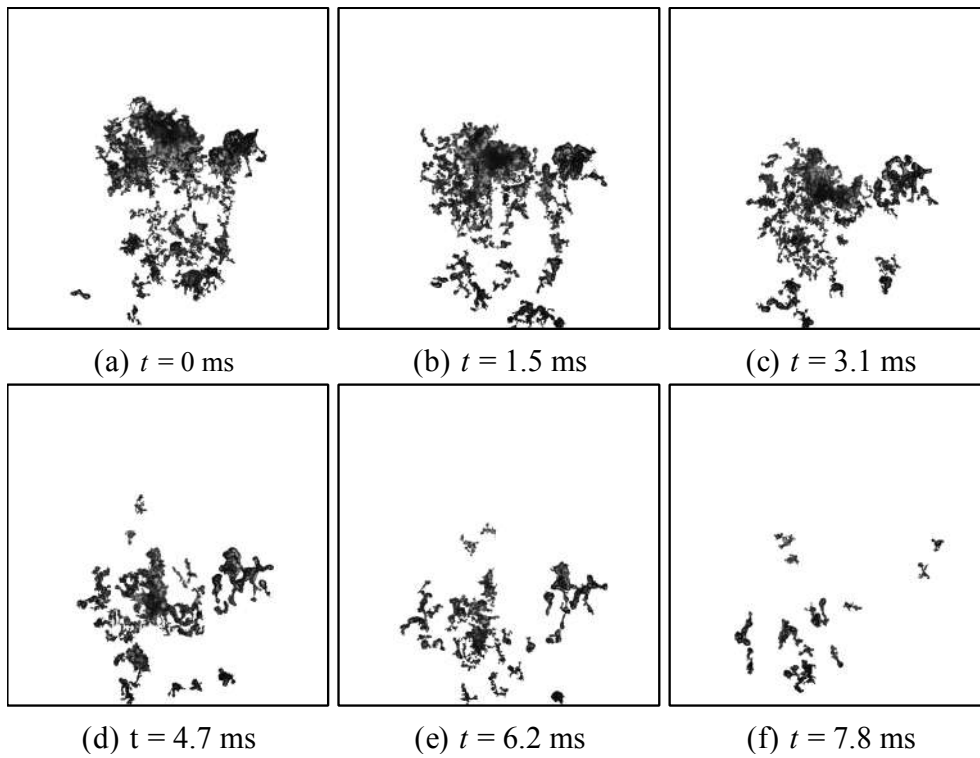
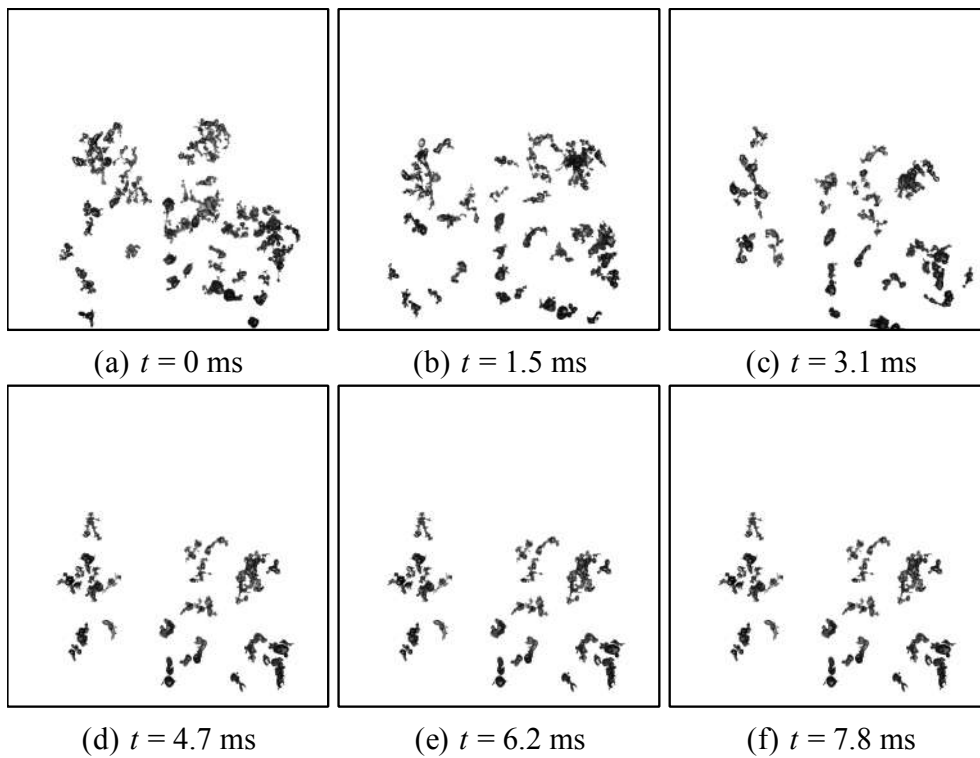
TABLE 3.6 – Tableau récapitulatif des aires et périmètres moyens des clusters.

On observe une diminution importante de l'aire moyenne et du périmètre moyen lors de l'augmentation de la vitesse d'air. Cette diminution est directement liée à l'absence de cluster principal dans le cas de fortes vitesses. En considérant l'aire (A) et le périmètre (P) des structures, il est possible d'utiliser le rapport de l'aire sur le périmètre au carré (A/P^2) pour analyser la "rotondité" des clusters. Plus la valeur sera élevée, plus l'élément sera rond avec un maximum de $1/4\pi$ (environ 0.08) si l'élément est un cercle. Les résultats montrent que ce rapport augmente avec la vitesse d'air ce qui implique des clusters de plus en plus circulaires. Les structures produites à grandes échelles par l'atomisation primaire sont aussi plus petites mais encore très loin de la sphéricité. Ce type de caractéristiques pourrait être utilisé pour des comparaisons avec des résultats de simulation numérique (en gardant en tête, le biais de mesure inhérent à l'utilisation d'un objectif télécentrique).

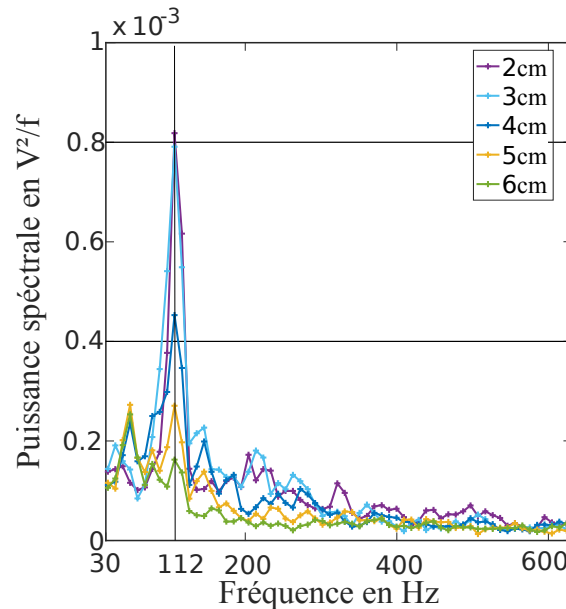
3.3.2 Fréquence de lâcher des clusters

Dans ce chapitre, nous avons mis en évidence que l'atomisation liée à la rupture de cellules ($V_G=28$ m.s⁻¹) est axisymétrique et périodique à la différence de celle liée à la rupture par ligaments ($V_G=48$ m.s⁻¹), plus locale et désordonnée.

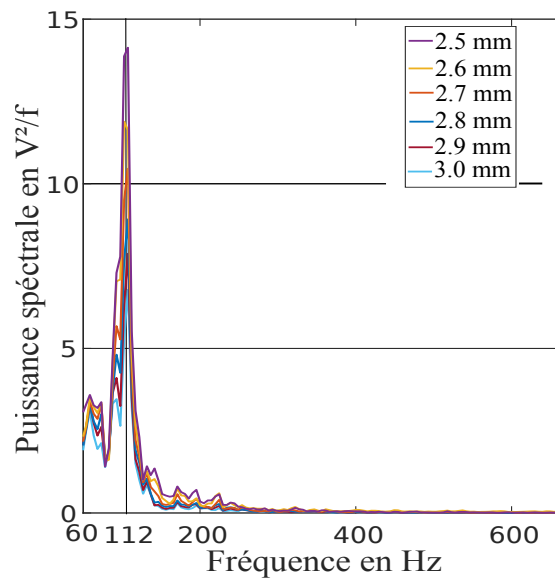
La figure 3.40 montre l'évolution des clusters détectés pendant une oscillation de la nappe. On y remarque un cluster principal (figure 3.40a) qui se fragmente petit à petit. Pour le cas de forte vitesse d'air ($V_G=48$ m.s⁻¹), la distribution spatiale des clusters (figure 3.41) est continue et ne présente pas de caractéristique particulière.

FIGURE 3.40 – Évolution d'un cluster en fonction du temps à $V_G = 28 \text{ m.s}^{-1}$.FIGURE 3.41 – Évolution d'un cluster en fonction du temps à $V_G = 48 \text{ m.s}^{-1}$.

Pour obtenir la fréquence de passage des clusters, on utilise le signal $S_{cluster}(x, t)$ qui est défini comme le niveau de gris des images des clusters (figure 3.40 et figure 3.41) à une distance x sur l'axe de l'injecteur et un instant t donné. Pour le cas à faible vitesse d'air (figure 3.42a), un traitement spectral (PSD) est réalisé sur le signal temporel $S_{cluster}(x, t)$ à différentes distances de la sortie de l'injecteur ($x=3, 4, 5$ et 6 cm).



(a)



(b)

FIGURE 3.42 – Densité spectrale de puissance pour différentes valeurs de x dans le cas de l'atomisation par cellules ($V_G=28$ m.s $^{-1}$) pour (a) $S_{cluster}(x, t)$ et (b) $r(x, t)$.

Les spectres de puissance présentent un pic marqué au voisinage de 110 Hz. Ce pic

de fréquence est atténué lorsqu'on s'éloigne de l'injecteur, à cause de la fragmentation progressive des clusters. Le caractère périodique du passage de clusters est complètement lié à l'oscillation de la nappe liquide étudiée en section 3.2.3, dont le pic de fréquence est également proche de 110 Hz (figure 3.42b).

Pour les fortes vitesses, conformément aux images de la figure 3.41, l'analyse spectrale du signal $S_{cluster}(x, t)$ ne révèle aucune fréquence particulière.

La formation et la dynamique des structures liquides à grande échelle sont donc fortement contrastées selon les cas, à basse ou forte vitesse d'air. Pour une application d'injection de carburant dans une chambre de combustion, les conséquences peuvent être notables en termes de conditions initiales d'injection de la phase liquide, à savoir taille des grosses structures et périodicité de l'écoulement. Plus en amont, les temps caractéristiques de fragmentation secondaire, d'évaporation et de mélange seront probablement affectés, conduisant à des régimes de combustion différents.

3.4 Conclusion du chapitre

Dans ce chapitre, deux modes d'atomisations primaires observables avec le dispositif expérimental utilisé, ont été étudiés : la rupture par cellules (faible vitesse d'air) et la rupture par ligaments (forte vitesse d'air).

Pour cela, les structures liquides ont été divisées en trois groupes : la nappe liquide, les clusters (grosse structure liquide) et les gouttes (pas abordées dans cette étude). L'interface radiale de la nappe a permis de mesurer et d'analyser :

- l'angle initial de la nappe ($\approx 12.5^\circ$), qui n'évolue pas avec la vitesse d'air.
- la fréquence d'oscillation de la nappe, qui croît avec la vitesse de l'air entre 100 et 200 Hz. En bon accord avec les résultats issus d'autres dispositifs expérimentaux cylindriques, nous avons identifié une longueur d'onde d'oscillation de la nappe dont la valeur est proche du rayon de l'injecteur (pour un écoulement d'air important où $We_{G,R} > 200$). Ce phénomène montre une dépendance entre la fréquence d'oscillation de la nappe et le rayon du tube si la vitesse de l'écoulement d'air est suffisamment élevée.

En raison de la technique d'imagerie et de l'utilisation d'un objectif télécentrique, une mesure directe de la longueur de rupture de la nappe n'est pas possible car deux nappes " avant - arrière " sont visibles simultanément. Dans le cas de " rupture totale " de nappe, une méthode a été proposée pour corriger le biais lié à la géométrie cylindrique, ce qui a permis de mesurer des longueurs de rupture de 17 mm lorsque la rupture est nette. Afin d'étendre les mesures de longueurs de rupture à plus forte vitesse, un traitement d'images, en cours de développement, a été proposé afin de détecter correctement les perforations de nappe. À ce stade, les résultats encore qualitatifs indiquent une forte diminution de la longueur de rupture avec l'augmentation de la vitesse d'air.

Une dernière partie du chapitre a été dédiée aux grosses structures liquides produites lors de l'atomisation primaire. Ces structures ont été répertoriées selon des critères géométriques (aire et périmètre), qui indiquent clairement que les clusters deviennent de plus en plus petits et circulaires lorsque la vitesse d'air augmente.

Pour le régime d'atomisation par cellules, une fréquence de passage des clusters a été mise en évidence et mesurée. Elle est très proche de la fréquence d'oscillation de la nappe, ce qui confirme la relation de cause à effet attendue. En revanche, le régime d'atomisation par ligaments n'a révélé, quant à lui, aucune caractéristique périodique concernant le transport des grosses structures liquides.

La vitesse d'air est donc un paramètre sensible vis-à-vis de la nappe liquide et des grosses structures formées juste en sortie d'injecteur. En particulier, la formation périodique de clusters aura un impact sur la qualité du spray. En condition d'injection de carburant, des effets sont attendus sur la combustion, en termes d'inhomogénéité locale de richesse et de formation de polluants.

À ce stade de l'étude, plusieurs questions se posent concernant la vitesse d'air :

- Son effet est-il limité en sortie d'injecteur (dynamique de la nappe, atomisation primaire) ?
- Existe-t-il un effet significatif sur le développement du film liquide qui s'écoule en aval sur la paroi interne de l'injecteur ?
- Un couplage existe-t-il entre ce préfilm et l'atomisation primaire ?

L'objectif du chapitre suivant est d'apporter des éléments de réponses à ces différentes questions.

Dynamique du film liquide et impact sur l'atomisation primaire

Dans ce chapitre, nous proposons des éléments de réponses aux questions posées dans le chapitre précédent à savoir :

- l'influence de la vitesse de l'air sur le développement du film liquide formé en paroi interne de l'injecteur.
- le lien entre la dynamique du film, la formation et l'atomisation de la nappe liquide en sortie d'injecteur.

Le chapitre se divise en deux parties, relatives à chacune de ces deux problématiques.

Sommaire

4.1 Dynamique du film liquide	105
4.1.1 Caractérisation des régimes d'onde	106
4.1.2 Dynamique des ondes : célérité et fréquences	109
4.1.3 Longueur d'onde et modèle de Raynal	115
4.2 Influence du préfilm sur les conditions initiales de la nappe liquide	120
4.2.1 Les ondes existant dans le préfilm sont-elles toujours présentes dans la nappe ?	120
4.2.2 Impact des régimes de film sur le mode d'atomisation primaire	122
4.2.3 Modification de la longueur de préfilm	126
4.3 Conclusion du chapitre	130

Dans ce chapitre, des mesures sur trois champs de visualisation "champ film" et "champ film/nappe" et "y=0" ont été réalisées pour plusieurs vitesses d'air comprises entre 28 et 48 m.s⁻¹ et pour trois nombres de Reynolds liquide (500, 600, 750). La description des champs est détaillée dans la section 2.4 du chapitre 2. Les courbes obtenues en fonction de la position dans le préfilm seront présentées pour un nombre de Reynolds liquide de 600.

4.1 Dynamique du film liquide

Nous avons vu dans le chapitre précédent l'importance des instabilités sur la qualité de l'injection. Il est donc nécessaire de caractériser les instabilités dans le film, car il est possible qu'elles se répercutent sur l'atomisation primaire.

Pour cela, on commencera par définir des zones sur la longueur de préfilm, associées à différents régimes d'onde.

On s'intéressera ensuite au développement de ces ondes en termes de célérité, de fréquence et de longueur d'onde.

4.1.1 Caractérisation des régimes d'onde

L'effet du cisaillement par l'écoulement d'air va modifier l'interface du film liquide. La figure 4.1a montre une image instantanée du film ($V_G=43 \text{ m.s}^{-1}$, $\text{Re}_\delta=600$) et la figure 4.1b une représentation schématisée le long d'une génératrice du film. On y distingue 3 types de structures dans les différentes zones de l'image :

- Une **zone initiale** où des ondes bidimensionnelles quasi périodiques sont produites par le cisaillement de l'écoulement d'air.
- Une **zone de transition** où les ondes commencent à se déstabiliser et forment des structures tridimensionnelles.
- Une **zone désordonnée** où les ondes sont complètement instables et fortement tridimensionnelles.

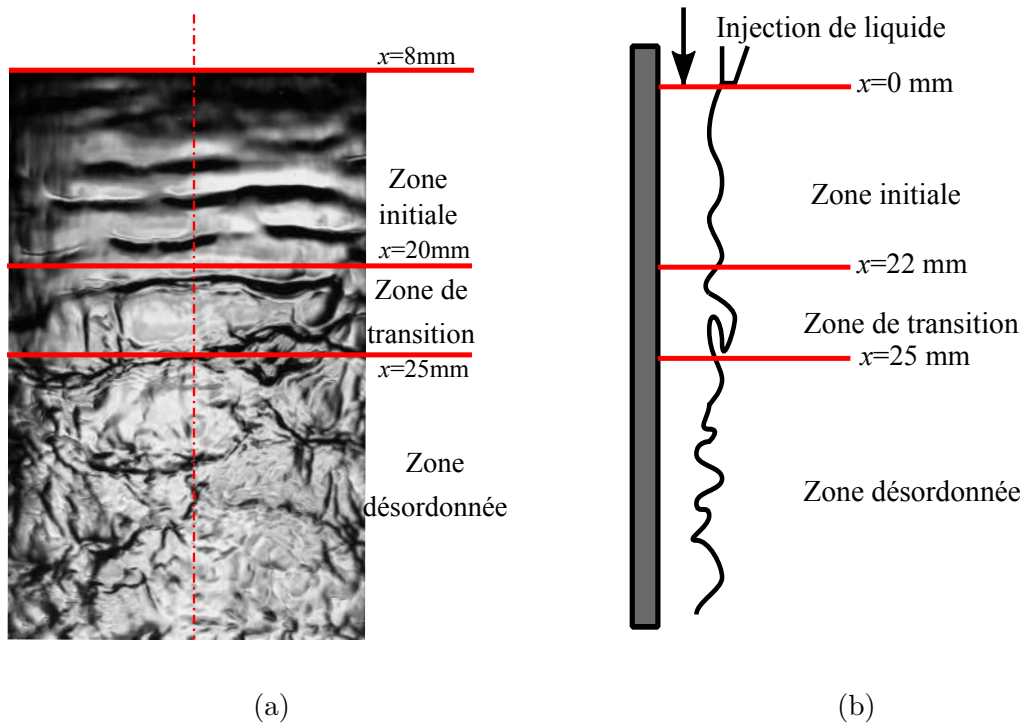


FIGURE 4.1 – (a) Image instantanée du film liquide pour $V_G=43 \text{ m.s}^{-1}$ et $\text{Re}_\delta=600$. (b) Schéma d'une génératrice du film.

Ces trois zones sont directement liées à l'évolution des ondes de Kelvin-Helmholtz, [43]. L'interface du film liquide se déforme à cause du cisaillement de l'air, ce qui forme des ondes bidimensionnelles (zone initiale). Les crêtes des ondes seront plus cisailées

que le reste du film, ce qui étirera l'onde pour obtenir la forme typique des ondes de Kelvin-Helmholtz. Ces ondes vont ensuite impacter le développement du film liquide (zone de transition), jusqu'à produire de nombreuses structures à plus petites échelles (zone désordonnée).

Chaque régime d'onde du film est caractérisé par la stabilité des ondes produites, c'est-à-dire leur propriété à se déformer ou pas. Pour quantifier la désintégration progressive des ondes, un traitement d'images spécifique basé sur des corrélations spatiales a été développé.

Définition d'un coefficient de corrélation ($Corr$)

À partir d'une première image (au temps t), une petite fenêtre appelée $W_1(x, t)$ ($\Delta x=1$ mm ; $\Delta y=20.7$ mm) a été extraite à un emplacement axial x donné (figure 4.2). Sur l'image suivante (au temps $t + \Delta t$; $\Delta t=1.5$ ms) une nouvelle fenêtre appelée $W_2(x + \Delta x_{corr}, t + \Delta t)$ est extraite à la position $x + \Delta x_{corr}$, avec Δx_{corr} définie par l'équation 4.1 (le calcul de V_{wave} sera présenté dans la sous-section 4.1.2).

$$\Delta x_{corr} = V_{wave}(x) \cdot \Delta t \quad (4.1)$$

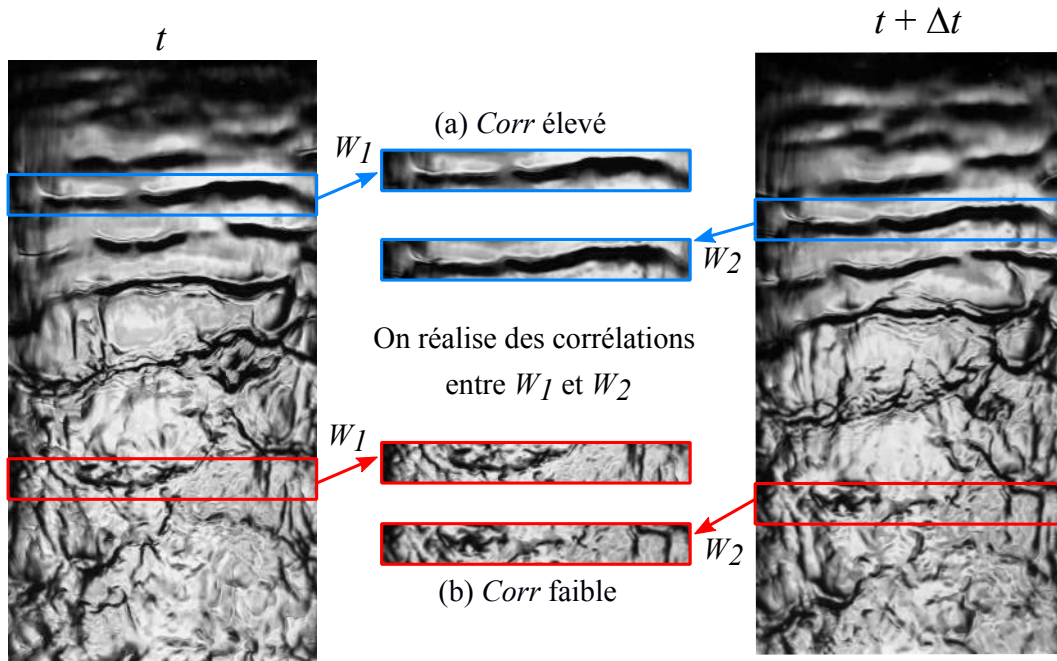


FIGURE 4.2 – Extraction des fenêtres de calcul du coefficient $Corr$ ($V_G=43$ m.s⁻¹, $Re_\delta=600$). Exemples de corrélations élevée (a) et faible (b).

Pour chaque paire d'images, la valeur maximale de la corrélation spatiale entre $W_1(x, t)$ et $W_2(x + \Delta x_{corr}, t + \Delta t)$ est calculée. 1000 paires d'images sont utilisées pour obtenir le coefficient de corrélation moyen $Corr(x)$. En raison de la faible luminosité près de l'injection de liquide, $Corr(x)$ est uniquement calculé entre 11 mm et 40 mm. La figure 4.3 montre l'évolution axiale du coefficient de corrélation. Les résultats doivent être interprétés en relation avec les trois régimes différents du film

liquide présentés sur la figure 4.1a. Pour les faibles vitesses d'air (33 m.s^{-1}), des ondes stables sont détectées dans la zone initiale et la valeur de $Corr(x)$ est haute (0,77) et presque constante jusqu'à $x=22 \text{ mm}$. Une augmentation de la vitesse de l'air entraîne une diminution du coefficient de corrélation spatiale dans la mesure où les ondes se déforment plus rapidement. Lorsque la vitesse de l'air augmente au-dessus 40 m.s^{-1} , les ondes périodiques bidimensionnelles initiales disparaissent plus rapidement. Pour $V_G=33 \text{ m.s}^{-1}$, la "zone de transition" commence autour de $x=20 \text{ mm}$ et le coefficient $Corr(x)$ diminue progressivement de 0.8 à 0.45. Une augmentation modérée de la vitesse de l'air (40 m.s^{-1}) entraîne une diminution significative de $Corr(x)$. En effet, la "zone de transition" se situe plus près de l'injection du film liquide. De plus, $Corr(x)$ chute brusquement et prend la valeur précédente (0.45) pour $x=27 \text{ mm}$. Par rapport au cas $V_G=33 \text{ m.s}^{-1}$, $Corr(x)$ atteint cette valeur plus tard ($x=43 \text{ mm}$). Ce résultat montre qu'une faible augmentation de la vitesse de l'air modifie fortement la structure du film liquide. La "zone de transition" et la "zone désordonnée" sont déplacées en amont. Pour la vitesse la plus élevée (48 m.s^{-1}), l'évolution de la courbe est légèrement différente. $Corr(x)$ atteint une valeur inférieure (0.32 pour $x=32 \text{ mm}$) mais la valeur du coefficient remonte à 0.4 près de la sortie de l'injecteur. Selon les travaux d'Alekseenko et al [5], cela pourrait être la formation de "disturbance waves". Des mesures supplémentaires seraient nécessaires pour confirmer cette hypothèse.

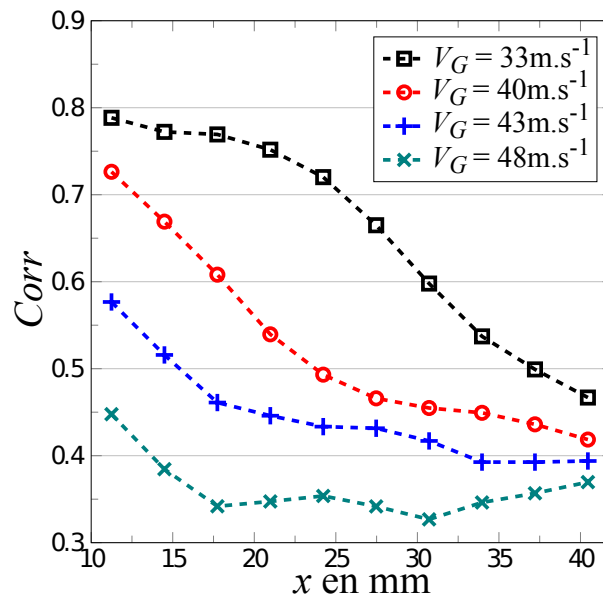


FIGURE 4.3 – Évolution axiale du coefficient de corrélation ($Corr$) dans la zone de préfilm pour plusieurs vitesses d'air ($Re_\delta=600$).

En fin de préfilm, les visualisations de l'écoulement liquide associées aux valeurs du coefficient de corrélation ($x > 40 \text{ mm}$), permettent de proposer une cartographie des régimes d'onde en proche sortie d'injecteur. Cette cartographie (figure 4.4) répertorie les différents régimes d'onde du film en fonction des conditions d'injection : nombre de Reynolds liquide et vitesses de l'air.

À faible vitesse d'air ($V_G < 33 \text{ m.s}^{-1}$), les instabilités restent quasi bidimensionnelles

et périodiques (comme dans la zone initiale) tout le long du préfilm et ceci quel que soit le nombre de Reynolds liquide. Au-delà de 33 m.s^{-1} , le film liquide en fin de préfilm perd très rapidement sa structure initiale et le régime d'onde "désordonné" devient prépondérant en proche sortie d'injecteur. Toutefois, lorsque le nombre de Reynolds liquide augmente (ici 750), l'évolution est un peu retardée et un régime de "transition" peut encore être observé pour $V_G=36 \text{ m.s}^{-1}$.

Cette cartographie renseigne donc sur les conditions de sortie du film liquide, qui sont également les conditions initiales de la nappe liquide formée à l'extrémité du tube d'injection. Néanmoins, il faut bien garder en tête que la classification présentée en figure 4.4 est celle d'un injecteur dont la longueur de préfilm est de 48 mm (figure 2.3 du chapitre 2). L'effet du paramètre géométrique "longueur de préfilm" a fait l'objet d'une étude préliminaire, dont les résultats sont reportés en fin de chapitre.

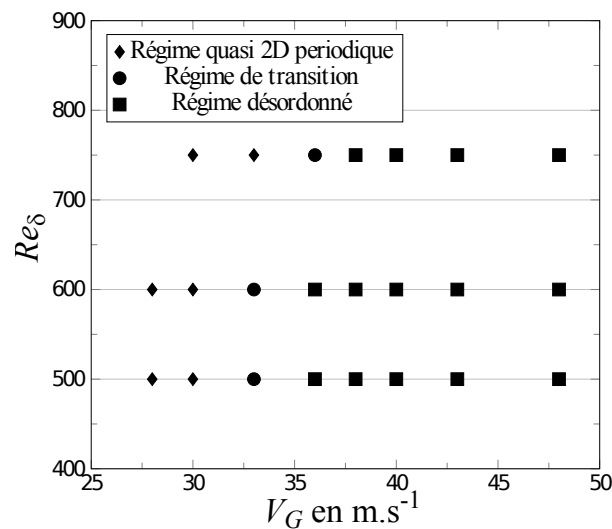


FIGURE 4.4 – Cartographie des régimes d'onde du film liquide en fin de zone de préfilm pour différentes vitesses d'air et de nombres de Reynolds liquide.

4.1.2 Dynamique des ondes : célérité et fréquences

Pour obtenir les fréquences des ondes et la célérité des ondes le long de la zone de préfilm, le traitement de l'image est le même. Une fenêtre centrée sur l'axe du cylindre est sélectionnée ($-0.11R < y < 0.11R$; $8 \text{ mm} < x < 43.7 \text{ mm}$). Les valeurs des pixels sont moyennées spatialement dans la direction y ($\Delta y=4 \text{ mm}$) pour obtenir un profil moyen axial des niveaux de gris, $P(x, t)$ sur la longueur totale du champ de visualisation (figure 4.5). La variable t représente l'instant de prise de vue. À t fixé (une image), deux zones distinctes sont identifiables sur cet exemple ($V_G=43 \text{ m.s}^{-1}$, $Re_\delta=600$) :

- $x < 22 \text{ mm}$: les ondes sont quasi bidimensionnelles et périodiques (zone initiale : 1).
- $x > 22 \text{ mm}$: perte progressive de périodicité dans la structure des ondes (zone de transition et zone désordonnée : 2 et 3).

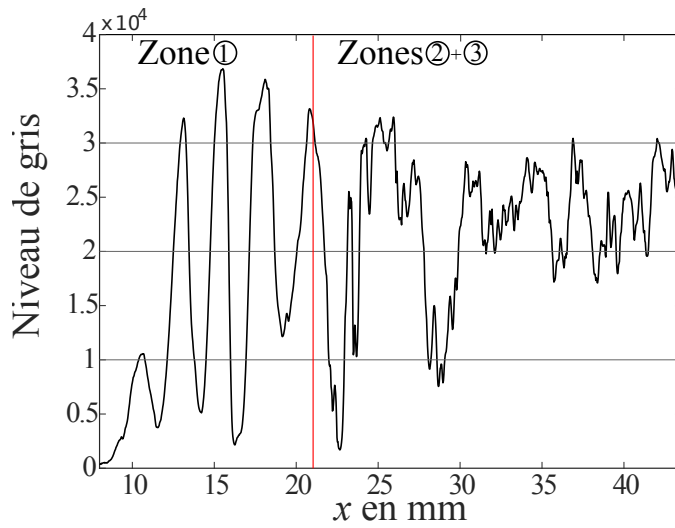


FIGURE 4.5 – Évolution axiale du profil $P(x, t)$ le long de la zone de préfilm à t fixé ($V_G=43 \text{ m.s}^{-1}$ $Re_\delta=600$). La ligne verticale rouge délimite la zone quasi périodique ($x < 22 \text{ mm}$).

Célérité des ondes

Pour obtenir la célérité de l'onde, le profil axial $P(x, t)$ a été divisé en plusieurs intervalles de 5 mm. Pour chaque intervalle, des corrélations unidimensionnelles ont été calculées entre le temps t et le temps $t + \Delta t$ ($\Delta t = 0.2 \text{ ms}$; figure 4.6) pour obtenir la célérité moyenne des ondes $V_{wave}(x)$ avec une incertitude de 0.14 m.s^{-1} (1 pixel d'erreur pour un décalage de 0.2 ms).

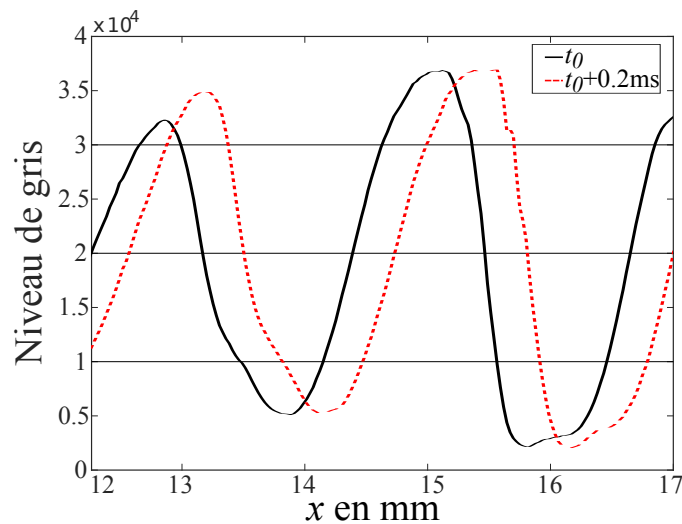


FIGURE 4.6 – Évolution du profil $P(x, t)$ pour deux temps séparés de 0.2 ms ($V_G=43 \text{ m.s}^{-1}$ $Re_\delta=600$).

En utilisant cette méthode, on peut tracer la célérité moyenne des ondes (10 000 images)

le long du préfilm (figure 4.7).

Dans la partie quasi périodique (1), les ondes sont bien identifiables ce qui permet d'obtenir l'évolution de la célérité de l'onde facilement dans cette zone.

Les mesures de la célérité des ondes dans la zone non périodique (2+3) sont plus compliquées car les ondes sont moins stables, ce qui nécessite un écart de temps faible (0.2 ms) et sur un intervalle spatial important (5 mm).

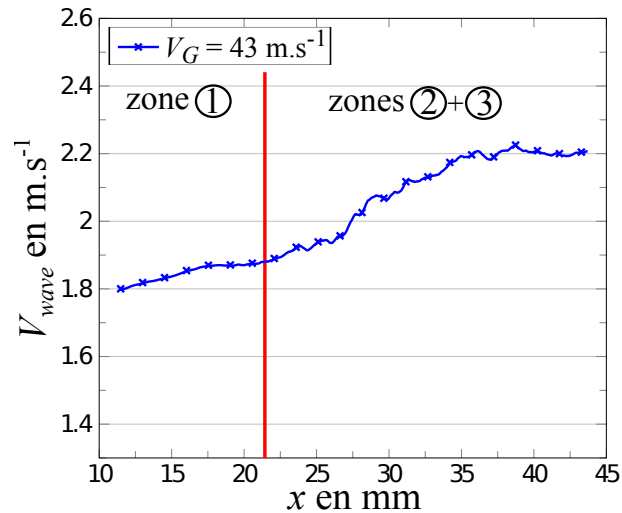


FIGURE 4.7 – Évolution axiale de la célérité des ondes dans le préfilm ($V_G=43 \text{ m.s}^{-1}$, $Re_\delta=600$). La ligne verticale rouge délimite la zone quasi périodique ($x < 22 \text{ mm}$).

La figure 4.8 montre la célérité des ondes mesurées le long du préfilm pour plusieurs vitesses d'air. Les petites déformations de l'interface du film liquide pour le cas $V_G=33 \text{ m.s}^{-1}$, limitent le domaine de mesure [$18 \text{ mm} < x < 43 \text{ mm}$]. La célérité des ondes ainsi obtenue augmentent en fonction de deux paramètres :

- la distance de l'injection de liquide,
- la vitesse de l'écoulement d'air.

La vitesse moyenne initiale du film liquide est de $1,2 \text{ m.s}^{-1}$ ($Re_\delta=600$). Le profil de vitesse du film liquide est fortement affecté par la vitesse de l'air et à 12 mm après l'injection liquide, la célérité des ondes peut déjà atteindre $1,9 \text{ m.s}^{-1}$ pour la vitesse d'air la plus élevée. De plus, quelle que soit la vitesse de l'air, la célérité des ondes augmente avec la distance axiale. En effet, le flux d'air principal accélère le film liquide en continu depuis l'entrée de liquide jusqu'à la sortie de l'injecteur. Le long de la direction perpendiculaire au tube de verre, la vitesse locale du liquide est probablement affectée par l'écoulement d'air et la hauteur moyenne du film liquide pourrait diminuer avec la distance axiale (par conservation du débit massique liquide).

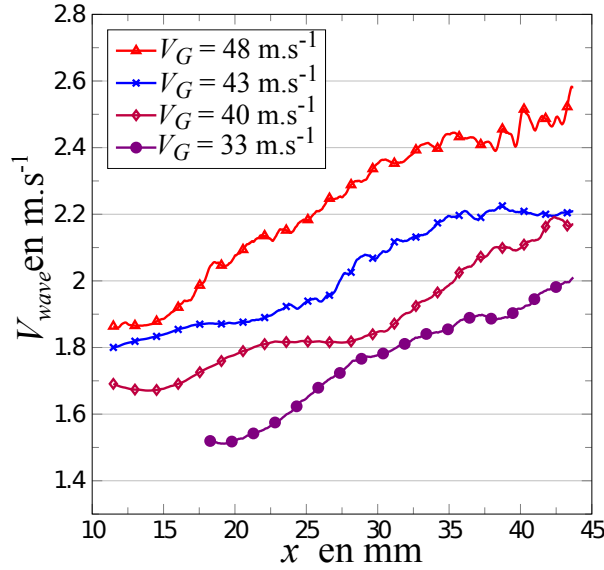


FIGURE 4.8 – Évolution axiale de la célérité des ondes dans le préfilm pour plusieurs vitesses d'air ($Re_\delta=600$).

Comme nous avons vu dans le chapitre 3, le modèle de Dimotakis [28] (éq. 4.2) peut prédire la célérité des ondes établie en se basant sur l'équation de Bernoulli.

$$V_{wave} = \frac{\sqrt{\rho_G} \cdot V_G + \sqrt{\rho_L} \cdot V_L}{\sqrt{\rho_G} + \sqrt{\rho_L}} \quad (4.2)$$

Les célérités mesurées restent inférieures mais du même ordre de grandeurs que celles calculées avec le modèle de Dimotakis. Cette différence s'explique par l'inertie du liquide qui ne nous permet pas de visualiser les ondes en régime établi.

Dans le reste de l'étude, on utilisera pour nos différents calculs les célérités mesurées.

Vitesse de l'air $m.s^{-1}$	Célérité des ondes mesurées	Modèle de Dimotakis
33	2 $m.s^{-1}$	2.26 $m.s^{-1}$
40	2.17 $m.s^{-1}$	2.49 $m.s^{-1}$
43	2.2 $m.s^{-1}$	2.59 $m.s^{-1}$
48	2.6 $m.s^{-1}$	2.77 $m.s^{-1}$

TABLE 4.1 – Célérités des ondes mesurées à 43 mm et calculées grâce à la méthode de Dimotakis [28].

Fréquences des ondes

Pour obtenir les fréquences des ondes, le profil $P(x, t)$ défini dans la sous section précédente est utilisé.

À x fixé ($x=10.7$ mm), la figure 4.9 montre le profil $P(x, t)$ dans la zone initiale. Le signal temporel mesuré est quasi périodique, ce qui est cohérent avec la périodicité spatiale déjà observée sur la figure 4.5.

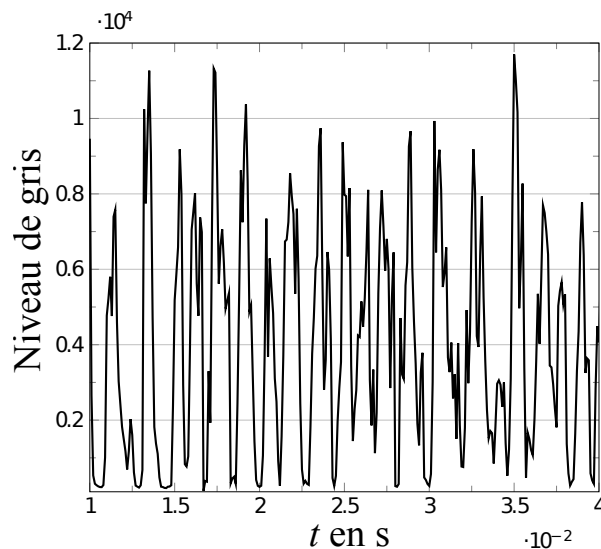


FIGURE 4.9 – Profil temporel (sur 300 ms) de $P(x,t)$ à $x=10.7$ mm ($V_G=43$ m.s $^{-1}$, $Re_\delta=600$).

À une position donnée de x , des transformées de Fourier rapides (FFT) sont appliquées à l'évolution temporelle de $P(x,t)$ (10000 valeurs) et fournissent la densité spectrale de puissance (PSD) (256 valeurs de fréquences avec un pas de 20 Hz).

Pour $V_G=43$ m.s $^{-1}$ et $Re_\delta=600$, la figure 4.10 montre l'évolution des spectres de puissance pour trois emplacements axiaux ($x=10.7$, 23.5, 35.7 mm).

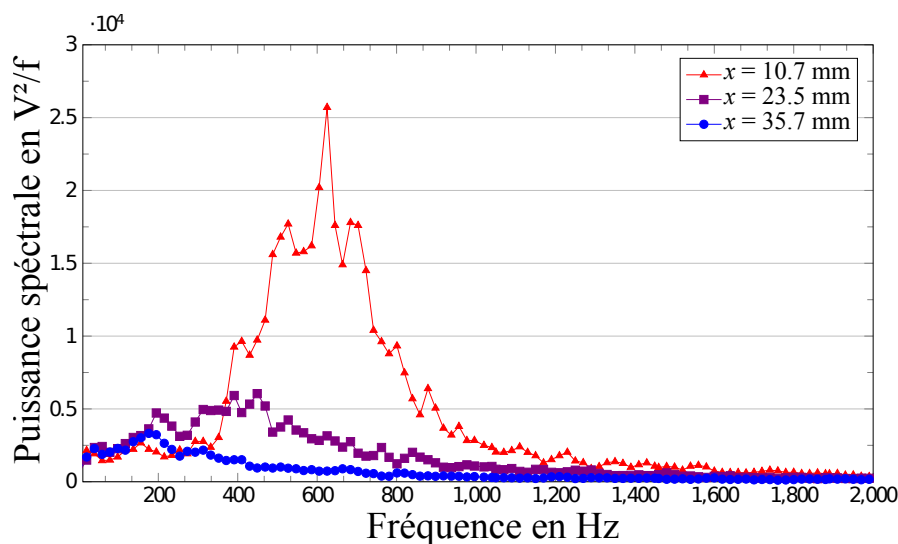


FIGURE 4.10 – Spectre de densité de puissance à trois positions axiales 10.7 mm, 23.5 mm et 35.7 mm ($V_G=43$ m.s $^{-1}$, $Re_\delta=600$).

Dans la "zone initiale" ($x=10.7$ mm), un pic bien prononcé apparaît autour de $F_{max}=625$ Hz et caractérise la structure quasi-périodique détectée sur les images (voir

figure 4.5). En aval ($x=23.5$ mm, $x=35.7$ mm), la structure initiale du film liquide est progressivement perdue et aucun pic significatif ne peut être détecté.

La figure 4.11 montre les fréquences des ondes dans cette zone initiale pour les différentes vitesses d'air et de nombre de Reynolds liquide, avec en plus les fréquences obtenues dans l'étude d'Alekseenko et al [5] pour un nombre de Reynolds liquide de 400.

La fréquence des ondes dans le film augmente avec la vitesse d'air et celle du nombre de Reynolds liquide (récapitulatif des fréquences dans la table 4.2). Les fréquences observables sont du même ordre de grandeur et suivent la même tendance que celles mesurées par Alekseenko et al [5].

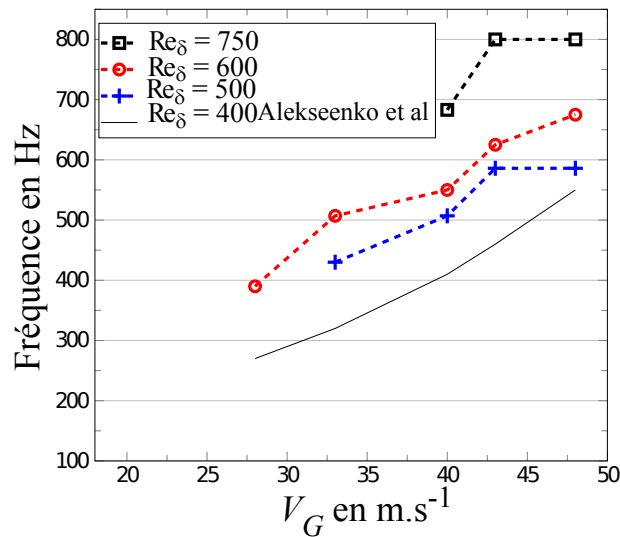


FIGURE 4.11 – Fréquence des ondes dans la zone initiale pour différentes vitesses de l'air et nombres de Reynolds liquide. Comparaison avec l'étude de Alekseenko et al [5].

$V_G \backslash Re_\delta$	500	600	750
28 $m.s^{-1}$		390 Hz	
33 $m.s^{-1}$	430 Hz	507 Hz	
40 $m.s^{-1}$	507 Hz	550 Hz	683 Hz
43 $m.s^{-1}$	586 Hz	625 Hz	800 Hz
48 $m.s^{-1}$	586 Hz	675 Hz	800 Hz

TABLE 4.2 – Fréquences pour différentes vitesses d'air et du nombre de Reynolds liquide.

Dans le chapitre précédent figurent les résultats de l'étude concernant les fréquences d'oscillations de la nappe. La table 4.3 présente une comparaison entre les fréquences d'oscillations de la nappe et celles des ondes dans le film ($Re_\delta=600$).

La gamme de fréquences des ondes du film est nettement plus élevée que celle relative à l'oscillation de la nappe. Ainsi, l'instabilité dans le film ne semble pas direc-

tement corrélée avec celle de la nappe. De plus, les ondes 2D quasi-périodiques sont présentes uniquement dans la zone initiale. Si la vitesse d'air est suffisamment élevée, cette zone se termine avant la fin du préfilm (à environ 22 mm pour le cas $V_G=43 \text{ m.s}^{-1}$ et $\text{Re}_\delta=600$ (figure 4.5)).

Vitesse d'air	Fréquences des ondes dans le film	Fréquences d'oscillation de la nappe
28 m.s^{-1}	390 Hz	112 Hz
33 m.s^{-1}	507 Hz	136 Hz
40 m.s^{-1}	550 Hz	146 Hz
43 m.s^{-1}	625 Hz	166 Hz
48 m.s^{-1}	675 Hz	175 Hz

TABLE 4.3 – Fréquences du film et des oscillations de la nappe à $\text{Re}_\delta=600$.

Ce résultat indique qu'il n'y a pas de lien trivial entre la fréquence des ondes dans le préfilm et la fréquence d'oscillation de la nappe. Néanmoins, il n'est pas possible de conclure à ce stade de l'étude que la dynamique des ondes en paroi interne d'injecteur ne modifie pas le processus d'atomisation.

4.1.3 Longueur d'onde et modèle de Raynal

Même si l'instabilité du film ne semble pas influencer l'oscillation de la nappe, une bonne caractérisation de celle-ci est nécessaire car elle pourrait impacter d'autres phénomènes non étudiés, comme l'arrachement de gouttes dans le cas de vitesses plus élevées.

Pour cette raison, l'étude des fréquences obtenues avec un signal temporel est complétée par une mesure des longueurs d'onde dans la zone initiale, les longueurs d'onde étant privilégiées dans les modèles théoriques. Pour cela, le signal $P(x, t)$ est binarisé à l'aide de la méthode de Otsu [80] et la distance entre deux ondes est mesurée grâce à une méthode de détection des fronts descendants. Un test de sensibilité du seuil a été réalisé avec une augmentation et une diminution de 10% sans montrer de changement sur les longueurs d'onde. Les évolutions de la longueur d'onde en fonction de la vitesse d'air et du nombre de Reynolds liquide sont présentées respectivement sur les figures 4.12 et 4.13 (les barres représentent l'écart type des mesures de longueur d'onde, les incertitudes étant estimées à $55 \mu\text{m}$ soit 2 pixels).

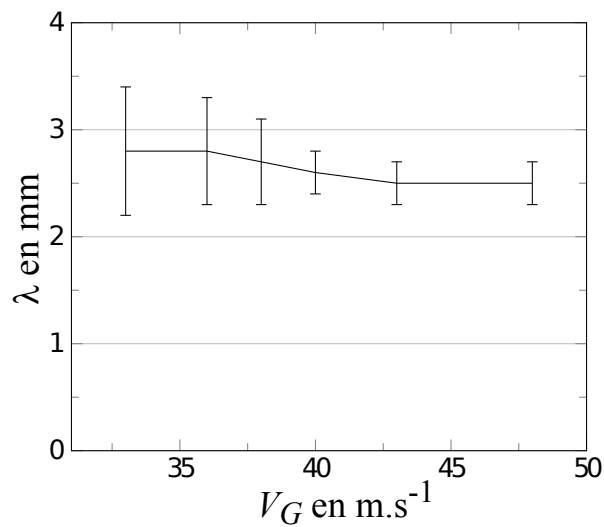


FIGURE 4.12 – Évolution de la longueur d’onde pour différentes vitesses de l’air ($Re_\delta=600$).

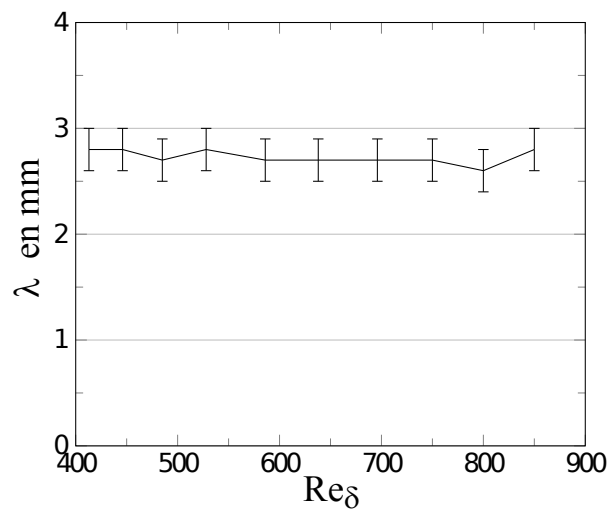


FIGURE 4.13 – Évolution de la longueur d’onde pour différents nombres de Reynolds liquide ($V_G=40$ m.s⁻¹).

On remarque une très faible variation des longueurs d’onde en fonction de la vitesse d’air et du nombre de Reynolds liquide, avec des valeurs entre 2.5 et 3 mm.

Pour comparer les mesures spatiales et temporelles, on a transformé les mesures de fréquence (table 4.2) en longueur d’onde grâce à la célérité de l’onde mesurée dans la zone initiale. Les longueurs d’onde sont répertoriées dans la figure 4.14, (la vitesse d’air de 28 m.s⁻¹ ne figure pas dans ces résultats car les ondes ne sont pas assez visibles pour des mesures précises). Les longueurs d’onde calculées sont légèrement plus élevées que celles mesurées, néanmoins elles sont du même ordre de grandeurs avec un écart

maximum d'environ 20% pour la vitesse d'air de 43 m.s^{-1} . Ceci s'explique par les difficultés à mesurer les célérités des ondes et les fréquences.

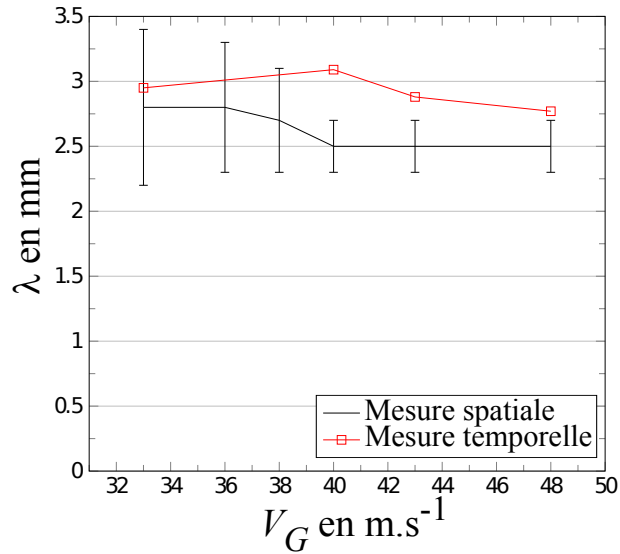


FIGURE 4.14 – Comparaison des longueurs d'onde spatiale mesurées et calculées avec les fréquences et les célérités des ondes ($Re_\delta=600$).

Comparaison avec le modèle de Raynal

Les vitesses des écoulements (air et liquide) modifient la fréquence des instabilités uniquement par leur impact sur la célérité des ondes. Les longueurs d'onde sont peu affectées par le changement des vitesses d'air et du nombre de Reynolds liquide, ce qui tend à montrer un couplage entre la longueur d'onde et une longueur caractéristique (ou plusieurs).

Pour cela, les résultats expérimentaux seront comparés avec le modèle de Raynal [85]. Dans ce modèle, la gravité, la tension de surface et les échanges thermiques sont négligés. Les vitesses V et la pression P sont décomposées en deux parties, leurs moyennes (notées \bar{V} et \bar{P}) et leurs perturbations (notées v et p).

Des conditions aux limites sont nécessaires pour connaître les longueurs d'onde des instabilités causées par le cisaillement. Pour cela, on considère le cas d'un saut de densité entre les deux écoulements et d'un raccord de vitesse linéaire, ce qui donne trois configurations possibles :

- un raccord unique dans l'air (figure 4.15a),
- un raccord unique dans l'eau (figure 4.15b),
- un raccord dans chaque écoulement, plus réaliste (figure 4.15c).

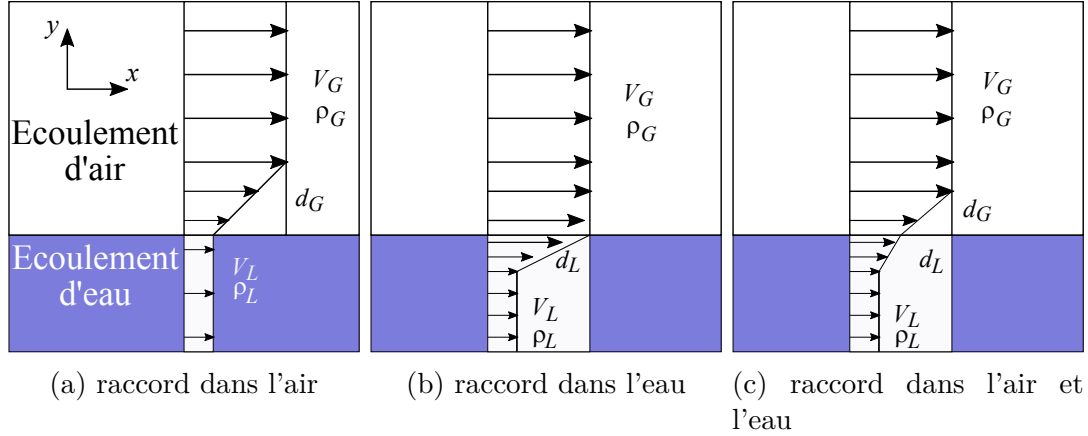


FIGURE 4.15 – Schéma des raccords de vitesse. d_G et d_L sont les épaisseurs de la couche de vorticité dans la phase gazeuse et celle liquide respectivement.

Les explications détaillées du modèle sont présentes dans l'ANNEXE A. Il permet d'obtenir les équations de dispersions (éq. 4.3 et éq. 4.4) pour les cas respectifs d'un raccord dans l'air et dans l'eau (figure 4.15a et figure 4.15b).

$$e^{-2K} = \frac{(2(K\frac{r}{r-1} - \Omega) - 1) \left[(\frac{K}{r-1} - \Omega)(1 + \frac{1}{S}) + 1 \right]}{(\frac{K}{r-1} - \Omega)(1 - \frac{1}{S}) - 1} \quad (4.3)$$

$$e^{-2K} = \frac{(2(K\frac{r}{r-1} - \Omega) - 1) \left[(\frac{K}{r-1} - \Omega)(1 + S) + 1 \right]}{(\frac{K}{r-1} - \Omega)(1 - S) - 1} \quad (4.4)$$

Où $K = k.d_G$, $r = V_G/V_L$, $S = \rho_G/\rho_L$ et $\Omega = (\omega.d_G)/(V_G - V_L)$.

Les équations de dispersions permettent d'extraire, pour chaque nombre d'ondes, son taux de croissance (ω_i) et ainsi obtenir le nombre d'ondes des instabilités lorsque ω_i est maximum. Les figures 4.16a et 4.16b sont les représentations graphiques de la solution des équations 4.3 et 4.4. On remarque un impact important du rapport de densité. Dans le cas d'un raccord dans l'air (figure 4.15a), la diminution du rapport de densité réduit fortement le nombre d'ondes ce qui implique une augmentation des longueurs d'onde. Dans le cas d'un raccord dans l'eau (figure 4.15b), le nombre d'ondes augmente légèrement avec la diminution du rapport de densité pour devenir rapidement indépendant (les courbes $S = 0.01$ et $S = 0.001$ sont superposées).

Ces deux cas donnant des résultats très différents, Raynal a développé un modèle plus réaliste avec des raccords de vitesses linéaires dans chaque écoulement (figure 4.15c). Ce modèle, nettement plus complexe, n'est pas reporté dans ce manuscrit. On retiendra néanmoins le point essentiel : les résultats obtenus dans le cas d'un double raccord sont similaires à ceux d'un raccord unique dans l'eau. Ce résultat semble montrer que l'échelle de longueur importante est l'épaisseur caractéristique en phase liquide, d_L . En configuration de film mince comme la nôtre, prendre comme longueur caractéristique l'épaisseur du film ($500 \mu m$) semble cohérent, soit $\delta = d_L$.

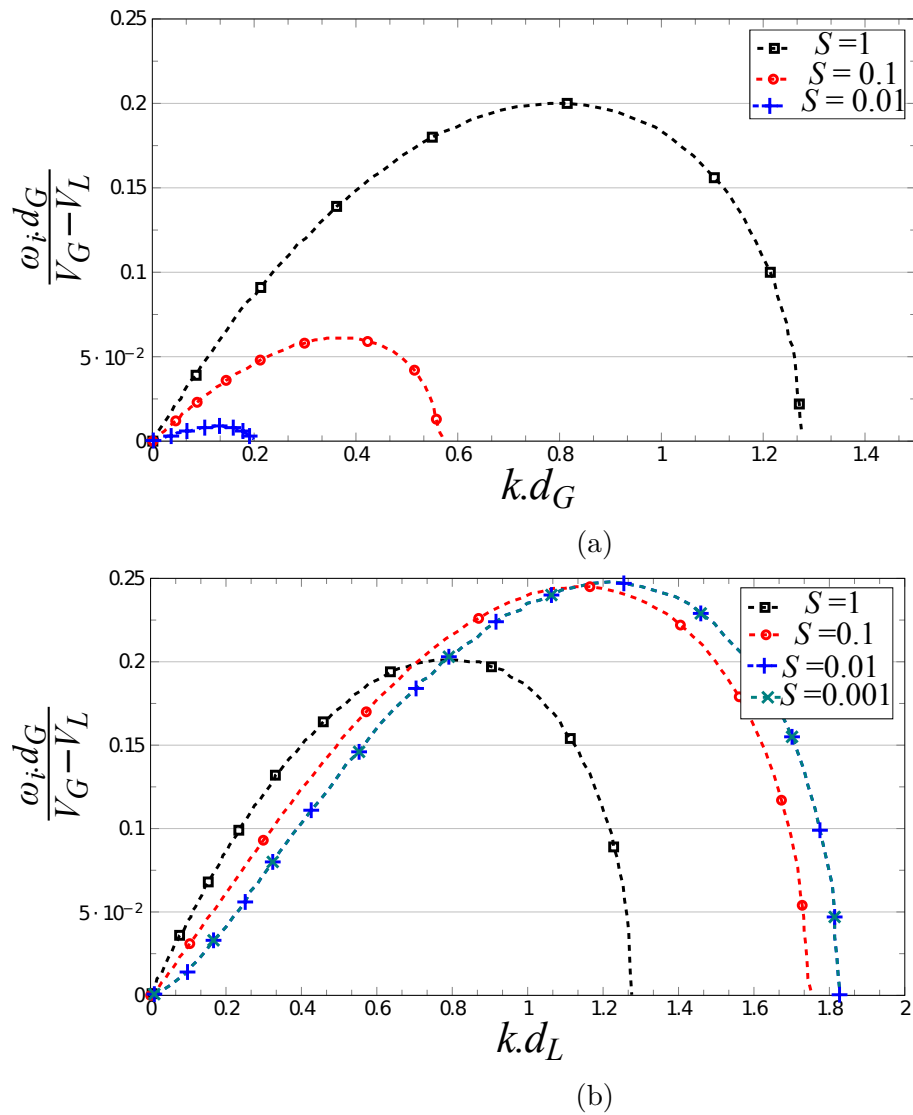


FIGURE 4.16 – Pulsation adimensionnée en fonction du nombre d’ondes adimensionné pour plusieurs rapports de densité S pour un raccord (a) dans l’air et (b) dans l’eau (les cas $S = 0.01$ et $S = 0.001$ sont superposés).

Dans notre cas d’étude, le paramètre S prend la valeur 0.001. À partir du maximum de la courbe (verte) sur la figure 4.16b, on en déduit la valeur du nombre d’ondes adimensionné pour les instabilités, à savoir $k \cdot d_L = k \cdot \delta = 1.25$. Avec l’équation 4.5, il est possible de calculer pour notre expérience une longueur d’onde de 2.6 mm, ce qui est similaire à nos résultats expérimentaux (figure 4.12 et 4.13).

$$k \cdot \delta = 1.25 \Rightarrow \lambda = \frac{2\pi}{1.25} \cdot \delta \quad (4.5)$$

4.2 Influence du préfilm sur les conditions initiales de la nappe liquide

Dans la section précédente, nous avons étudié la célérité des ondes, les fréquences et les longueurs d'onde dans le film liquide. On a pu montrer la différence entre les fréquences de passages des ondes dans le préfilm et celles de l'oscillation de la nappe. Parmi les points qui restent à approfondir, nous nous sommes intéressés à l'influence du film liquide sur l'atomisation primaire, en particulier sur les conditions initiales de la nappe liquide.

4.2.1 Les ondes existant dans le préfilm sont-elles toujours présentes dans la nappe ?

Pour faire le lien entre le film liquide et l'atomisation primaire, nous avons comparé la structure du film liquide à la sortie de l'injecteur avec la structure initiale de la nappe liquide.

Pour cela, le coefficient de corrélation ($Corr$) défini précédemment peut être utilisé avec quelques modifications. Trois fenêtres appelées W_1 , W_2 , W_3 (représentant un champ de 1 mm x 20.7 mm) sont nécessaires (figure 4.17a) : W_1 et W_2 sont situées dans la zone de préfilm à respectivement $x_1=43.9$ mm et $x_2=46.6$ mm. W_3 est située après la sortie de l'injecteur ($x_3=49.3$ mm) au début de la nappe liquide. La distance entre chaque fenêtre est la même ($\Delta x=2.7$ mm).

Pour des vitesses d'air différentes, les figures 4.17b et 4.17c montrent des zooms (1 mm x 5 mm) de la même onde visualisée dans chacune de ces trois fenêtres. Un traitement d'images a été effectué sur les fenêtres W_1 et W_2 afin de corriger les effets de courbure causés par le cylindre de verre.

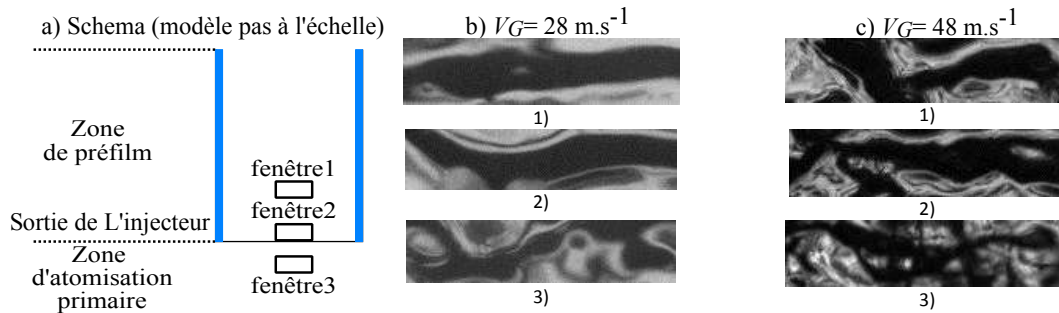


FIGURE 4.17 – a) Position de chaque fenêtre. Zoom sur une onde à (b) $V_G=28 \text{ m.s}^{-1}$ et (c) 48 m.s^{-1} . Chaque image est séparée de 2.7 mm. Les fenêtres W_1 et W_2 sont dans la zone de préfilm et la fenêtre W_3 au tout début de la nappe liquide (la dimension des fenêtres est de 1 mm x 5 mm)

À partir des trois fenêtres, on peut maintenant calculer deux coefficients de corrélation : $Corr_{1-2}$ et $Corr_{2-3}$ correspondant respectivement à la valeur maximale des corrélations spatiales entre les paires $[W_1, W_2]$ et $[W_2, W_3]$. La méthode de calcul est similaire à celle explicitée précédemment et 10 000 images sont utilisées.

Sur la figure 4.18 est représentée l'évolution des deux coefficients de corrélation ($Corr_{1-2}$ et $Corr_{2-3}$) pour différentes vitesses d'air. $Corr_{1-2}$ fournit le niveau de corrélation spatiale pour un déplacement du film liquide de 2.7 mm et peut être utilisé comme "référence" à l'intérieur du film liquide. $Corr_{2-3}$ caractérise la perte de corrélation spatiale due à un changement brutal des conditions d'écoulement du liquide à la sortie de l'injecteur. Pour les plus faibles vitesses de l'air (28 m.s^{-1} - 33 m.s^{-1}), $Corr_{1-2}$ diminue et devient stable autour de 0.4, valeur qui se conserve pour des vitesses d'air plus élevées. $Corr_{1-2}$ est calculé à l'emplacement $x=45.2 \text{ mm}$, et cette valeur (0.4) est cohérente avec les dernières mesures de la figure 4.3 ($x=40.7 \text{ mm}$). Les coefficients $Corr_{1-2}$ et $Corr_{2-3}$ suivent la même tendance, mais les valeurs de $Corr_{2-3}$ sont inférieures de 20%.

Une première analyse des images instantanées (figure 4.17) indique que la structure du film à proximité de la sortie de l'injecteur reste toujours présente au-delà de cette zone (c'est-à-dire dans les premiers millimètres de la nappe liquide).

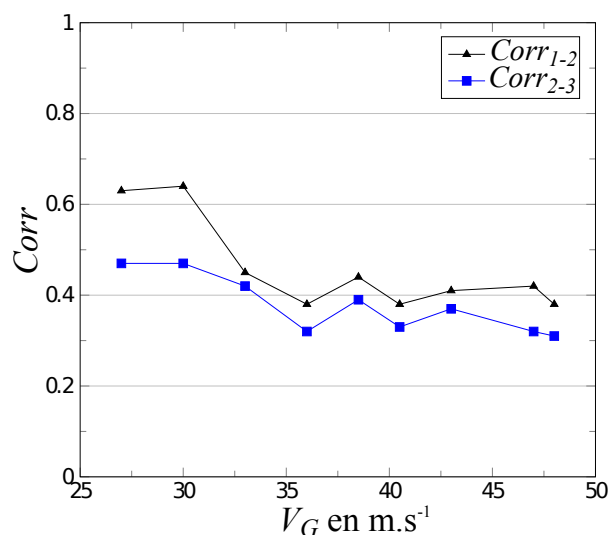


FIGURE 4.18 – Évolution des coefficients de corrélation $Corr_{1-2}$ et $Corr_{2-3}$ en fonction de la vitesse d'air ($Re_\delta=600$).

Néanmoins, il est normal que $Corr_{2-3}$ soit plus faible, l'écoulement de liquide n'est plus contraint par l'adhésion aux parois du tube, ce qui permet à la nappe de se déformer comme un écoulement libre. Des déplacements tridimensionnels de la nappe liquide peuvent donc modifier la structure des ondes, ce qui n'est pas le cas dans le film liquide. Une autre explication possible est donnée par Koch et al [53] : une accumulation de liquide au bout du tube de verre pourrait modifier la structure du film avant la nappe de liquide. Malgré cet effet, les ondes liquides sont majoritairement préservées après la sortie de l'injecteur (figure 4.17) et joueront un rôle dans le processus d'atomisation primaire.

4.2.2 Impact des régimes de film sur le mode d'atomisation primaire

Une visualisation de l'ensemble de l'écoulement liquide (film+nappe) nous semble intéressante pour mieux faire le lien entre le film et l'atomisation primaire. Pour cela, comme l'explique la figure 4.19, nous avons utilisé les séries de mesures de 3 champs de visualisation ("film", "film/nappe" et "y=0"), où le champ "film/nappe" recouvre la fin du film et le début de la nappe. La frontière de ce champ est représentée dans les images combinées par un rectangle blanc.

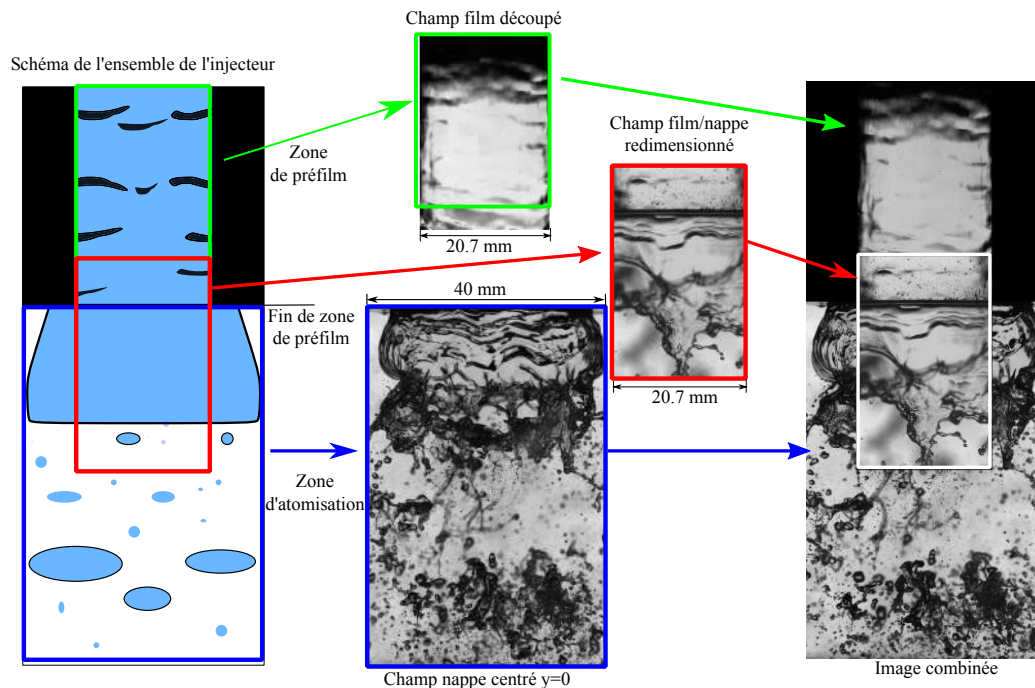


FIGURE 4.19 – Création d'une image combinée à partir des trois champs de visualisation : "film", "film/nappe" et "y=0" ($V_G=28 \text{ m.s}^{-1}$ $Re_\delta=600$).

Dans le chapitre 3, une des explications avancée pour le changement de mode d'atomisation est la déformation de la nappe, qui limite la possibilité de formation des cellules.

La figure 4.20 montre des images combinées "types" pour les deux modes d'atomisations primaires : l'atomisation par rupture de cellules (figure 4.20a, $V_G=28 \text{ m.s}^{-1}$) et l'atomisation par rupture par ligaments (figure 4.20b, $V_G=48 \text{ m.s}^{-1}$).

Dans le cas d'une vitesse d'air faible (figure 4.20a), l'image du film liquide montre peu de variation d'intensité; cela implique un film avec peu de déformation à l'exception du passage des ondes bidimensionnelles (régime initial). On en déduit donc que l'épaisseur locale du film varie peu. Cela ne signifie pas que l'épaisseur du liquide est uniforme dans tout le préfilm mais que localement, son évolution est faible, en particulier suivant l'axe transversal aux écoulements. Cette homogénéité au niveau de l'épaisseur est aussi observable dans la nappe liquide, ce qui favorise la formation simul-

tanée de grosses structures ($\approx 5-10$ mm) et qui se traduit par un mode d'atomisation primaire par rupture de cellules.

Dans le cas d'une vitesse d'air élevée (figure 4.20b), les ondes présentes dans le film liquide sont rapidement déstabilisées pour obtenir un film très déformé avec de fortes variations des niveaux de gris, ce qui peut s'interpréter comme une forte hétérogénéité au niveau de son épaisseur locale (régime désordonné). La même hétérogénéité d'épaisseur est visible dans la nappe liquide, ce qui favorise la formation de structures locales plus petites et étirées (quelques millimètres pour les ligaments), au détriment des grosses structures axisymétriques (5 mm pour les cellules).

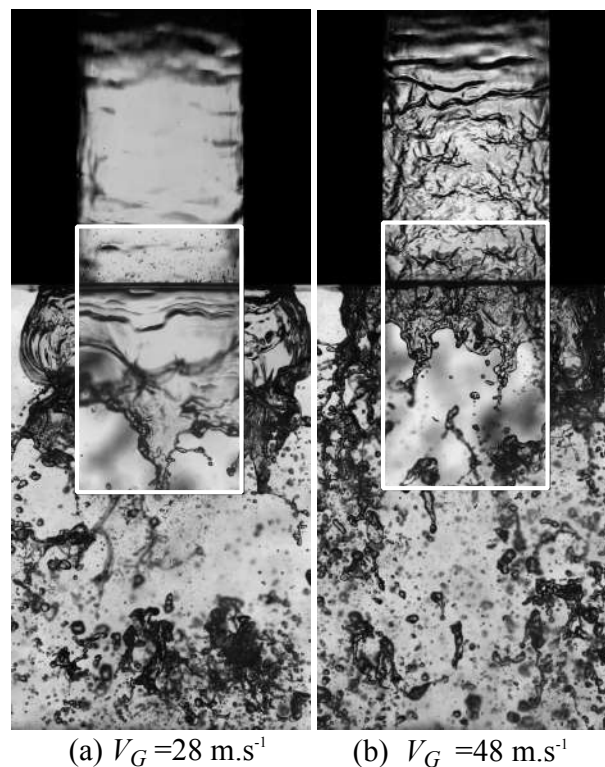


FIGURE 4.20 – Images combinées des trois champs de visualisation pour (a) $V_G=28$ m.s $^{-1}$, (b) $V_G=48$ m.s $^{-1}$ ($Re_\delta=600$).

La figure 4.21 montre des images instantanées du champ de visualisation "film/nappe" pour différentes vitesses d'air (28, 33, 36, 40, 43, 48 m.s $^{-1}$, $Re_\delta=600$). Lorsque la vitesse de l'air est faible (28-33 m.s $^{-1}$), le mode de rupture par cellules est détecté avec la formation de cellules et des replis de liquide dans le sens de la largeur qui formeront les clusters. Lorsque la vitesse d'air est plus élevée (36-48 m.s $^{-1}$) le mode de rupture observé est celui de la rupture par ligaments où des ligaments longitudinaux sont observables ainsi que quelques cellules locales.

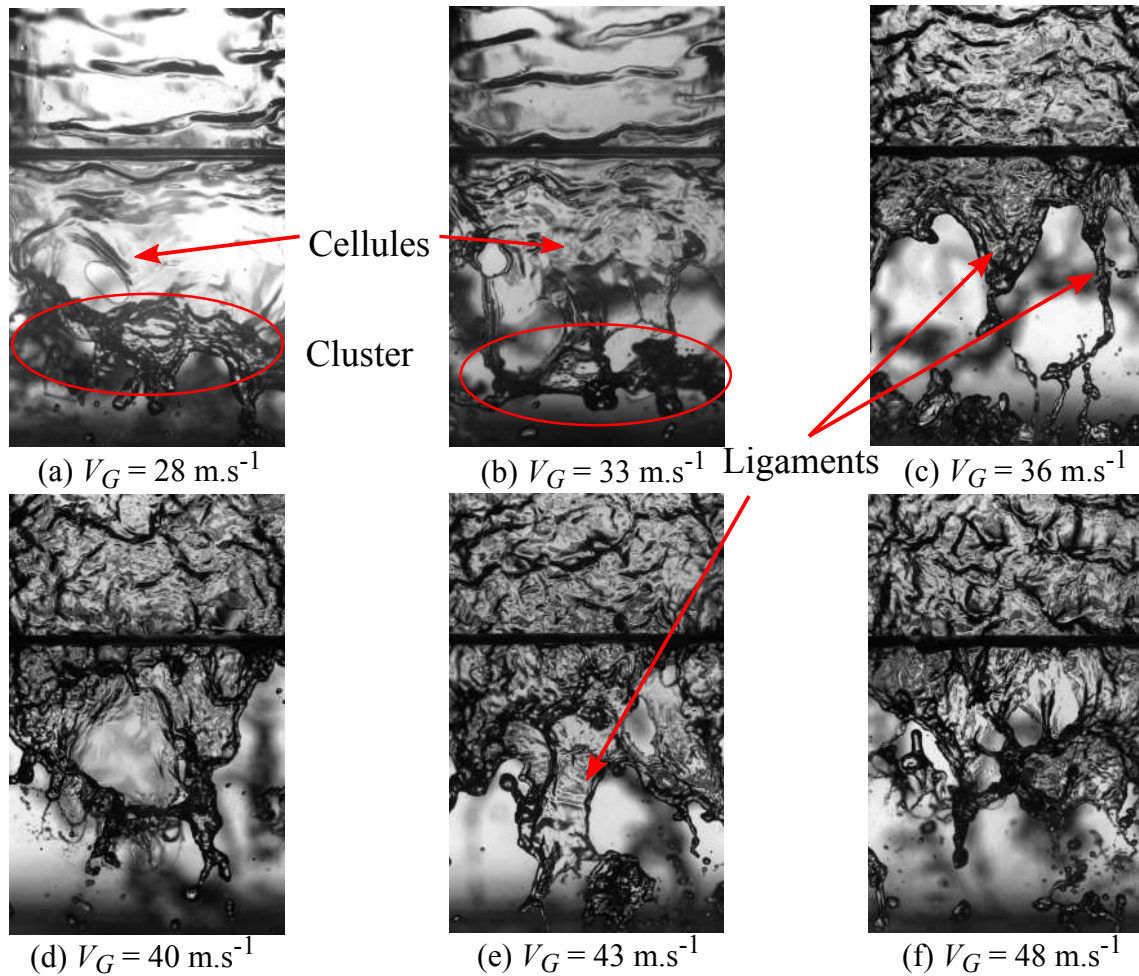


FIGURE 4.21 – Influence de la vitesse d'air sur les structures liquides : fin de préfilm et formation de la nappe (champ "film/nappe", $Re_\delta=600$).

La figure 4.22 reprend la cartographie des régimes du film de la figure 4.4, où le mode d'atomisation primaire a été rajouté à l'aide de couleurs : en rouge pour le mode d'atomisation par cellules et en bleu pour la rupture par ligaments.

En sortie d'injecteur, lorsque le film liquide est en " régime initial ", l'atomisation primaire se produit majoritairement via le mode de rupture par cellules. En revanche, lorsque la fin du film liquide est en " régime désordonné ", le mode de rupture par ligaments prédomine.

La zone de transition étant plus compliquée à définir (cercle sur la figure 4.22), le mode d'atomisation y reste par cellules pour les nombres de Reynolds liquides de 600 et 750 où l'on retrouve encore une rupture axisymétrique (rupture par cellules). Alors que pour un nombre de Reynolds de 500 ce n'est pas le cas, le mode d'atomisation primaire présent est celui de la rupture par ligaments. Ceci pourrait être expliqué par un film liquide suffisamment homogène pour permettre la formation de cellules (Re_δ de 600 et 750) ou trop hétérogène ce qui se traduirait par un mode de rupture par ligaments.

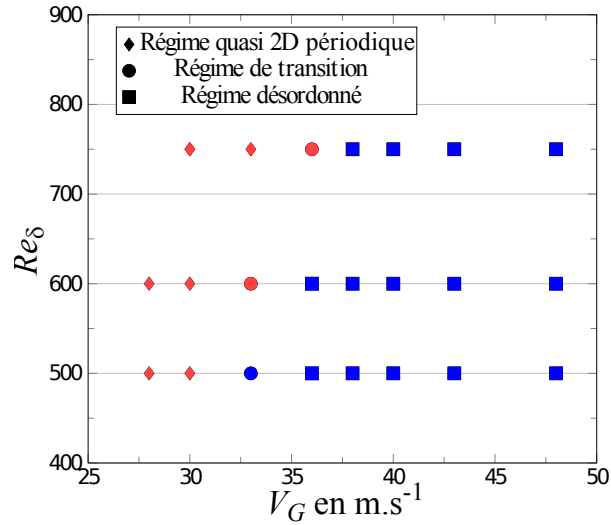


FIGURE 4.22 – Cartographie des régimes d’atomisation primaire en fonction de la vitesse d’air, du nombre de Reynolds liquide et du régime en fin de préfilm (ruptures par cellules en rouge, ruptures par ligaments en bleu).

Les changements de mode d’atomisation ont fait l’objet de travaux antérieurs, expérimentaux ou numériques (plus de détails sont donnés dans la sous-section 1.2.1 du chapitre 1). Dans ce type d’étude, le nombre sans dimension fréquemment utilisé pour caractériser la transition de régime est le rapport des flux de quantité de mouvement, $MFR = (\rho_G \cdot V_G^2)/(\rho_L \cdot V_L^2)$. On citera par exemple, l’étude expérimentale ainsi que numérique de Fernandez et al [32] concernant une nappe liquide sans préfilm, cisailée par deux écoulements d’air. Dans ce cas, la transition de régime a lieu au voisinage de la valeur $MFR=0.5$.

La table 4.4 regroupe les conditions de transition entre les deux modes de ruptures identifiées pour nos expériences, à savoir : vitesse d’air, nombre de Reynolds liquide et MFR calculé. Quelles que soient les conditions d’injection, la transition de régimes d’atomisation s’effectue pour des valeurs de MFR proche de 1. On remarque néanmoins une diminution du MFR de transition lorsque le nombre de Reynolds liquide augmente. En comparaison avec l’étude de Fernandez et al [32], les valeurs (du même ordre de grandeur) sont un peu supérieures mais il faut garder en tête que les géométries utilisées ne sont pas les mêmes.

V_G m.s^{-1}	Re_δ	MFR
32	500	1.2
35	600	1
37	750	0.73

TABLE 4.4 – Récapitulatif de quelques points de transition étudiés entre les deux modes de ruptures (cellules, ligaments) et valeurs de MFR correspondantes.

4.2.3 Modification de la longueur de préfilm

Le lien entre la topologie du film et l'atomisation primaire semble cohérent. Néanmoins, la variation de vitesse de l'écoulement d'air affecte simultanément la dynamique du film et l'atomisation de la nappe liquide. Avec le dispositif expérimental utilisé, il n'est pas possible de modifier le régime du film en proche sortie d'injecteur sans changer la vitesse d'air et donc modifier l'atomisation de la nappe liquide. Pour une condition d'injection donnée pour l'air et l'eau, il serait néanmoins possible de changer les conditions initiales de la nappe liquide en modifiant la longueur de la zone de préfilm. En effet, ceci reviendrait à créer la nappe liquide plus ou moins près du canal d'injection liquide, en sélectionnant "géométriquement" le régime de préfilm en proche sortie d'injecteur. Pour ce faire, une modification de la longueur de tube de préfilm est nécessaire. Cette modification de l'injecteur a été réalisée à la fin de l'étude à titre exploratoire et des visualisations qualitatives ont été effectuées lors d'une campagne de mesures courte.

Une longueur de préfilm de 8 mm a été testée car elle permet d'avoir soit un régime de film homogène soit d'ondes bidimensionnelles en sortie d'injecteur sur la gamme de vitesses d'air étudiées. À titre d'exemple (figure 4.23), pour une vitesse d'air élevée ($V_G=48 \text{ m.s}^{-1}$), les ondes bidimensionnelles sont bien présentes dans le préfilm si la longueur est faible (ici 8 mm, cercle rouge). Comme nous avons pu le voir précédemment, elles deviennent tridimensionnelles si la longueur du préfilm est plus grande (ici 48 mm, cercle vert).

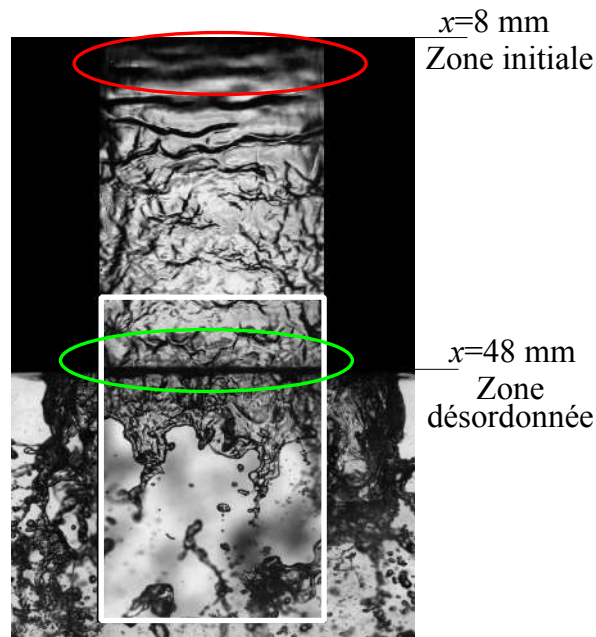


FIGURE 4.23 – Effet de la longueur du préfilm sur les structures liquides ($V_G=48 \text{ m.s}^{-1}$ $Re_\delta=600$).

Pour la longueur de préfilm de 8 mm, le cas présenté sur la figure 4.24 correspond à une vitesse d'air de 43 m.s^{-1} . Comme le montre les images instantanées (figure 4.24a, 4.24b et 4.24c), les éléments qui définissent l'atomisation par rupture de cellules sont

observables : formations, croissances et ruptures de cellules axisymétriques, ainsi que la présence de clusters principaux dans le spray. On retrouve aussi des ruptures par ligaments ou de cellules non axisymétriques, comme on peut le voir sur la figure 4.24d, qui sont liées à la présence d'une accumulation locale de liquide au niveau de la fin de préfilm. Le phénomène d'accumulation n'est plus marginal pour les faibles longueurs de préfilm et pour des vitesses d'air élevées.

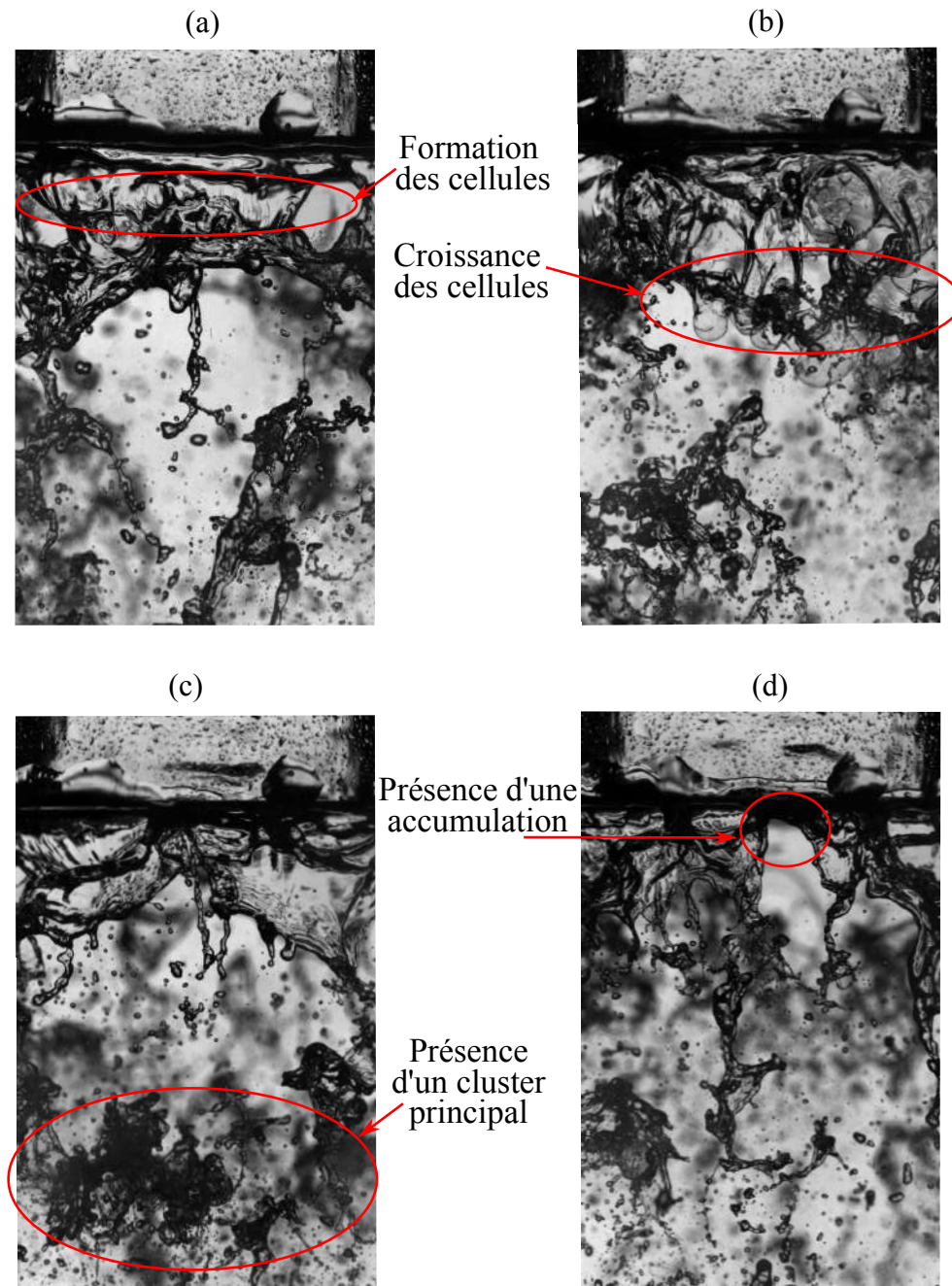


FIGURE 4.24 – 4 images instantanées pour une longueur de préfilm de 8 mm ($V_G=43 \text{ m.s}^{-1}$, $Re_\delta=600$).

Pour le cas du petit tube (préfilm de 8 mm), les effets de la vitesse d'air sur le film

et l'atomisation primaire sont illustrés sur la figure 4.25. Les longueurs de rupture de la nappe sont indiquées de façon qualitative et diminuent logiquement avec l'augmentation de la vitesse d'air. Il y a peu de différences notables avec les résultats obtenus avec le tube de 48 mm ; ainsi les longueurs de rupture ne sont pas affectées par la longueur de préfilm (figure 4.26 et 4.27)

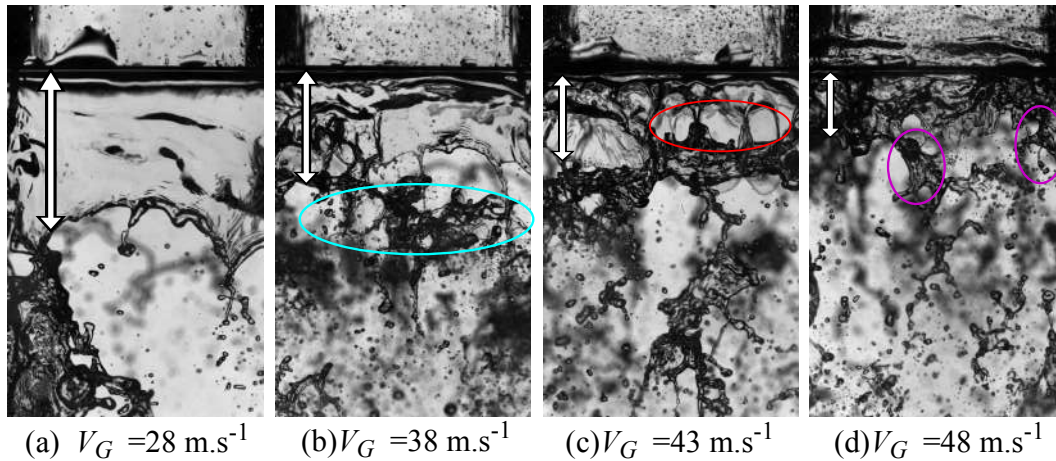


FIGURE 4.25 – Images instantanées obtenues par ombroscopie pour différentes vitesses d'air avec une longueur de préfilm de 8 mm ($Re_\delta=600$). Les flèches blanches montrent une estimation des longueurs de rupture, le cercle bleu ($V_G=38 \text{ m.s}^{-1}$) un cluster, le cercle rouge ($V_G=43 \text{ m.s}^{-1}$) des cellules, le cercle violet ($V_G=48 \text{ m.s}^{-1}$) des ligaments.

Pour des conditions similaires ($V_G=43 \text{ m.s}^{-1}$, $Re_\delta=600$), la figure 4.26 présente deux images instantanées " type " de l'écoulement liquide dans la zone de fin de préfilm et d'atomisation. La seule différence entre les cas est la longueur du tube de préfilm, qui passe de 48 mm (figure 4.26a) à 8 mm (figure 4.26b). On reconnaîtra sur la figure 4.26a, les structures du film fortement déformées et le mode d'atomisation à forte vitesse, déjà présenté en sous-section 4.2.2. Dans le cas d'une longueur de préfilm courte, le film liquide est quasiment uniforme et presque sans déformation. Pour ce cas uniquement, le régime d'atomisation en cellules peut être identifié (zone rouge sur la figure 4.26b). Ce régime d'atomisation est également observable sur la figure 4.27, pour une vitesse d'air plus faible (38 m.s^{-1}). Ce résultat montre que le mode d'atomisation est sensible aux conditions initiales de l'écoulement liquide de la nappe, elles-mêmes imposées par le régime de préfilm en proche sortie d'injecteur.

Jusqu'à une vitesse d'air de 43 m.s^{-1} , le film liquide ne présente quasiment pas de déformation et la nappe formée en aval reste relativement homogène en épaisseur, en particulier selon la direction transversale à l'écoulement (gradients d'intensité transmise assez faibles sur les images). Le mode d'atomisation de la nappe est de type rupture par cellules avec un préfilm sans onde visible.

En revanche, lorsque la vitesse d'air augmente (48 m.s^{-1}), des ondes bidimensionnelles ont le temps de se développer dans la zone de préfilm. L'interface de la nappe liquide formée devient plus hétérogène avec des structures à plus petites échelles, déjà observées (tube long de 48 mm) lorsque la nappe est formée à partir d'un film en régime désordonné. Dans ce cas, le mode de rupture par ligament est à nouveau observable.

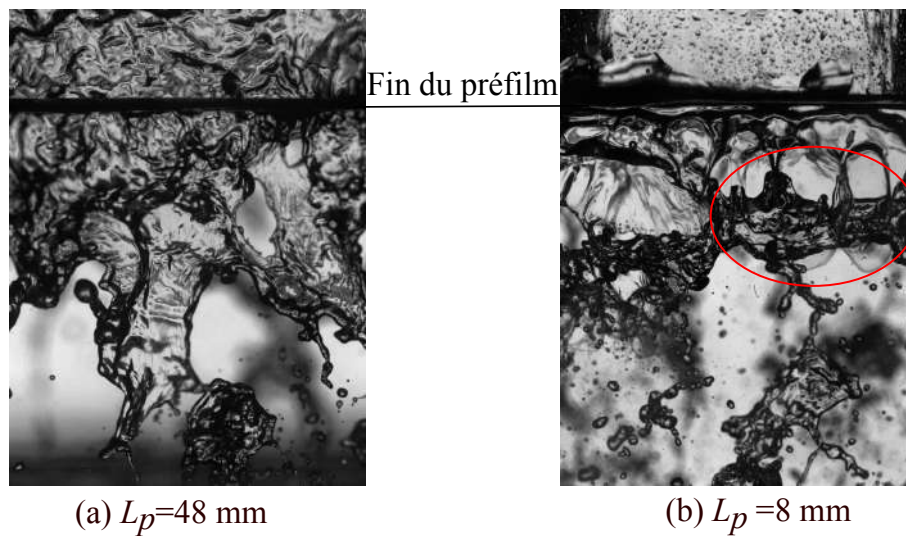


FIGURE 4.26 – Images instantanées (redimensionnées) du film et de la nappe liquide pour une longueur de préfilm de (a) 48 mm et (b) 8 mm ($V_G=43$ m.s⁻¹, $Re_\delta=600$).

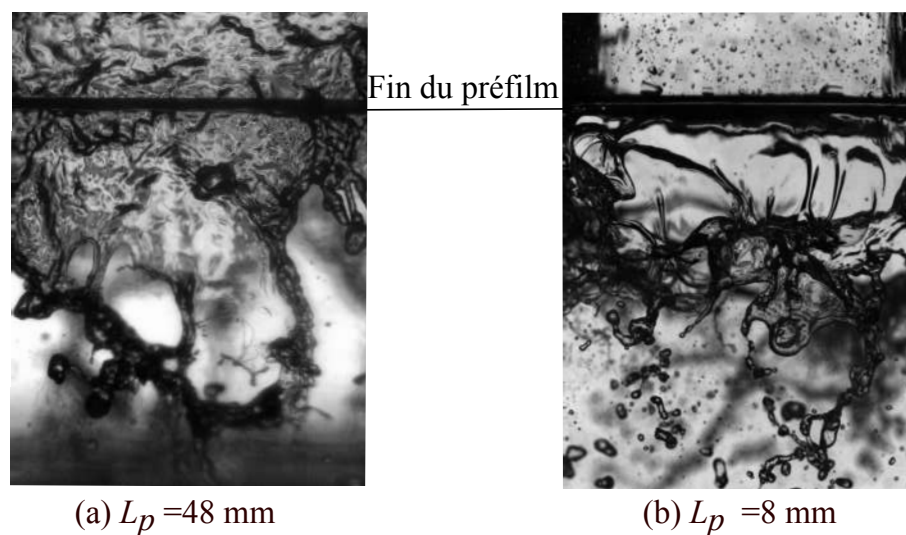


FIGURE 4.27 – Images instantanées (redimensionnées) du film et de la nappe liquide pour une longueur de préfilm de (a) 48 mm et (b) 8 mm ($V_G=38$ m.s⁻¹, $Re_\delta=600$).

En s'aidant de la figure 4.25, il est possible de définir que la transition entre les deux modes d'atomisation est obtenue à une vitesse d'air de 43 m.s⁻¹ ($Re_\delta=600$) soit un MFR de 1.5 environ pour le cas d'une longueur de préfilm de 8 mm. En reprenant les valeurs de la table 4.4 pour le cas d'une longueur de préfilm de 48 mm et pour un nombre de Reynolds liquide de 600, la transition est réalisée pour une vitesse d'air environ 35 m.s⁻¹ soit un MFR d'environ 1. Le rapport de flux de quantité de mouvement (MFR) ne suffit pas à caractériser le mode d'atomisation primaire. La longueur de préfilm, via son impact sur le régime du film en proche sortie d'injecteur, est un paramètre géométrique qui modifie le mode d'atomisation primaire

4.3 Conclusion du chapitre

En résumé, différents régimes de structures d'onde peuvent être observés dans l'écoulement de préfilm. Le premier appelé "initial", proche de l'injection de liquide, révèle des ondes bidimensionnelles larges et quasi-périodiques. Le second régime dit "désordonné" à proximité de la sortie de l'injecteur, se développe sans fréquence spatiale spécifique et les ondes sont tridimensionnelles.

Un traitement de l'image, basé sur l'analyse spectrale, a été développé pour étudier à la fois les fréquences et la célérité des ondes. Dans la zone initiale, des fréquences bien prononcées apparaissent et augmentent de manière quasi linéaire avec la vitesse d'air. Les valeurs de fréquences obtenues sont comprises entre 400 et 700 Hz pour des vitesses d'air entre 30 et 50 m.s⁻¹.

Quelle que soit la vitesse de l'air, la célérité des ondes augmente avec la distance axiale à mesure que le flux d'air principal accélère le film liquide depuis l'entrée du liquide jusqu'à la sortie de l'injecteur. Pour le cas $V_G=43$ m.s⁻¹ et $Re_\delta=600$, elle passe de 1.8 m.s⁻¹ et 2.2 m.s⁻¹ pour les positions axiales $x=11$ mm et $x=43$ mm.

Pour quantifier la désintégration progressive des ondes, un traitement d'image spécifique basé sur les corrélations spatiales (coefficient $Corr$) a été développé. Pour une vitesse d'air faible, des ondes stables sont détectées dans la zone initiale et la valeur du coefficient de corrélation est élevée. Une faible augmentation de la vitesse de l'air modifie fortement la structure du film liquide et le coefficient $Corr(x)$ diminue fortement. La zone initiale devient plus courte ; la zone de transition ainsi que la zone désordonnée sont déplacées en amont.

Pour faire le lien entre le film liquide et l'atomisation primaire, l'analyse basée sur le coefficient de corrélation ($Corr$) a été étendue à la zone de rupture primaire de la nappe liquide. Les résultats montrent clairement que la structure des ondes à la sortie de l'injecteur reste encore très présente dans la zone d'atomisation primaire en termes d'épaisseur locale et instantanée de la nappe liquide.

Une prise de vue en proche sortie d'injecteur a permis de visualiser simultanément la fin du préfilm et la nappe liquide. L'analyse des images a révélé un lien entre la topologie du film liquide et l'atomisation primaire. Lorsque le film liquide sort de l'injecteur dans le régime dit "initial" (ondes 2D quasi-périodiques), le film peut être qualifié d'homogène selon la direction transversale à l'écoulement. Dans ce cas, l'épaisseur de film évolue en bloc au passage des ondes 2D ($\lambda \approx 2.6$ mm) et un mode d'atomisation primaire par rupture de cellules est principalement observé. En revanche, lorsque l'épaisseur locale du film liquide en sortie d'injecteur est hétérogène (régime désordonné), des ligaments à plus petite échelle transversale sont formés. L'atomisation primaire est alors pilotée majoritairement par rupture de ces structures ligamentaires.

À titre exploratoire, une étude a été réalisée en diminuant la longueur de préfilm de l'injecteur ($L_p=8$ mm). Cette étude avait pour objectif de pouvoir modifier les conditions initiales de la nappe (via la structure du préfilm en sortie d'injecteur) sans modifier les paramètres d'écoulement. Les premiers résultats montrent que le paramètre "longueur de préfilm" :

- a un faible impact sur la longueur de rupture de la nappe liquide, qui est pilotée essentiellement par les conditions d'injection (V_G , Re_δ).
- modifie le mode d'atomisation primaire, les paramètres d'injection étant inchan-

gés. En particulier, la transition entre le mode d'atomisation par cellules et par ligaments est affectée par la longueur de préfilm. À titre d'exemple ($Re_\delta=600$), la vitesse d'air correspondant au changement de mode d'atomisation passe de 35 m.s^{-1} à 43 m.s^{-1} , lorsque la longueur de préfilm diminue de 48 mm à 8 mm.

Ce dernier résultat montre que le lien entre la dynamique du film et l'atomisation ne se limite pas aux seules conditions d'écoulement. Le paramètre géométrique de longueur de préfilm doit être considéré, compte tenu de son effet sur les conditions initiales imposées à la nappe liquide.

Conclusion générale

Cette thèse s'inscrit dans le cadre d'une meilleure compréhension des mécanismes de formation d'un spray à partir d'un film liquide cisailé par un écoulement d'air à grande vitesse. En particulier, les **instabilités** présentes dans le **film liquide** et le processus d'**atomisation** de la nappe liquide sont étudiés.

Pour cela, un état de l'art a été réalisé pour répertorier les principales études antérieures traitant :

- du développement des instabilités présentes dans un film liquide mince cisailé,
- de la rupture d'une nappe liquide cisailée,
- de l'ajout d'un film liquide (préfilm) pour former la nappe liquide.

Cette étude bibliographique a permis de mettre en évidence l'importance des instabilités de Kelvin Helmholtz dans la formation et l'évolution des ondes proches de l'injection du liquide et les différents mécanismes de rupture de la nappe liquide en fonction du rapport des flux de quantités de mouvement. En répertoriant les corrélations obtenues pour les longueurs de rupture et les fréquences d'oscillation de la nappe, un effet déstabilisant est globalement observé lorsque la vitesse, la densité, ou la viscosité du gaz augmentent. Cependant identifier l'influence précise de chacun des paramètres des écoulements est très complexe dans les cas de nappes cylindriques car elles sont encore peu étudiées, en particulier en présence d'un préfilm.

Suite à ces recherches bibliographiques, nous avons conçu et réalisé un dispositif expérimental modèle, permettant d'étudier la formation d'un spray à partir d'un film liquide cisailé. Le film liquide (de l'eau), contraint entre deux tubes coaxiaux, a une épaisseur initiale de $500 \mu\text{m}$ et une longueur de 48 mm. La vitesse de l'écoulement d'eau est comprise entre 1 et 1.5 m.s^{-1} , ce qui correspond à une gamme de nombres de Reynolds basés sur l'épaisseur de film comprise entre $\text{Re}_\delta=500$ et $\text{Re}_\delta=750$. Le film liquide mince est cisailé sur toute sa longueur (48 mm) par un fort écoulement d'air dont la vitesse peut varier entre 28 et 48 m.s^{-1} , ce qui correspond à un rapport des flux de quantités de mouvements compris entre 0.65 et 2. L'écoulement d'air a été caractérisé à l'aide de mesures de vitesses réalisées avec un tube de Pitot et un fil chaud. Pour l'étude de la phase liquide (film et atomisation de la nappe), la technique d'imagerie rapide par ombroscopie a été mise en place. Plusieurs champs de visualisation ont été utilisés afin d'étudier la phase liquide depuis la formation du film liquide jusqu'à l'atomisation de la nappe.

Dans un premier temps, nous avons étudié la formation de la nappe liquide et son atomisation primaire. Deux modes d'atomisation ont été identifiés : la rupture par cellules (cas à faible vitesse d'air) et la rupture par ligaments (cas à forte vitesse d'air). Ces régimes ont déjà été identifiés sur des nappes liquides planes. L'**angle initial de la nappe** reste proche de 12° lorsqu'un écoulement d'air est présent, peu importe sa vitesse. Les **longueurs d'onde** des oscillations de la nappe liquide sont elles aussi indépendantes de la vitesse de l'écoulement d'air lorsque cette dernière dépasse une valeur critique ($We_{G,R} \approx 200$). Ce type de résultat est en bon accord avec d'autres études expérimentales réalisées sur des nappes liquides cylindriques (sans préfilm). La fréquence d'oscillation de la nappe est donc reliée aux écoulements uniquement

par la célérité des ondes, ce qui se traduit par une croissance linéaire des fréquences d'oscillation avec la vitesse des écoulements. D'autres part, les mesures de longueur de rupture de la nappe ont été réalisées en développant une méthode itérative inverse qui corrige le biais lié à la géométrie cylindrique, biais induit par l'utilisation d'un objectif télécentrique. Cette méthode permet de mesurer une longueur de rupture de 17 mm lorsque la rupture est nette (cas des vitesses d'air faibles : 28 m.s^{-1}). Des traitements d'images sont en cours de développement pour permettre d'étendre la plage des vitesses d'air où les longueurs de rupture pourront être mesurées.

Les **grosses structures** (clusters) produites lors de l'atomisation primaire ont ensuite été analysées. Ces structures ont été répertoriées selon des critères géométriques (aire et périmètre), qui indiquent clairement que les clusters deviennent de plus en plus petits et circulaires lorsque la vitesse d'air augmente. Pour le régime d'atomisation par cellules, une gamme des fréquences de passage des clusters a été mise en évidence avec des fréquences se situant entre 110 et 140 Hz pour des vitesses d'air entre 28 et 33 m.s^{-1} , ce qui confirme la relation de cause à effet attendue. A contrario, le régime d'atomisation par ligaments ne révèle aucune caractéristique périodique liée aux grosses structures liquides.

La zone de préfilm a ensuite été étudiée en s'intéressant en particulier aux effets de la vitesse d'air sur la déstabilisation du film liquide. Il est possible de distinguer **deux régimes** pour le film liquide : l'un avec des ondes bidimensionnelles quasi-périodiques (régime initial) situé proche de l'injection du liquide et l'autre sans fréquence spatiale spécifique avec des ondes tridimensionnelles (régime désordonné), plus en aval. Ces deux régimes se raccordent l'un à l'autre dans une zone de transition. Ces différents régimes peuvent être expliqués uniquement à l'aide des instabilités de Kelvin-Helmholtz. Pour quantifier la désintégration progressive des ondes, un traitement d'image spécifique basé sur les corrélations spatiales a été développé (coefficient *Corr*). La position des régimes dans le préfilm a ainsi pu être définie pour différentes conditions d'écoulement. Pour des vitesses d'air faibles, des ondes stables sont détectées dans la zone initiale. L'augmentation de vitesse de l'air déstabilise fortement les ondes ; plus la vitesse d'air est élevée plus la zone de transition et la zone désordonnée sont déplacées en amont. La **célérité des ondes** augmente le long du préfilm mais aussi avec la vitesse de l'écoulement d'air. Par exemple, pour le cas $V_G=43 \text{ m.s}^{-1}$ et $Re_\delta=600$, elle est de 1.8 m.s^{-1} et 2.2 m.s^{-1} pour les positions axiales $x=11 \text{ mm}$ et $x=43 \text{ mm}$, respectivement. Concernant la **longueur d'onde** des instabilités, elle reste constante et voisine de 2.5 mm, quels que soient les paramètres d'injection (dans la gamme investiguée). Les valeurs obtenues pour la longueur d'onde sont en bon accord avec les résultats théoriques issus du modèle de Raynal. Par conséquent, les fréquences mesurées sont donc dépendantes indirectement de la vitesse des écoulements, qui modifie la célérité des ondes. Les valeurs de fréquences obtenues sont comprises entre 400 et 700 Hz pour des vitesses d'air entre 30 et 50 m.s^{-1} .

Pour faire le **lien entre le film liquide et l'atomisation primaire**, deux approches complémentaires ont été adoptées. Elles sont basées sur :

- l'analyse du coefficient de corrélation (*Corr*), étendue à la zone de rupture primaire de la nappe liquide,
- des visualisations simultanées de la fin du préfilm et de la nappe liquide.

Les résultats montrent clairement que la structure des ondes à la sortie de l'injecteur

reste encore très présente dans la zone d'atomisation primaire en terme d'épaisseur locale et instantanée de la nappe liquide. Lorsque le film liquide sort de l'injecteur dans le régime dit « initial » (ondes 2D quasi-périodiques), il peut être qualifié d'homogène selon la direction transversale à l'écoulement. Dans ce cas, l'épaisseur de film évolue en bloc au passage des ondes 2D et un mode d'atomisation primaire par rupture de cellules est principalement observé. En revanche, lorsque l'épaisseur locale du film liquide en sortie d'injecteur est hétérogène (régime désordonné), des ligaments à plus petite échelle transversale sont formés. L'atomisation primaire est alors pilotée majoritairement par rupture de ces structures ligamentaires.

À titre exploratoire, une étude a été réalisée en diminuant la longueur de préfilm de l'injecteur ($L_p = 8$ mm). Cette étude avait pour objectif de pouvoir modifier les conditions initiales de la nappe (via la structure du préfilm en sortie d'injecteur) sans modifier les paramètres d'écoulement. Les premiers résultats montrent que le paramètre "longueur de préfilm" :

- a un faible impact sur la longueur de rupture de la nappe liquide, qui est pilotée essentiellement par les conditions d'injection (V_G , Re_δ),
- modifie le mode d'atomisation primaire, les paramètres d'injection étant inchangés. En particulier, la transition entre le mode d'atomisation par cellules et par ligaments est affectée par la longueur de préfilm.

Ce dernier résultat montre que le lien entre la dynamique du film et l'atomisation ne se limite pas aux seules conditions d'écoulement. Le paramètre géométrique de longueur de préfilm doit être considéré, compte tenu de son effet sur les conditions initiales imposées à la nappe liquide.

Perspectives

Nous avons voulu un dispositif expérimental simple dans un premier temps pour permettre l'étude des phénomènes à la base de l'atomisation primaire. Des **modifications du dispositif expérimental** permettraient de se rapprocher des conditions standards des injecteurs airblast :

- augmentation de la gamme de vitesses d'air,
- ajout de swirl dans l'écoulement d'air,
- ajout d'onde acoustique dans l'écoulement d'air, qui permettrait d'étudier son impact éventuel sur l'atomisation. On se rapprocherait ici de la thématique "instabilités thermo-acoustique" dues à la combustion.

Une autre piste pour de futurs travaux pourrait concerner la **métrologie optique** utilisée. En particulier, l'utilisation de techniques d'absorption ou de *LIF* (Laser-induced fluorescence) devrait permettre d'obtenir des mesures de l'épaisseur locale du film, grandeur physique importante pour une meilleure compréhension des mécanismes d'instabilités du film liquide.

Enfin, une étude fine du spray formé par l'injection à préfilm est tout à fait envisageable grâce à des diagnostics disponibles à l'IMFT (tracking sur les gouttes, vélocimétrie...). Ceci permettrait de bien caractériser les structures liquides à petites échelles produites par les différents modes d'atomisations primaires.

ANNEXE A

Modèle de Raynal

Le modèle développé par Raynal [85] permet de calculer les longueurs d'onde lorsque les forces aérodynamiques dominent les instabilités du film, pour le cas de deux écoulements, liquide (forte densité) et gaz (faible densité). Les hypothèses du modèle sont les suivantes :

- La gravité est négligeable, soit un nombre de Froude élevé.

$$Fr = \frac{V_G}{\sqrt{g \cdot L_c}} \quad (\text{A.1})$$

- Les effets thermiques sont négligeables, soit un nombre de Richardson faible.

$$Ri = \frac{g \cdot \beta \cdot \Delta T \cdot L_c}{V_G^2} \quad (\text{A.2})$$

- Les effets de la tension de surface sont faibles, soit un nombre de Weber élevé.

$$We = \frac{\rho_G \cdot (V_G - V_L)^2 \cdot L_c}{\sigma} \quad (\text{A.3})$$

La viscosité est également négligée et les équations d'Euler (éq. A.4 et A.5) s'écrivent :

$$\text{div}(\rho V) = 0 \quad (\text{A.4})$$

$$\partial_t \rho V + \rho V \cdot \text{grad}(V) = -\text{grad}(P) \quad (\text{A.5})$$

Dans le cas le plus trivial, c'est à dire sans raccord de vitesse entre les deux écoulements (saut de vitesse), le taux de croissance des grands nombres d'onde tend vers l'infini, ce qui n'est pas physique, et uniquement dû aux termes de viscosité négligés.

Pour schématiser la viscosité, Raynal utilise un raccord linéaire dans le profil des vitesses. Pour prendre en compte les deux types d'écoulement, une condition de saut de densité est mise en place. Trois cas sont considérés :

- Un raccord unique dans chacun des deux écoulements (cas 1 : air ou cas 2 : eau) ; la différence entre les deux cas est la position du saut de densité (dans l'air figure A.1a et dans l'eau figure A.1b).
- Cas 3 : un raccord dans chaque écoulement d'air et d'eau), configuration plus réaliste (figure A.1c).

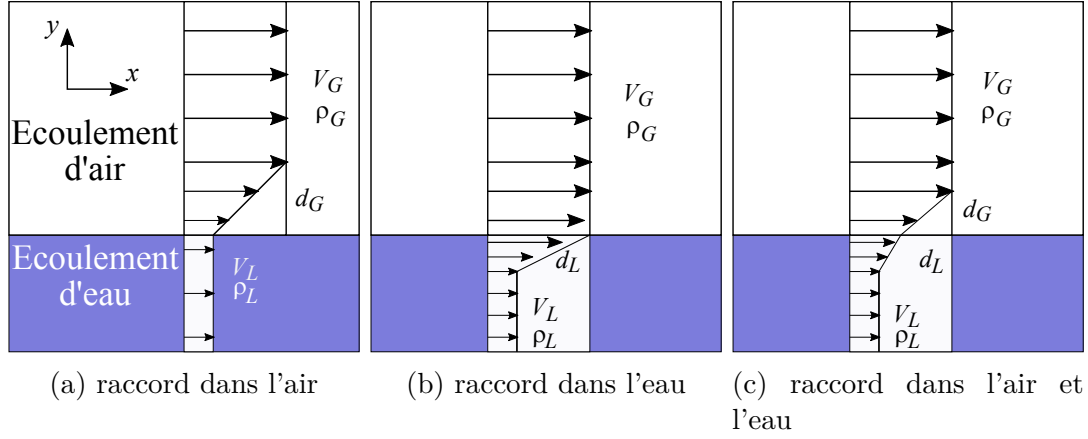


FIGURE A.1 – Schéma des raccords de vitesse. d_G et d_L sont les épaisseurs de vorticité dans la phase gazeuse et la phase liquide respectivement.

Le modèle considère un système bidimensionnel, où les deux écoulements suivent la direction x et sont invariants suivant z . Cette hypothèse est applicable dans notre cas car le rayon de courbure du tube en verre est important. La vitesse V et la pression P sont décomposées en deux parties, leurs moyennes (notées \bar{V} et \bar{P}) et leurs perturbations (notées v et p). On obtient ainsi pour les équations A.6 et A.7.

$$\text{div}(\rho \cdot v) = 0 \quad (\text{A.6})$$

$$(\partial_t + \bar{V} \cdot \partial_x)\rho v + \rho v_y \cdot \partial_y \bar{V} \cdot e_x = -\text{grad}(p) \quad (\text{A.7})$$

Il est aussi possible d'écrire les solutions selon le mode propre des vitesses et des pressions en fonction du nombre d'ondes k et de la pulsation ω , de la façon suivante :

$$v(x, t) = \frac{1}{2} \hat{v}(y) \cdot e^{i(k_x x + k_z z - \omega t)} + \text{c.c.} \quad (\text{A.8})$$

Le théorème de Squire [102] montre que pour tout mode tridimensionnel, un mode bidimensionnel plus amplifié existe, ce qui justifie l'hypothèse d'un système bidimensionnel. En réalisant une différentiation croisée des équations d'Euler pour éliminer les pressions, on peut obtenir l'équation de Rayleigh (éq. A.9) :

$$(\bar{V} - V_{\text{wave}})(\rho \partial_{yy} \hat{\Psi} - \rho k^2 \hat{\Psi}) - \rho \partial_{yy} \bar{V} \hat{\Psi} = 0 \quad (\text{A.9})$$

Ψ étant la fonction de courant.

En prenant le cas de raccord linéaire, on peut définir les équations d'Euler aux interfaces suivantes (éq. A.10 et A.11) :

$$\Delta \left(\frac{\hat{\Psi}}{\bar{V} - V_{\text{wave}}} \right) = 0 \quad (\text{A.10})$$

$$\Delta [\rho (\bar{V} - V_{\text{wave}}) \partial_y \hat{\Psi} - \rho \partial_y \bar{V} \hat{\Psi}] = 0 \quad (\text{A.11})$$

Pour les conditions aux limites, l'emplacement du raccord n'a que peu d'importance car l'équation de dissipation sera adimensionnée. Dans le cas 1, les conditions aux limites sont décrites par les équations suivantes (on prendra $y = -d_G/2$ au niveau de l'interface pour le cas 1) :

Pour les vitesses et les densités :

$$\bar{V} = V_L \quad \rho = \rho_L \quad y < -d_G/2 \quad (\text{A.12a})$$

$$\bar{V} = V_L + \frac{\Delta V \cdot y}{\delta} \quad \rho = \rho_G \quad -d_G/2 < y < d_G/2 \quad (\text{A.12b})$$

$$\bar{V} = V_G \quad \rho = \rho_G \quad y > d_G/2 \quad (\text{A.12c})$$

Et les perturbations :

$$\hat{\Psi}_1 = B_1 e^{ky} \quad y < -d_G/2 \quad (\text{A.13a})$$

$$\hat{\Psi}_0 = A_0 e^{-ky} + B_0 e^{ky} V/y \quad -d_G/2 < y < d_G/2 \quad (\text{A.13b})$$

$$\hat{\Psi}_2 = A_2 e^{-ky} \quad y > d_G/2 \quad (\text{A.13c})$$

Avec ce système d'équation il est possible d'obtenir l'équation de dissipation suivante (lorsque le déterminant est nul, éq A.14) :

$$e^{-2K} = \frac{(2(K \frac{r}{r-1} - \Omega) - 1) \left[(\frac{K}{r-1} - \Omega)(1 + \frac{1}{S}) + 1 \right]}{(\frac{K}{r-1} - \Omega)(1 - \frac{1}{S}) - 1} \quad (\text{A.14})$$

Où $K = k \cdot d_G$, $r = V_G/V_L$, $S = \rho_G/\rho_L$ et $\Omega = (\omega \cdot d_G)/(V_G - V_L)$.

La figure A.2 donne une représentation de la solution.

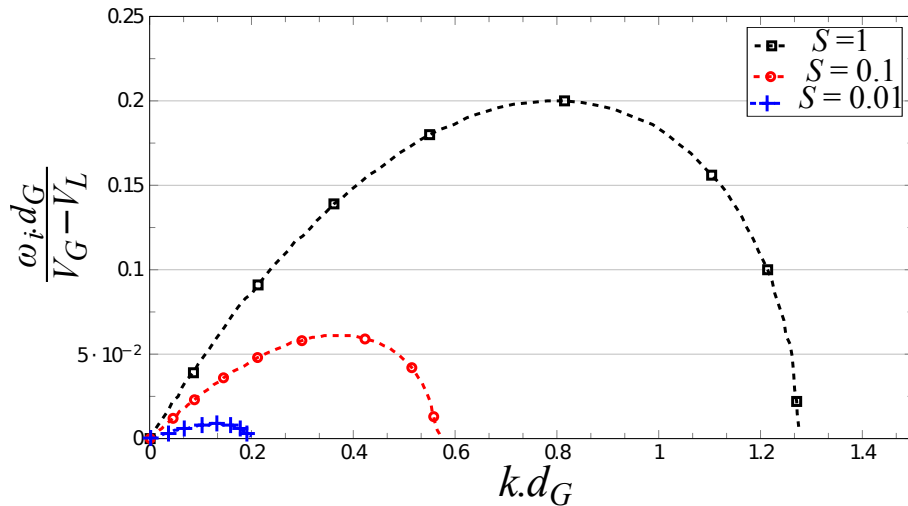


FIGURE A.2 – Pulsation adimensionnée en fonction du nombre d'ondes adimensionné pour plusieurs rapports de S pour un raccord dans l'air.

Le cas d'un raccord liquide permet d'obtenir une équation de dissipation similaire (éq. A.15). Le saut de densité n'étant pas au même endroit, l'impact des densités dans l'équation s'inverse. Nous obtenons l'équation suivante :

$$e^{-2K} = \frac{(2(K \frac{r}{r-1} - \Omega) - 1) \left[(\frac{K}{r-1} - \Omega)(1 + S) + 1 \right]}{(\frac{K}{r-1} - \Omega)(1 - S) - 1} \quad (\text{A.15})$$

La figure A.3 donne une représentation de la solution.

Le cas d'un raccord linéaire dans les deux écoulements (figure A.1c) est nettement plus complexe. Cependant l'étude réalisée par Raynal [85] montre des résultats identiques à ceux obtenus avec un seul raccord dans l'eau.

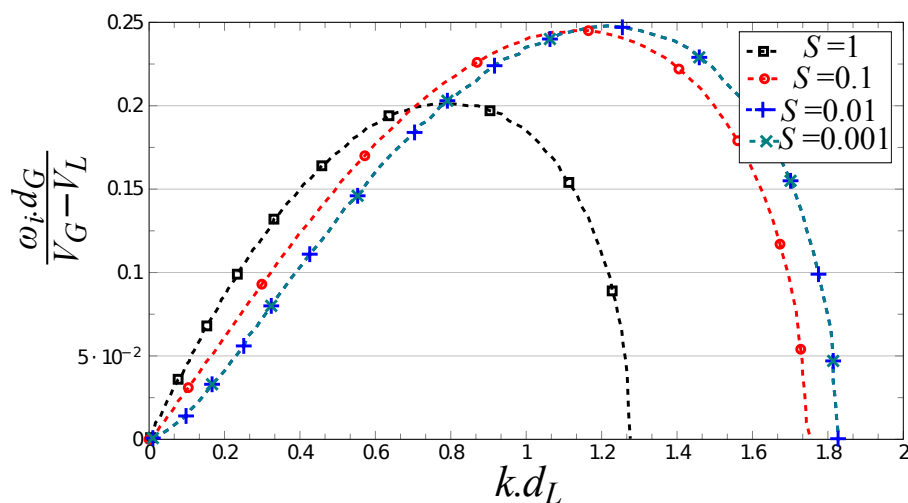


FIGURE A.3 – Pulsation adimensionnée en fonction du nombre d'ondes adimensionné pour un raccord dans l'eau. (les cas $S = 0.01$ et $S = 0.001$ sont superposés)

Implémentation des perforations de la nappe

L'objectif de cette annexe est d'expliquer le traitement d'image utilisé pour détecter les perforations de la nappe dans le traitement d'images du chapitre 3 (figure B.1).

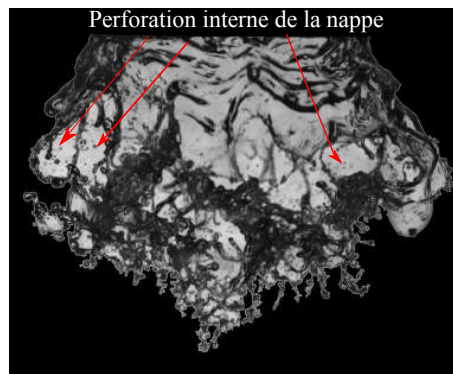
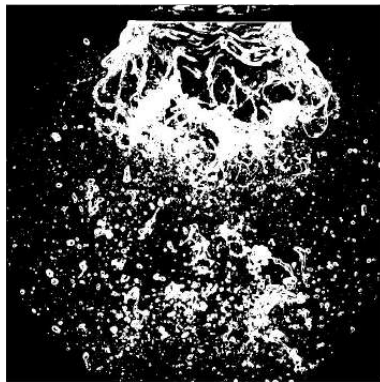
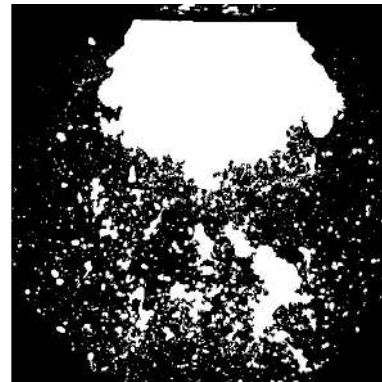


FIGURE B.1 – Nappe instantanée isolée pour $V_G=28 \text{ m.s}^{-1}$ et $Re_\delta=600$ où certaines zones de rupture de la nappe sont indiquées.

Pour séparer les éléments liquides, nous avons utilisé une fonction dite de "remplissage", ceci a permis de passer de la figure binaire B.2a à la figure B.2b.



(a)



(b)

FIGURE B.2 – (a) Image binaire avec toutes les zones "vides" (b) Image remplie sans zones « vides » visibles.

Pendant cette étape, on cherche donc à isoler les éléments remplis durant l'étape précédente (appelés "zones vides"). Pour cela, on soustrait la figure B.2a à la figure B.2b, ce qui permet d'obtenir la figure B.3a.

On y distingue deux types d'éléments :

- Lorsqu'on n'observe pas de liquide (repère 1), la zone est définie comme une zone où la nappe est perforée.
- Lorsqu'on observe du liquide (repère 2), la zone est définie comme une partie de la nappe liquide.

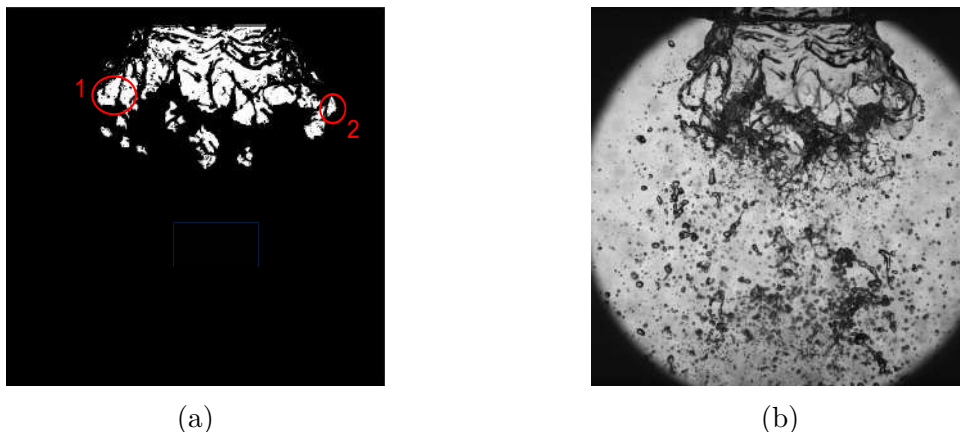


FIGURE B.3 – (a) Masque des zones "vides" (b) Image instantanée.

Critère de séparation des zones basé sur les histogrammes.

Les nappes (avant et arrière) étant légèrement inclinées ($\approx 12^\circ$ en moyenne) le niveau de gris est légèrement plus faible avec la présence de liquide. De cette façon, si on regarde les histogrammes pour 3 zones définies (figure B.4) :

- Une zone sans liquide en rouge sur la figure B.4a. L'histogramme est représenté sur la figure B.5a.
- Une zone avec liquide en vert sur la figure B.4a. L'histogramme est représenté sur la figure B.5b.
- Une zone avec uniquement l'éclairage en bleu sur la figure B.4b. L'histogramme est représenté sur la figure B.5c.

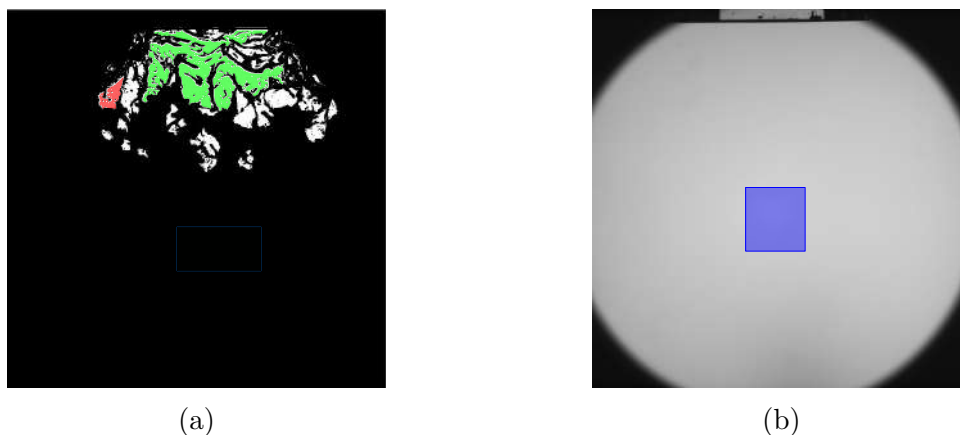
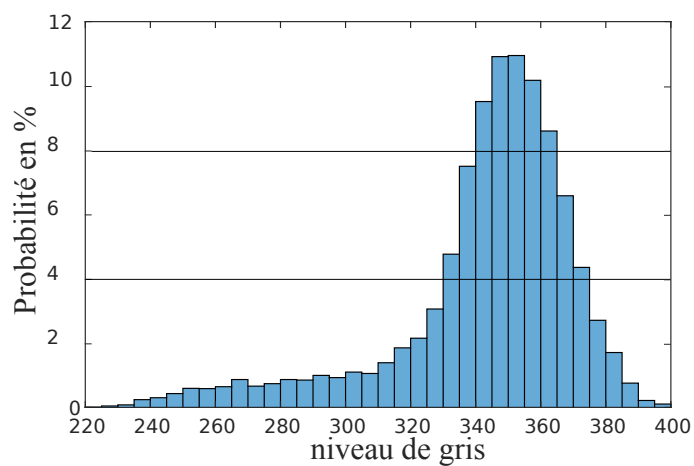
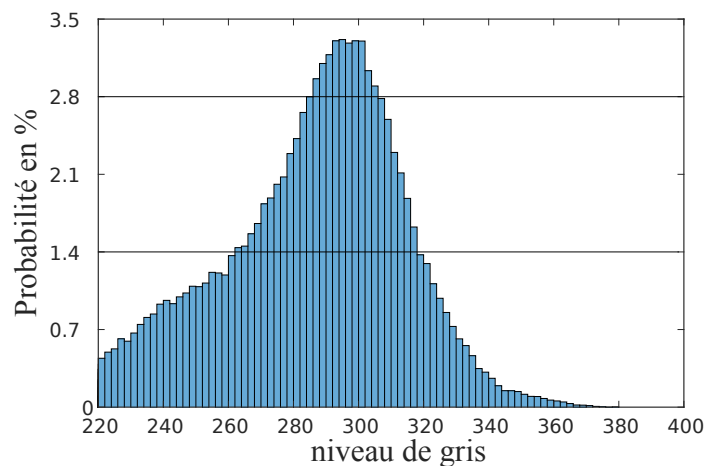


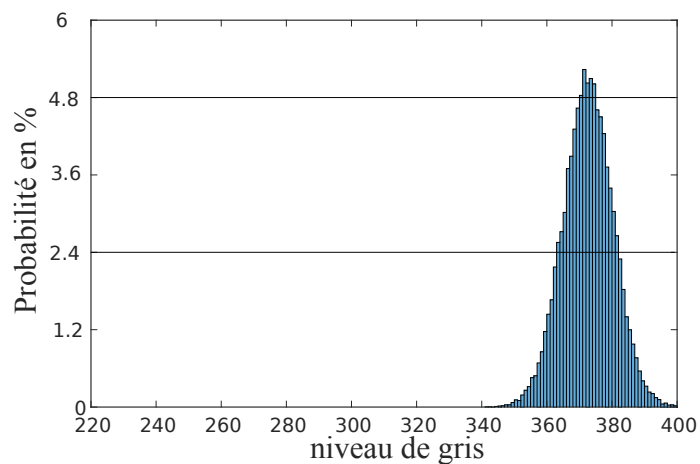
FIGURE B.4 – (a) Image des zones vides uniquement (b) image sans écoulement.



(a)



(b)



(c)

FIGURE B.5 – Histogrammes pour les zones (a) sans liquide (zone rouge), (b) avec du liquide (zone verte) et (c) seulement éclairé (zone bleue).

On observe une différence pour la moyenne de niveau de gris qui est comprise entre 350 et 380 sans liquide et de d'environ 300 avec. Le critère choisit pour séparer les deux types d'éléments est donc la moyenne des niveaux de gris. Pour cela, on définit un élément comme étant composé de liquide (l'élément vert de la figure B.4a), tous les éléments dont la moyenne est inférieure ou égale à celle d'un élément liquide (≈ 300) seront considérés comme une partie de la nappe, les autres seront considérés comme des perforations.

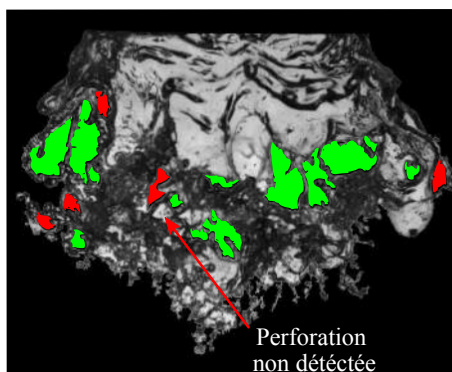


FIGURE B.6 – Trou de la nappe détecté avec un seuil simple (≈ 300) appliqué sur les zone vides.

L'analyse de la figure B.6 montre trois zones différentes :

- Des zones de perforation bien détectées (zone verte sur la figure B.6).
- Des zones de liquide détectées comme des zones de perforation (zone rouge sur la figure B.6), ce biais est lié à une valeur du seuil trop faible.
- Des zones de perforation non détectées, ce biais est lié à une valeur du seuil trop fort.

Les deux biais ont des effets différents le 1^{er} sous-estime les longueurs de ruptures alors que le second les surestime. On choisit d'optimiser le seuil pour ne pas avoir le 1^{er} biais. Pour cela le seuil est légèrement augmenté pour être défini comme le ratio de 80% du seuil précédent et de 20% de la valeur moyenne de la zone éclairée pour obtenir la figure B.7

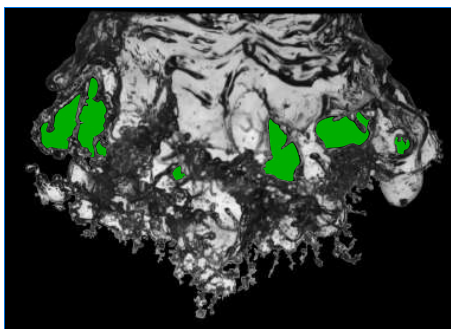


FIGURE B.7 – Trou de la nappe avec un seuil double

Un test de sensibilité du seuil a été réalisé lors de l'optimisation de sa valeur, pour cela on a regardé les valeurs de $L_{app}(x, t)$ pour des modifications du ratio de $\pm 10\%$, on trouve un écart sur les valeurs de $L_{app}(x, t)$ de 4% . Une modification du seuil n'a donc pas un grand impact sur les valeurs de $L_{app}(x, t)$.

Résumé du traitement d'images.

Cette méthode est basée sur un seuil (figure B.8a) pour sélectionner les zones d'intérêt et d'un second pour déterminer si elles sont composées d'air ou d'eau. Elle utilise un traitement local qui optimise la détection des perforations internes de la nappe (figure B.8b).

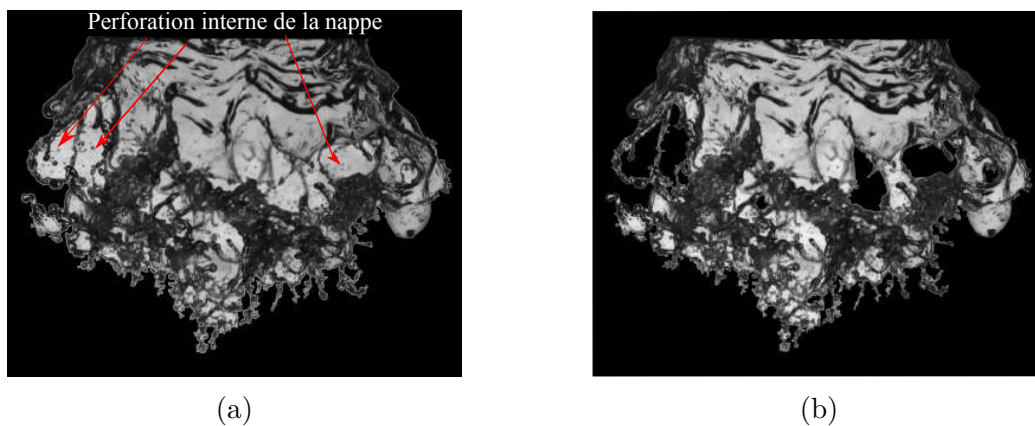


FIGURE B.8 – Image de la nappe (a) avant le traitement expliqué (b) après.

Explication des calculs de surface et de périmètre des clusters

Pour réaliser le calcul des périmètres et des surfaces, il faut dans un premier temps isoler les clusters. Je rappelle que nous avons défini dans la sous-section 3.2.1 les clusters comme des objets (hors nappe) ayant des dimensions importantes (c'est à dire un diamètre équivalent ou supérieur à 4 mm) en comparaison avec les diamètre usuels des gouttes [25], [69]. Les clusters sont donc des éléments instationnaires issus directement de l'atomisation primaire, mais leur présence est aussi fortement induite par l'utilisation de l'objectif télécentrique qui vient intégrer une grande partie du spray.

Pour calculer le périmètre et la surface des clusters il faut dans un premier temps isoler les clusters dans les séries de mesures. Pour cela, on utilise les méthodes déjà décrites dans la sous-section 3.2.1. Pour éviter la présence de zone non liquide dans les clusters la méthode de détection des perforations (ANNEXE B) est réalisée sur toutes les images pour obtenir la figure C.1.



FIGURE C.1 – Image du masque des clusters.

A partir de ce point tous les clusters sont isolés grâce à une méthode de labélisation [42] qui permet de les séparer en les numérotant. Ensuite il est facile d'obtenir les surfaces de chaque cluster soit à l'aide d'un calcul direct de nombre de pixels composant le cluster soit à l'aide des méthodes directement intégrées dans le logiciel MATLAB.

Le calcul du périmètre est légèrement plus complexe car même si des méthodes intégrées sont disponibles, certaine subtilité ne sont pas contrôlable facilement, en particulier la position exacte de l'interface de notre objet qui peut être à l'intérieur de l'objet (zone blanche) ou à l'extérieur (zone noire). C'est pour cette raison que nous avons programmé notre méthode de calcul de périmètre. De plus comme elle permet d'isoler le périmètre des objets, il est aussi possible de les intégrer à l'image brute comme sur les figures 3.38 et 3.39.

Le choix que nous avons fait pour le périmètre est de prendre le périmètre intérieur de l'objet, soit le contour de la zone blanche.

Pour cela nous disposons d'une image avec chaque cluster numéroté. Dans un premier temps on isolera chaque cluster et on effectuera une fonction d'érosion (celle intégrée dans MATLAB). Cette fonction est réalisée de la façon suivante, tous les 0 (zone noire) de l'image des clusters sont détectés.

Ensuite une soustraction de la matrice représentée sur le tableau C.1 est réalisée centré sur chaque 0 (pixels noire) de l'image des clusters. La surfaces des clusters est réduite de 1 pixel sur tout son contour.

0	1	0
1	1	1
0	1	0

TABLE C.1 – schéma de la matrice d'érosion.

Il est ensuite possible de soustraire l'image érodée à l'image brute pour obtenir uniquement la zone érodée, qui est le contour de 1 pixel du cluster, et répéter cette opération pour chaque cluster et chaque image à notre disposition. Les contours peuvent ensuite être obtenus avec des calculs simples (comptage des pixels blancs) pour donner le périmètre « intérieur » de chaque cluster. Les contours obtenus sont visibles sur les figures 3.38 et 3.39.

Bibliographie

- [1] G. Agbaglah, R. Chiodi, and O. Desjardins. Numerical simulation of the initial destabilization of an air-blasted liquid layer. *Journal of Fluid Mechanics*, 812 :1024–1038, 2017.
- [2] S. Alekseenko, A. Cherdantsev, M. Cherdantsev, S. Isaenkov, S. Kharlamov, and D. Markovich. Application of a high-speed laser-induced fluorescence technique for studying the three-dimensional structure of annular gas-liquid flow. *Experiments in Fluids*, 53(1) :77–89, 2012.
- [3] S. Alekseenko, M. Cherdantsev, A. and Cherdantsev, S. Isaenkov, and D. Markovich. Three-dimensional investigation of liquid film structure at the initial area of annular-dispersed flow. *MATEC Web of Conferences*, 84 :00001, 2016.
- [4] S. V. Alekseenko, S. P. Aktershev, a. V. Cherdantsev, S. M. Kharlamov, and D. M. Markovich. Primary instabilities of liquid film flow sheared by turbulent gas stream. *International Journal of Multiphase Flow*, 35(7) :617–627, 2009.
- [5] S. V. Alekseenko, A. V. Cherdantsev, M. V. Cherdantsev, S. V. Isaenkov, and D. M. Markovich. Study of formation and development of disturbance waves in annular gas liquid flow. *International Journal of Multiphase Flow*, 77 :65–75, 2015.
- [6] J. Apeloig. Étude expérimentale du rôle de la phase liquide dans les phénomènes d’instabilités thermo acoustiques agissant au sein de turbomachines diphasiques. 2013.
- [7] T. Arai and H. Hashimoto. Disintegration of a thin liquid sheet in a concurrent gas stream. In : *Proceedings of ICLASS1985, London, UK*, 8-10 July 1985.
- [8] M. Argentina and L. Mahadevan. Fluid-flow-induced flutter of a flag. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, 102(6) :1829–1834, 2005.
- [9] C. Ben Rayana. *Contribution à l’étude des instabilités interfaciales liquide-gaz en atomisation assistée et tailles de gouttes*. PhD thesis, 2007.
- [10] C. Berna, A. Escrivá, J. L. Muñoz-Cobo, and L. E. Herranz. Review of droplet entrainment in annular flow : Interfacial waves and onset of entrainment. *Progress in Nuclear Energy*, 74 :14–43, 2014.
- [11] P. Berthoumieu and G. Lavergne. Video techniques applied to the characterization of liquid sheet breakup. *Journal of Visualization*, 4(3) :267–275, 2001.
- [12] U. Bhayaraju. *Analysis of Liquid Sheet Breakup and Characterisation of Plane Prefilming and Nonprefilming Airblast Atomisers*. PhD thesis, 2007.
- [13] U. Bhayaraju and C. Hassa. Surface wave propagation and breakup in planar liquid sheets of prefilming airblast atomisers. *10th International Conference on Liquid Atomization and Spray Systems, ICLASS 2006*, 2006.

- [14] R. Bryan, P. Godbole, and E. Norster. Characteristics of airblast atomizers. in combustion and heat transfer in gas turbine systems. *Cranfield International Symposium Series*, 11 :343–359, 1971.
- [15] I. S. Carvalho and M. V. Heitor. Liquid film break-up in a model of a prefilming airblast nozzle. *Experiments in Fluids*, 24(5-6) :408–415, 1998.
- [16] I. S. Carvalho, M. V. Heitor, and D. Santos. Liquid film disintegration regimes and proposed correlations. *International Journal of Multiphase Flow*, 28(5) :773–789, 2002.
- [17] S. Chandrasekhar. Hydrodynamic and hydromagnetic stability, 1981.
- [18] F. Charru. *Hydrodynamic instabilities*. Cambridge, 2007.
- [19] A. V. Cherdantsev. Overview of physical models of liquid entrainment in annular gas-liquid flow. *AIP Conference Proceedings*, 1939, 2018.
- [20] A. V. Cherdantsev, M. V. Cherdantsev, S. Isaenkov, and D. M. Markovich. Study of development of disturbance waves in annular gas- liquid flow. *Conf. Series : Journal of Physics : Conf. Series 899*, 2017.
- [21] D. Coles. Prospects for Useful Research on Coherent Structures in Turbulent Shear Flow. *Proc. Indian Acad. Sci. (Eng. Sci.)*, 4(August) :111–127, 1981.
- [22] G. Comte-bellot. hot wire anemometry. pages 209–232, 1976.
- [23] J. Cousin and C. Dumouchel. Effect of viscosity on the linear instability of a flat liquid sheet. *Atomization and Sprays*, 6(5) :563–576, 1996.
- [24] G. D. Crapper, N. Dombrowski, and G. A. Pyott. Kelvin-Helmholtz wave growth on cylindrical sheets. *Journal of Fluid Mechanics*, 68(3) :497–502, 1975.
- [25] B. Déjean. *Etude expérimentale de l’atomisation d’une nappe liquide avec et sans zone de pré-film en vue de sa modélisation - influence des conditions aux limites*. PhD thesis, 2015.
- [26] B. Déjean, P. Berthoumieu, and P. Gajan. Experimental study on the influence of liquid and air boundary conditions on a planar air-blasted liquid sheet, Part I : Liquid and air thicknesses. *International Journal of Multiphase Flow*, 000(September) :1–4, 2015.
- [27] B. Déjean, P. Berthoumieu, and P. Gajan. Experimental study on the influence of liquid and air boundary conditions on a planar air-blasted liquid sheet, Part II : prefilming zone length. *International Journal of Multiphase Flow*, 000(September) :1–4, 2015.
- [28] P. E. Dimotakis. Two-Dimensional Shear-Layer Entrainment. 24(11) :1791–1796, 1986.

- [29] N. Du, Q. and Liu and J. Yin. The study on the relationship between breakup modes and gas-liquid interfaces. *Chinese Science Bulletin*, 53(18) :2898–2906, 2008.
- [30] D. J. Duke, D. Honnery, and J. Soria. The growth of instabilities in annular liquid sheets. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 68 :89–99, 2015.
- [31] C. Dumouchel. On the experimental investigation on primary atomization of liquid streams. *Experiments in Fluids*, 45(3) :371–422, 2008.
- [32] V. Fernandez. *experimental study of a liquid sheet disintegration in a high pressure environment*. PhD thesis, 2010.
- [33] D. Fuster, A. Bagué, L. Boeck, T. and Le Moyne, A. Leboissetier, P. Popinet, S. and Ray, R. Scardovelli, and S. Zaleski. Simulation of primary atomization with an octree adaptive mesh refinement and VOF method. *International Journal of Multiphase Flow*, 35(6) :550–565, 2009.
- [34] C. générale de terminologie et de Néologie. Journal officiel de la république française du 2 septembre 2010.
- [35] S. Gepperth, E. Bärow, R. Koch, and H. Bauer. Primary atomization of pre-filming airblast nozzles : Experimental studies using advanced image processing techniques. *26th Annual Conference on Liquid Atomization and spray systems*, pages 1–15, 2014.
- [36] S. Gepperth, D. Guildenbecher, R. Koch, H. Bauer, and C. Süd. Pre-filming primary atomization : Experiments and modeling. *ILASS*, (September) :1–9, 2010.
- [37] S. Gepperth, A. Müller, R. Koch, and H.-J. Bauer. Ligament and Droplet Characteristics in Prefilming Airblast Atomization. *ICLASS*, 320(1975) :2012, 2012.
- [38] GIEC. *Climate Change 2014 : Mitigation of Climate Change : Working Group III Contribution to the Fifth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on*. Camnridge edition, 2014.
- [39] M. J. E. Grisch, F. and Orain, C. Rossow, B. and Guin, and B. Trétout. Simultaneous measurements of equivalence ratio and flame structure in multipoint injectors using PLIF. *AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit - AIAA 2008-4868*, 337(July) :373–384, 2008.
- [40] N. Hall Taylor, G. F. Hewitt, and P. M. C. Lacey. The motion and frequency of large disturbance waves in ammlar two-phase flow of air-water mixtures. *Chemical Engineering Science*, 18 :537–552, 1963.
- [41] Y. M. Han, W. S. Seol, D. S. Lee, V. I. Yagodkin, and I. S. Jeung. Effects of Fuel Nozzle Displacement on Pre-Filming Airblast Atomization. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, 123(1) :33, 2001.
- [42] R. Haralick. *Computer and Robot Vision*, Vol 1, 1992.

- [43] H. Helmholtz. XLIII . On discontinuous movements of fluids. (July 2014) :37–41, 1868.
- [44] S. M. Hosseinalipour, R. Ghorbani, and H. Karimaei. Effect of liquid sheet and gas streams characteristics on the instability of a hollow cone spray using an improved linear instability analysis. *ASIA-PACIFIC JOURNAL OF CHEMICAL ENGINEERING*, 11 :24–33, 2016.
- [45] M. Hultmark and A. J. Smits. Temperature corrections for constant temperature and constant current hot-wire anemometers. *Measurement Science and Technology*, 21(10) :105404, 2010.
- [46] A. K. M. F. Hussain and W. C. Reynolds. The mechanics of an organized wave in turbulent shear flow. Part 2. Experimental results. *Journal of Fluid Mechanics*, 54(02) :241, 1972.
- [47] A. A. Ibrahim. Comprehensive Study of Internal Flow Field and Linear and Nonlinear Instability of an Annular Liquid Sheet Emanating from an Atomizer. 2006.
- [48] A. A. Ibrahim and M. A. Jog. Nonlinear instability of an annular liquid sheet exposed to gas flow. *International Journal of Multiphase Flow*, 34(7) :647–664, 2008.
- [49] T. Inamura, M. Shirota, M. Tsushima, M. Kato, S. Hamajima, and A. Sato. Spray Characteristics of Prefilming Type of Airblast Atomizer. *ICLASS*, pages 1–8, 2012.
- [50] X. Jeandel and C. Dumouchel. Influence of the viscosity on the linear stability of an annular liquid sheet. 20 :499–506, 1999.
- [51] W. G. Kannuluik and E. H. Carman. The Temperature Dependence of the Thermal Conductivity of Air. *Australian Journal of Scientific Research A Physical Sciences*, 4 :305, Sept. 1951.
- [52] L. Kelvin. Hydrokinetic Solutions and Observations. *Philosophical magazine*, 42 :362–377, 1871.
- [53] R. Koch, S. Braun, L. Wieth, G. Chaussonnet, and T. Dauch. Prediction of Primary Atomization using Smoothed Particle Hydrodynamics. In *International Symposium on Transport Phenomena and Dynamics of Rotating Machinery*, 2016.
- [54] C. Larricq-Fourcade. *Etude de la pulvérisation assistée en air d'une nappe liquide et influence d'un vent ionique sur les instabilités hydrodynamiques*. PhD thesis, 2006.
- [55] G. Lavergne, P. Trichet, P. Hebrard, and Y. Biscos. Liquid sheet disintegration and atomization process on a simplified airblast atomizer. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, 115(3) :461–466, 1993.

- [56] L. Le Moyne. Trends in Atomization Theory. *International Journal of Spray and Combustion Dynamics*, 2(1) :49–83, 2010.
- [57] N. Leboucher. *Stabilité et atomisation une nappe annulaire liquide soumise a deux courants gazeux avec effets de swirl application aux futurs moteurs fusée cryotechniques*. PhD thesis, 2009.
- [58] R. D. Lee, C. S. and Reitz. Effect of liquid properties on the breakup mechanism of high-speed liquid drops. *Atomization and Sprays*, 11(1) :1–19, 2001.
- [59] A. Lefebvre. *Atomization and Sprays*. Combustion (Hemisphere Publishing Corporation). Taylor & Francis, 1988.
- [60] Y. Liao, S. M. Jeng, M. A. Jog, and M. A. Benjamin. Instability of an annular liquid sheet surrounded by swirling airstreams. *AIAA Journal*, 38(3) :453–460, 2000.
- [61] A. Lozano, F. Barreras, J. A. García, E. Calvo, and C. Zaragoza. The large aspect ratio air-blasted liquid sheet revisited. *11th ICLASS*, (July) :3–8, 2009.
- [62] A. Lozano, F. Barreras, C. Siegler, and D. Löw. The effects of sheet thickness on the oscillation of an air-blasted liquid sheet. *Experiments in Fluids*, 39(1) :127–139, 2005.
- [63] A. Lozano, E. Calvo, J. A. Garcia, and F. Barreras. Mode transitions in an oscillating liquid sheet. *Physics of Fluids*, 23(4), 2011.
- [64] C. Lozano, A. Call, C. Dopazo, and A. Garcia-Olivares. Experimental and numerical study of the atomization of a planar liquid sheet. *Atomization and Sprays*, 6 :77–94, 1996.
- [65] P. Malbois, E. Salaün, B. Rossow, G. Cabot, L. Bouheraoua, S. Richard, B. Renou, and F. Grisch. Quantitative measurements of fuel distribution and flame structure in a lean-premixed aero-engine injection system by kerosene/OH-PLIF measurements under high-pressure conditions. *Proceedings of the Combustion Institute*, 000 :1–8, 2018.
- [66] A. Mansour and N. Chigier. Disintegration of liquid sheets. *Physics of Fluids A : Fluid Dynamics*, 2(5) :706, 1990.
- [67] C. Mansour, A. and Norman. Dynamic behavior of liquid sheets. *Most*, 15213(August 1990) :2971–2980, 1991.
- [68] P. Marmottant. *Atomisation d’un jet liquide par un courant gazeux*. 2001.
- [69] S. Marty. *Contributiion à l’étude de l’atomisation assistée d’un liquide*. PhD thesis, 2015.
- [70] J.-P. Matas, M. Hong, and A. Cartellier. Stability of a swirled liquid film entrained by a fast gas stream. *Physics of Fluids*, 26(4), 2014.

- [71] J.-P. Matas, S. Marty, M. Dem, and A. Cartellier. Influence of turbulence on the instability of an air-water mixing layer. 074501(August) :1–5, 2015.
- [72] R. Mehta and P. Bradshaw. Technical notes design rules for LowSpeedTunnels. *The aeronautical journal of royal aeronautical society*, 1979.
- [73] D. Mejia, M. Miguel-Brebion, A. Ghani, T. Kaiser, F. Duchaine, L. Selle, and T. Poinso. Influence of flame-holder temperature on the acoustic flame transfer functions of a laminar flame. *Combustion and Flame*, 188 :5–12, 2018.
- [74] A. Michalke. On the inviscid instability of the hyperbolic tangent velocity profile. *Journal of Fluid Mechanics*, 19(04) :543–556, 1964.
- [75] J. W. Miles. On the generation of surface waves by shear flows. *Journal of Fluid Mechanics*, pages 185–204, 1957.
- [76] J. W. Miles. The hydrodynamic stability of a thin film of liquid in uniform shearing motion. *Journal of Fluid Mechanics*, 8(4) :593–610, 1960.
- [77] S. Mitra. *Breakup process of plan liquid sheets and prediction of initial droplet size velocity distribution in sprays*. PhD thesis, University of Waterloo, Waterloo, Ontario, 2001.
- [78] A. K. Njifenju. *Gouttes et Films Liquides en Aérodynamique Automobile*. PhD thesis, 2010.
- [79] T. Okabe, N. Katagata, T. Sakaki, T. Inamura, and K. Fumoto. Effect of Prefilmer Edge Thickness on Breakup Phenomena of Liquid Film in Prefilming Airblast Atomizer. (September) :6–8, 2017.
- [80] N. Otsu. A Threshold Selection Method from Gray-Level Histograms. *IEEE transaction on systems, man, and cybernetics*, C(1) :62–66, 1979.
- [81] L.-m. Pan, H. He, P. Ju, T. Hibiki, and M. Ishii. Experimental study and modeling of disturbance wave height of vertical annular flow. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 89(2015) :165–175, 2015.
- [82] G. Park, J. Lee, S. Oh, Y. Yoon, and C. H. Sohn. Characteristics of Gas-Centered Swirl Coaxial Injector with Acoustic Excitation of Gas Flow. *AIAA Journal*, 55(3) :894–901, 2017.
- [83] J. Park, K. Y. Huh, X. Li, and M. Renksizbulut. Experimental investigation on cellular breakup of a planar liquid sheet from an air-blast nozzle. *Physics of Fluids*, 16(3) :625, 2004.
- [84] J. Ponstein. Instability of rotating cylindrical jets. *Applied Scientific Research*, 8(1) :425–456, 1959.
- [85] L. Raynal. *Instabilité et entrainement à l’interface d’une couche de mélange liquide gaz*, 1997.

- [86] O. Reynolds. On the Theory of Lubrication and Its Application to Mr. Beauchamp Tower's Experiments, Including an Experimental Determination of the Viscosity of Olive Oil. 1886.
- [87] N. K. Rizk and A. H. Lefebvre. The Influence of Liquid Film Thickness on Airblast Atomization. *Journal of engineering for gas turbines and power*, 102(July) :706–710, 1980.
- [88] A. A. Rizkalla and A. H. Lefebvre. The Influence of Air and Liquid Properties on Airblast Atomization. *Journal of Fluids Engineering*, 97(3) :316, 1975.
- [89] G. Salque, P. Gajan, A. Strzelecki, J. Couput, and L. El-Hima. Atomisation rate and gas/liquid interactions in a pipe and a venturi : Influence of the physical properties of the liquid film. *International Journal of Multiphase Flow*, 51 :87–100, 2013.
- [90] G. S. Samuelsen and B. E. Stapper. An experimental study of the breakup of a two-dimensional liquid sheet in the presence of co-flow air shear. *AIAA, Aerospace Sciences Meeting*, Jan. 1990.
- [91] G. S. Samuelsen, B. E. Stapper, and W. Sowa. An experimental study of the effects of liquid properties on the breakup of a two-dimensional liquid sheet. *Journal of engineering for gas turbines and power*, 114(1) :19–45, 1992.
- [92] T. Sattelmayer and S. Wittig. Internal flow effects in prefilming airblast atomizers : mechanisms of atomization and droplet spectra. *Journal of engineering for gas turbines and power*, 108(3) :465–472, 1986.
- [93] D. Schubring, A. Ashwood, T. Shedd, and E. Hurlburt. Planar laser-induced fluorescence (PLIF) measurements of liquid film thickness in annular flow. Part I : Methods and data. *International Journal of Multiphase Flow*, 36(10) :815–824, 2010.
- [94] D. Schubring, T. A. Shedd, and E. T. Hurlburt. Planar laser-induced fluorescence (PLIF) measurements of liquid film thickness in annular flow. Part II : Analysis and comparison to models. *International Journal of Multiphase Flow*, 36(10) :825–835, 2010.
- [95] S. Schumaker, S. Danczyk, and M. Lightfoot. Effect of Swirl on Gas-Centered Swirl-Coaxial Injectors. *47th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit*, (August) :1–15, 2011.
- [96] K. P. Shanmugasadas and S. R. Chakravarthy. A canonical geometry to study wall filming and atomization in pre-filming coaxial swirl injectors. 000 :1–8, 2016.
- [97] J. Shea and W. W. Hagerty. A study of the stability of plane fluid sheet. *Journal of applied Mechanics*, 22 :509–514, 1955.
- [98] J. Shen and X. Li. Breakup of annular viscous liquid jets in two gas streams. *Journal of Propulsion and Power*, 12(4) :752–759, 1996.

- [99] J. Shen and X. Li. Instability of an annular viscous liquid jet. *Acta Mechanica*, 183 :167–183, 1996.
- [100] A. J. Smits and M. V. Zagarola. Applications of dense gases to model hydrodynamic applications. 2005.
- [101] P. Soille. *Morphological Image Analysis*. 1998.
- [102] H. Squire. Investigation of the instability of a moving liquid film. *british journal of applied physics*, 4(6) :167–169, 1953.
- [103] S. A. Thorpe. Experiments on the stability of stratified shear flows. *Radio science*, 4(12) :1327–1331, 1969.
- [104] M. Van Dyke. *Album of Fluid Motion*. 1981.
- [105] P. Villedieu, G. Blanchard, and D. Zuzio. Numerical simulation of primary atomization of a sheared liquid sheet . Part 2 : Comparison with experimental results Test case description. (September) :1–4, 2013.
- [106] S. Wahono, D. Honnery, J. Soria, and J. Ghajel. High-speed visualisation of primary break-up of an annular liquid sheet. *Experiments in Fluids*, 44(3) :451–459, 2007.
- [107] K. Warncke, S. Gepperth, B. Sauer, A. Sadiki, J. Janicka, R. Koch, and H.-J. Bauer. Experimental and numerical investigation of the primary breakup of an airblasted liquid sheet. *International Journal of Multiphase Flow*, (2017), 2017.
- [108] P. Welch. The Use of Fast Fourier Transform for the Estimation of Power Spectra : A Method Based on Time Averaging Over Short, Modified Periodograms. *IEEE Transactions on audio and electroacoustics*, 2(3) :7294–7299, 1967.
- [109] K. Yan, M. A. Jog, and Z. Ning. Nonlinear spatial instability of an annular swirling viscous liquid sheet. *Acta Mechanica*, 224 :3071–3090, 2013.
- [110] K. Yan, Z. Ning, M. Lü, C. Sun, J. Fu, and Y. Li. Interface instability mechanism of an annular viscous liquid sheet exposed to axially moving inner and outer gas. *European Journal of Mechanics, B/Fluids*, 52 :185–190, 2015.
- [111] Y. Zhao, C. N. Markides, O. K. Matar, and G. F. Hewitt. Disturbance wave development in two-phase gas-liquid upwards vertical annular flow. *International Journal of Multiphase Flow*, 55 :111–129, 2013.