

THESE

Présentée en vue de
l'obtention du titre de

DOCTEUR

de

**L'ÉCOLE NATIONALE SUPÉRIEURE
DE L'AÉRONAUTIQUE ET DE L'ESPACE**

ÉCOLE DOCTORALE : Transfert, dynamique des fluides, énergétique et procédés

SPÉCIALITÉ : Dynamique des fluides

par

Marie LALO

**Atomisation d'un film liquide mince par action combinée des instabilités de
Kelvin-Helmholtz et de Faraday
Application aux injecteurs aérodynamiques des turbomachines aéronautiques**

Soutenue le 21 décembre 2006 devant le jury :

MM.	G. LAVERGNE	Président
	J.B. BLAISOT	Rapporteur
	A. CARTELLIER	Directeur de thèse
	J.F. MANCEAU	Rapporteur
	A. STRZELECKI	
	H. VERDIER	
M.	T. NOEL	Membre invité

LA THESE C'EST...

... un encadrement de qualité

Si j'ai abordé ma soutenance avec sérénité c'est aussi parce que j'avais la certitude qu'à la première attaque il serait à mes côtés pour riposter, ceux qui le connaissent comprendront... Je veux bien entendu parler de mon directeur de thèse, Alain Cartellier du LEGI de Grenoble. Je souhaite le remercier pour ses excellents conseils, ses nombreuses suggestions et le temps qu'il m'a accordé, particulièrement dans la fameuse dernière ligne droite.

La possibilité de pouvoir passer trois années à travailler avec eux est l'un des éléments clés qui m'a poussé à me lancer dans l'aventure de la thèse. Je fais cette fois référence à ma dream team perso que j'ai du mal à partager, Alain Strzelecki et Pierre Gajan. Les mauvaises langues nous riaient au nez quand en début de thèse nous avons conclu le pacte de "la réunion hebdomadaire". En excluant nos périodes de congés respectives et en prenant en compte, en plus des 67 officiellement numérotées, toutes les réunions officieuses sur un coin de bureau, autour d'une manipe ou d'un café nous avons largement rempli le contrat ensemble! A leurs côtés j'ai beaucoup appris scientifiquement mais également humainement et j'ai pour eux une profonde affection et une grand amitié que j'espère entretenir dans le futur. De toute façon vous me connaissez, vous ne vous débarrasserez pas aussi facilement de moi...

... des collaborations enrichissantes

Sans l'aide et le savoir faire de nombreux intervenants, que je souhaite saluer ici, ces trois années auraient pu être particulièrement laborieuses.

- Les équipes de différents ateliers : André Dillinger le magicien du dessin industriel, Alain, Benjamin, Dédé Alcoser, André Lefebvre, Guy Delrieu et Roger Pivetta. Sans leurs compétences et leur disponibilité la manipe aurait été plus longue à mettre en place et probablement d'une moins bonne qualité.
- Pierre Berthoumieu alias Huguy-les-bons-tuyaux catégorie visualisation. Merci pour le matériel, le temps passé à expliquer et surtout à ré-expliquer, les astuces et cette magnifique première planche de soutenance.
- Francis Michéli, alias Magic-Francis, la réincarnation de MacGyver, qui a toujours une solution rapide et l'outil qui va bien pour l'exécuter quel que soit le problème rencontré.
- Daniel Biron et Franck Simon, les rois de la vibration que je remercie pour leur patience face à mes nombreuses requêtes.
- Robert Foucaud, Dominique Descargues, Jean-Luc Estivales, Francis Bismes, Alain Bontemps, Bernard Platet, Yves Biscos, Gilles Heid, Pierre Trichet, Corinne – Christine – Valérie – Nathalie les drôles de dames du secrétariat, l'équipe des moyens généraux, Daniel Arnal... J'ai sollicité chacun d'entre eux au moins une fois en trois ans et ils ont tous répondu présent même s'ils l'ont parfois fait en râlant!
- La thèse offre la possibilité d'effectuer d'instructives vacations d'enseignement. J'ai eu le plaisir d'animer des TREX de thermodynamique aux côtés de Roger, Jean et Guy que je remercie pour leur sympathie et leur gentillesse.

- Je suis reconnaissante envers Messieurs Jean-Bernard Blaisot du CORIA de Rouen et Jean-François Manceau du Femto-ST de Besançon qui ont accepté d'être les rapporteurs de ce mémoire et qui ont pris le temps de le lire attentivement.
- En parlant de jury de thèse, merci à son président Gérard Lavergne qui, de l'obtention de la bourse, au déroulement de la thèse jusqu'à la gestion de l'après-thèse a toujours été un appui solide et amical.
- Enfin, je souhaite remercier Hubert Verdier (Turbomeca) et Thomas Noël (Snecma Moteurs) qui ont été des partenaires industriels très sympathiques et toujours prêts à répondre à mes questions.

... de très belles rencontres

Chez Tonton, la Cale Sèche, autant de lieux mythiques toulousains aux inoubliables soirées et savoureux souvenirs que je ne peux énumérer ici par respect pour la crédibilité de certain(e)s... Ces 3 années passées à l'ONERA m'ont en effet permis de rencontrer et de nouer des liens d'amitié avec de nombreux stagiaires, thésards et post-doc que je souhaite remercier pour l'ambiance chaleureuse et les bons moments passés ensemble.

- Je ne prétends pas détenir le record mais j'estime être bien placée pour le nombre de co-bureaux successifs avec lesquels j'ai été ravie de partager cet espace réduit, chaleureux et bien planqué. Nawel m'a accueillie en début de thèse alors qu'elle-même se lançait dans sa dernière année. Je garde un excellent souvenir de cette cohabitation et des longues discussions qui l'ont jalonnée. Suivirent les furtifs Nicolas et Lise avant que ne débarque le plus français des allemands, j'ai nommé Jochen que je remercie pour les chocolats, les truffes, le store qui change la vie et sa bonne humeur.
- Il y eut une époque, révolue faute à ces satanés mots fléchés, où la pause déjeuner était sujette à des parties de tarots particulièrement animées que j'ai eues le plaisir de partager avec entre autres Tonton Alex, David, Valérie, Guillaume et Oliv' Labroque les "anciens". Manu, Ludo, Bruno, Tristan et Xavier ont été des compagnons de route fort sympathiques. Quant aux "nouveaux", Brice pardon encore pour ma tentative d'amputation sans anesthésie de ton index gauche, Géraldine, Rémi, Claire, Nico Garcia, Bernhard, bon courage pour la suite et pensez à moi pour vos pots de thèse! Je pense également à Farès et Jonathan respectivement thésards au LEGI et au LPMO avec lesquels j'ai eu le plaisir de collaborer.
- La cuvée des stagiaires 2005 est celle qui a le plus contribué à ces bons souvenirs de soirées arrosées : Nick le roi de la Suze et des gâteaux apéro douteux, Fédérica qui a vite maîtrisé les subtilités de la langue française version parlé, Chris Dude le bô gosse, Clément "surf in the USA" Barthe et Claire la foldingue.
- Last but not least mes deux compères. La machine à chanter, la machine à glace pilée, la machine à raffûter, la machine à rêver je parle bien entendu de Jean-Charles. Tes imitations d'oiseaux, blagues et tubes du grenier ont été un régal pendant trois ans, j'envie tes nouveaux collègues de pouvoir te côtoyer chaque jour. Cédric, j'ai rarement rencontré quelqu'un qui arrive à m'énerver avec une telle facilité et un tel plaisir, nos échanges en ont choqué certains qui n'avaient pas compris que derrière ces agressions et tacles verbaux se cachaient en fait de l'amitié et du respect. Merci à tous les deux pour tous ces moments de rigolade, de soutien et de détente.

... l'importance de l'entourage

La famille, toujours présente pour soutenir quand ça ne va pas et festoyer quand ça va mieux. Merci donc à mes parents pour leurs encouragements, d'avoir longuement et patiemment assisté à ma soutenance et pour tout ce qu'ils m'apportent depuis toujours. Pierre et Hélène, le frangin et la frangine qui ont également migré sur Toulouse. C'était bon de vous avoir prêt de moi pendant ces 3 années. Danièle et Bertrand qui ont fait d'un congrès au Japon un voyage inoubliable. Mamie, les oncles, les tantes, les cousins, les cousines qui, même s'il leur paraissait plutôt obscur, se sont toujours inquiétés de savoir comment avançait mon travail.

Les amis proches avec lesquels j'ai passé et passe toujours d'excellentes soirées, WE ou semaines de vacances. Sans ces réguliers "bols d'air" toujours festifs j'aurais sûrement été moins opérationnelle professionnellement. Merci à Marie&Oliv', Lilou&Oliv', Coco&Tof, Tof Courtois, Vinz&Celine, Will&Emilie, Antoine, Karine, Oliv'&Fanny, Amélie&Morganou, Tom&Emma, Sylvain, Jean-F, Tonio...

Enfin celui qui partage ma vie depuis quelques années maintenant, Jérôme, a qui je dois bien évidemment beaucoup et que je souhaite en particulier saluer pour sa patience et sa gentillesse alors que je n'étais devenue qu'une "machine à rédiger".

... des aléas plus ou moins faciles à maîtriser

Et oui à la lecture de ces remerciements on croirait presque que j'ai passé trois ans au pays des Bisounours mais ne nous méprenons pas, il a parfois été nécessaire de faire face à l'adversité, quelques morceaux choisis pour conclure.

Je garde ainsi un douloureux souvenir d'une sombre journée de novembre 2005 où après deux années de bons et loyaux services mon PC me lâche. Deux années de rédaction, résultats et autres données perdues, le jour le plus long durant lequel j'ai gagné quelques cheveux blancs et à l'issue duquel grâce à Pierre Ciprian, j'ai tout récupéré et compris l'intérêt de la sauvegarde régulière..

Autre douloureux souvenir, physique celui-ci, le jour où j'aurais mieux fait de ne pas aller me mêler du montage de la manipe, les Dédés s'en sortaient très bien et j'aurais épargné une fracture à mon petit doigt de pied gauche.

J'ai une pensée émue pour le cimetière des piézos, tous ces valeureux actionneurs victimes de notre ignorance, morts au front de la "poutre" pour permettre l'aboutissement d'un système fonctionnel et efficace.

J'adresse enfin une spéciale dédicace au Dieu du réseau 80 bars, je ne sais quel péché j'ai pu commettre pour m'attirer ses foudres mais je m'en excuse et le prie vivement d'épargner les suivants et de leur permettre de longues semaines de manipes sans pannes, dysfonctionnements et incessantes maintenances...

... au final une belle expérience et ce mémoire..

..dont, comme on dit en Normandie, je vous souhaite une lecture qui soit rien bonne, Boujoux.

TABLE DES MATIERES

LA THÈSE C'EST...	1
TABLE DES MATIERES	5
LISTE DES FIGURES	9
LISTE DES TABLEAUX	21
NOMENCLATURE	23
GLOSSAIRE	25
INTRODUCTION	27
A. ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE	33
I. Instabilité de cisaillement	33
I.1. Facteurs influants et nombres adimensionnels	33
I.2. Mécanismes et instabilités de brisures primaire et secondaire	35
I.2.1. Comportement d'un film liquide mince	36
I.2.2. Brisure primaire d'un film liquide soumis à un écoulement gazeux co-courant	40
I.2.3. Instabilité secondaire et diamètre des gouttes formées	47
I.2.4. Bilan sur les mécanismes de brisure primaire d'un film liquide	49
I.2.5. La désintégration d'une nappe liquide	51
I.2.6. Brisure secondaire : la rupture des gouttes	52
I.3. Conclusion sur les instabilités de cisaillement	57
II. Systèmes actifs pour le forçage et le contrôle de la pulvérisation de liquide	57
II.1. Description de différentes méthodes actives	58
II.1.1. Modification du profil de vitesse moyen de l'écoulement aérodynamique	58
II.1.2. Injection de charges électriques dans la phase liquide	59
II.1.3. Application d'une oscillation de vitesse ou de pression	60
II.1.4. Méthodes actives : bilan et choix d'une technique	66
II.2. La pulvérisation ultrasonique	68
II.2.1. Mécanisme de rupture par pulvérisation ultrasonique : différents scénarii	69
II.2.2. Caractérisation des ondes de surface	75
II.2.3. Caractérisation des gouttes formées	86

II.2.4. Flux de gouttes	92
II.2.5. Pulvérisation ultrasonique : Bilan	93
III. Conclusion générale sur l'étude bibliographique	98
B. MOYENS EXPERIMENTAUX	99
I. Formation du brouillard de goutte sans excitation	99
I.1. La phase gazeuse.....	100
I.2. La phase liquide	103
I.3. Performances du banc	105
II. Formation du brouillard de gouttes avec excitation.....	106
II.1. Caractéristiques de l'actionneur et montage expérimental	106
II.1.1. Choix de l'actionneur : cahier des charges et choix d'un fournisseur.....	106
II.1.2. Montage expérimental pour la pulvérisation ultrasonique d'un liquide	110
II.2. Caractérisation du système actif en fonctionnement	116
II.2.1. Analyse modale du système actif	116
II.2.2. Mesure de l'accélération développée par le système actif.....	121
III. Moyens de mesure	128
III.1. L'Anémométrie Doppler Laser (LDA).....	128
III.1.1. Principe	128
III.1.2. Mise en œuvre des mesures LDA	130
III.2. Techniques de visualisation	136
III.2.1. Matériel.....	136
III.2.2. Régime de comportement du film et mesure de longueurs d'ondes.....	138
III.2.3. Régime de comportement et enveloppe du film	140
III.3. Etude de granulométrie	142
III.3.1. Principe	142
III.3.2. Mise en œuvre des mesures par le granulomètre Malvern	143
IV. Caractérisation de la phase gazeuse	151
IV.1. Paramètres étudiés.....	151
IV.2. Résultats expérimentaux	154
IV.2.1. Profils surfaciques en $Z = -5\text{mm}$	154
IV.2.2. Profils adimensionnels $Z = -14\text{mm}$	156
IV.2.3. Paramètres de la couche limite	158
IV.2.4. Epaisseur de vorticité.....	161
IV.3. Conclusion sur les mesures LDA.....	162
V. Conditions expérimentales.....	163
V.1. Cisaillement d'un film liquide mince.....	163

V.2. Atomisation ultrasonique d'un liquide.....	165
C. RESULTATS EXPERIMENTAUX	171
I. Cisaillement d'un film liquide mince.....	171
I.1. Régimes de comportement d'un film liquide mince soumis à un cisaillement aérodynamique	171
I.1.1. Vues de face.....	171
I.1.2. Vues de profil	177
I.2. Evolution de l'enveloppe d'un film liquide en fonction des conditions d'injection et de cisaillement.....	185
I.3. Evolution des longueurs d'ondes des instabilités en fonction des conditions d'injection et de cisaillement.....	188
I.3.1. Procédure de mesure.....	188
I.3.2. Evolution de la longueur d'onde longitudinale	191
I.3.3. Evolution de la longueur d'onde transverse	195
I.4. Etude granulométrique du brouillard de gouttes en fonction des conditions d'injection et de cisaillement.....	199
I.5. Conclusions sur l'étude expérimentale de la déstabilisation d'un film liquide par un écoulement d'air co-courant	207
II. Atomisation d'une masse liquide par oscillation forcée	209
II.1. Mécanismes d'atomisation	209
II.1.1. Dispositif actif horizontal.....	209
II.2. Influence des propriétés physiques du liquide et des paramètres d'excitation sur les caractéristiques du brouillard de gouttes	215
III. Mise en vibration de la surface de prefilming d'un injecteur airblast et effet sur les caractéristiques du brouillard de gouttes	221
CONCLUSION ET PERSPECTIVES	229
ANNEXE 1	235
ANNEXE 2.....	239
RÉFÉRENCES	241

LISTE DES FIGURES

Figure A.1 : Représentation du film liquide dans l'étude de Oron (1997)	37
Figure A.2 : Taux de croissance adimensionnel s' ($s' = Re(s)h_0\mu/\sigma = k^4/3$) de la perturbation interfaciale du film liquide en fonction du nombre d'onde adimensionnel k' ($k' = h_0k$) – Cas d'un cisaillement et d'une tension de surface constants – Comportement stable (Oron, 1997).....	38
Figure A.3 : Taux de croissance adimensionnel s' ($s' = 3\mu s / (\rho/g h_0)$) de la perturbation interfaciale du film liquide en fonction du nombre d'onde adimensionnel k' pour $Bo=1$ – Cas de la gravité orientée du film liquide vers le milieu environnant et d'une tension de surface constante – Comportement instable pour $0 < k' < k'_c$ et stable pour $k' > k'_c$ (Oron, 1997).....	39
Figure A.4 : Zones de dépression et de surpression dans une couche liquide dont l'interface est ondulée	39
Figure A.5 : Illustration de la déstabilisation d'un film liquide s'écoulant sur une paroi par un écoulement d'air (Hong, 2003).....	40
Figure A.6 : Couche de mélange spatiale (Raynal, 1997).....	41
Figure A.7 : Atomisation d'un film liquide par un écoulement d'air à grande vitesse – Grandeurs caractéristiques de rupture (longueur de dard) et d'ouverture (angles de spray) (Raynal, 1997).....	42
Figure A.8 : Lignes de courant de part et d'autre d'une perturbation de l'interface.....	43
Figure A.9 : Instabilité de Kelvin-Helmholtz à l'interface cisailée entre deux fluides dans un tube de section rectangulaire (Thorpe, 1971).....	44
Figure A.10 : Taux de croissance de l'instabilité de Kelvin-Helmholtz – Les symboles \times et $+$ sont les résultats expérimentaux de Raynal (1997) (\times : $V_g=28\text{m/s}$ et $V_l=0.28\text{m/s}$, $+$: $V_g=55\text{m/s}$ et $V_l=0.55\text{m/s}$).....	45
Figure A.11 : Raccords des profils de vitesse étudiés par Raynal (1997) – (a) : Un seul raccord dans la phase gazeuse, (b) : Un seul raccord dans la phase liquide, (c) : Un raccord dans chaque phase	45
Figure A.12 : Taux d'amplification en fonction du nombre d'onde pour plusieurs rapports ρ_g/ρ_l (\circ : $\rho_g/\rho_l = 1$ - \square : $\rho_g/\rho_l = 0.1$ - \diamond : $\rho_g/\rho_l = 0.01$) (Raynal, 1998) ..	46

Figure A.13 : Formation de la lame liquide dans le repère se déplaçant avec la vitesse V_c (Hong, 2003)	48
Figure A.14 : Mécanisme d'atomisation d'une nappe liquide plane (Carentz, 2000).....	51
Figure A.15 : Mécanismes de rupture d'une nappe liquide en mode cellules (a) et ligaments (b) (Stapper et Samuelsen, 1990)	52
Figure A.16 : Rupture d'une goutte sphérique par interaction avec l'air ambiant	54
Figure A.17 : Type de brisure de gouttes en fonction du Weber	55
Figure A.18 : Classification de la déformation et de la brisure en fonction du Weber et du Ohnesorge (Hsiang, 1992)	56
Figure A.19 : Principe de l'aspiration de couche limite	58
Figure A.20 : Représentation schématique de l'actionneur à décharge couronne de surface et de son effet sur la couche limite gazeuse (Moreau, 2004).....	58
Figure A.21 : Système d'électrisation par aiguille (a) (Sehili and Romat, 2002), par induction (b) (Artena <i>et al.</i> , 1998) et système capillaire (c) (Ragucci <i>et al.</i> , 1999).....	59
Figure A.22 : Injecteur à sifflet sonique de Hartman (a) – Injecteur sonique avec un réflecteur elliptique (b) (Wilcox et Tate, 1965)	61
Figure A.23 : Injecteur de Sivadas et Heitor (2002, 2003) pour l'étude de la modulation acoustique sur la rupture d'une nappe liquide plane	61
Figure A.24 : Injecteur équipé d'un système de piston mobile au sein de l'alimentation liquide (Chung <i>et al.</i> 1997 et 1998)	62
Figure A.25 : Montage expérimental pour la propagation d'ultrasons dans la phase liquide avant injection (Jameson et Cohen, 2002)	63
Figure A.26 : Mise en vibration de l'injecteur (Brenn <i>et al.</i> , 2002)	63
Figure A.27 : Développement d'onde de surface de longueur d'onde λ lorsque l'accélération est supérieure à l'accélération critique a_c	64
Figure A.28 : Exemple d'injecteurs ultrasoniques (Dobre 2003, Pyrtle 2005)	65
Figure A.29 : Solutions actives envisagées pour accélérer la couche limite liquide (a) – perturber le liquide après l'injection (b) à l'aide d'ondes ultrasonores	67
Figure A.30 : Seconde méthode active envisagée : Application du principe des injecteurs ultrasoniques à la surface de prefilming d'un injecteur airblast	67
Figure A.31 : Schéma de l'approche retenue pour présenter l'état de l'art sur la pulvérisation ultrasonique des liquides	68

Figure A.32 : Représentation schématique de l'atomisation ultrasonique d'un liquide selon l'hypothèse de cavitation	69
Figure A.33 : Visualisation de la surface libre d'un film soumis à une oscillation normale ultrasonique – $f=50\text{kHz}$ (Sindayihebura, 1995)	70
Figure A.34 : Atomisation ultrasonique d'un liquide selon l'hypothèse des ondes capillaires – (a) Mécanisme de formation d'une goutte (Drews, 1979), (b) : Mécanisme d'atomisation idéal sur une période d'oscillation de la paroi (Yule et Al-Suleimani, 2000)	70
Figure A.35 : Structures régulières observées à la surface d'un film liquide soumis à une oscillation verticale. La fréquence de l'oscillation verticale est progressivement augmentée de (a) vers (h) (Barrio <i>et al.</i> , 1997) – $40\mu\text{m}<\alpha<50\mu\text{m}$ – Fluide : Fluorinert FC-75	71
Figure A.36 : Formation de plusieurs gouttes à partir d'une seule crête d'onde capillaire – $f=150\text{Hz}$ – Temps entre chaque image = $286\mu\text{s}$ (Yule et Al-Suleimani, 2000).....	73
Figure A.37 : Formation de gouttes par <i>vulcano-mode</i> – $f=150\text{Hz}$ – Temps entre chaque image= $286\mu\text{s}$ (Yule et Al-Suleimani, 2000).....	74
Figure A.38 : Processus de formation de gouttes réalisé d'après une simulation numérique sur les champs de vitesse au sein du film liquide (Yule et Al-Suleimani, 2000)	74
Figure A.39 : Représentation schématique de la masse liquide excitée par une oscillation ultrasonique.....	76
Figure A.40 : Diagramme de stabilité d'une masse liquide soumise à une oscillation forcée (Benjamin et Ursell, 1954).....	79
Figure A.41 : Courbe des iso- μ dans la région des solutions instables proches de l'origine des axes (a) et lieux géométriques des points représentant les modes théoriques de vibration de la surface libre d'un film liquide (b) (Sindayihebura, 1995).....	80
Figure A.42 : Evolution de la longueur d'onde en fonction de l'épaisseur du film liquide d'après l'équation (A-38) (Sindayihebura <i>et al.</i> , 1997)	81
Figure A.43 : Influence de la viscosité sur le caractère stable ou instable d'une surface libre soumise à une oscillation forcée (Sindayihebura, 1995).....	82
Figure A.44 : Evolution de l'accélération adimensionnelle a^* en fonction de la fréquence d'excitation adimensionnelle ω^* - $20\text{Hz}<f<80\text{Hz}$, $4\text{m/s}^2<a_c<120\text{m/s}^2$ – $0,01\text{cm}^2/\text{s}<\nu<1,08\text{cm}^2/\text{s}$ – $h_f=10\text{cm}$	83
Figure A.45 : Photographies de l'atomisation d'eau distillée ((a), $\nu=0.01\text{cm}^2/\text{s}$) et d'une solution d'eau avec 80% de glycérine ((b), $\nu=0.43\text{cm}^2/\text{s}$) à une fréquence de 20Hz (Goodridge, 1997).....	84

Figure A.46 : Evolution du nombre d'onde adimensionnel le plus instable en fonction de la fréquence adimensionnelle d'excitation.....	84
Figure A.47 : Taux de croissance des ondes de gravité (<i>surface waves</i>), de cisaillement (<i>shear waves</i>) et de Faraday (<i>Faraday waves</i>) en fonction du nombre d'onde α (Woods et Lin, 1995) – (a) : $Re=293, We=5, Fr=1, \theta=1^\circ$ – (b) : $Re=293, We=10, Fr=1, \theta=1^\circ$ – (c) : $Re=327.8, We=10, Fr=1, \theta=1^\circ$	86
Figure A.48 : Points expérimentaux obtenus par Sindayihebura (1997) tracés en fonction du paramètre $\sigma/(\rho f^2) - f=49900\text{Hz}$	90
Figure A.49 : Points expérimentaux obtenus par Sindayihebura (1997) tracés en fonction de d_p déterminé d'après l'équation (A-52) – $f=49900\text{Hz} - \alpha=4.2\mu\text{m} - Q = 0.006\text{lpm} - C=1435\text{m/s} - A=1$	92
Figure A.50 : Densité de gouttes produites Φ en fonction de l'accélération a imposée au film liquide (Fluide : Huile de silicone, $f=45\text{Hz}$) (Goodridge <i>et al.</i> , 1999)	93
Figure A.51 : Evolution de la taille des gouttes en fonction de la fréquence d'excitation pour le kérosène (Lang, 1962).....	95
Figure B.1 : Schéma de principe de l'installation expérimentale complète	99
Figure B.2 : Ligne d'alimentation et de contrôle du débit d'air	100
Figure B.3 : Photographie et schéma de la veine d'air	101
Figure B.4 : Profil conique du convergent	102
Figure B.5 : Configuration expérimentale avec la veine de Plexiglas	103
Figure B.6 : Circuit liquide	104
Figure B.7 : Schémas de principe (a) et photographies (b) de la maquette d'injection, vues de face et de profil	105
Figure B.8 : Configurations de l'alimentation en air	105
Figure B.9 : (a) : Gamme d'actionneurs à multicouches PICA proposés par Polytech PI – (b) : Conception électrique d'un translateur à empilement	109
Figure B.10 : Notations utilisées pour le dimensionnement de la poutre – L : longueur – b : largeur – h : épaisseur	110
Figure B.11 : Montage actif pour la pulvérisation ultrasonique de liquide.....	112
Figure B.12 : Montage expérimental pour l'étude de la pulvérisation ultrasonique d'un liquide	113

Figure B.13 : Fixation du dispositif actif – A : longueur de contact entre le serre-joint et le socle – B : longueur de contact entre le socle et le plan de travail – C : longueur de la partie libre	113
Figure B.14 : Système d'alimentation en continu pour la pulvérisation ultrasonique d'un liquide.....	114
Figure B.15 : Indications géométriques sur les modifications opérées sur la maquette pour l'ajout du dispositif actif (a) – Photographie du montage final (b)	115
Figure B.16 : Maillage à 55 nœuds de la poutre pour l'analyse modale dans le plan (x,y)	117
Figure B.17 : Réponse en fréquence du système actif – (a) Analyse modale dans le plan (x,y) – (b) Analyse modale dans le plan (x,z)	118
Figure B.18 : Vue en perspective du mode numéroté 1 (1230Hz) identifié lors de l'analyse modale dans le plan (x,y) – Images 1, 8 et 15 sélectionnées parmi les 30 illustrant un cycle d'oscillation de la poutre	119
Figure B.19 : Vue en perspective du mode numéroté 8 (14190Hz) identifié lors de l'analyse modale dans le plan (x,y) – Images 1, 3, 6, 8, 10, 12, 15, 18, 23, 25, 28 et 30 sélectionnées parmi les 30 illustrant un cycle d'oscillation de la poutre.....	120
Figure B.20 : Principe de fonctionnement d'un vibromètre laser (documentation fournie par Polytech) – (b) : Tête laser orientée vers la poutre	121
Figure B.21 : Accélération mesurée par le vibromètre laser en fonction de la fréquence – $F_{excitation}=17750Hz$ – $U_{excitation}=180mV$ (ordonnées : échelle logarithmique)	122
Figure B.22 : Accélération mesurée ramenée à la tension d'excitation en fonction de la fréquence d'excitation – Mise en évidence d'un comportement non-linéaire du système actif – $\blacklozenge U=180mV$ - $\blacksquare U=200mV$ (Ordonnées : échelle logarithmique) ..	123
Figure B.23 : Evolution de l'accélération mesurée par le vibromètre en fonction de la tension électrique appliquée à l'actionneur pour le pic de fréquence forcée à 17760Hz – $\blacklozenge 160mV$ – $\blacksquare 170mV$ – $\blacktriangle 180mV$ – $\times 190mV$ – $\blackstar 200mV$ – $\bullet 250mV$ (Ordonnées : échelle logarithmique).....	124
Figure B.24 : Variation de l'accélération effective mesurée par le vibromètre en fonction de la tension d'excitation pour une fréquence d'excitation imposée de 17750Hz	125
Figure B.25 : Variation de l'accélération mesurée par le vibromètre en fonction de la tension d'excitation pour une fréquence d'excitation imposée de 17,4kHz	127
Figure B.26 : Volume de mesure	128
Figure B.27 : Scintillement d'une particule passant dans une frange brillante (Girardot <i>et al.</i> , 1999)	129

Figure B.28 : Schéma de principe d'une émission et de la réception de la lumière diffusée (Girardot <i>et al.</i> , 1999)	130
Figure B.29 : Système d'émission et de focalisation des faisceaux	131
Figure B.30 : Montage expérimental.....	132
Figure B.31 : Orientation des faisceaux par rapport à la maquette d'injection	132
Figure B.32 : Système d'ensemencement en huile d'olive	133
Figure B.33 : Localisation des points de mesure LDA	133
Figure B.34 : Emplacement des origines du repère (X, Y, Z) sur la maquette	134
Figure B.35 : Orientation de l'émission laser	135
Figure B.36 : Principe de l'effet miroir	135
Figure B.37 : Exemple de résultat de la technique de l'effet miroir.....	136
Figure B.38 : Visualisations : matériel et connexions.....	137
Figure B.39 : Photographies du stroboscope et de son alimentation (a), de la caméra seule et de l'objectif utilisé	137
Figure B.40 : Montage expérimental et fenêtres d'étude pour les visualisations de face.....	138
Figure B.41 : Principe de la technique de visualisation des reliefs du film liquide	139
Figure B.42 : Visualisation du film liquide de face - $h_l = 300\mu m$, $V_g = 40m/s$, $V_l = 1.8m/s$.	139
Figure B.43 : Montage expérimental pour les visualisations de coté.....	140
Figure B.44 : Visualisation du film liquide, vue de côté - $h_l = 1mm$, $V_g = 45m/s$, $V_l = 1.18m/s$	140
Figure B.45 : Localisation des fenêtres d'étude pour les visualisations de profil	141
Figure B.46 : Illustration du principe de seuillage par le logiciel IMAGE - $h_l = 1mm$ - $V_l = 1.16m/s$ - $V_g = 60m/s$	142
Figure B.47 : Illustration du principe de fonctionnement du Granulomètre Malvern (Spraytec User Manual).....	143
Figure B.48 : Montage expérimental (a) et photographie du granulomètre Malvern (b).....	144
Figure B.49 : Programme d'interface RTSIZER pour l'acquisition et le traitement des données	145

Figure B.50 : Exemple de distribution granulométrique présentant une anomalie	146
Figure B.51 : Résultat de l'analyse de la distribution granulométrique des poudres calibrées 25 μ m et 50 μ m réalisée avec un granulomètre Coulter LS230	147
Figure B.52 : Distribution granulométrique et valeurs de transmission et de D_{32} moyennes obtenues pour une poudre calibrée de 25 μ m	148
Figure B.53 : Distribution granulométrique et valeurs de transmission et de D_{32} moyennes obtenues pour une poudre calibrée de 50 μ m	148
Figure B.54 : Localisation des points de mesure – Etude de granulométrie	149
Figure B.55 : Position du faisceau laser par rapport à l'enveloppe du film pour les épaisseurs de films liquides 300 μ m (a) et 1mm (b)	150
Figure B.57 : Schéma de la couche de mélange spatiale (Raynal, 1997)	152
Figure B.58 : Définition de l'épaisseur de déplacement δ_l (Comolet, 1982).....	153
Figure B.58 : Profil surfacique de vitesse moyenne sans (a) et avec (b) la veine de Plexiglas optionnelle.....	155
Figure B.59 : Profil surfacique du taux de turbulence sans (a) et avec (b) la veine de Plexiglas optionnelle.....	155
Figure B.61 : Profils de vitesses adimensionnels	156
Figure B.62 : Evolution du taux de turbulence à $V_g=10m/s$ sans manchette de Plexiglas.....	157
Figure B.63 : Evolution du taux turbulence à $V_g=10m/s$ avec la manchette de Plexiglas	157
Figure B.64 : Evolutions expérimentale et théorique de l'épaisseur de couche limite δ en fonction de la vitesse et des configurations d'essais	158
Figure B.65 : Evolutions expérimentale et théorique de l'épaisseur de déplacement δ_l en fonction de la vitesse et des configurations d'essais	159
Figure B.66 : Evolutions expérimentale et théorique de l'épaisseur de quantité de mouvement δ_2 en fonction de la vitesse et des configurations d'essais	159
Figure B.67 : Evolutions expérimentale et théorique du facteur de forme H en fonction de la vitesse et des configurations d'essais	160
Figure B.68 : Evolution de l'épaisseur de vorticité δ_ω en fonction de $Re^{-1/2}$	162
Figure B.69 : Trousse de chez Prolabo contenant trois stalagmomètres de Traube.....	167
Figure C.1 : Variation de la longueur de convergence L_c du film liquide en fonction de la vitesse liquide – $h_l=300\mu m$ – $V_g=0m/s$ – (a) : $V_l=0.23m/s$ – (b) : $V_l=0.46m/s$	172

Figure C.2 : Evolution de la longueur de convergence L_c en fonction de la vitesse liquide .	173
Figure C.3 : Apparition d'irrégularités à la surface du film lorsque la vitesse liquide augmente – $h_l=1mm$ – $V_g=10m/s$ – (a) : $V_l=0.46m/s$, $Re_l=458$, surface sans irrégularité – (b) : $V_l=0.93m/s$, $Re_l=926$, apparition des irrégularités – (c) : $V_l=1.85m/s$, $Re_l=1843$, film liquide turbulent	174
Figure C.4 : Identification de comportements caractéristiques au film liquide – Vues de face – $h_l=1mm$ – (a) : $V_l=0.46m/s$, $V_g=0m/s$, film liquide convergent, ondes capillaires formées depuis les bords – (b) : $V_l=0.7m/s$, $V_g=20m/s$, ouverture du film, instabilités longitudinales sur les bords – (c) : $V_l=0.7m/s$, $V_g=30m/s$, film liquide ouvert avec une zone très perturbée à l'aval – (d) : $V_l=0.7m/s$, $V_g=80m/s$, film liquide élargit et d'aspect chaotique	175
Figure C.5 : Régimes de comportement du film liquide en fonction des vitesses liquide et gaz – $h_l=300\mu m$ – Vues de face	176
Figure C.6 : Régimes de comportement du film liquide en fonction des vitesses liquide et gaz – $h_l=1mm$ – Vues de face	176
Figure C.8 : Apparition d'irrégularités à la surface du film lorsque la vitesse liquide augmente – $h_l=1mm$ – $V_g=10m/s$ – (a) : $V_l=0.55m/s$, surface sans irrégularité – (b) : $V_l=1.74m/s$, film liquide turbulent	177
Figure C.9 : Identification de comportements caractéristiques au film liquide – Vues de profil – $h_l=300\mu m$ – $V_l=1m/s$ – (a) : $V_g=10m/s$, film liquide stable – (b) : $V_g=25m/s$, apparition d'ondes longitudinales arrondies – (c) : $V_g=28m/s$, ondes triangulaires – (d) : $V_g=32m/s$, décrochement des ondes – (e) : $V_g=48m/s$, pulvérisation	178
Figure C.10 : Variation de la longueur d'atomisation L_a du film liquide en fonction de la vitesse d'air – $h_l=1mm$ – $V_l=0.42m/s$ – (a) : $V_g=38m/s$ – (b) : $V_g=42m/s$ – (c) : $V_g=48m/s$	179
Figure C.12 : Evolution de la longueur d'atomisation L_a en fonction de la vitesse d'air	180
Figure C.13 : Evolution de l'amplitude d'oscillation A des ondes longitudinales en fonction de l'épaisseur du film liquide – $V_l=0,9m/s$ – $V_g=40m/s$ – (a) : $h_l=300\mu m$ – (b) : $h_l=1mm$	181
Figure C.14 : Représentation schématique de l'amplitude A déterminée par la relation de Giroud-Garapon	182
Figure C.15 : Evolution de l'amplitude des oscillations longitudinales et de l'épaisseur de vorticité en fonction de la vitesse de l'écoulement d'air – $h_l=300\mu m$	183
Figure C.16 : Régimes de comportement du film liquide en fonction des vitesses liquide et gaz – $h_l=300\mu m$ – Vues de profil	184
Figure C.17 : Régimes de comportement du film liquide en fonction des vitesses liquide et gaz – $h_l=1mm$ – Vues de profil	184

Figure C.18 : Comparaison des transitions entre les différents régimes de comportement des films liquides de 300 μ m et 1mm	185
Figure C.19 : Evolution du profil de luminance moyenne en fonction de V_g et de h_l – $V_l=0,93m/s$	186
Figure C.20 : Evolution de l’enveloppe du brouillard – $V_l=0,93m/s$ – $h_l=300\mu m$ et 1mm – $V_g=10, 40, 70$ et 100m/s.....	187
Figure C.21 : Sélection de la fenêtre pour la mesure automatique des longueurs d'ondes – Définition de la ligne de mesure verticale A – $h_l=300\mu m$ – $V_g=40m/s$ – $V_l=2.32m/s$ – 1 ^{ère} image d'une séquence de 50 images	189
Figure C.22 : Colonne A, (a) : Profil de luminance moyenne – (b) : Signal auto-corrélé	189
Figure C.23 : Colonne A, (a) : Position en Pixel de chacun des sommets – (b) : Position en Pixel de chaque sommet, détermination de la longueur d'onde longitudinale le long de la colonne A	190
Figure C.24 : Histogramme de répartition des longueurs d'ondes longitudinales (a) et transverses (b) sur une séquence de 50 images – $h_l=300\mu m$ – $V_g=40m/s$ – $V_l=2.32m/s$	190
Figure C.25 : Evolution de la longueur d’onde longitudinale en fonction de la vitesse d’injection liquide – $h_l=300\mu m$ – $30 m/s < V_g < 90m/s$	191
Figure C.26 : Evolution de la longueur d’onde longitudinale en fonction de la vitesse d’air – $h_l=300\mu m$ et 1mm	192
Figure C.27 : Evolution de la longueur d’onde longitudinale en fonction de l’épaisseur de vortacité pour les films de 300 μ m et 1mm – $40m/s < V_g < 90m/s$	193
Figure C.28 : Evolution de la longueur d’onde longitudinale en fonction de l’épaisseur de vortacité – $h_l=300\mu m$ et 1mm – $h_l=10mm$: Ben Rayana (2006)	194
Figure C.29 : Evolution du produit du nombre d’onde par l’épaisseur de film ou l’épaisseur de vortacité en fonction de la vitesse d’air	195
Figure C.30 : Evolution de la longueur d’onde transverse en fonction de la vitesse d’injection liquide – $h_l=300\mu m$ – $30 m/s < V_g < 90m/s$	196
Figure C.31 : Evolution de la longueur d’onde transverse en fonction de la vitesse d’air – $h_l=300\mu m$ et 1mm	197
Figure C.32 : Evolution de la longueur d'onde transverse en fonction de $(V_g - V_c)^{-1} V_g^{-1/4}$..	198
Figure C.33 : Evolution du D_{32} en fonction de V_g pour plusieurs valeurs de V_l – $h_l=300\mu m$ - Position P1 et P2	199

Figure C.34 : Evolution du D_{32} en fonction de V_l pour plusieurs valeurs de $V_g - h_l=300\mu m$ - Position P1	200
Figure C.35 : Evolution du D_{32} en fonction de V_g pour plusieurs valeurs de $V_l - h_l=1mm$ - Position P1bis.....	201
Figure C.36 : Comparaisons des mesures de D_{32} pour trois épaisseurs liquides : $300\mu m$, $1mm$ et $10mm$	202
Figure C.37 : Evolution du D_{32} en fonction de la longueur d'onde longitudinale – $h_l=300\mu m$: $0.9m/s < V_l < 2.32m/s$, $60m/s < V_g < 90m/s - h_l=1mm$: $V_l=0.46m/s$, $40m/s < V_g < 90m/s$.	203
Figure C.38 : Evolution du D_{32} en fonction de la longueur d'onde transverse – $h_l=300\mu m$: $0.9m/s < V_l < 2.32m/s$, $60m/s < V_g < 90m/s - h_l=1mm$: $V_l=0.46m/s$, $40m/s < V_g < 90m/s$.	204
Figure C.39 : Evolution de λ_T en fonction de $\frac{\lambda_L^{1/2}}{V_g - V_c}$ avec les valeurs de λ_T et λ_L déterminées expérimentalement.....	205
Figure C.40 : Evolution de α_n en fonction de V_g pour les deux épaisseurs de film liquide ...	206
Figure C.41 : Décomposition du mécanisme d'atomisation à $1,2kHz$, $U=140mV$ à $160mV$ de (a) vers (d) – durée de la séquence : 4 secondes	210
Figure C.42 : Formation de gouttes depuis les crêtes des ondes capillaires – $f=1,2kHz$ - $U\cong 150mV$	211
Figure C.43 : Excitation d'une masse liquide, pulvérisation par action couplée des ondes capillaires et des bulles de cavitation – $f=16,46kHz$ – $U=161mV$ – (a) : Déplacement d'une bulle de cavitation dans la couche liquide (3 images successives de la séquence) – (b) : ondes capillaires à la surface du liquide – (c) : ondes capillaires à la surface d'une bulle de cavitation, formations de quelques gouttelettes – (d) : éjection de gouttelettes depuis la surface instable d'une bulle de cavitation	212
Figure C.44 : Excitation d'une masse liquide, pulvérisation par action couplée des ondes capillaires et des bulles de cavitation – (a) : $f=16,62kHz$ – $U=160mV$, éclatement d'une bulle de cavitation à la surface – (b) : $f=16,92kHz$ – $U=120mV$, allure du brouillard de gouttes.....	213
Figure C.45 : 4 images successives d'une séquence – $f=1,2kHz$ – $U=160mV$ – Dispositif actif en position verticale – temps écoulé entre la 1 ^{ère} et la 4 ^{ème} image : 0.16 seconde	214
Figure C.46 : Atomisation ultrasonique : 3 images d'une séquence – $f=13.35kHz$ – $U=110mV$ – diamètre du jet : $1,64mm$ – $Q_{ml}=2,5kg/h$ – (a) : système actif éteint – (b) : instant de la mise en route du système actif – (c) : atomisation intégrale et fine du jet liquide - temps écoulé entre images (a) et (c) : 3.2 secondes	214
Figure C.47 : D_{32} et D_{10} mesurés pour l'eau aux fréquences d'excitation de $1.2kHz$ et $16,6kHz$ – Comparaison avec des résultats de la littérature	216

Figure C.48 : Evolution du D_{32} en fonction de la tension d'alimentation de l'actionneur pour l'éthanol – $f=16.6\text{kHz}$	217
Figure C.49 : Evolution de $(I-T)$ en fonction de la tension d'alimentation de l'actionneur pour l'éthanol – $f=16,6\text{kHz}$	218
Figure C.50 : Evolution du D_{32} en fonction de $(\sigma/\rho)^{1/3}$ pour les 5 solutions testées – $f=16.6\text{kHz}$	219
Figure C.51 : Evolution du D_{32} en fonction de $(\sigma/\rho.f^2)^{1/3}$ pour les 5 solutions testées – $f=1.2\text{kHz}$ et 16.6kHz – Comparaison avec la corrélation établie par Lang (1962) et les résultats expérimentaux de Sindayihebura <i>et al.</i> (1997 (a) et (b))	220
Figure C.52 : Evolution du D_{32} en fonction de la vitesse d'injection liquide – eau – $f=14,8\text{kHz}$ – $U=80\text{mV}$ – sans écoulement d'air	221
Figure C.53 : Evolution du D_{32} en fonction de la vitesse de l'écoulement d'air co-courant – eau – $f=14,8\text{kHz}$ – $U=80\text{mV}$ – $V_l=0,93\text{m/s}$	223
Figure C.54 : Evolution de l'enveloppe du brouillard de gouttes – $V_l=0,9\text{m/s}$ – $V_g=0-10\text{m/s}$ – $f=14,7-14,3\text{kHz}$ – $U=0-90-110-140\text{mV}$	224
Figure C.55 : Evolution de l'enveloppe du film– $V_l=0,9\text{m/s}$ – $V_g=0-10\text{m/s}$ – $F=14,7-14,3\text{kHz}$ – $U=0-90-110-140\text{mV}$	225
Figure C.56 : Effet de la technique active sur la distribution granulométrique du brouillard de gouttes – $V_g=60\text{m/s}$ – $h_l=300\mu\text{m}$ – $V_l=0,9\text{m/s}$ – (a) : sans excitation – (b) : avec excitation : $F= 15.4\text{kHz}$ – $U=140\text{mV}$	226

LISTE DES TABLEAUX

Tableau A.1 : Outils de modélisation des mécanismes de brisure primaire	49
Tableau A.2 : Corrélations empiriques et théoriques pour la prédiction des mécanismes de brisure primaire	50
Tableau A.3 : Calcul de la fréquence f_0 délimitant les régimes d'ondes de capillarité et de gravité.....	94
Tableau A.4 : Calcul du paramètre A pour le kérosène.....	95
Tableau A.5 : Calcul du paramètre ω^* pour chacun des fréquences angulaires de l'étude ultrasonique.....	95
Tableau A.6 : Calcul des paramètres d'accélération et d'amplitude critiques d'excitation pour que l'atomisation débute lors de la mise en oscillation forcée d'un liquide – Application au cas du kérosène pour des diamètres de gouttes compris entre $30\mu\text{m}$ et $70\mu\text{m}$	96
Tableau A.7 : Corrélations sur la pulvérisation ultrasonique de liquide	96
Tableau A.8 : Paramètres influant sur la pulvérisation ultrasonique des liquides	98
Tableau B.1 : Données techniques fournies par l'entreprise PI sur l'actionneur choisi pour les expérimentations.	110
Tableau B.2 : Dimensions du socle, des poutres calculées et conçues pour l'atomisation ultrasonique d'un liquide – Fréquences des modes de vibration de la poutre calculée	112
Tableau B.3 : Fréquences et amortissements des modes identifiés lors de l'analyse modale du système actif dans le plan (x,y)	118
Tableau B.4 : Fréquences et amortissements des modes identifiés lors de l'analyse modale du système actif dans le plan (x,z)	119
Tableau B.6 : Accélération effective mesurée pour chaque tension d'excitation : valeurs numériques et pourcentage de variation.....	125
Tableau B.7 : Accélération et amplitude mesurées pour chaque tension d'excitation ($f=17.4\text{kHz}$).....	126
Tableau B.8 : Grandeurs caractéristiques.....	131

Tableau B.9 : Gamme de valeurs des vitesses liquide et gaz testées	149
Tableau B.10 : Coordonnées des points de mesure – Etude granulométrique.....	150
Tableau B.12 : Calcul des couches limites en laminaire et turbulent Comolet (1982).....	154
Tableau B.13 : Données numériques sur l'ensemble des paramètres étudiés dans la couche limite	161
Tableau B.14 : Valeurs numériques de l'épaisseur de vorticité déterminées à partir des résultats expérimentaux – Cas sans veine de Plexiglas.....	161
Tableau B.15 : Caractéristiques des phases liquide et gazeuse.....	164
Tableau B.16 : Estimation des nombres adimensionnels spécifiques aux mécanismes de cisaillement d'un film liquide d'après les valeurs minimales et maximales des caractéristiques de chacune des phases	165
Tableau B.17 : Calcul du nombre de Bond en conditions réelles ou expérimentales	165
Tableau B.18 : Propriétés physiques des liquides nébulisés par la pulvérisation ultrasonique	166
Tableau B.19 : Calcul de la fréquence f_0 délimitant les régimes d'ondes de capillarité et de gravité.....	167
Tableau B.20 : Calcul du paramètre A pour chacune des solutions de l'étude ultrasonique ..	168
Tableau B.21 : Calcul du paramètre ω^* pour chacun des fréquences angulaires de l'étude ultrasonique.....	168
Tableau C.1 : Valeurs du D_{32} (μm) en fonction de V_g et h_l	202
Tableau C.2 : Valeur moyenne du paramètre α_n en fonction de l'épaisseur de film liquide .	206
Tableau C.3 : Rappel des propriétés physiques des liquides nébulisés par la pulvérisation ultrasonique.....	215
Tableau C.4 : Données expérimentales sur les D_{32} mesurés pour différentes solutions	219

NOMENCLATURE

Lettres latines

Symbole	Signification	Unité
a	Accélération	[m/s ²]
a _c	Accélération critique	[m/s ²]
A	Amplitude d'oscillation des ondes longitudinales	[m]
b	Épaisseur de la lame liquide formée par les instabilités primaires	[m]
C _d	Coefficient de traînée	-
C _L	Préfacteur ondes longitudinales	-
C _T	Préfacteur ondes transverses	-
D ₁₀	Diamètre moyen numérique	[m]
D ₃₂	Diamètre moyen de Sauter (SMD)	[m]
g	Gravité	[m/s ²]
h _g	Épaisseur de la veine d'air	[m]
h _l	Épaisseur du film liquide	[m]
H	Facteur de forme ou Fonction de transfert	-
k	Nombre d'onde	[m ⁻¹]
k _c	Nombre d'onde critique	[m ⁻¹]
f	Fréquence	[Hz]
L _a	Longueur d'atomisation	[m]
L _c	Longueur de rupture	[m]
Q _l	Débit liquide volumique	[m ³ /s]
Q _{l,crit}	Débit liquide volumique critique	[m ³ /s]
Q _{l,max}	Débit liquide volumique maximal	[m ³ /s]
Q _{ml}	Débit liquide massique	[kg/s]
T	Transmission	-
U	Tension électrique	[V]
V _c	Vitesse de propagation des ondes de surface	[m/s]
V _g	Vitesse de l'écoulement d'air	[m/s]
V _l	Vitesse de l'écoulement liquide	[m/s]
(x,y,z)	Repère cartésien	-

Lettres grecques

Symbole	Signification	Unité
α	Amplitude d'oscillation de la surface active	[m]
α_c	Amplitude d'oscillation critique de la surface active	[m]
δ	Epaisseur de la couche limite	[m]
δ_1	Epaisseur de déplacement ou de refoulement	[m]
δ_2	Epaisseur de quantité de mouvement	[m]
δ_ω	Epaisseur de vorticité	[m]
ΔP	Variation de pression	[Pa]
Φ	Flux de gouttes produites	[nbre de gouttes/m ²]
λ_L	Longueur d'onde longitudinale	[m]
λ_{RT}	Longueur d'onde de Rayleigh-Taylor	[m]
λ_T	Longueur d'onde transverse	[m]
μ	Viscosité dynamique	[kg/m.s]
ν	Viscosité cinématique	[m/s ²]
ρ	Masse volumique	[kg/m ³]
σ	Tension superficielle	[kg/s ²]
τ	Taux de cisaillement	[s ⁻¹]
τ_g	Frottement	[kg/m.s ²]
ω	Pulsation	[s ⁻¹]
ω_0	Pulsation délimitant les régimes d'ondes de capillarité et de gravité	[s ⁻¹]
ω^*	Pulsation adimensionnelle	-

Nombres adimensionnels

Symbole	Signification	Formulation
M	Rapport de quantité de mouvement	$M = \frac{\rho_g V_g^2}{\rho_l V_l^2}$
Re_g	Reynolds défini sur la veine d'air	$Re_{h_g} = \frac{V_g h_g}{\nu_g}$
Re_{δ_ω}	Reynolds défini sur l'épaisseur de vorticité	$Re_{\delta_\omega} = \frac{V_g \delta_\omega}{\nu_g}$
We_{δ_ω}	Weber défini sur l'épaisseur de vorticité	$We_{\delta_\omega} = \frac{\rho_g V_g^2 \delta_\omega}{\sigma}$
Bo	Bond	$Bo = \frac{\rho g h_l^2}{\sigma}$

GLOSSAIRE

Un certain nombre d'appellations seront employées par la suite pour qualifier des grandeurs, des phénomènes ou encore des types d'ondes ou d'instabilités. Ces termes seront explicités au fur et à mesure du rapport de thèse. Toutefois pour permettre au lecteur de connaître ces quelques notions avant d'en apprendre davantage à leur sujet, ce glossaire propose une description rapide et qualitative de ces concepts.

Ondes de gravité et de capillarité

La formation d'ondes à la surface d'une couche liquide résulte de l'application de deux types de forces : les forces de gravité ou les forces de capillarité. Le type d'ondes de surface est sélectionné suivant la nature de la force prédominante.

Tension superficielle :

Propriété moléculaire qui résiste à l'expansion de la surface d'un liquide. Les forces de tension de surface doivent être surpassées par les forces aérodynamiques, centrifuges ou de pression pour que l'atomisation ait lieu.

Instabilité de Kelvin-Helmholtz

Lorsque deux couches de fluides sont superposées et se déplacent parallèlement l'une à l'autre dans la même direction et à des vitesses différentes, un cisaillement de l'interface se produit. Ce dernier se manifeste par le développement d'ondes de surface (vagues) se déplaçant dans le sens de l'écoulement.

Instabilités de Rayleigh-Taylor

Mécanisme par lequel, lorsque deux couches de fluides de densités différentes sont superposées et qu'une accélération (gravité) est dirigée du fluide lourd vers le fluide léger, des amas du fluide lourd pénètrent le fluide léger.

Instabilités de Rayleigh (ou de Plateau-Rayleigh)

Mécanisme par lequel un cylindre liquide se rompt en une suite de gouttes lorsque sa surface initialement stable est sujette à une oscillation.

Instabilités de Faraday

Instabilités naissant à la surface d'une masse liquide soumise à une oscillation perpendiculaire à son interface, de fréquence et d'amplitude variable.

INTRODUCTION

Cette thèse, cofinancée par la Direction des Programmes Aéronautiques Civils (DPAC) et la Délégation Générale pour l'Armement (DGA), s'inscrit dans le cadre du projet d'INitiative en Combustion Avancée. Initié en 2002 entre Snecma, l'ONERA et le CNRS, le projet INCA a pour objectif de mener d'importants programmes de recherche se rapportant au mécanisme fondamental du fonctionnement des moteurs aéronautiques et spatiaux : la combustion. Les programmes se divisent selon quatre problématiques scientifiques:

- Dynamique de la combustion et son contrôle
- Injection et Mélange
- Emissions et Environnement
- Phénomènes pariétaux et Rayonnement

L'optimisation de la pulvérisation de carburant liquide fait partie du thème Injection et Cokéfaction du programme Injection et Mélange.

Avant de présenter le travail de recherche effectué pendant ces trois années, les besoins industriels dans le domaine des moteurs aéronautiques ayant menés à ce projet et les questions scientifiques qu'ils traduisent seront exposés.

Injection de carburant dans les turboréacteurs : principe et besoins industriels

L'apport énergétique nécessaire à la propulsion d'appareils aéronautiques et spatiaux est obtenu par la combustion d'un mélange carburant/comburant dans la chambre de combustion. Cet élément est donc le siège de plusieurs phénomènes physiques complexes (Figure 1) qui restent à ce jour mal connus et font donc l'objet de nombreuses activités de recherches scientifiques.

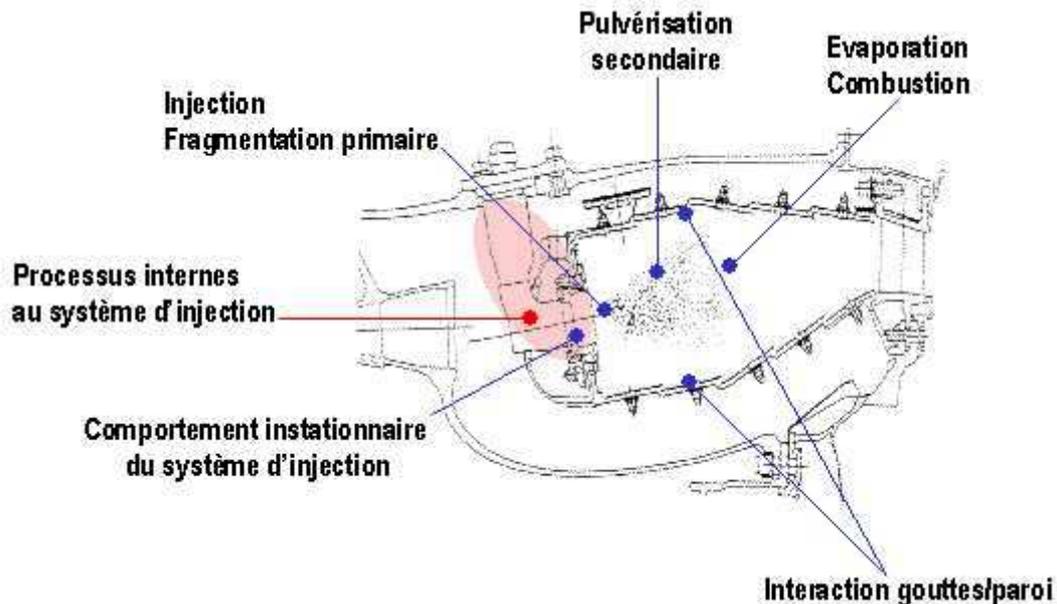


Figure 1 : Coupe de la chambre de combustion d'un turboréacteur

La présente étude se focalise sur l'injection du carburant dans les moteurs d'avions et d'hélicoptères. Les systèmes d'injections des moteurs aéronautiques sont basés sur les principes de pulvérisation mécanique ou aéro-mécanique qui reposent tous deux sur une vitesse relative élevée entre le liquide et le gaz environnant.

Dans le cas des injecteurs mécaniques, le carburant est expulsé via un orifice de petite taille (typiquement $300\mu\text{m}$) à une pression extrêmement élevée (140kPa à $5,5\text{MPa}$) dans un environnement au repos. Plus la pression d'injection est élevée, plus la vitesse du carburant sera grande et donc l'atomisation de qualité. Un apport d'énergie important et ininterrompu est donc nécessaire pour obtenir une pulvérisation continue de qualité. Ce système, bien que fiable et efficace s'avère très coûteux en terme d'énergie.

Dans le cas des injecteurs aéro-mécaniques ou airblast (nous emploierons l'appellation anglo-saxonne dans la suite du manuscrit), une nappe annulaire de faible épaisseur (de l'ordre de $300\mu\text{m}$) et s'écoulant à vitesse réduite ($V_l < 5\text{m/s}$) est cisailée entre deux écoulements d'air contrarotatifs à forte vitesse ($70\text{m/s} < V_g < 100\text{m/s}$) issus des étages de compression du turboréacteur. La contrainte de cisaillement imposée par l'écoulement d'air à forte vitesse et appliquée à la nappe mène à sa rupture en un brouillard de gouttelettes.

La forme la plus commune d'airblast est celle où le liquide est d'abord déployé sous forme d'un film conique fin ou bien sous la forme d'un dépôt de gouttes formant un film sur une surface dite de prefilming (Figure 2). Le carburant subit donc une première contrainte de cisaillement sous la forme d'un film avant d'être exposé à des écoulements d'air à grandes vitesses sur chacune de ses faces. Ce type de géométrie est nommé injecteur airblast avec prefilming (Figure 3). Ces injecteurs possèdent de meilleures performances d'atomisation que ceux sans prefilming pour lesquels le liquide est injecté dans l'écoulement d'air sous forme d'un ou de plusieurs jets discrets (Lefevbre, 1989).

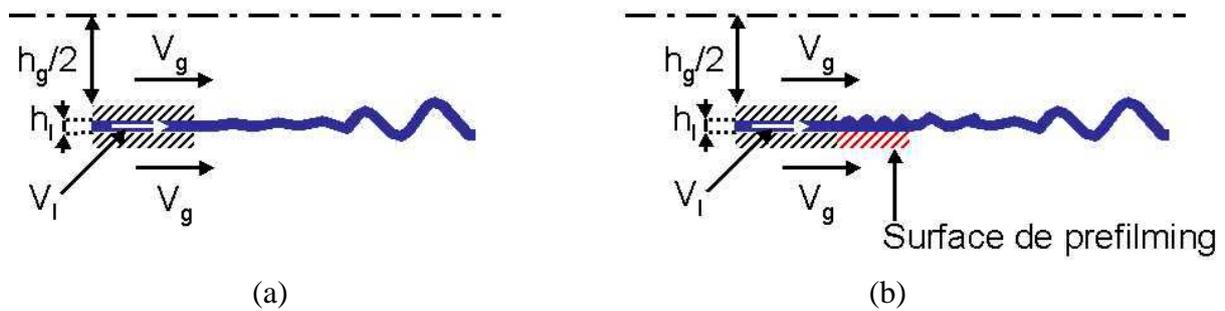


Figure 2 : Représentation schématique d'un injecteur aérodynamique sans (a) et avec (b) surface de prefilming

C'est ce dernier principe d'injection, plus efficace pour un apport d'énergie moindre, qui est majoritairement employé dans les moteurs aéronautiques. Il nécessite toutefois des écoulements d'air à forte vitesse pour assurer une pulvérisation de qualité. La qualité de la pulvérisation se traduit par la finesse du brouillard de gouttes résultant. En effet plus les gouttes seront petites plus la surface d'échange entre l'air et le carburant sera élevée et donc la combustion de qualité.

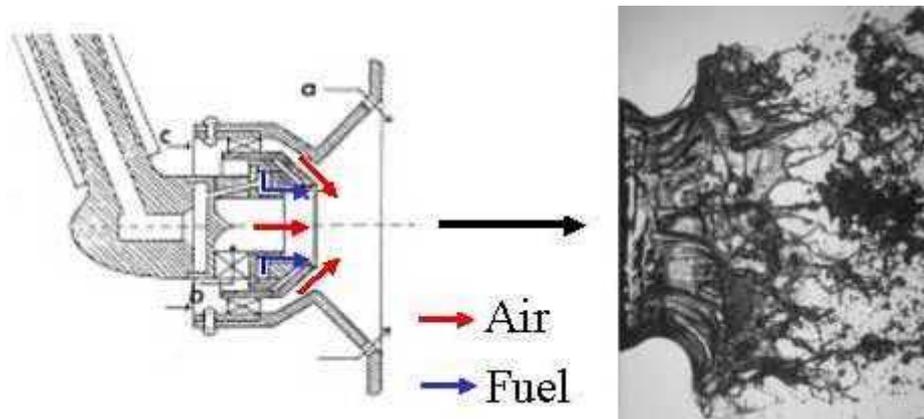


Figure 3 : Coupe d'un injecteur de type airblast avec surface de prefilming – Photographie de la rupture d'une nappe annulaire par des écoulements d'air à forte vitesse

Toutefois, lors de l'allumage d'un moteur la vitesse des écoulements d'air, de l'ordre de 30m/s, ne permet pas d'imposer une contrainte de cisaillement assez forte pour obtenir une pulvérisation suffisamment fine et donc pour garantir une combustion efficace. De plus, lors d'un ré-allumage en altitude, les conditions de faibles pression et température ambiantes rendent la pulvérisation encore plus difficile en modifiant les caractéristiques physiques du carburant.

Pour remédier à ces problèmes, les industriels ont jusqu'à présent recours soit à des injecteurs supplémentaires de types mécaniques, dits injecteurs pilotes, mis en route en conditions de bas régime, soit à des injecteurs à double circuit où cette fois un système de clapet permet l'alimentation d'un circuit de carburant secondaire lorsque le primaire n'assure pas un débit suffisant. Ces solutions présentent les inconvénients d'une conception plus difficile, de moteurs plus lourds nécessitant une maintenance plus importante et enfin créent des risques d'obturation des orifices par cokéfaction en raison de la présence de carburant stagnant dans des environnements chauds.

La tendance actuelle des motoristes est donc de trouver des concepts d'injection innovants, en rupture avec les architectures classiques et opérationnels quel que soit le régime

de fonctionnement du moteur.

Ces nouveaux concepts doivent répondre aux trois problématiques actuelles concernant les turboréacteurs que sont le souci d'une sécurité sans faille, la nécessité d'un impact le plus faible possible sur l'environnement avec la réduction des émissions polluantes (NO_x , CO_2 , suies..) et un coût compétitif.

Si l'on transpose ces enjeux au niveau des systèmes d'injection de carburant il faut donc assurer une pulvérisation satisfaisante, synonyme d'une combustion optimisée. Une combustion de qualité implique une réduction de la consommation de carburant et aussi des émissions de polluants. Cette efficacité doit être garantie quelles que soient les conditions de fonctionnement du moteur que ce soit lors de l'allumage, du régime de croisière ou bien du ré-allumage d'un moteur en altitude.

C'est dans ce contexte que s'inscrit le travail de thèse.

Enjeux et plan de l'étude scientifique

Dans les injecteurs aérodynamiques, lorsque la nappe liquide annulaire est cisailée par des écoulements d'air à forte vitesse, des instabilités naturelles se développent à l'interface gaz-liquide. C'est l'amplification de ces instabilités qui mène à la rupture de la nappe liquide en un brouillard de gouttelettes. Lorsque la vitesse de l'écoulement d'air est amoindrie ou que les conditions extérieures altèrent les propriétés physiques du carburant (hausse de la viscosité), les instabilités peinent à se développer menant à une pulvérisation très grossière.

Améliorer les performances d'un système d'injection revient donc à favoriser le développement d'instabilités à l'origine d'un processus efficace de rupture de masse liquide.

Pour ce faire, des recherches sont actuellement menées sur des systèmes appelés actionneurs et utilisés pour favoriser les mécanismes d'atomisation. Ces actionneurs trouvent de nombreuses applications et peuvent être exploités sur les phases liquide ou gazeuse afin d'amplifier les mécanismes de rupture déjà présents ou d'en générer de nouveaux.

Proposer un système d'injection en rupture avec les configurations motoristes actuelles nécessite la connaissance et la compréhension des phénomènes physiques sous-jacents aux difficultés technologiques : les mécanismes de pulvérisation de films, de nappes et de fragmentation de gouttes. La première partie de ce manuscrit s'attachera donc à dresser un état de l'art des informations théoriques et empiriques obtenues lors de précédentes études. L'accent sera volontairement porté sur le cas de la déstabilisation d'un film liquide s'écoulant sur une surface. Cette configuration figure la zone de prefilming des injecteurs airblast car la technique active développée dans le cadre de cette étude opère sur la phase liquide par le biais d'un support.

Le choix de la méthode employée pour optimiser le mécanisme d'atomisation a fait l'objet d'une étude bibliographique recensant et comparant les différentes méthodes actives exploitées à ce jour. La première partie sera donc complétée par le bilan dressé à la suite de cette recherche. Une classification des différentes techniques, leurs principes et les résultats majeurs obtenus lors de leurs exploitations seront donc exposés pour mener sur une discussion justifiant notre choix. La méthode sélectionnée, son principe, les travaux antérieurs la concernant et sa mise en œuvre seront ensuite développés.

Dans une seconde partie, les outils expérimentaux développés et exploités pendant la thèse ainsi que la phase de caractérisation nécessaire au bon déroulement de l'étude scientifique seront détaillés. Un banc expérimental complet a été conçu pour les besoins de cette thèse, ses différents éléments ainsi que les contraintes liées à son dimensionnement seront donc présentés. Cette thèse est avant tout expérimentale si bien que plusieurs

techniques de mesures ont été exploitées tout au long de l'étude. Les outils propres à chaque méthode, le principe des mesures et les difficultés rencontrées lors de leurs mises en œuvre seront exposés. Enfin, réaliser une étude sur l'atomisation d'une phase liquide par une phase gazeuse nécessite une connaissance précise des caractéristiques de la phase gazeuse. La soufflerie ayant été bâtie lors de la thèse il a donc été nécessaire de débiter les expériences par une campagne visant à s'assurer de la qualité du champ aérodynamique puis à en mesurer les grandeurs caractéristiques.

L'objectif de cette thèse est d'optimiser la pulvérisation d'un liquide par le biais d'une méthode active. Avant de tester la technique active choisie, il a d'abord été nécessaire d'analyser qualitativement et quantitativement le mécanisme d'atomisation par cisaillement sur notre installation. La technique active a ensuite été mise au point et étudiée indépendamment de la maquette d'injecteur. La dernière étape du travail expérimental a consisté à combiner les deux processus d'atomisation et à établir si les performances d'un injecteur de type airblast se trouvaient ou non améliorées. C'est donc suivant cet enchaînement logique que les résultats expérimentaux seront présentés dans la troisième et dernière partie de ce mémoire.

Pour conclure cette introduction, des tableaux récapitulent les caractéristiques principales de fonctionnement des injecteurs airblast dans les moteurs aéronautiques. Ce sont ces conditions qui ont servi de point de départ à cette étude pour la définition du banc expérimental et des configurations expérimentales. Dans la réalité les conditions de température et pression varient en fonction des régimes, elles seront toutefois considérées comme constantes et respectivement égales à 20°C et 1bar dans cette étude.

Tableau 1 : Vitesses d'écoulement

	Allumage (sol et altitude)	Condition de croisière (en vol)
V_l (m/s)	<1	<5
V_g (m/s)	De 20 à 40	De 70 à 100

Tableau 2 : Géométrie de l'injecteur et propriétés physiques du kérosène (à 20°C)

Grandeur	Notation	Valeur
Epaisseur liquide	h_l (m)	$300 \cdot 10^{-6}$
Epaisseur gaz (écoulement cisailant l'intérieur de la nappe)	h_g (m)	$10 \cdot 10^{-3}$
Tension superficielle	σ (kg/s ²)	0.02323
Viscosité cinématique	ν (m ² /s)	$1.39 \cdot 10^{-6}$
Masse volumique	ρ (kg/m ³)	792.97

A. ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE

La transformation d'une masse de liquide en un brouillard de gouttelettes et la dispersion physique de petites particules dans une atmosphère gazeuse sont importantes dans plusieurs procédés industriels et ont de nombreuses applications en agriculture, en météorologie et en médecine.

Le processus d'atomisation consiste en la désintégration d'un jet, d'un film ou d'une nappe liquide par l'énergie cinétique du liquide, ou par l'exposition à un écoulement d'air ou de gaz à grande vitesse ou encore par l'application d'une énergie mécanique extérieure par un dispositif vibrant ou tournant. En raison de la nature aléatoire de ce processus, le brouillard résultant est en général caractérisé par un large spectre de taille de gouttes.

Dans les chambres de combustion des turboréacteurs, le carburant liquide est désintégré en fines gouttelettes par des mécanismes d'instabilités dus à une vitesse relative élevée entre gaz et liquide et imposée par le système d'injection. Ce mécanisme d'atomisation est appelé cisaillement.

Dans la plupart des systèmes de combustion, une réduction de la taille moyenne des gouttes accroît la surface d'échange entre l'air et le carburant et permet ainsi d'atteindre un taux de mélange et d'évaporation élevé. Cela mène à un taux de dégagement de chaleur par unité de masse plus important, un allumage plus facile, des plages de combustion plus étendues et de plus faibles émissions polluantes (Lefevbre, 1989).

Pour améliorer la distribution granulométrique des brouillards de gouttes formés par des mécanismes de cisaillement nous proposons d'y coupler un second mécanisme d'atomisation. Celui-ci serait utilisé en complément pour les régimes de fonctionnement où les instabilités de cisaillement ne parviennent pas à assurer une pulvérisation de qualité, typiquement lorsque la vitesse de l'écoulement d'air est faible.

Ce chapitre a pour objectif de dresser un état de l'art sur les phénomènes de désintégration d'une masse liquide. Dans une première partie la déstabilisation d'un film, d'une nappe et d'un brouillard de gouttes par un écoulement d'air à forte vitesse sera présenté. Puis, après un résumé des différentes solutions envisageables pour le mécanisme d'atomisation complémentaire, le second processus de pulvérisation sera détaillé.

I. Instabilité de cisaillement

I.1. Facteurs influants et nombres adimensionnels

L'atomisation par cisaillement d'une masse liquide est principalement pilotée par la vitesse relative entre les deux phases. Ainsi, plus la vitesse de l'écoulement d'air est élevée, plus la déstabilisation est grande et donc plus l'atomisation de la masse liquide se trouve favorisée et de qualité. En revanche, accroître la vitesse liquide fournit à la masse liquide une énergie propre qui s'oppose aux efforts aérodynamiques et nuit au processus de rupture. Afin

d'établir des lois de comportement universelles, la plupart des auteurs tente d'identifier les paramètres adimensionnels pertinents. A ce jour ces lois ne sont pas accessibles et bien que les grandes lignes existent, le jeu des paramètres connus n'est pas figé.

Pour traduire le rapport des flux de quantité de mouvement des deux phases mises en jeu dans le processus de rupture par cisaillement, on définit le nombre adimensionnel M :

$$M = \frac{\rho_g V_g^2}{\rho_l V_l^2}$$
 où ρ et V désignent respectivement la masse volumique et la vitesse d'une phase et les indices g et l les phases gazeuse et liquide.

Outre les vitesses des phases, les propriétés physiques de la phase liquide influencent également le comportement de la masse liquide atomisée.

Ainsi, la tension superficielle du fluide pourrait être considérée comme stabilisante puisqu'elle figure la force résistant à la déformation de la surface liquide initiale. Cependant nous verrons que dans le cas de la rupture d'un jet liquide par instabilités de Rayleigh, la tension de surface revêt un rôle déstabilisant.

La viscosité du fluide tend quant à elle à stabiliser le fluide, plus particulièrement, son rôle est généralement d'inhiber le taux de croissance des instabilités. En effet lorsque les pertes visqueuses sont importantes, l'énergie disponible pour l'atomisation est moindre, le processus de désintégration se trouve retardé et s'il se produit plus en aval, dans des régions où la vitesse relative entre les deux phases est plus faible, la taille des gouttes formées est par conséquent plus importante. Dans les injecteurs de type airblast les vitesses liquides sont moins élevées que dans les injecteurs à pression, la taille des gouttes produites est par conséquent moins sensible aux variations de viscosité du liquide (Lefevbre, 1989).

Enfin, accroître la masse volumique entraîne une augmentation de la quantité de mouvement, de sorte que lorsque la masse volumique du liquide augmente, la phase liquide est plus difficile à déstabiliser.

On définit un certain nombre de paramètres adimensionnels traduisant la compétition entre les différentes forces présentes dans les processus de rupture.

Ainsi le nombre de Weber, We , correspond au rapport des forces d'inertie aux forces de tension de surface :

$$We = \frac{\rho \cdot V_0^2 \cdot D_0}{\sigma}$$

Où : ρ est la masse volumique en kg/m^3
 V_0 est la vitesse caractéristique en m/s
 D_0 est la longueur caractéristique en m
 σ est la tension de surface en kg/s^2

On verra plus loin que ce nombre a été utilisé par plusieurs auteurs pour classifier les différents régimes de rupture d'un jet.

Le nombre de Reynolds, Re , traduit le rapport entre les forces dynamiques et les forces de viscosité et s'exprime :

$$Re = \frac{\rho V_0 D_0}{\mu}$$

Où : μ est la viscosité dynamique en kg/m.s

Enfin le nombre d'Ohnesorge, Oh , davantage utilisé pour l'étude des gouttes après leur formation, figure le rapport entre les forces de viscosité interne et les forces de tension de surface :

$$Oh = \frac{\mu_L}{\sqrt{\rho_L \sigma d}} = \frac{\sqrt{We}}{Re}.$$

La liste des nombres présentés dans ce paragraphe n'est pas exhaustive. D'autres nombres adimensionnels ou paramètres pertinents seront en effet introduits au fur et à mesure de l'étude des mécanismes de rupture.

I.2. Mécanismes et instabilités de brisures primaire et secondaire

On rappelle que l'atomisation ou pulvérisation est un processus physique par lequel une masse de liquide (nappe, jet) est convertie en petites gouttes après avoir été soumise à des perturbations.

Dans notre cas, le travail porte sur des injecteurs de type airblast avec surface de prefilming.

Le carburant issu des réservoirs se présente donc dans un premier temps sous la forme d'un film liquide s'écoulant sur la surface de prefilming et offrant une seule interface de contact avec l'écoulement d'air à grande vitesse. L'interface entre le liquide et le gaz environnant étant une frontière déformable, des ondes peuvent donc s'y développer. Ces ondes se déplacent et peuvent mener à des structures quasi-périodiques ou bien chaotiques ou encore provoquer la rupture du film liquide. Les mécanismes de déstabilisation seront ici dus au cisaillement de l'air sur l'interface liquide/gaz.

Le film quitte ensuite la surface de prefilming pour former une nappe annulaire soumise à un cisaillement par les écoulements d'air, qui s'exerce cette fois de part et d'autre de la nappe. A ce cisaillement s'ajoute souvent des contraintes de torsions dues au caractère contrarotatif des écoulements d'air. La déstabilisation du film puis de la nappe menant à la formation de gouttelettes est appelée mécanisme de brisure primaire.

Enfin, une fois le brouillard de gouttes formé, il est là encore soumis à l'accélération de l'écoulement d'air qui peut provoquer des phénomènes de coalescences de gouttes ou encore de rupture de grosses gouttes en gouttes plus petites. Ces mécanismes concernent l'atomisation secondaire. Ainsi la gamme finale de tailles de gouttes dépend à la fois des tailles de gouttes produites lors de l'atomisation primaire et de l'importance des mécanismes secondaires.

L'ensemble de ces phénomènes résulte de la propagation d'ondes de surface qui, par leur caractère stable ou instable, peuvent éventuellement mener à la rupture d'un film ou d'une nappe liquide en gouttes. Le prochain paragraphe présente le principe de l'analyse de stabilité linéaire dont il sera question dans la suite de ce chapitre. C'est en effet cette méthode qui est communément employée pour caractériser et prédire le développement des processus instables menant à la pulvérisation.

Analyse de stabilité linéaire

La qualification d'une instabilité consiste en une analyse de stabilité linéaire qui a pour objectif de déterminer, de façon spatiale ou temporelle, l'évolution d'une perturbation infinitésimale de l'interface introduite artificiellement dans un écoulement.

Le champ de vitesse est défini comme la somme du champ moyen et de la petite perturbation. Ainsi dans le cas d'un écoulement moyen parallèle, c'est à dire où une seule coordonnée de l'espace intervient, le champ de vitesse est écrit sous la forme :

$$u(x, y, t) = U(y) + u'(x, y, t)$$

où U et u' désignent respectivement le champ moyen et la perturbation.

Le champ moyen est connu et est solution des équations de la dynamique des fluides (équation de continuité, équation d'Euler ou de Navier-Stokes selon les hypothèses) ainsi que des conditions aux limites. La perturbation est décomposée en modes normaux selon une analyse de Fourier, chaque mode étant caractérisé par son nombre d'onde k , avec $k = 2\pi/\lambda$ (λ = longueur d'onde) et sa pulsation ω , avec $\omega = 2\pi f$ (f = fréquence) :

$$u'(x, y, t) = \tilde{u}(y)e^{i(kx - \omega t)} \quad (x \text{ est considéré ici comme l'axe de propagation de l'onde}).$$

Les paramètres k et ω sont à priori complexes ($k = k_r + ik_i$, $\omega = \omega_r + i\omega_i$) et la solution physique est la partie réelle du membre de droite de l'équation précédente. Pour simplifier la résolution du problème, deux types d'analyses, temporelle ou spatiale, sont envisageables. Suivant l'analyse choisie le caractère réel ou complexe des paramètres k et ω change ainsi que les critères de détermination des modes instables du système, c'est à dire ceux pour lesquels la perturbation de l'interface se trouve amplifiée. Ainsi la théorie temporelle suppose que l'atténuation ou l'amplification de la perturbation est exclusivement temporelle, k est donc réel et la perturbation est amplifiée si la partie imaginaire ω_i est positive. Inversement, pour la théorie spatiale, ω est réel et k complexe et il y a amplification pour des valeurs de k_i négatives.

Le choix de la théorie spatiale ou temporelle peut parfois s'avérer délicat, toutefois Gaster (1962) montre que sous couvert d'une croissance faible de l'instabilité sur une période, les deux théories peuvent être liées par les relations suivantes : $k_r = k$, $\omega = \omega_r$, $-k_i = \frac{\omega_i}{\frac{d\omega_r}{dk}}$ où

les membres de droite sont issus de la théorie spatiale et les membres de gauche de la théorie temporelle.

La solution du système se présente sous la forme d'une équation reliant k à ω appelée équation de dispersion qui permet de calculer les modes du système et de déterminer si ce dernier est stable ou instable. Dans le cas où plusieurs modes instables existent, le système choisit généralement celui présentant le plus fort taux d'amplification, également appelé taux de croissance, *i.e.* ω_i ou $|k_i|$ le plus grand.

La théorie de stabilité linéaire et son application à divers phénomènes physiques font l'objet d'une analyse détaillée dans les ouvrages de Chandrasekhar (1961) et de Drazin et Reid (1981).

Avant d'aborder les mécanismes de brisure dus au champ aérodynamique, l'analyse du comportement d'un film liquide soumis à différentes contraintes est présentée.

I.2.1. Comportement d'un film liquide mince

Avant de s'intéresser aux instabilités dues au cisaillement aérodynamique, une vue d'ensemble des comportements typiques de films est présentée d'après une étude théorique de

Oron (1997). L'auteur propose d'étudier les phénomènes dynamiques qui se manifestent sur un film liquide soumis à l'action de contraintes mécaniques et thermiques. Ces phénomènes peuvent se traduire par des ruptures locales du film dans le sens de l'épaisseur, la propagation d'ondes et la formation de ligaments.

Pour cela, il propose une théorie mathématique basée sur l'analyse des phénomènes à longueur d'onde grande devant l'épaisseur du film ($\lambda \gg h$, avec h épaisseur du film liquide). On considère alors qu'il n'y a pas de gradient important dans la direction axiale (Figure A.1, suivant x) si bien que les variations axiales sont négligeables devant les variations normales (Figure A.1, suivant z). Cette théorie est utilisée dans plusieurs domaines physiques et particulièrement dans l'étude de films visqueux minces. Le modèle proposé par l'auteur s'inspire d'une étude initiée par Reynolds (1886) sur la théorie de la lubrification hydrodynamique valable lorsque le nombre de Reynolds de l'écoulement reste faible. L'auteur applique alors les approximations de la lubrification à un écoulement liquide visqueux, dont la face inférieure est bornée par une plaque horizontale et la face supérieure par une interface avec l'air ambiant au repos.

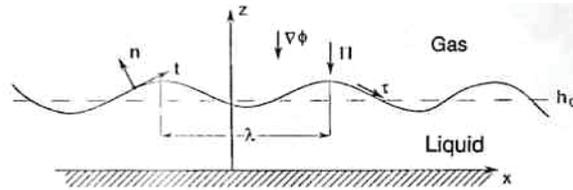


Figure A.1 : Représentation du film liquide dans l'étude de Oron (1997)

L'auteur considère le cas d'une interface soumise à des forces de pression, de volume, de tension visqueuse et de tension superficielle. Il inclut également un terme de forçage présentant des composantes normales et tangentielles. En appliquant les théories citées précédemment, Oron établit l'équation (A-1) qui donne l'évolution de la surface libre du film liquide :

$$\mu \partial_t h + \partial_x \left[(\tau + \partial_x \sigma) \left(\frac{1}{2} h^2 + \beta h \right) \right] - \partial_x \left[\left(\frac{1}{3} h^3 + \beta h^2 \right) \times \partial_x (\phi|_{z=h} - \sigma \partial_x^2 h - \Pi) \right] = 0 \quad (A-1)$$

avec : μ , ρ , ν , σ et β respectivement la viscosité, la densité, la viscosité cinématique, la tension de surface et le coefficient de glissement de la phase liquide ($\beta=0$ dans le cas d'un film continu)

ϕ : le potentiel de la force conservatrice s'exerçant sur la masse de fluide

Π : la contrainte normale imposée à l'interface

τ : la contrainte tangentielle imposée à l'interface

h : épaisseur locale du film liquide

A partir de cette équation générale, l'auteur discute la stabilité de plusieurs cas particuliers et met ainsi en évidence le rôle des différents paramètres de l'équation (A-1) qui peuvent se révéler stabilisants ou déstabilisants selon les cas. Nous proposons de discuter des effets du cisaillement, de la tension superficielle et de la gravité. Notre étude est réalisée à température constante, nous ne devrions donc pas observer de phénomènes dus à la thermocapillarité. Les résultats obtenus par Oron à ce sujet seront toutefois mentionnés en fin de paragraphe.

En ne considérant qu'un cisaillement constant dû au gaz et la tension de surface comme constante alors $\beta = \Gamma = \phi = 0$ et (A-1) devient :

$$\mu \partial_t h + \tau h \partial_x h + \frac{1}{3} \sigma \partial_x (h^3 \partial_x^3 h) = 0 \quad (\text{A-2})$$

Quand $\sigma = 0$, la résolution de l'équation (A-2) montre le développement d'ondes de surface axiales, se déplaçant dans le sens du cisaillement et dont la forme évolue vers l'aval avec un redressement progressif des ondes. Bien que sujet au développement d'ondes de surface le film liquide garde un caractère stable. Si la tension de surface est considérée comme constante et non nulle, le même type de solution est obtenu si ce n'est que l'évolution géométrique des ondes se trouve retardée. Ce résultat est consistant avec le rôle de la tension de surface qui consiste à lutter contre toute déformation de l'interface du film.

La Figure A.2 illustre l'évolution du taux de croissance adimensionnel s' de la perturbation en fonction du nombre d'onde adimensionnel k' .

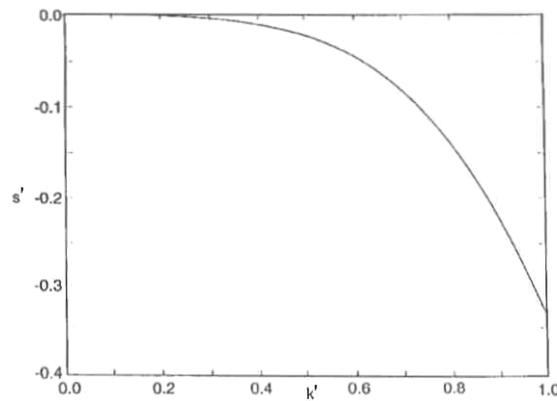


Figure A.2 : Taux de croissance adimensionnel s' ($s' = \text{Re}(s)h_0\mu/\sigma = k'^4/3$) de la perturbation interfaciale du film liquide en fonction du nombre d'onde adimensionnel k' ($k' = h_0k$) – Cas d'un cisaillement et d'une tension de surface constants – Comportement stable (Oron, 1997)

Il s'agit du résultat d'une analyse de stabilité linéaire effectuée après avoir introduit dans l'équation (A-2) une petite perturbation h' appliquée au film liquide : $h' = h_0 e^{(ikx + st)}$. En sachant qu'un taux de croissance négatif correspond à la décroissance d'une perturbation, il apparaît évident sur la Figure A.2 que le système demeure stable aux faibles longueurs d'ondes, typiquement $\lambda < h_0$.

Si l'on ne considère que l'effet de la gravité et la tension de surface comme constante, alors : alors $\beta = \Gamma = \partial_x \sigma = \tau = 0$ et $\bar{P} = \rho g h - \sigma \partial_x^2 h$ si bien que (A-1) devient :

$$\mu \partial_t h - \frac{1}{3} \rho g \partial_x (h^3 \partial_x h) + \frac{1}{3} \sigma \partial_x (h^3 \partial_x^3 h) = 0 \quad (\text{A-3})$$

L'impact stabilisant ou déstabilisant de la gravité g dépend de son orientation. Ainsi si g est orientée du film liquide vers le milieu environnant c'est à dire que l'accélération va du milieu dense vers le milieu moins dense, alors une perturbation interfaciale de faible amplitude peut mener à la rupture du film liquide qui se traduit par une épaisseur locale du film nulle. Ce type d'instabilité est dite de Rayleigh-Taylor et est mise en évidence par Yiantsios et Higgins (1989, 1991) dans le cas d'un film liquide disposé sous une plaque horizontale et par Oron et Rosenau (1992) dans le cas d'un fluide léger disposé sur une plaque horizontale et recouvert d'une couche de fluide plus lourd. A noter que ce comportement instable n'est pas illimité. En effet, comme le montre la Figure A.3, à partir d'un nombre

d'onde critique k_c , le taux de croissance de la perturbation devient négatif, la perturbation décroît donc au delà de cette valeur critique et le système redevient stable.

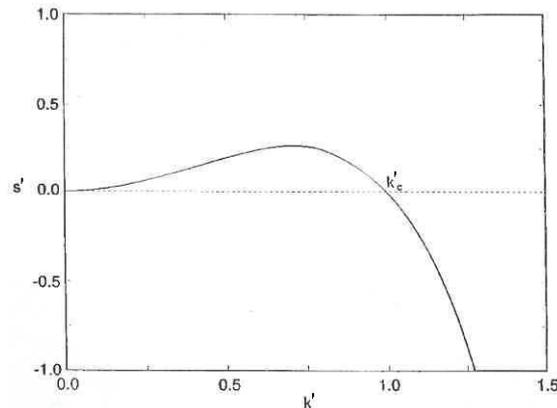


Figure A.3 : Taux de croissance adimensionnel s' ($s'=3\mu s/(\rho/g h_0)$) de la perturbation interfaciale du film liquide en fonction du nombre d'onde adimensionnel k' pour $Bo=1$ – Cas de la gravité orientée du film liquide vers le milieu environnant et d'une tension de surface constante – Comportement instable pour $0 < k' < k'_c$ et stable pour $k' > k'_c$ (Oron, 1997)

Pour maintenir un système au comportement instable il faut donc $0 < k < k_c$. Le nombre d'onde critique au delà duquel le système est stable est défini tel que: $k_c^2 \equiv \frac{\rho |g| h_0^2}{\sigma} \equiv Bo$. Le film liquide est donc instable si la perturbation a une longueur d'onde suffisamment grande pour que son nombre d'onde soit inférieur à la racine carrée du nombre de Bond, noté Bo . Ce dernier est un nombre adimensionnel comparant l'importance relative des effets de gravité et de capillarité.

En revanche lorsque g est orientée du milieu environnant vers le film liquide, il n'y a pas d'amplification d'une perturbation de l'interface et aucune instabilité ne se manifeste.

Enfin, toujours dans le cas d'un film liquide mince reposant sur une paroi horizontale, Oron analyse l'effet thermocapillaire se produisant lorsque des gradients de température sont appliqués au film liquide. Lorsque la température d'un liquide est accrue, la tension superficielle de ce même liquide est réduite. Si l'on considère une petite perturbation appliquée à la surface d'un film liquide, celle-ci présentera alors des zones de surpression et de dépression (dues à un "effet Bernoulli" et respectivement représentées par les signes + et – sur la Figure A.4).

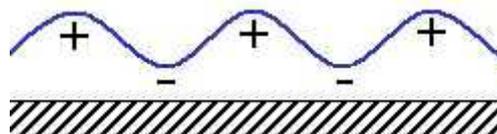


Figure A.4 : Zones de dépression et de surpression dans une couche liquide dont l'interface est ondulée

Si un transfert de chaleur est opéré vers le film, la force de tension superficielle se trouvera amoindrie, particulièrement dans les zones de dépression soumise à des températures plus élevées, provoquant une rupture locale de l'épaisseur du film. Ce phénomène, qui est favorisé par la viscosité du fluide traduit le caractère déstabilisant des effets de

thermocapillarité. Cet effet déstabilisant sera atténué par la gravité lorsque celle-ci est dirigée du milieu environnant vers l'interface du film. En revanche lorsque la gravité est orientée dans le sens opposé, les instabilités de Rayleigh-Taylor évoquée précédemment ne feront qu'accroître les instabilités générées par la thermocapillarité.

Nous allons à présent aborder l'enchaînement de mécanismes par lequel un volume liquide, initialement sous la forme d'un film s'écoulant sur un plan solide, se trouve désintégré en un brouillard de fines gouttelettes lorsqu'il est cisailé par un écoulement d'air co-courant.

I.2.2. Brisure primaire d'un film liquide soumis à un écoulement gazeux co-courant

La brisure primaire d'un film liquide s'écoulant sur une surface solide et perturbé par un écoulement d'air à grande vitesse est pilotée par des instabilités interfaciales.

D'après les recherches les plus récentes, le passage de l'état de film à l'état de brouillard de gouttes est dû à la succession de deux types d'instabilités.

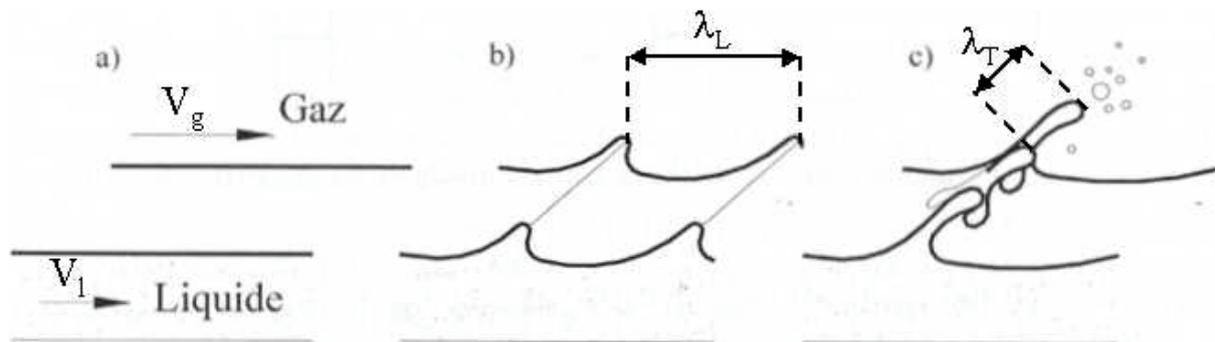


Figure A.5 : Illustration de la déstabilisation d'un film liquide s'écoulant sur une paroi par un écoulement d'air (Hong, 2003)

Dans un premier temps le courant gazeux qui s'écoule à grande vitesse sur une couche liquide lente va générer un cisaillement qui se traduit par le développement d'une instabilité dite primaire et de type Kelvin-Helmholtz (1871) (Figure A.5 de (a) vers (b)). Cela se manifeste par la formation de vagues transversales à l'écoulement progressant axialement le long du film liquide (Figure A.5 (b)) et caractérisées par leur longueur d'onde λ_L (l'indice L sera par la suite utilisé pour qualifier les paramètres se rapportant aux ondes générées par l'instabilité primaire, dites ondes longitudinales). Les études théoriques ou empiriques et leurs principaux résultats seront discutés dans le paragraphe consacré à l'instabilité primaire.

Les ondes longitudinales se déstabilisent ensuite en ligaments sous l'effet d'une modulation transverse (Figure A.5 (c)), l'espacement entre deux ligaments permet de définir la longueur d'onde de l'instabilité transverse que l'on notera λ_T (l'indice T sera employé pour qualifier les paramètres se rapportant aux ondes générées par l'instabilité secondaire, dites ondes transverses). L'origine de cette instabilité transverse trouve des explications différentes selon les auteurs. Ces considérations ainsi que les principales lois de comportement établies seront présentées dans le paragraphe consacré à l'instabilité secondaire.

Une fois formés, les ligaments liquides sont soumis à l'accélération du champ aérodynamique qui les étire jusqu'à leur rupture en gouttes par un mécanisme d'instabilités de type Rayleigh.

L'approche utilisée pour déterminer les caractéristiques des instabilités repose sur la linéarisation des équations du mouvement présentées précédemment. Il existe toutefois des grandeurs caractéristiques du cisaillement d'un film liquide autres que les longueurs d'ondes des instabilités. Dans le cas de la pulvérisation d'un film liquide, la prédiction de la distribution granulométrique et spatiale d'un brouillard de gouttes nécessite de pouvoir modéliser, en plus du développement des instabilités, l'évolution de caractéristiques telles que la longueur de rupture du film ou l'angle de ce spray¹. C'est pourquoi, avant de présenter les deux instabilités évoquées précédemment plus en détails, quelques grandeurs caractéristiques et les corrélations qui leurs sont associées seront abordées dans le paragraphe suivant.

Cisaillement d'un film liquide : notion de couche de mélange et grandeurs caractéristiques (Raynal, 1997)

Lorsque deux écoulements de vitesses voire de densités différentes s'écoulent parallèlement l'un à l'autre, une couche de mélange est formée lorsque les deux fluides en question s'interpénètrent. Sur la Figure A.6 qui présente l'évolution spatiale d'une couche de mélange, les indices 1 et 2 font respectivement références aux phases lente (et également lourde dans notre cas) et rapide.

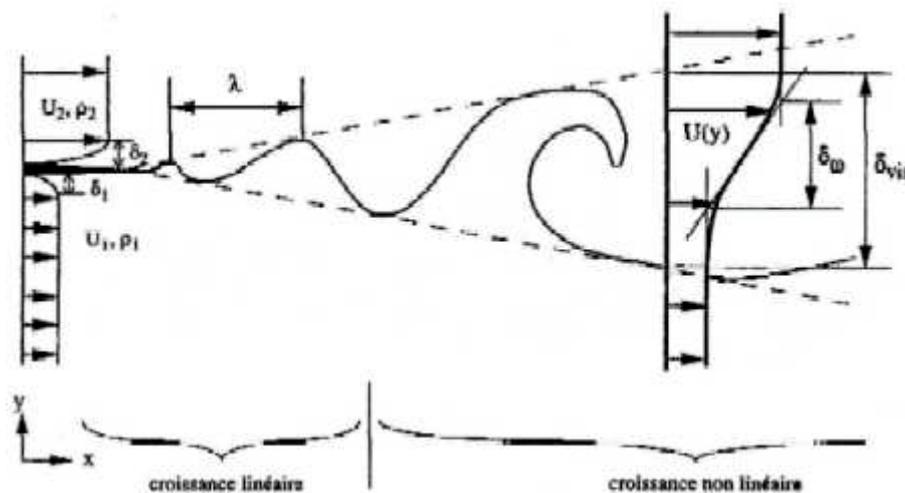


Figure A.6 : Couche de mélange spatiale (Raynal, 1997)

Les notations δ_1 et δ_2 désignent respectivement les épaisseurs de couche limite des phases lente et rapide. δ_{vis} est l'épaisseur visuelle de la couche de mélange qui permet de caractériser sa croissance. Cette épaisseur est déterminée à partir d'observations de l'écoulement. Enfin δ_ω figure l'épaisseur de vorticité que l'on détermine à partir des profils

$$\text{transversaux de vitesse moyenne par : } \delta_\omega = \frac{\Delta U|_{\max}}{\left. \frac{dU}{dy} \right|_{\max}} = \frac{U_2 - U_1}{\left. \frac{dU}{dy} \right|_{\max}}.$$

Nous verrons par la suite que l'épaisseur de vorticité joue un rôle prédominant dans le

¹ Le terme spray est l'appellation anglo-saxonne pour le brouillard de gouttes. Ces deux dénominations sont communément employées pour désigner le résultat de la pulvérisation d'une masse liquide et seront toutes deux utilisées dans ce manuscrit.

développement de l'instabilité primaire.

La Figure A.7 schématise la désintégration d'un film liquide s'écoulant sur une paroi et cisailé par un écoulement d'air à grande vitesse.

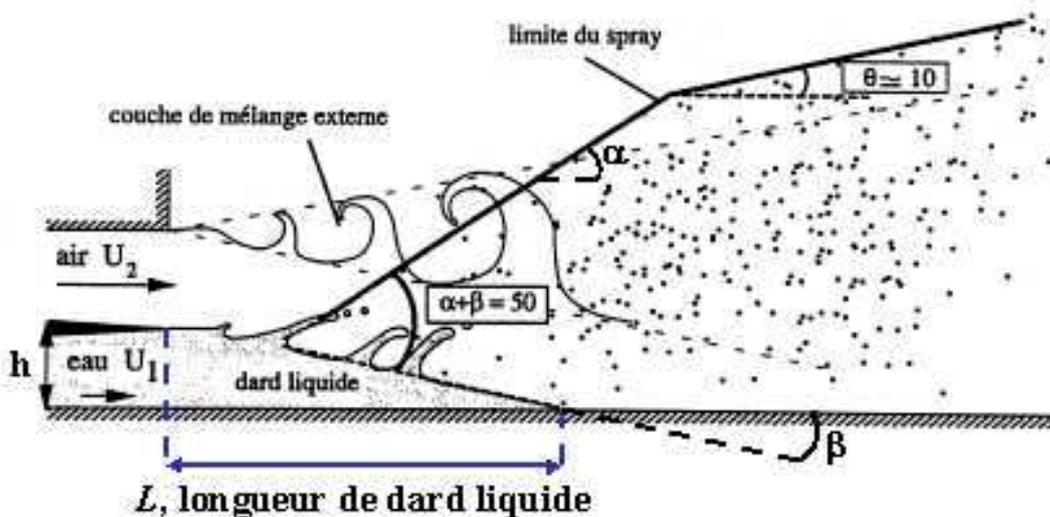


Figure A.7 : Atomisation d'un film liquide par un écoulement d'air à grande vitesse – Grandeurs caractéristiques de rupture (longueur de dard) et d'ouverture (angles de spray) (Raynal, 1997)

La longueur de dard liquide L , également nommée longueur intacte ou longueur de rupture, est la longueur nécessaire pour que le film liquide soit entièrement atomisé dès lors qu'il est soumis à l'accélération de l'écoulement d'air. Plus cette longueur est réduite, plus l'atomisation du film est rapide et donc le système d'injection efficace.

En appliquant un modèle essentiellement basé sur la conservation de la masse entre le débit liquide injecté et la quantité de liquide entraînée par le gaz, Raynal propose la corrélation suivante pour prédire l'évolution de la longueur de dard : $\frac{L}{2h_l} \approx \frac{6}{\sqrt{M}}$, h_l étant

l'épaisseur du film liquide, relativement importante dans le cas de l'étude de Raynal ($h_l=10\text{mm}$) et M le rapport de quantité de mouvement défini préalablement. Une étude paramétrique montre que cette corrélation donne une bonne estimation de la longueur mesurée tant que le paramètre M reste faible, c'est à dire $M < 15$. Au delà de cette valeur, l'évolution des points expérimentaux ne suit plus une loi en $M^{-1/2}$. De récentes mesures expérimentales effectuées par Ben Rayana (2006) sur la même installation expérimentale que Raynal confirme également cette tendance pour des valeurs de M allant jusqu'à 25.

Raynal a entrepris de déterminer une corrélation à partir de résultats expérimentaux tenant compte de l'influence des paramètres géométriques (épaisseur du film liquide), physiques (viscosité, tension superficielle du liquide) et des conditions initiales (conditions d'injections). De cette analyse est déduite l'expression :

$$\frac{L}{2h_l} = 0.5 + 307M^{-0.33} Re_{\delta_\omega}^{-0.66} \text{ avec } Re_{\delta_\omega} = \frac{U_2 \delta_\omega}{\nu_2}$$

On remarque que la tension superficielle n'intervient pas dans cette corrélation, Raynal a en effet montré que l'influence de ce paramètre est négligeable et qu'il n'est donc pas à prendre en compte.

La Figure A.7 définit également les deux angles caractéristiques du brouillard de

gouttes. Plus l'angle d'ouverture d'un spray est important, plus la phase liquide est dispersée et donc plus la surface d'échange entre liquide et air est grande, garantissant une combustion plus efficace et moins polluante. Dans les chambres de combustion des turboréacteurs où se trouvent plusieurs injecteurs, la connaissance de cet angle permet l'optimisation du positionnement des injecteurs les uns par rapport aux autres mais également par rapport aux parois de la chambre de combustion de façon à se prémunir de phénomènes de coalescence entre sprays ou de formation de film liquide sur les parois. C'est donc un paramètre important du processus d'atomisation d'un film liquide qu'il est nécessaire de pouvoir modéliser et prédire.

Le premier angle caractéristique est la somme entre l'angle α avec lequel les gouttes sont arrachées au film liquide en prenant la paroi sur laquelle s'écoule le film comme référence et β l'angle entre la surface libre "moyenne" du film liquide et cette même paroi. Cela revient donc à considérer l'angle entre la direction d'éjection des gouttes et la surface libre du film liquide ($\alpha+\beta$) qui s'avère quasiment constant et égal à 50° sur une large gamme de vitesses d'air.

Le second angle caractéristique θ figure le changement de trajectoire des gouttes lorsqu'elles pénètrent la couche de mélange. Il est estimé égal à 10° .

Les notions de couche de mélange, de longueur de rupture et d'angles de spray ayant été abordées, les prochains paragraphes s'attacheront à présenter les instabilités primaires et secondaires se développant à la surface d'un film liquide perturbé par un écoulement d'air co-courant.

Instabilité primaire

Lorsqu'une discontinuité de vitesse apparaît entre deux fluides, l'air et le carburant dans le cas des injecteurs de turboréacteurs, une instabilité interfaciale se développe et se manifeste par l'apparition de vagues à l'interface des deux fluides. Cette instabilité, dite de Kelvin-Helmholtz, a été observée et décrite en premier lieu par Helmholtz en 1868. Une explication qualitative réside dans l'apparition de zones de dépression et de surpression de part et d'autre d'une petite perturbation de l'interface. Comme illustré sur la Figure A.8, au voisinage d'une perturbation de l'interface, les lignes de courant se resserrent au niveau des crêtes (au dessus des sommets des ondes) tandis que ces mêmes lignes s'écartent au niveau des creux (en dessous des sommets des ondes). Le fluide accélère donc au dessus des sommets, provoquant une dépression, et ralentit en dessous des sommets, provoquant une surpression : ce mécanisme, dû à la conservation de l'énergie (équation de Bernoulli) amplifie donc la déformation de l'interface.

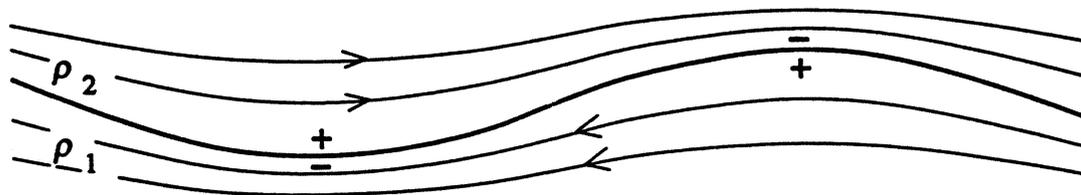


Figure A.8 : Lignes de courant de part et d'autre d'une perturbation de l'interface. Les signes + et - indiquent respectivement les zones de surpression et de dépression

La tension de surface s'oppose à cette amplification et est donc stabilisante puisqu'elle cherche à minimiser la surface de la nappe et donc à en conserver la planéité. En revanche,

l'écoulement aérodynamique amplifie ce phénomène et est donc déstabilisant puisque les écarts de pression sont liés au différentiel de vitesse.

Un exemple typique d'instabilité d'écoulement parallèle est révélé dans une expérience réalisée par Reynolds en 1883 et reprise par Thorpe (1971). Il s'agit de subitement incliner de quelques degrés un tube horizontal rempli d'une couche d'eau surmontant une couche de saumure colorée. La saumure plus dense descend, l'eau monte, développant une instabilité d'allure sinusoïdale à l'interface des deux fluides (Figure A.9). L'instabilité croît pour former des rouleaux réguliers s'enroulant en spirale. L'origine de cette instabilité n'est pas liée à la viscosité des deux fluides, qui ne joue ici qu'un rôle mineur en atténuant par diffusion la croissance de l'instabilité, mais à leur inertie.

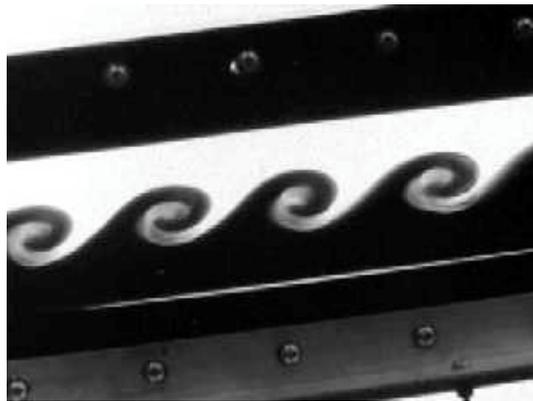


Figure A.9 : Instabilité de Kelvin-Helmholtz à l'interface cisailée entre deux fluides dans un tube de section rectangulaire (Thorpe, 1971)

Après les observations de Helmholtz, Kelvin réalisa une première étude de stabilité linéaire menant à la courbe de stabilité en 1871. Cette étude fut réalisée en considérant deux profils de vitesse homogènes présentant une discontinuité à l'interface, sans raccord, et en tenant compte des effets de gravité et de tension superficielle. La comparaison de résultats expérimentaux (Raynal, 1997) avec les courbes de taux de croissance tracées à partir de l'étude théorique de Kelvin montre un décalage entre la longueur d'onde de l'instabilité observée (\times et $+$ sur la Figure A.10) et la longueur d'onde la plus amplifiée prédite par la théorie.

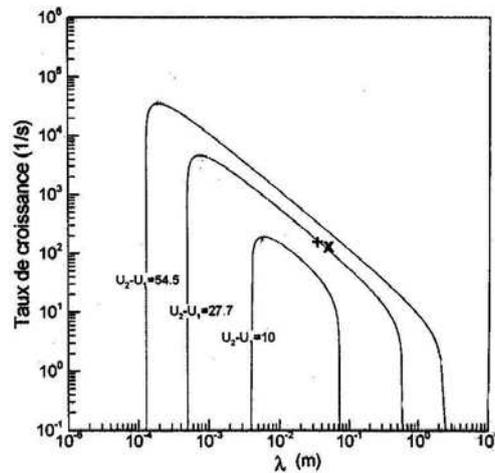


Figure A.10 : Taux de croissance de l'instabilité de Kelvin-Helmholtz – Les symboles \times et $+$ sont les résultats expérimentaux de Raynal (1997) (\times : $V_g=28\text{m/s}$ et $V_l=0.28\text{m/s}$, $+$: $V_g=55\text{m/s}$ et $V_l=0.55\text{m/s}$)

Il apparaît donc nécessaire de tenir compte du raccord de vitesse entre les deux phases lors de l'étude de stabilité linéaire. Cela conduit à introduire un certain nombre de paramètres supplémentaires tels que la nature, la localisation et l'épaisseur caractéristique de ce raccord.

En reprenant une étude menée par Drazin (1958), Michalke réalise des analyses temporelle (Michalke, 1964) et spatiale (Michalke, 1965) de stabilité linéaire à partir de profils en tangente hyperbolique. Ses résultats s'avèrent très proches de ceux obtenus par Raynal qui considère un raccord linéaire. Cette similitude justifie donc l'hypothèse simplificatrice d'un raccord linéaire.

Dans son étude de stabilité linéaire, Raynal étudie également l'influence de la localisation du raccord de vitesse en étudiant tour à tour le cas d'un raccord dans l'une ou l'autre des phases (Figure A.11 (a) et (b)) et le cas d'un raccord dans chaque phase (Figure A.11 (c)).

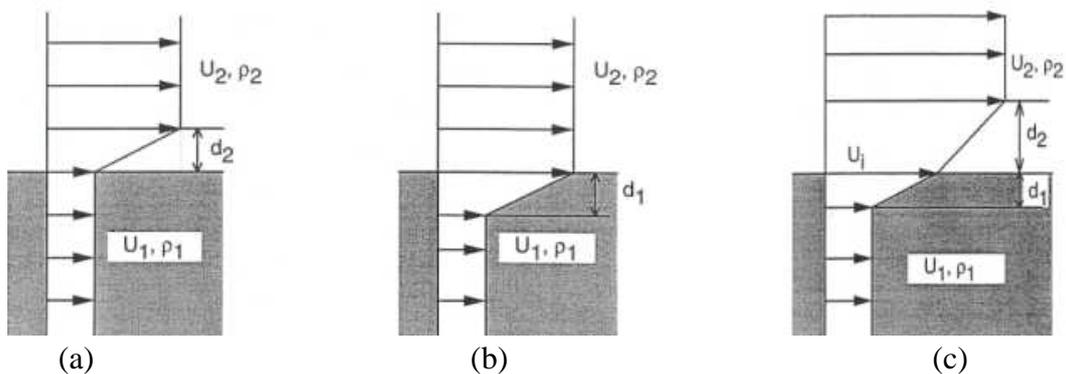


Figure A.11 : Raccords des profils de vitesse étudiés par Raynal (1997) – (a) : Un seul raccord dans la phase gazeuse, (b) : Un seul raccord dans la phase liquide, (c) : Un raccord dans chaque phase

Après une analyse linéaire, il apparaît que la configuration la plus pertinente est celle d'un raccord pris dans la phase gazeuse et que son épaisseur caractéristique est l'épaisseur de vortécité notée δ_ω .

Le mode le plus amplifié est alors caractérisé par :

$$\omega_i \propto \frac{\rho_g}{\rho_l} \frac{V_g - V_l}{\delta_\omega}$$

$$k\delta_\omega \propto \sqrt{\frac{\rho_g}{\rho_l}} \Leftrightarrow \lambda_L \propto C_L \cdot \delta_\omega \sqrt{\frac{\rho_l}{\rho_g}} \text{ où } C_L \text{ est un préfacteur}$$

L'analyse de stabilité linéaire menée par Raynal pour un fluide non visqueux prédit un préfacteur de l'ordre de 4. Des expériences réalisées par Ben Rayana *et al.* (2005, 2006) sur une maquette d'injecteur plan semblable à la notre avec une épaisseur de film plus élevée, indiquent que le préfacteur est de l'ordre de 1,6. Ces expériences ont été répétées pour différentes valeurs de l'épaisseur de l'écoulement d'air (2, 10 et 20mm) ou des vitesses d'air ($15\text{m/s} < V_g < 50\text{m/s}$) et d'eau ($0.13\text{m/s} < V_l < 0.45\text{m/s}$) et confirment que $C_L = 1.6 \pm 0.3$. Des expériences réalisées sur une maquette d'injection coaxiale par Marmottant (2004(b)) avaient également conclu à un préfacteur compris entre 1 et 2.

La différence entre les mesures expérimentales et la prédiction établie à partir de la théorie reste à ce jour inexpliquée et vient probablement d'hypothèses inappropriées émises lors de l'analyse de Raynal.

Concernant l'influence des caractéristiques physiques des fluides en jeu, une étude de Betchov et Szewczyk (1963) indique que pour une couche de mélange homogène en densité, la viscosité n'a pour effet que de diminuer le taux d'amplification de l'instabilité. Raynal a quant à lui analysé l'influence du rapport de densité et observé que plus les différences de densités sont grandes, plus le taux d'amplification décroît rapidement. En outre, les nombres d'ondes sélectionnés sont de plus en plus faibles impliquant des longueurs d'onde de plus en plus grandes (Figure A.12).

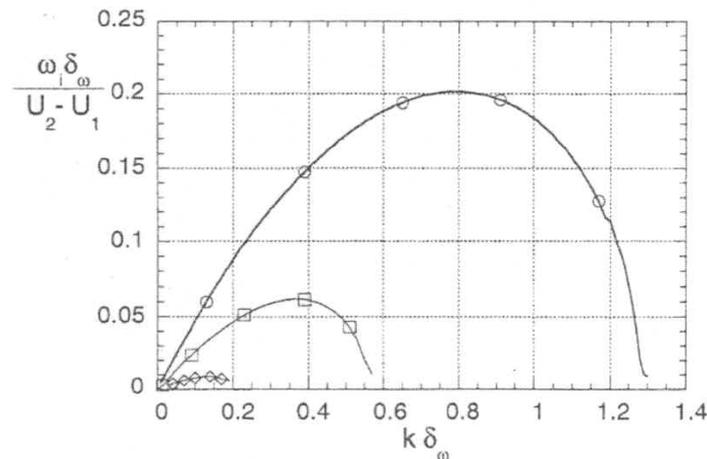


Figure A.12 : Taux d'amplification en fonction du nombre d'onde pour plusieurs rapports

ρ_g/ρ_l (\circ : $\rho_g/\rho_l = 1$ - \square : $\rho_g/\rho_l = 0.1$ - \diamond : $\rho_g/\rho_l = 0.01$) (Raynal, 1998)

Les vagues générées à la surface du film liquide par l'instabilité primaire sont sujettes à une instabilité transverse responsable de l'apparition de ligaments liquides. Le paragraphe suivant a pour objet de discuter la nature de l'instabilité formant ces ligaments et de présenter les principales corrélations permettant sa modélisation.

I.2.3. Instabilité secondaire et diamètre des gouttes formées

En se plaçant dans le référentiel lié aux structures générées par l'instabilité primaire, Dimotakis (1986) détermine l'expression suivante pour la vitesse de propagation V_c des ondes

$$\text{longitudinales : } V_c = \frac{V_g \sqrt{\rho_g} + V_l \sqrt{\rho_l}}{\sqrt{\rho_g} + \sqrt{\rho_l}} \quad (\text{A-4}).$$

La vitesse de déplacement des structures à la surface liquide est donc supérieure à la vitesse de la nappe liquide V_l . En supposant que les particules à la surface libre vont à la vitesse V_l du film liquide, ces particules sont accélérées au passage des ondes longitudinales. La nature et la direction de cette accélération laisse place à deux théories distinctes sur l'origine de l'instabilité secondaire.

Marmottant (2001) considère que l'accélération subie par les particules à la surface du film est d'une nature oscillatoire dans la direction normale à l'interface. Ces contraintes imposées au film liquide sont caractéristiques de l'atomisation d'une masse liquide par oscillations forcées qui survient lorsque l'amplitude de l'oscillation est suffisamment grande pour provoquer l'éjection de gouttelettes depuis la surface libre. Ce mécanisme de rupture a pour origine les instabilités dites de Faraday qui feront l'objet d'une description plus détaillée dans la suite de ce chapitre. Marmottant (2001) propose donc un modèle pour le mécanisme de formation des ligaments fondé sur les instabilités de Faraday. Il établit l'expression de la longueur d'onde transverse en se basant sur une analyse de stabilité linéaire de l'oscillation de la surface d'un jet provoquée par une accélération radiale due au passage des ondes longitudinales :

$$\lambda_{T_{MV}} = 3 \cdot \delta_\omega \cdot \left(\frac{\rho_l}{\rho_g} \right)^{1/3} We_{\delta_\omega}^{-1/3} \propto \sigma^{1/3} V_g^{-1} \quad (\text{A-5}) \text{ avec } We_{\delta_\omega} = \frac{\rho_g V_g^2 \delta_\omega}{\sigma}$$

L'un des raisonnements communément avancé suggère que lorsque les ligaments liquides sont formés, ils s'étirent et provoquent la formation de gouttes par un mécanisme d'instabilités de type Rayleigh. Il semble donc évident que le diamètre d'une goutte dépend directement du diamètre du ligament d'où elle est issue qui est lui-même fixé par la longueur de l'instabilité secondaire formant les ligaments.

Des mesures expérimentales de la taille des gouttes formées confirment cette proportionnalité, Marmottant détermine pour le diamètre arithmétique moyen la corrélation empirique : $D_{10_{MV}} \approx 0.1 \lambda_{T_{MV}}$.

Ce modèle a été vérifié expérimentalement sur une gamme de vitesses d'air inférieures à 60m/s. En travaillant sur une plus large plage de vitesse (V_g allant jusqu'à 180m/s), d'autres auteurs (Varga 2002, Hong 2003) montrent que la dépendance de la taille des gouttes à la tension superficielle serait en $\sigma^{1/2}$ plutôt qu'en $\sigma^{1/3}$ comme le prédit le modèle de Marmottant.

C'est à partir de ces observations que Hong *et al.* (2002) entreprennent l'analyse de ce même mécanisme d'instabilité secondaire mais selon une instabilité de Rayleigh-Taylor. Ils considèrent que l'instabilité secondaire est provoquée par l'accélération axiale des ondes longitudinales sous la contrainte du champ aérodynamique dans les mêmes direction et sens que l'écoulement. D'après une analyse de stabilité linéaire réalisée par Chandrasekhar (1961), la longueur d'onde de l'instabilité de Rayleigh-Taylor la plus amplifiée est :

$$\lambda_{RT} = 2\pi \sqrt{\frac{3\sigma}{\rho_l a}} \quad (\text{A-6}) \text{ où } a \text{ est l'accélération subie par l'onde longitudinale.}$$

Hong propose d'écrire l'accélération comme suit : $a = \frac{F}{m_n}$ où F est la force aérodynamique sur la nappe et m_n la masse liquide à accélérer que l'on formule respectivement :

$$F = \frac{1}{2} \cdot C_d \rho_g \cdot (V_g - V_c)^2 A_n$$

$$m_n = \rho_l A_n b$$

où b est l'épaisseur de la lame liquide formée par l'instabilité primaire (Figure A.13), V_c la vitesse de convection des structures, C_d le coefficient de traînée et A_n l'aire liquide normale à la force aérodynamique.

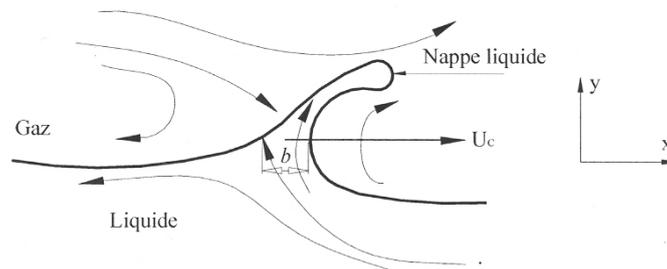


Figure A.13 : Formation de la lame liquide dans le repère se déplaçant avec la vitesse V_c (Hong, 2003)

En supposant que l'épaisseur de la lame liquide est proportionnelle à la longueur d'onde longitudinale, c'est à dire que : $b = \alpha_n \cdot \lambda_L = \alpha_n \cdot C_L \cdot \delta_\omega \cdot \sqrt{\rho_l / \rho_g}$, l'accélération a et λ_{RT} s'écrivent respectivement :

$$a = \frac{1}{2} \cdot \frac{C_d \rho_g}{\rho_l} \cdot \frac{(V_g - V_c)^2}{\alpha_n \lambda_L}$$

$$\lambda_{RT} = 2\pi \sqrt{\frac{6\sigma \alpha_n}{C_d \rho_g} \cdot \frac{\lambda_L^{1/2}}{V_g - V_c}} \quad (\text{A-7})$$

En remplaçant λ_L par l'expression tirée du modèle de Raynal, on détermine l'expression suivante pour la longueur d'onde de l'instabilité secondaire que l'on notera λ_T par la suite :

$$\lambda_T = C_T \cdot \delta_\omega \left(\frac{\rho_l}{\rho_g} \right)^{1/4} \left(\frac{\rho_g (V_g - V_c)^2 \delta_\omega}{\sigma} \right)^{-1/2} \quad (\text{A-8})$$

où C_T est un préfacteur défini sur les dimensions de l'onde longitudinale sur laquelle l'instabilité transverse se développe et estimé égal à 6,15 par Hong. En considérant $V_g/V_l \gg 1$, l'expression précédente se simplifie en :

$$\lambda_T \propto \delta_\omega \left(\frac{\rho_l}{\rho_g} \right)^{1/4} We_{\delta_\omega}^{-1/2} \propto \sigma^{1/2} V_g^{-5/4} \quad (\text{A-9})$$

Cette relation diffère légèrement de celle proposée par Marmottant puisque l'importance attribuée aux divers paramètres (rapport de densité, tension superficielle, vitesse du gaz) est sensiblement modifiée. Elle semble toutefois plus en accord avec les résultats d'expériences réalisées pour différents fluides ou maquettes d'injecteurs (Marmottant 2001, Varga 2002, Hong 2003, Ben-Rayana 2006).

La proportionnalité entre le diamètre des gouttes formées et λ_T leurs confèrent la même dépendance à V_g , tendance corrélée par des mesures expérimentales qui permettent de conclure :

$$D_{32} \propto V_g^{-n} \quad (\text{A-10})$$

avec $1.2 < n < 1.25$ (Hong, 2003) et $n \approx 1.3$ (Varga, 2002).

Des mesures réalisées sur le diamètre arithmétique moyen D_{10} donne une tendance légèrement différente (Hong, 2003) : $D_{10} \propto V_g^{-1}$ ($20\text{m/s} < V_g < 90\text{m/s}$).

I.2.4. Bilan sur les mécanismes de brisure primaire d'un film liquide

Les mécanismes de brisure primaire abordés dans ce chapitre ont mis en relief un certain nombre de paramètres permettant la modélisation de ces phénomènes. Des corrélations théoriques ou empiriques prédisant leurs évolutions en fonction de caractéristiques physiques ou géométriques ont également été présentées. La brisure primaire d'un film liquide étant au cœur de cette étude, nous proposons de résumer à l'aide de tableaux les différentes grandeurs utilisées pour modéliser les mécanismes de brisure primaire et les corrélations obtenues à ce jour.

Tableau A.1 : Outils de modélisation des mécanismes de brisure primaire

Rapport de densité	$\frac{\rho_l}{\rho_g}$
Rapport de quantité de mouvement	$M = \frac{\rho_g V_g^2}{\rho_l V_l^2}$
Nombre de Weber défini sur δ_ω	$We_{\delta_\omega} = \frac{\rho_g V_g^2 \delta_\omega}{\sigma}$
Nombre de Reynolds défini sur δ_ω	$Re_{\delta_\omega} = \frac{V_g \delta_\omega}{\nu_g}$

Avec δ_ω Epaisseur de vorticité telle que : $\delta_\omega = \frac{\Delta V}{\left. \frac{dV}{dy} \right|_{\max}} = \frac{V_g - V_l}{\left. \frac{dV}{dy} \right|_{\max}}$

Cette liste n'est toutefois pas exhaustive, si une analyse dimensionnelle est entreprise, d'autres nombres adimensionnels peuvent être identifiés. Le principe d'une telle analyse consiste dans un premier temps à lister l'ensemble des paramètres physiques et géométriques influant sur le phénomène étudié. On soustrait au nombre de paramètres le nombre de grandeurs dont leurs unités dépendent, le chiffre obtenu désigne la quantité de nombres adimensionnels   établir à partir des paramètres identifiés.

Dans notre cas, les paramètres physiques et géométriques affectant la déstabilisation d'un film liquide par un écoulement d'air co-courant sont :

- La viscosité de chacune des phases : μ_g, μ_l
- La masse volumique de chacune des phases : ρ_g, ρ_l
- La tension superficielle de la phase liquide : σ
- Les vitesses des écoulements : V_g, V_l
- Les épaisseurs de chaque phase : h_g, h_l
- Un paramètre lié à la géométrie interne de l'injecteur : δ_ω

On dénombre 10 paramètres dont les unités dépendent de 3 grandeurs que sont la longueur, la masse et le temps. Il faut donc identifier 7 nombres adimensionnels, les 3 complétant la liste établie dans le tableau précédent sont : $\frac{\mu_l}{\mu_g}, \frac{h_l}{h_g}$ et $\frac{h_l}{\delta_\omega}$.

Tableau A.2 : Corrélations empiriques et théoriques pour la prédiction des mécanismes de brisure primaire

L	Raynal (1997) : $\frac{L}{2h_l} \approx \frac{6}{\sqrt{M}}$, valable pour $M < 10$ $\frac{L}{2h_l} = 0.5 + 307M^{-0.33} \text{Re}_{\delta_\omega}^{-0.66}$
λ_L	Raynal (1997) : $\lambda_L \propto C_L \cdot \delta_\omega \sqrt{\frac{\rho_l}{\rho_g}}$ avec $C_L \approx 1.6$ (Ben Rayana <i>et al.</i> , 2006)
λ_T	Marmottant (2001) : $\lambda_{T_{MV}} = 3 \cdot \delta_\omega \cdot \left(\frac{\rho_l}{\rho_g}\right)^{1/3} We_{\delta_\omega}^{-1/3} \propto \sigma^{1/3} V_g^{-1}$ Hong <i>et al.</i> (2002) : $\lambda_T = C_T \cdot \delta_\omega \left(\frac{\rho_l}{\rho_g}\right)^{1/4} \left(\frac{\rho_g (V_g - V_c)^2 \delta_\omega}{\sigma}\right)^{-1/2}$ avec $C_T \approx 6,15$ pour $V_g/V_l \gg 1$: $\lambda_T \propto \delta_\omega \left(\frac{\rho_l}{\rho_g}\right)^{1/4} We_{\delta_\omega}^{-1/2} \propto \sigma^{1/2} V_g^{-5/4}$
D_{32}/λ_T	
D_{32}	$D_{32} \propto V_g^{-n}$ avec $1.2 < n < 1.25$ (Hong, 2003) et $n \approx 1.3$ (Varga, 2002)
D_{10}/λ_T	Hong (2003) : $D_{10}/\lambda_T \approx 0,02$ (Film liquide plan, $M=16, 20 \text{ m/s} < V_g < 90 \text{ m/s}$)
D_{10}	Marmottant (2001), Hong (2003) : $d_{10} \propto V_g^{-1}$

Rappelons que l'ensemble des corrélations présenté dans ce tableau a été obtenu et validé dans le cas de film liquide épais ($h_l=10\text{mm}$).

Ces récapitulatifs concluent la partie dédiée à l'état de l'art sur la déstabilisation d'un film liquide par un écoulement d'air co-courant. Dans les injecteurs de type airblast, à l'extrémité de la surface de prefilming, le film liquide prend la forme d'une nappe annulaire

mince cisaillée de part et d'autre par deux écoulements d'air contrarotatifs. Ces contraintes de cisaillement mènent à la rupture de la nappe en un brouillard de gouttes, lui-même soumis à l'influence du champ aérodynamique. Bien qu'ils n'aient pas été étudiés lors de cette thèse, ces mécanismes font partis du processus global de désintégration du carburant dans les moteurs aéronautiques. Les principaux aspects relatifs à ces phénomènes seront donc présentés dans les deux prochains paragraphes.

I.2.5. La désintégration d'une nappe liquide

Les phénomènes de rupture étant semblables, la nappe annulaire est assimilée dans ce paragraphe à une nappe plane pour une présentation plus aisée du processus d'atomisation (Figure A.14).

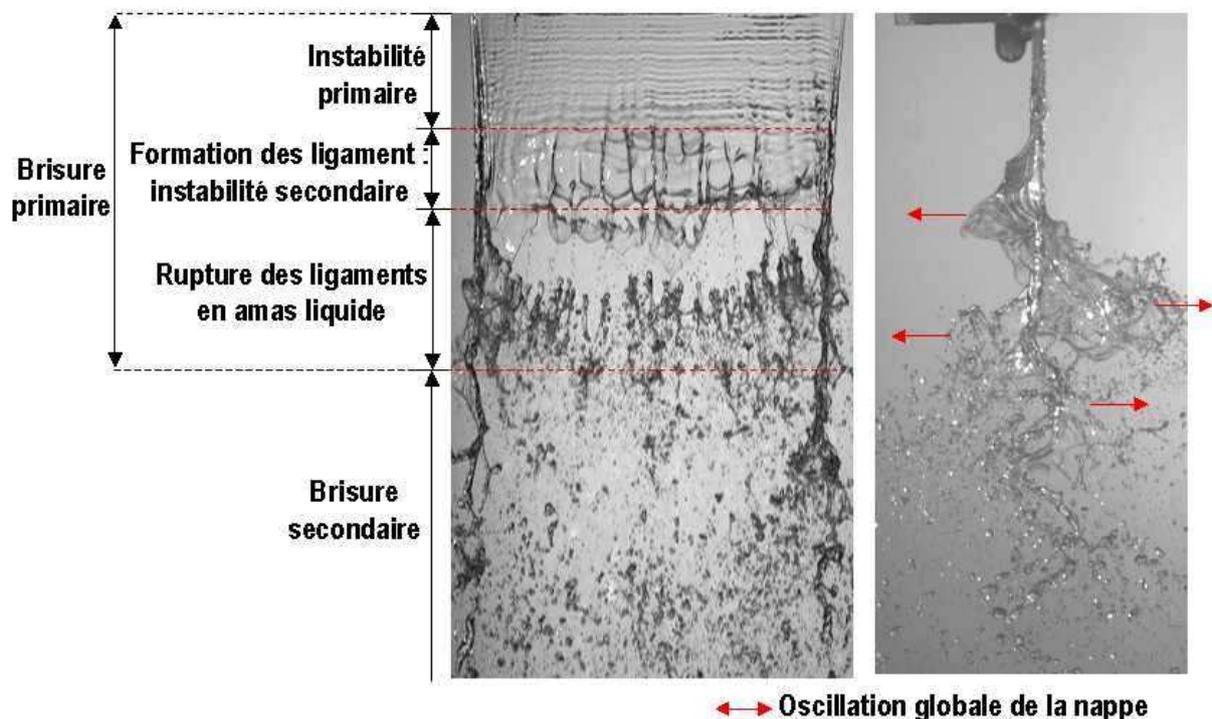


Figure A.14 : Mécanisme d'atomisation d'une nappe liquide plane (Carentz, 2000)

En sortie d'injecteur, une oscillation primaire génère des ondes de très faibles amplitude et longueur d'onde. De récentes études ont établi que l'origine de cette oscillation serait l'injecteur lui-même. Des mesures de fréquences ont en effet mis en évidence que la fréquence de l'oscillation primaire est identique à celle de l'excitation de l'injecteur provoquée par les écoulements liquide et gazeux (Carentz, 2000). Plus en aval, une oscillation longitudinale de grande amplitude se développe, il s'agit de l'oscillation dite globale, semblable au mouvement d'un drapeau au vent (Figure A.14 à droite). Sur ces ondes de grande amplitude, des ligaments liquides raccordés entre eux par de fines membranes se forment suite au développement d'une oscillation transversale. Lorsqu'un maximum d'amplitude de l'oscillation globale est atteint, les ligaments se détachent sous forme d'amas liquides qui seront ensuite pulvérisés sous forme de gouttes lors du mécanisme de brisure secondaire.

De nombreux auteurs ont étudié le comportement de nappes liquides en sortie d'injecteurs de type assisté par air. Leurs travaux permettent d'identifier différents régimes de rupture de nappes et mettent ainsi en évidence l'influence de certains paramètres

aérodynamiques et physiques de l'injection comme les vitesses respectives de chacune des phases. Une fois ces paramètres identifiés, leurs influences sur les grandeurs caractéristiques de la pulvérisation telles que les longueurs d'ondes ou fréquences des instabilités, la longueur de rupture, l'angle de spray ou encore la granulométrie résultante peuvent être évalués.

Dans un article publié en 1990, Stapper et Samuelsen (1990) identifient deux mécanismes de rupture d'une nappe liquide reposant sur l'existence de deux ondes perpendiculaires dans le liquide à savoir l'onde longitudinale qui fait osciller la nappe dans le sens de l'écoulement et l'onde transversale qui fait osciller la nappe perpendiculairement à l'écoulement.

En variant les vitesses de chacune des phases, les auteurs identifient deux régimes de rupture distincts schématisés en Figure A.15.

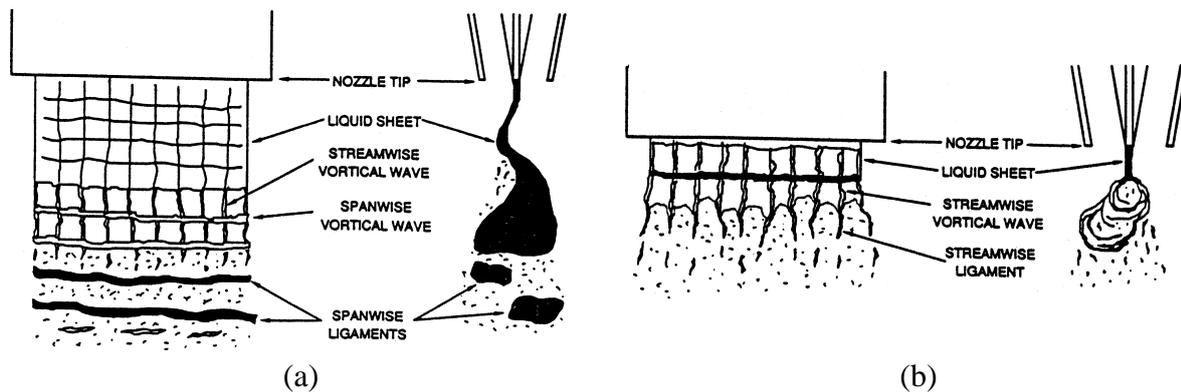


Figure A.15 : Mécanismes de rupture d'une nappe liquide en mode cellules (a) et ligaments (b) (Stapper et Samuelsen, 1990)

Le premier mécanisme est appelé mode de rupture en cellules et le second mode de rupture en ligaments. Ces deux modes ne dépendent que de la quantité de mouvement du liquide, ainsi lorsque la vitesse liquide est faible, la rupture se produit près de la sortie de l'injecteur, l'onde longitudinale n'a alors pas le temps de se développer et donc de provoquer la formation de cellules, la nappe ne subit alors qu'un étirement transversal.

La variation de la vitesse liquide influence également les autres caractéristiques de la nappe telles que la fréquence d'oscillation globale, l'angle de spray ou encore la longueur de rupture. Les phénomènes relatifs à la déstabilisation d'une nappe liquide ne sont pas l'objet de la présente étude, à noter toutefois les travaux de Fraser&Eisenklam (1953) ou Mansour&Chigier (1990, 1991) qui ont permis d'identifier et qualifier le comportement d'une nappe liquide soumise à une contrainte de cisaillement variable. Des études plus récentes de Carentz (2000), Lozano (1996, 2001), Larricq (2006) ou encore Carvalho (1998) approfondissent et complètent ces résultats antérieurs.

Dans les systèmes réels, une fois la brisure primaire achevée, le brouillard de gouttes fait l'objet d'une évolution ultérieure, appelée brisure secondaire, dans le champ aérodynamique. Les principales contraintes auxquelles il est soumis, et leurs conséquences, sont présentées dans le paragraphe suivant.

I.2.6. Brisure secondaire : la rupture des gouttes

Lorsque l'atomisation résulte de la déstabilisation d'une masse liquide par un écoulement d'air à forte vitesse, des interactions entre le champ aérodynamique et le brouillard de gouttes résultant entraînent la rupture des gouttes constituant le spray.

Une solution mathématique rigoureuse pour la rupture d'une goutte nécessiterait une connaissance exacte de la distribution de pression aérodynamique autour de la goutte. Cependant, dès lors que la goutte est déformée, la distribution de pression autour d'elle change également. Si un état d'équilibre entre les forces aérodynamiques externes et les forces internes dues à la tension de surface et à la viscosité n'est pas atteint, de nouvelles déformations auront lieu menant à une possible rupture de la goutte.

L'influence des variations de la distribution de pression de l'air autour de la goutte a été examinée par Klüsener (1933). En conditions d'équilibre, la pression interne en tout point de la surface de la goutte p_l est suffisante pour équilibrer la pression aérodynamique externe p_A et la pression capillaire p_σ :

$$p_l = p_A + p_\sigma = \text{Cte} \text{ avec pour une goutte sphérique : } p_\sigma = \frac{4\sigma}{D}$$

Une goutte peut donc rester stable tant qu'une variation de p_A en tout point de sa surface est compensée par une variation similaire de p_σ si bien que p_l reste constante. Toutefois si p_A est grande comparée à p_σ toute variation notable de p_A ne peut être compensée par une variation correspondante de p_σ pour maintenir p_l constante. Dans cette situation la pression externe p_A déforme la goutte jusqu'à la rupture en plus petites gouttes (Giffen, 1953).

Pour les gouttes résultant de la rupture la valeur de p_σ peut alors être suffisamment importante pour compenser les variations de p_A , si ce n'est pas le cas, elles se rompent à nouveau en gouttes plus petites jusqu'à ce que p_σ soit suffisamment grande pour maintenir p_l constante en tout point de la surface de la goutte. Lorsque cette étape est atteinte, la goutte est stable et de nouvelles ruptures ne peuvent avoir lieu.

Cela amène à la notion de taille de goutte critique : ainsi pour des gouttes de taille légèrement supérieure à la taille de goutte critique, la durée de la rupture croît quand la taille des gouttes diminue jusqu'à ce que la goutte soit stable et ait donc atteint une durée de rupture infinie (Gordon, 1959).

La viscosité du liquide qui s'oppose à la déformation des gouttes augmente la durée de rupture. Si la force aérodynamique appliquée à la goutte diminue pendant la durée de rupture, il n'y aura pas de rupture même si la force aérodynamique initiale était suffisamment grande pour entraîner la rupture.

Les sollicitations menant à la rupture de la goutte changent toutefois avec la nature de l'écoulement. La goutte peut en effet évoluer au sein d'un écoulement de vitesse uniforme, subir une accélération soudaine ou encore progresser dans un écoulement turbulent. La suite de ce paragraphe est consacrée aux caractéristiques de rupture de gouttes propres à chacune de ces sollicitations.

Régimes de rupture de gouttes dans un écoulement d'air

Lane (1951) a démontré expérimentalement et Hinze² (1955) a confirmé théoriquement que le mode de désintégration d'une goutte dépend de la nature de la sollicitation : une accélération continue ou une exposition soudaine à un écoulement de gaz à grande vitesse.

² A noter également dans cette même étude de Hinze les observations expérimentales sur la déformation de gouttes dans des écoulements de natures différentes.

Dans le cadre d'une accélération continue la goutte s'aplatit progressivement et éclate à une vitesse relative critique, elle prend alors la forme de bords grossièrement circulaires entourant des fragments de gouttes comme illustré en Figure A.16.

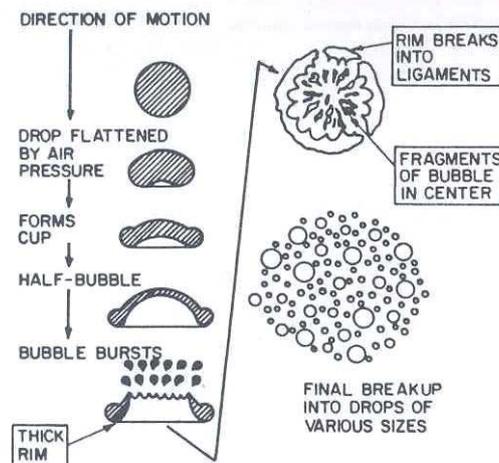


Figure A.16 : Rupture d'une goutte sphérique par interaction avec l'air ambiant
(Lane 1951, Simmons 1979)

Lors de la désintégration, les fragments de goutte produisent une flopée de fines gouttelettes tandis que les bords représentant au moins 70% de la masse initiale de la goutte donnent de grosses gouttes. Lane a établi, pour des liquides dont la tension de surface est comprise entre 0.028 et 0.475 kg/s², l'expression suivante pour déterminer une valeur limite U_{Rcrit} de vitesse en deçà de laquelle il n'y a pas de rupture :

$$U_{Rcrit} \propto \left(\frac{\sigma}{D} \right)^{0.5}$$

Une goutte soudainement exposée à un écoulement gazeux à grande vitesse se déforme dans la direction opposée et présente une surface convexe à l'écoulement de gaz. Les rebords sont étirés en fines membranes puis en fins ligaments qui se rompent en gouttes.

Plus récemment Lee *et al.* (2001) ont présenté une classification, illustrée en Figure A.17, des différents types de brisure de gouttes en fonction du nombre de Weber, initialement proposée par Pilch et Erdman (1987).

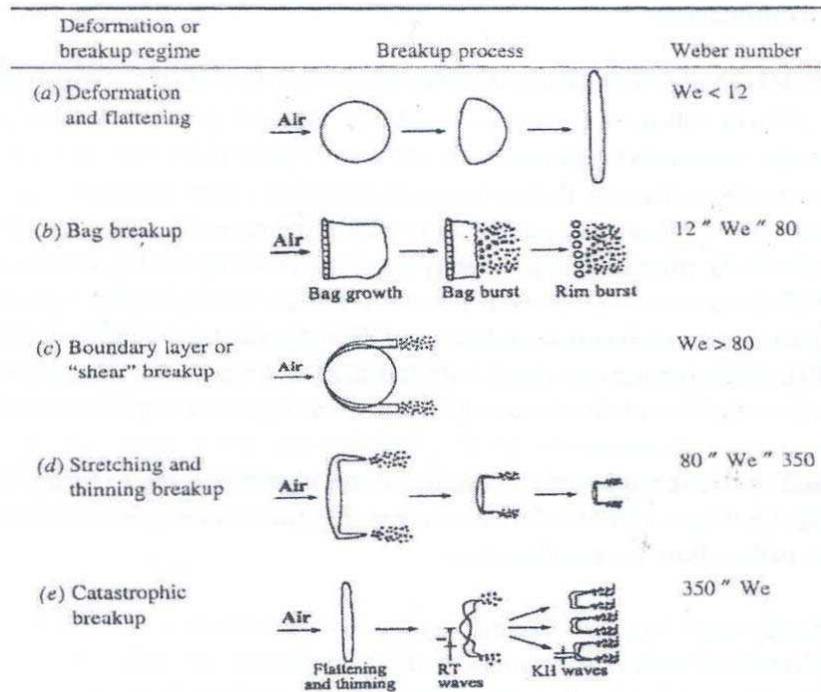


Figure A.17 : Type de brisure de gouttes en fonction du Weber
(Lee et Reitz 2001, Pilch et Erdman 1987)

Liu et Reitz (1997) ont établi que pour des nombres de Weber inférieurs à 12, une goutte se déforme sous l'influence de la distribution de pression du gaz environnant. Elle prend alors la forme d'une ellipsoïde aplatie et perpendiculaire à la direction de l'écoulement gazeux (Figure A.17 (a)). Puis la goutte déformée se rompt en raison de l'augmentation de la vitesse relative entre celle-ci et le gaz, on identifie 4 régimes différents suivant la valeur du Weber :

- $12 < We < 80$: "*bag breakup*". La goutte s'aplatit et un voile creux mince, qui provient du point de stagnation sur le devant de la goutte, se forme. Le voile mince qui est attaché à une couronne de liquide plus massive se brise en formant de nombreux petits fragments tandis que la couronne se désintègre un peu plus tard en de plus gros fragments.
- $We > 80$: "*shear or boundary layer stripping*". Lorsque la vitesse relative augmente, la brisure se fait à l'équateur de la goutte. Ranger et Nicholls (1969) suggèrent que la désintégration de la goutte est provoquée par la couche limite se développant à l'interface entre la goutte et la phase continue. On désigne souvent cette hypothèse sous le nom de mécanisme d'épluchage par cisaillement ou par couche limite. Delplanque et Sirignano (1994) présumant que le débit massique de liquide quittant la goutte est égal au flux massique de liquide dans la couche limite à l'équateur de la goutte.
- $80 < We < 350$: "*stretching and thinning breakup*". Liu et Reitz (1997) proposent une alternative au mécanisme de rupture présenté ci-avant pour un Weber supérieur à 80. Une dépression à l'équateur de la goutte apparaît en raison de la grande vitesse du gaz et mène à une extension latérale et une déformation de la goutte. Par conservation de la masse (l'écoulement est supposé incompressible) l'épaisseur de la goutte aplatie diminue du centre vers le bord. Puisque les bords sont très fins, ils tendent à suivre la direction de l'écoulement gazeux.

- $We > 350$: "catastrophic breakup". Quand la vitesse relative augmente encore la goutte est soumise en surface à des pressions plus élevées ce qui entraîne une déformation plus importante. Hwang *et al.* (1996) suggèrent que la goutte aplatie se brise en gros fragments par des instabilités de type Rayleigh-Taylor. Ils supposent également que des instabilités de type Kelvin-Helmholtz de plus petites longueurs d'onde prennent source aux bords des fragments pour donner des ligaments liquides se rompant en plus petites gouttes.

Pour tenir compte de l'influence de la viscosité qui s'oppose à la déformation et donc à la rupture des gouttes on introduit le nombre d'Ohnesorge : $Oh = \frac{\mu_L}{\sqrt{\rho_L \sigma d}} = \frac{\sqrt{We}}{Re}$ (2.11).

Cette expression représente le rapport entre les forces de viscosité internes et les forces de tension de surface interfaciales. La brisure de goutte devient progressivement plus difficile voire impossible à mesure que Oh augmente.

Hsiang et Faeth (1992) proposent une classification des régimes de brisure en fonction des nombres de Weber et d'Ohnesorge élaborée à partir d'observations expérimentales (Figure A.18).

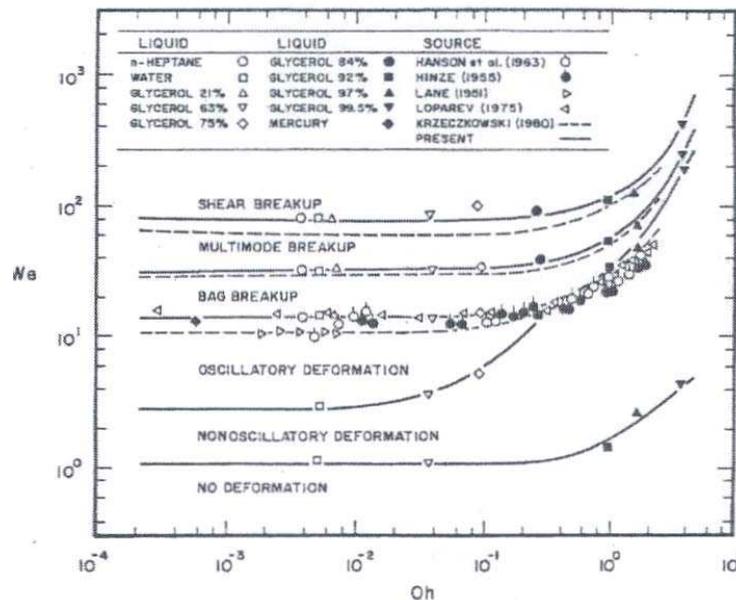


Figure A.18 : Classification de la déformation et de la brisure en fonction du Weber et du Ohnesorge (Hsiang, 1992)

Les critères de brisure sont donc affectés par la viscosité pour $Oh > 0,1-1$.

Rupture de gouttes dans un écoulement turbulent :

Quand le Reynolds du gaz est élevé, le mouvement du gaz est turbulent et la goutte peut se briser en raison de la pression dynamique causée par la turbulence environnante. La force de pression dynamique du mouvement turbulent sur la surface unité est $\rho_g \overline{u^2(d)}$ où $\overline{u^2(d)}$ représente la variance de la fluctuation relative de vitesse entre deux points séparés par une distance de l'ordre du diamètre de la goutte.

Un nombre de Weber est alors défini tel que : $We_t = \frac{\rho_g \overline{u^2(d)} d}{\sigma}$. Si le Weber turbulent est supérieur au Weber turbulent critique ($We_{t,crit} \approx 1$) la force de pression dynamique du mouvement turbulent est suffisamment grande pour surmonter la contrainte de tension de surface, il y a alors rupture.

I.3. Conclusion sur les instabilités de cisaillement

Ce paragraphe consacré aux mécanismes de déstabilisation et de rupture d'une phase liquide par une phase gazeuse à grande vitesse dresse un bilan des théories et résultats obtenus lors d'études antérieures. Des mécanismes dépendant de la nature des sollicitations subies par les fluides, de leurs propriétés physiques ou vitesses d'écoulements ont été identifiés.

Si l'on se focalise sur le thème de la thèse, c'est-à-dire la pulvérisation d'un film liquide par l'action d'un écoulement d'air co-courant, les informations obtenues à ce jour concernent un film liquide de grande épaisseur. Le cas d'un film liquide mince mérite donc d'être étudié afin de combler les manques de la littérature dans ce domaine mais également de se placer dans une configuration géométrique proche de celle des moteurs aéronautiques.

Le second objectif de cette étude est de tester une technique de forçage de l'atomisation dans le cas d'un écoulement d'air ayant une vitesse d'écoulement trop faible pour permettre une pulvérisation de qualité. La suite de la partie A. est donc consacrée aux méthodes de forçage actuellement développées et susceptibles d'améliorer les caractéristiques de l'atomisation. Notre choix sera justifié et une analyse détaillée relative à cette technique présentée.

II. Systèmes actifs pour le forçage et le contrôle de la pulvérisation de liquide

Les difficultés des systèmes d'injection de type airblast à assurer une pulvérisation de bonne qualité quelles que soient les conditions de fonctionnement du turboréacteur, ainsi que les contraintes imposées par les solutions actuellement proposées pour y remédier, nécessitent le recours à d'autres moyens. Les solutions potentielles se divisent selon deux catégories : les méthodes passives, qui consistent à modifier la géométrie de l'injecteur pour en accroître la qualité de pulvérisation, et les méthodes actives qui impliquent l'apport d'une certaine quantité d'énergie à l'une des deux phases en jeu.

Les méthodes actives, sur lesquelles nous nous focaliserons ici, sont très largement développées. Il existe en effet de nombreux actionneurs faisant l'objet d'applications très variées et il apparaît donc utile de procéder à un classement. Il est toutefois difficile de définir des critères caractérisant une catégorie précise et exclusive à une famille de méthodes. Il serait par exemple possible de classer les méthodes actives selon la phase que l'on souhaite perturber mais se pose le problème de méthodes consistant à exploiter une phase pour propager une perturbation vers l'autre phase et la déstabiliser. Il est également envisageable de les différencier en se focalisant sur l'effet escompté après l'excitation extérieure en termes d'instabilités, à savoir l'amplification de mécanismes déjà présents ou l'ajout d'un nouveau mécanisme au processus de rupture. Or il apparaît que certaines techniques n'ont pas une action directe sur les instabilités mais plutôt sur les caractéristiques des écoulements en jeu. Une autre alternative consisterait à caractériser la nature des forces appliquées mais là encore nombre d'ambiguïtés se manifestent.

Le paragraphe suivant dresse une liste non exhaustive des méthodes actives recensées au début de notre étude. Ces méthodes sont classées suivant trois critères à savoir la modification du profil moyen de vitesse de l'écoulement aérodynamique, l'injection de charges dans la phase liquide et enfin l'application d'une oscillation en vitesse ou pression à la phase liquide.

II.1. Description de différentes méthodes actives

II.1.1. Modification du profil de vitesse moyen de l'écoulement aérodynamique

C'est dans la réduction des forces de traînée, qui représentent une source majeure de perte d'énergie, que réside l'essentiel de l'activité de recherche en aérodynamique. Ainsi la transition d'une couche limite laminaire vers une couche limite turbulente, qui présente une épaisseur et un coefficient de frottement importants, s'avère nuisible pour la traînée. En 1904 Prandtl propose d'aspirer la couche limite pour en réduire l'épaisseur (Figure A.19).

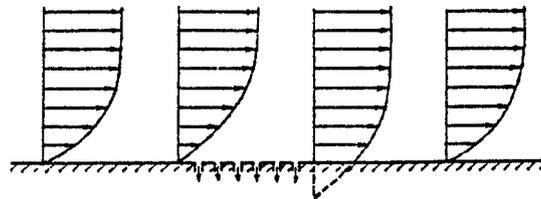


Figure A.19 : Principe de l'aspiration de couche limite

Une autre solution pour la réduction des forces de traînée réside dans l'utilisation d'actionneurs dits électro-aérodynamiques. Il en existe deux types actuellement en développement, les actionneurs utilisant des décharges couronnes et d'autres des décharges à barrière diélectrique. Le principe de ces actionneurs est de créer une décharge électrique à la surface d'un diélectrique afin de générer un mouvement de charges. Celles-ci transmettent alors de la quantité de mouvement au milieu environnant : ce phénomène est appelé vent ionique. Le terme plasma est souvent employé pour définir cette technologie, il s'agit toutefois d'un abus de langage. En effet, le plasma désigne un milieu composé de charges et globalement neutre tandis que les décharges sont à la fois le siège de zones ionisées non neutres et de zones de plasmas.

La Figure A.20 illustre l'effet d'un actionneur de type couronne sur le profil de vitesse d'un écoulement d'air d'après les travaux de Moreau (2004).

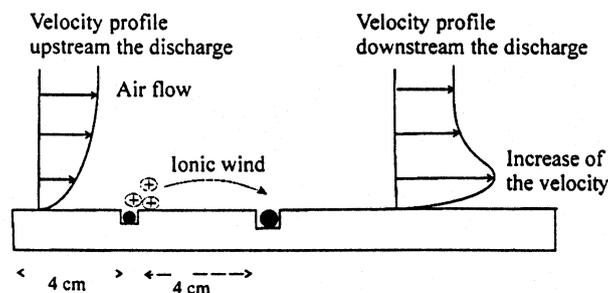


Figure A.20 : Représentation schématique de l'actionneur à décharge couronne de surface et de son effet sur la couche limite gazeuse (Moreau, 2004)

Le principal intérêt de cette technique pour les applications de pulvérisation est l'amélioration du coefficient de frottement. Cela se traduit par une augmentation de la contrainte de cisaillement pariétal au niveau de la nappe liquide, la pulvérisation se trouve donc facilitée.

Une description détaillée de la technologie des actionneurs électro-aérodynamiques et de leurs applications est présentée dans la thèse de Larricq (2006). L'auteur y étudie l'impact d'une décharge électrique sur les caractéristiques de pulvérisation d'une nappe liquide plane.

II.1.2. Injection de charges électriques dans la phase liquide

Le principe de ces systèmes est de placer des charges électriques dans le liquide afin de faciliter la déstabilisation de son interface. Suivant la conductivité du fluide, on utilise une méthode par induction (fluides conducteurs) ou par injection (fluides non conducteurs).

Dans le premier cas le système d'électrification est composé d'un anneau porté à haut potentiel placé à l'extérieur de l'injecteur (Figure A.21 (a)). Il n'y a alors aucun contact entre le liquide et l'électrode (Artana *et al.* 1998, Abdel-Hameed *et al.* 2000).

Dans le second cas, le système est composé d'une aiguille placée au sein de l'injecteur, en contact direct avec le fluide. Le champ électrique à l'extrémité de l'aiguille est très élevé et induit ainsi un phénomène d'ionisation à l'interface entre le liquide et l'aiguille (Figure A.21 (b)). L'équipe de Romat du LEA de Poitiers exploite cette technologie pour accroître les performances d'injection des moteurs automobiles diesel (Romat *et al.* 2001 et 2003, Sehili et Romat, 2002). Huebner (1969), Balachadran ou encore Yule et Shrimpton (1994, 2003) proposent également des études sur l'exploitation de cette méthode d'injection de charges.

Pour des applications nécessitant de faibles débits un système de tubes capillaires a été développé (Ragucci et Cavaliere 1999 et 2002, Kovan 2003 et Barrero 2002). Cette fois le liquide est chargé et injecté via un tube capillaire lui-même relié à un haut potentiel. Une électrode placée en aval de la sortie du tube capillaire permet de guider le fluide après l'injection (Figure A.21 (c)).

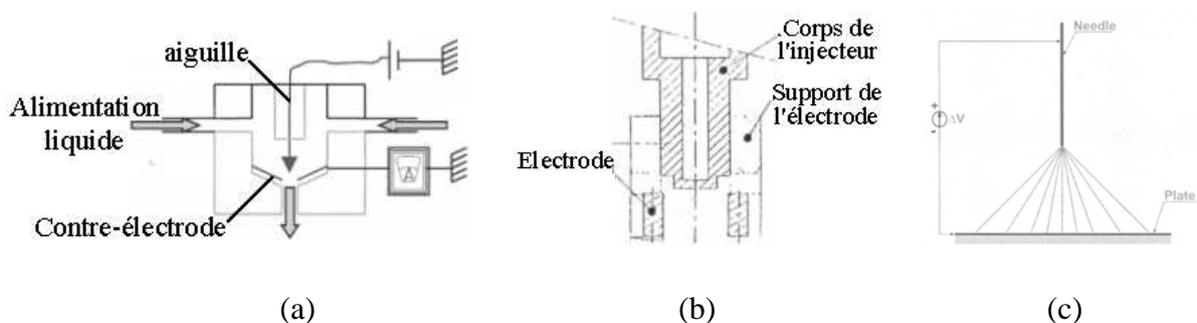


Figure A.21 : Système d'électrification par aiguille (a) (Sehili and Romat, 2002), par induction (b) (Artana *et al.*, 1998) et système capillaire (c) (Ragucci *et al.*, 1999)

Ces systèmes principalement utilisés sur des injecteurs à pression trouvent leurs applications dans des domaines tels que les imprimantes à jets d'encre, la peinture électrostatique, mais également en combustion où le souci d'obtenir un brouillard aussi fin que possible reste un enjeu majeur.

L'électrification d'un liquide, qu'elle se produise avant ou après l'injection, a mis en évidence un certain nombre de changements dans les caractéristiques du brouillard de gouttelettes résultant. Des observations expérimentales ont ainsi souligné l'accroissement de l'angle de spray (Artanna et Romat 1998, Balachandran 1994) dû aux forces électrostatiques répulsives (Chung, 1997) existant entre les gouttes mais également à l'accroissement de la

vitesse des gouttes. Les phénomènes de coalescence se trouvent aussi réduits tandis que la surface d'échange entre l'air et le liquide, garante d'une meilleure qualité de combustion, est accrue.

Une diminution de la taille des gouttes formées s'accroissant avec la hausse de la tension appliquée au dispositif d'électrisation a été mesurée. En exploitant les systèmes capillaires, Cavaliere *et al.* (2002) obtiennent ainsi des gouttes de 57 μ m en appliquant une tension de 1.7kV, le diamètre se réduit à 38 μ m quand la tension est égale à 2.5kV. Cette décroissance est attribuée à la réduction de la tension de surface effective des gouttes en raison de l'augmentation de leur charge spécifique (Abdel-Hameed, 2000). Il apparaît toutefois que cette tendance s'inverse (Cavaliere *et al.* mesure en effet des gouttes de 55 μ m quand la tension est cette fois égale à 2.8kV) lorsque la valeur de la tension appliquée aux électrodes est supérieure à une tension maximale (Balachandran 1994, Cavaliere et Ragucci 2002) ou inférieure à un seuil minimal (Sehili et Romat 2002, Romat 2003). Dans le premier cas, les auteurs ont pu mettre en évidence, grâce à des visualisations, que suivant la tension appliquée, les instabilités pilotant le jet évoluaient. Ce changement de régime d'instabilités serait donc à l'origine d'un accroissement des tailles de gouttes. A noter que lorsque la tension est davantage augmentée, la taille des gouttes formées décroît à nouveau. Cela conforte donc l'explication selon laquelle, suivant le champ électrique auquel le fluide est soumis, les instabilités menant à la rupture peuvent changer et ainsi modifier les tendances d'évolution des tailles de gouttes. Dans le second cas, il semble que la tension appliquée soit trop faible pour atteindre la limite à partir de laquelle la charge électrique des gouttes entraîne leur rupture. Cette limite, appelée limite de Rayleigh, correspond à l'équilibre entre les forces de tension de surface et les forces de Coulomb acquises lors de l'électrisation du liquide. Lorsque la tension est trop faible, l'électrisation du liquide est donc insuffisante pour compenser les forces de tension de surface et mener à la rupture de la goutte.

Parmi les effets observés de l'électrisation des jets, citons également un taux d'évaporation accru (Takahashi, 1995) et une réduction de la quantité de suie produite lors de la combustion (Zhao *et al.* 1996).

Enfin un travail théorique basé sur une analyse de stabilité linéaire appliquée à des fluides non conducteurs confirme que les charges augmentent le taux d'amplification des ondes et diminuent les longueurs d'ondes et donc le diamètres des gouttes formées (Priol *et al.*, 2004).

Ces techniques présentent toutefois certains inconvénients, en effet, les interactions entre la combustion et le processus d'atomisation par un champ électrique restent méconnues. D'une part, les radicaux formés par réaction chimique dans la zone de combustion peuvent interagir avec les gouttelettes chargées et ainsi affecter la forme et le comportement du brouillard de gouttes. D'autre part, le champ électrique lui-même peut avoir une influence sur la flamme. Enfin, les expérimentations réalisées en combustion indiquent que l'efficacité du champ électrique se trouve réduite si bien que la qualité d'atomisation est moindre, les gouttelettes sont en effet plus grosses et confinées le long de l'axe de l'injecteur en raison de la force ascensionnelle de la flamme (Cavaliere, Ragucci *et al.*, 2002).

II.1.3. Application d'une oscillation de vitesse ou de pression

Oscillation de pression dans la phase gazeuse

Certaines technologies actives s'appliquant à la phase gazeuse ont pour principe d'utiliser ce milieu pour propager voire amplifier une énergie acoustique qui viendra perturber la phase liquide.

Les travaux de Wilcox et Tate (1965) ont consisté à tester plusieurs concepts d'injecteurs soniques (Figure A.22) et à estimer leur impact sur les caractéristiques du brouillard de gouttes atomisé.

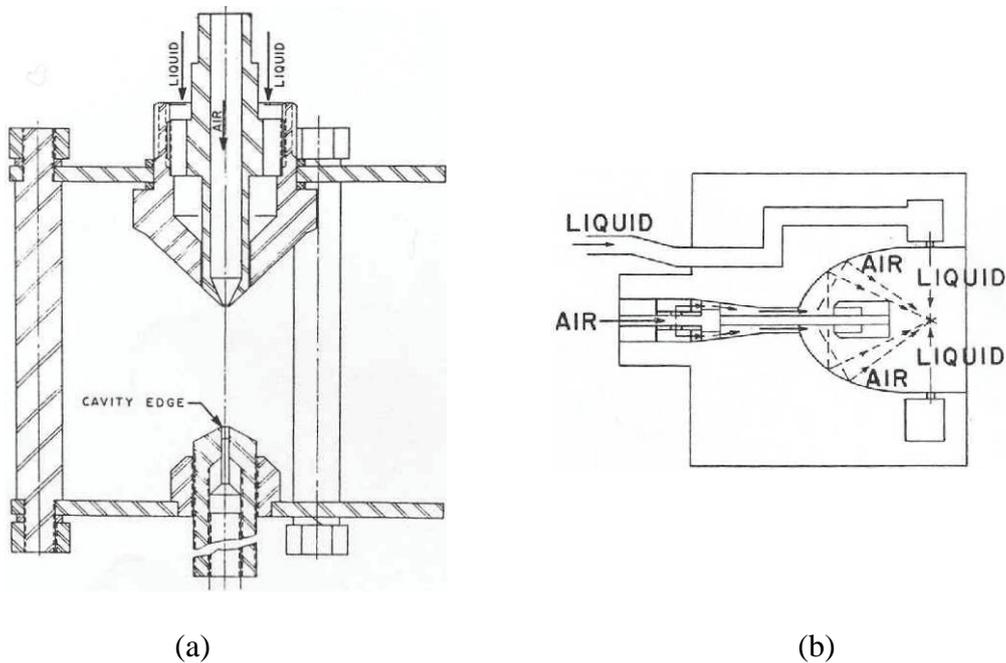


Figure A.22 : Injecteur à sifflet sonique de Hartman (a) – Injecteur sonique avec un réflecteur elliptique (b) (Wilcox et Tate, 1965)

Bien que l'on puisse attendre de l'énergie sonore qu'elle exerce une influence significative sur la phase liquide, les auteurs ne parvinrent pas à mettre en évidence une amélioration flagrante de l'atomisation.

Plus récemment les travaux de Sivadas et Heitor (2002, 2003) ou de Siegler, Lozano et Barreras (2006) sur l'excitation acoustique de nappe liquide plane ont présenté des résultats plus encourageants. Cette fois des haut-parleurs, pourvus d'une puissance maximale de 60W, sont fixés sur deux arrivées d'air en amont du système d'injection. Les écoulements d'air, perturbés par les ondes acoustiques, viennent ensuite cisiller une nappe liquide plane de faible épaisseur (400 μ m) de part et d'autre (Figure A.23).

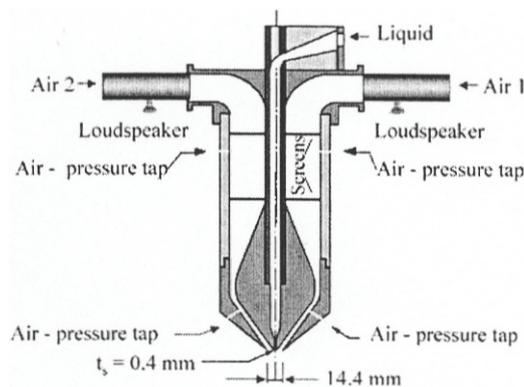


Figure A.23 : Injecteur de Sivadas et Heitor (2002, 2003) pour l'étude de la modulation acoustique sur la rupture d'une nappe liquide plane

Ces études, menées pour de faibles nombres de Weber, indiquent qu'une excitation

acoustique externe influence le développement de l'instabilité globale de la nappe (longueur de rupture, amplitude et fréquence des oscillations). A titre d'exemple, pour une nappe plane de 400 μ m d'épaisseur excitée à 780Hz, la longueur de rupture initiale de 13cm est réduite de moitié en présence d'excitation (Sivadas *et al.*, 2003).

Oscillations de pression générées au sein de la phase liquide –Injecteurs à pression

La technique présentée ici consiste à soumettre le liquide à des perturbations de pression produites par un système de piston mobile au sein de l'alimentation liquide d'un injecteur à pression (Figure A.24) (Chung *et al.* 1997 et 1998, Takahashi et Schmoll 1995, Zhao *et al.* 1996)

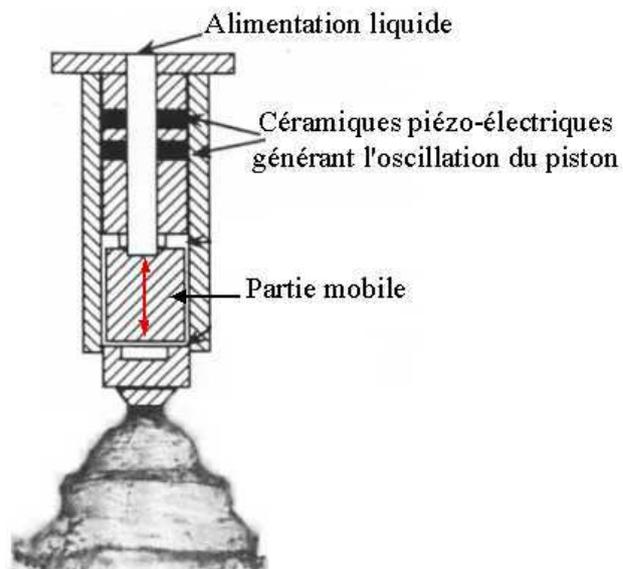


Figure A.24 : Injecteur équipé d'un système de piston mobile au sein de l'alimentation liquide (Chung *et al.* 1997 et 1998)

Les observations expérimentales montrent que la désintégration du jet ou de la nappe annulaire issu de l'injecteur et modulé en débit par la technique active est favorisée par les perturbations de pression générées au sein de l'alimentation liquide. La longueur de rupture ainsi que la longueur d'onde des instabilités naturelles de rupture dans le cas des injecteurs à pression, se trouvent en effet réduites. Ainsi, quand les longueurs d'onde sont de l'ordre de 5mm en présence d'une excitation à 5kHz elles décroissent à 3mm quand la fréquence d'excitation est de l'ordre de 10kHz (Takahashi and Schmoll, 1995). Nous avons vu que dans les phénomènes d'atomisation, la taille des gouttes résultantes est liée à la longueur d'onde des instabilités menant à la rupture. Par conséquent, les diamètres des gouttes formées en présence d'excitation sont inférieurs à ceux obtenus sans excitation. Les mêmes auteurs mesurent ainsi un D_{32} de l'ordre de 60 μ m sans excitation qui diminue à 50 μ m quand le fluide est perturbé à une fréquence de 19kHz.

L'un des inconvénients de ce système de piston mobile est qu'il s'adresse à des systèmes où la pression d'injection du liquide est élevée. Dans le cas des injecteurs de type airblast, où la pression d'injection reste relativement faible, il n'est pas assuré que les perturbations de pression provoquées par le système actif aient un impact suffisamment important sur l'atomisation.

Cette même technique fait l'objet d'une autre étude, menée par Jameson et Cohen

(2002) à l'institut de San Antonio au Texas, sur les panaches issus d'injecteurs à pression diesels équipés d'un émetteur d'ultrasons au niveau de l'alimentation. L'émetteur est fixé en son point nodal où l'amplitude de vibration est nulle, à une cuve pressurisée tandis que son extrémité, où l'amplitude des vibrations est cette fois maximale, est immergée dans le liquide juste en amont de l'orifice de sortie (Figure A.25).

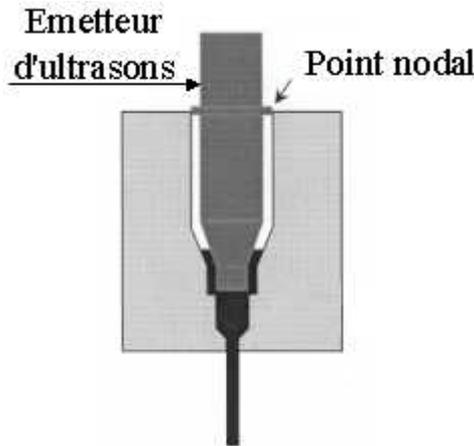


Figure A.25 : Montage expérimental pour la propagation d'ultrasons dans la phase liquide avant injection (Jameson et Cohen, 2002)

Ce système permet d'obtenir une nette réduction des tailles de gouttes ainsi qu'un accroissement de la vitesse moyenne des gouttes formées et de l'angle de spray. Ainsi, un liquide injecté par un orifice de $203\mu\text{m}$ à une pression de 17bars forme un spray dont le D_{32} moyen est de l'ordre de $94\mu\text{m}$ et décroît à $33\mu\text{m}$ en présence d'une excitation par ultrasons ayant une puissance égale à 9.7VA. Le diamètre des gouttes peut également présenter une augmentation en présence d'excitation sans que les résultats présentés par les auteurs ne permettent d'évaluer si cette augmentation est due à un changement du diamètre de sortie, de la puissance ultrasonore ou de la pression d'injection.

Des essais préliminaires réalisés en combustion indiquent que cette technique active stabilise et élargit la flamme.

Oscillation de vitesse appliquée à la phase liquide – mise en vibration de l'injecteur

Les informations rapportées ici sont tirées de l'étude de Crapper et Dombrowski (1984) et plus récemment de celle de Brenn *et al.* (2002). Les dispositifs expérimentaux consistent tous deux en un injecteur à pression de type "Flat-fan" fixé sur un pot vibrant dont les oscillations sont réglables en fréquence et en amplitude (Figure A.26).

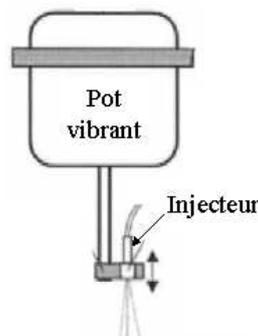


Figure A.26 : Mise en vibration de l'injecteur (Brenn *et al.*, 2002)

Les injecteurs à pression employés produisent des nappes liquides planes en éventail, divergentes dans la direction de l'écoulement et qui, sans excitation extérieure, se désintègrent en ligaments qui se brisent eux-mêmes en gouttes suivant le mécanisme de rupture de type Rayleigh.

Les observations expérimentales indiquent que la mise en vibration de l'injecteur ne change pas le mode de rupture de la nappe liquide, il permet néanmoins de contrôler cette rupture, et plus précisément la taille des gouttes produites, via la fréquence d'excitation. On verra en effet que, lorsque la phase liquide est soumise à des vibrations extérieures, la taille des gouttes produites est directement liée à la fréquence des vibrations. La mise en vibration de la phase liquide permet donc non seulement d'obtenir des distributions de taille de gouttes très étroites mais également de pouvoir sélectionner le diamètre des gouttes en ajustant la fréquence d'oscillation. Brenn *et al.* (2002) observent une réduction du diamètre moyen de $813\mu\text{m}$ à $474\mu\text{m}$ quand la fréquence d'excitation est augmentée de 1.07kHz à 4.2kHz (l'amplitude d'oscillation est inférieure à $0.05\mu\text{m}$) pour un mélange d'eau + 25% de glycérol.

Oscillation de vitesse appliquée à la phase liquide – Mise en vibration d'un film liquide

La dernière méthode active présentée ici est basée sur la pulvérisation ultrasonique des liquides. Cette technique consiste à disposer un film liquide sur une surface plane soumise à des oscillations de fréquence et d'amplitude variables. Lorsqu'une couche de fluide est soumise à des vibrations verticales d'amplitude suffisante, la surface du fluide se déstabilise et l'on observe la formation d'un réseau d'ondes de surface stationnaires : c'est l'instabilité de Faraday. Comme le montre la Figure A.27, cette instabilité est caractérisée par l'existence d'une accélération critique a_c au delà de laquelle le système sélectionne une longueur d'onde λ . Lorsque le comportement des ondes de surface devient instable, elles mènent à la rupture de la masse liquide en un brouillard de gouttes.



Figure A.27 : Développement d'onde de surface de longueur d'onde λ lorsque l'accélération est supérieure à l'accélération critique a_c

L'instabilité caractérisant la pulvérisation ultrasonique tient son nom de Faraday (1831) qui fut le premier à mettre ce phénomène en évidence. Il étudia le développement d'ondes de surface régulières générées à la surface d'un film déposé sur une surface vibrante et observa que la réponse en fréquence de l'onde formée était subharmonique par rapport à la fréquence d'excitation. Quelques années plus tard, Matthiessen (1868, 1870) étudia à son tour ce phénomène et observa cette fois que les fréquences étaient synchrones. Cette divergence entre les résultats incita Rayleigh (1883) à entreprendre une série d'expérimentations supplémentaires dont les conclusions allaient dans le sens des observations de Faraday.

C'est une étude de stabilité linéaire de la surface libre d'un liquide soumis à des oscillations verticales réalisée par Benjamin et Ursell (1954) qui montra que chaque mode propre de la surface libre faisait l'objet d'une excitation paramétrique c'est à dire que la force d'excitation apparaît dans l'équation différentielle décrivant le comportement dynamique de la surface libre (Sindayihubura, 1995).

Pour procéder à la pulvérisation ultrasonique d'un liquide, il faut développer un

système d'injection équipé d'actionneurs à magnétostriction ou piézo-électriques fournissant l'énergie de vibration. Ces deux actionneurs se différencient par la largeur de la bande de fréquence sur laquelle ils sont opérationnels. Ainsi un actionneur à magnétostriction est apte à fonctionner sur une gamme de fréquence restreinte allant de 20kHz à 40kHz tandis qu'un actionneur piézo-électrique fonctionne à partir de très faibles fréquences jusqu'à des fréquences de l'ordre de plusieurs MégaHertz.

Les actionneurs à magnétostriction sont conçus à partir d'un matériau ayant la propriété de changer de forme lorsqu'il est soumis à un champ magnétique.

Les actionneurs piézo-électriques sont quant à eux formés de céramiques piézo-électriques qui présentent la propriété de changer de forme lorsqu'on leur applique un potentiel électrique. Ce sont les frères Pierre et Jacques Curie qui en premier lieu mettent ce phénomène en évidence en 1880. Suivant le signe de ce potentiel, la réponse mécanique se traduira par une contraction ou une dilatation de la céramique. Lorsqu'un courant alternatif est appliqué on observe donc une alternance de contractions et dilatations tant que la céramique est alimentée. A noter que cette propriété est réversible et qu'une céramique piézo-électrique produit une charge électrique quand on lui applique une pression.

Les injecteurs ultrasoniques ainsi que les techniques d'alimentation en liquide peuvent se présenter sous plusieurs formes. L'injecteur peut en effet être formé d'une ou plusieurs céramiques, empilées ou séparées par le corps de l'injecteur, certaines configurations géométriques permettant d'amplifier mécaniquement l'amplitude des oscillations initialement générées par l'actionneur (Figure A.28 (a)). Les céramiques peuvent également être fixées sous des parois faisant office de surface d'atomisation (Figure A.28 (b)). L'alimentation en liquide peut quant à elle se faire par impact d'un jet sur la surface vibrante, immersion partielle de la surface vibrante (Figure A.28 (b)) ou encore par un ou plusieurs perçages réalisés sur la surface vibrante (Figure A.28 (a)).

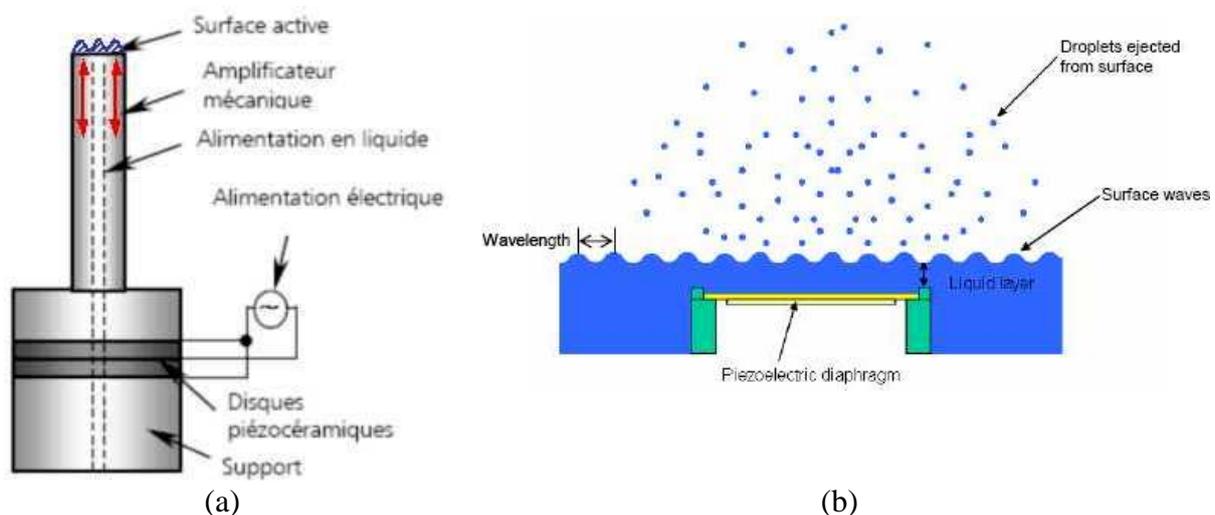


Figure A.28 : Exemple d'injecteurs ultrasoniques (Dobre 2003, Pyrtle 2005)

Des expérimentations réalisées sur ce type d'injecteur indiquent que ce sont les caractéristiques des paramètres d'excitation et ceux du fluide excité qui pilotent directement le développement des instabilités et la distribution granulométrique du brouillard résultant. Ainsi divers résultats tirés entre autre des travaux de Dobre (1999, 2003), Sindayihebura (1995, 1997 (a) et (b)) ou Rajan et Pandit (2001) montrent que la longueur d'onde des instabilités de surface ainsi que le diamètre des gouttes formées décroissent lorsque la fréquence d'excitation augmente et que la distribution granulométrique du brouillard présente une très bonne

uniformité. Ce type d'injecteur permet donc, pour un fluide donné, de contrôler les caractéristiques du brouillard généré. A noter également l'application en combustion d'un injecteur de type ultrasonique par Lacas *et al.* (1994).

Les applications du principe de la pulvérisation ultrasonique couvrent un vaste domaine (Topp et Eisenklam 1972, Berger 1998). Celui-ci s'étend des sprays médicaux (Shimuzu *et al.*, 2006) aux systèmes de climatisation ou de refroidissement (Pyrtle, 2005) en passant par des applications industrielles dédiées à la fabrication de poudres de métaux, au recouvrement ou à la décontamination de surfaces (Burby *et al.*, 2006 (a) et (b)).

II.1.4. Méthodes actives : bilan et choix d'une technique

Au début de cette étude, un certain nombre de critères ont été définis pour orienter notre choix parmi l'ensemble des technologies disponibles. En premier lieu nous avons opté pour une technique qui serait active et non passive et qui s'appliquerait directement à la phase liquide et non à la phase gazeuse, ces alternatives faisant l'objet de deux autres thèses également débutées en 2003 (Larricq, 2006 et Ben Rayana, 2006). De plus, l'objectif de cette étude est d'accroître les performances d'injecteurs de type airblast, il est donc nécessaire que la technologie choisie soit adaptable à cette configuration d'injecteur. Il faut également un système autonome qui soit capable de pulvériser même lorsque l'effet du cisaillement est nul c'est-à-dire un système actif associé à un autre mode de forçage que le mode « naturel ».

Ces critères excluent donc les techniques d'aspiration de couche limite ou les actionneurs de type électro-aérodynamiques ainsi que le principe d'oscillation de pression dans l'alimentation liquide qui requiert une pression d'injection élevée. Nous avons également choisi d'écarter le principe d'électrification du fluide avant injection, cette technique étant largement exploitée par l'équipe de Romat au LEA de Poitiers pour des applications aux moteurs diesels.

Notre choix s'est donc finalement porté vers deux techniques consistant en la propagation d'ondes ultrasonores dans la phase liquide d'une part et la création d'instabilités de Faraday d'autre part.

Première méthode

Nous avons pensé exploiter la propagation et l'énergie d'une onde ultrasonore pour influencer sur le profil de couche limite coté liquide avant injection. En effet les ondes ultrasonores transfèrent de l'énergie dans des zones présentant une vorticité et une impédance (changement de géométrie). La Figure A.29 (a), qui illustre le schéma de principe, montre que ces deux conditions sont réunies lorsque les ondes impactent la paroi séparant les deux phases avant l'injection (changement d'impédance) où la couche limite liquide présente une épaisseur de vorticité. La couche limite est donc modifiée par transfert d'énergie, c'est à dire que le liquide est accéléré au niveau de cette paroi séparatrice ce qui modifie les instabilités de surface en sortie.

Une deuxième configuration (Figure A.29 (b)) a également été envisagée avec le générateur d'ultrasons. Cette fois l'actionneur est placé sous la sortie dans une position inclinée de sorte que les ondes ultrasoniques déstabilisent directement la phase liquide au bout de la lèvre séparatrice des deux phases. La forme du dard liquide en sortie est modifiée provoquant la formation de gouttelettes.

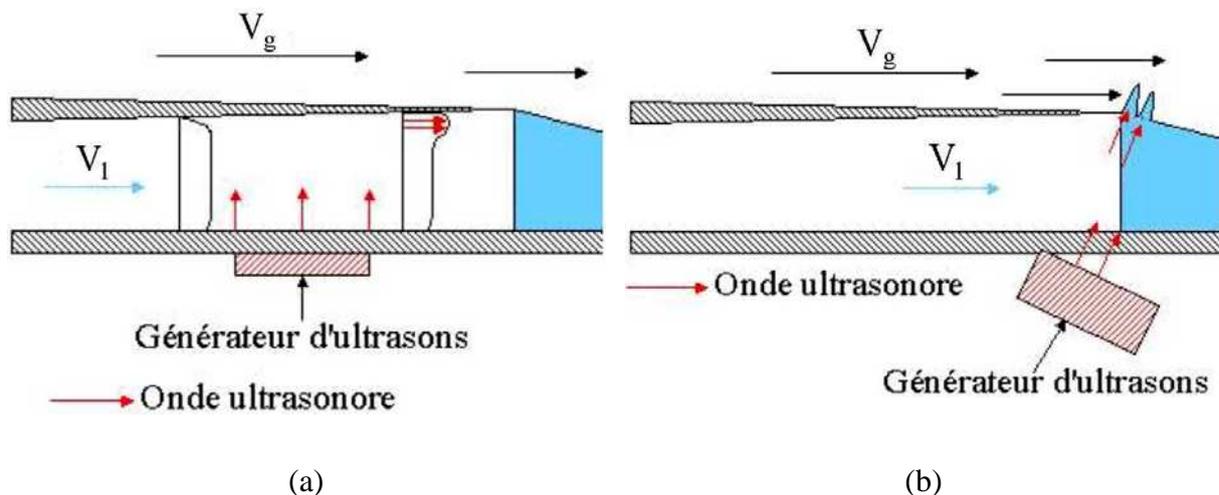


Figure A.29 : Solutions actives envisagées pour accélérer la couche limite liquide (a) – perturber le liquide après l'injection (b) à l'aide d'ondes ultrasonores

Seconde méthode

Nous avons pensé appliquer le principe de la pulvérisation ultrasonique à un injecteur de type airblast. La technique envisagée consiste à faire de la surface de préfilming de ces injecteurs une zone où le carburant est soumis à une accélération oscillante, dirigée perpendiculairement à l'interface du film liquide, d'amplitude et de fréquence variables (Figure A.30). Cette technique permet de générer un brouillard de gouttes aux caractéristiques contrôlables que l'écoulement aérodynamique soit faible ou inexistant.

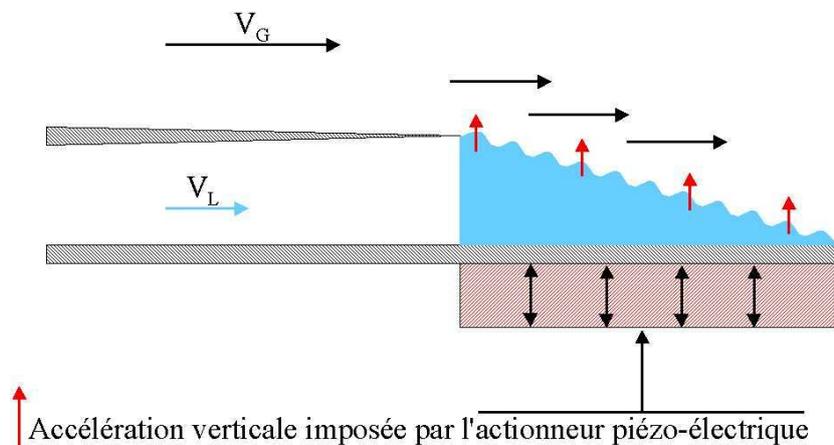


Figure A.30 : Seconde méthode active envisagée : Application du principe des injecteurs ultrasoniques à la surface de préfilming d'un injecteur airblast

Cependant le temps nécessaire pour entreprendre la caractérisation du champ aérodynamique puis l'analyse diphasique du banc sans et avec excitation était trop important pour mettre en place, étudier et valider deux techniques actives différentes. Nous avons donc choisi de nous concentrer sur la seconde méthode notamment parce qu'elle présente un plus grand nombre d'études antérieures et donc d'éléments de comparaisons, voire de validation de nos futurs résultats. En outre, cette technique force la pulvérisation sur un mode totalement indépendant du mode de rupture « naturel » par cisaillement.

La suite de ce chapitre a pour objet de présenter cette méthode de façon plus détaillée en proposant une description qualitative, des analyses théoriques et adimensionnelles et les

corrélations disponibles sur les phénomènes physiques liés à la pulvérisation ultrasonique.

II.2. La pulvérisation ultrasonique

La méthode active que nous avons mise en place et testée sur une maquette d'injecteur est basée sur la pulvérisation ultrasonique des liquides. Il s'agit d'une technologie exploitant l'énergie des ondes acoustiques de haute fréquence pour rompre une masse liquide en une multitude de gouttelettes.

Ce mécanisme d'atomisation ne requiert pas de fortes pressions d'injection ou le concours d'une seconde phase pour parvenir à la transformation d'une masse liquide en un brouillard de gouttelettes. Il offre de plus l'avantage crucial d'une distribution uniforme, maîtrisable et ajustable, nous verrons plus tard quels sont les paramètres et les mécanismes physiques permettant ce contrôle. Il pourrait donc s'avérer fort utile d'incorporer ce principe aux injecteurs airblast et ainsi remédier aux problèmes de fonctionnement de ces systèmes d'injection pour certains régimes de vols. A notre connaissance ce genre de couplage n'a pas encore été étudié ni développé à ce jour, l'utilisation de méthodes actives pour améliorer les performances des injecteurs constituant un challenge relativement récent.

La figure suivante schématise l'approche retenue pour présenter ce mode de rupture dans la partie II.2.

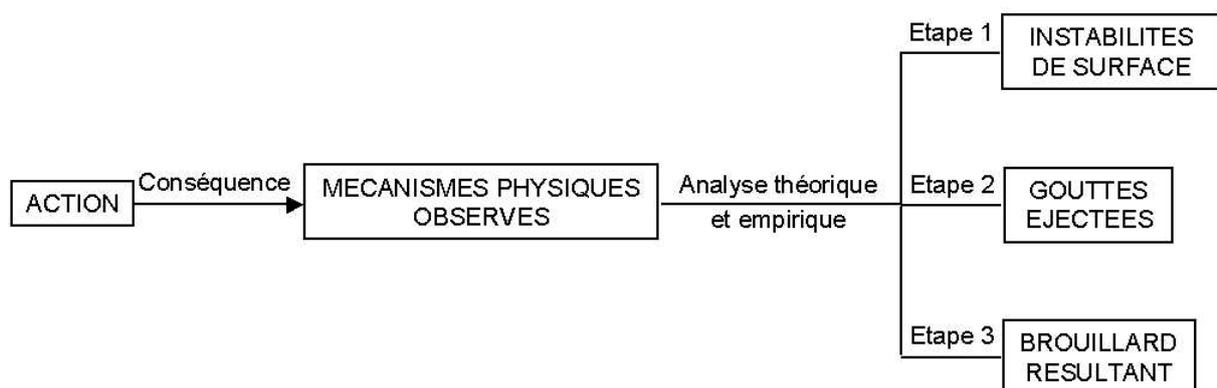


Figure A.31 : Schéma de l'approche retenue pour présenter l'état de l'art sur la pulvérisation ultrasonique des liquides

L'action de forcer la désintégration d'une masse liquide en lui appliquant une oscillation aux caractéristiques variables et dirigée perpendiculairement à son interface provoque une réponse du liquide à cette sollicitation. Des mécanismes physiques peuvent alors être observés et soulèvent des questions : selon quels principes ce forçage perturbe la masse liquide ? De quelle façon se forment les gouttes en cas d'atomisation ? Des observations expérimentales permettent de répondre partiellement à ces questions, s'en suivent des analyses théoriques et des caractérisations expérimentales poussées pour comprendre et éventuellement prédire les observations antérieures en fonction des caractéristiques de l'excitation et des propriétés physiques des fluides. Ce type d'analyse s'applique en premier lieu aux instabilités de surface (nature, longueur d'onde) avant d'être consacrée aux gouttes (diamètre) éjectées puis au brouillard (densité, distribution granulométrique) qu'elles forment.

II.2.1. Mécanisme de rupture par pulvérisation ultrasonique : différents scénarii

Deux mécanismes différents sont évoqués pour expliquer l'atomisation ultrasonique : les ondes capillaires et la cavitation. Ces mécanismes, leur interaction ou encore les critères délimitant l'existence d'un régime ou de l'autre ne sont pas totalement maîtrisés à ce jour. Dans cette première partie, les hypothèses avancées jusqu'à présent et les constatations expérimentales de différents auteurs seront présentées.

La première hypothèse avancée par Sollner (1936) pour expliquer la pulvérisation ultrasonique de liquides est basée sur la cavitation et est généralement attribuée à des systèmes fonctionnant à de hautes fréquences et de fortes intensités énergétiques (Fogler et Timmerhaus, 1965). La cavitation acoustique est obtenue suite à la propagation d'ondes sonores, dites également ondes de pression, dans un liquide au repos. Si la variation de pression est assez grande pour amener localement la pression du liquide en dessous de la pression de vapeur, une bulle apparaît, croît (Figure A.32 (a)) et se déplace aléatoirement au sein du film liquide (Figure A.32 (b)). L'implosion, ou *collapse*, de la bulle provoque une onde de choc de très grande intensité qui transperce la surface libre du film et initie sa désintégration par expulsion directe de gouttelettes (Figure A.32 (c)).

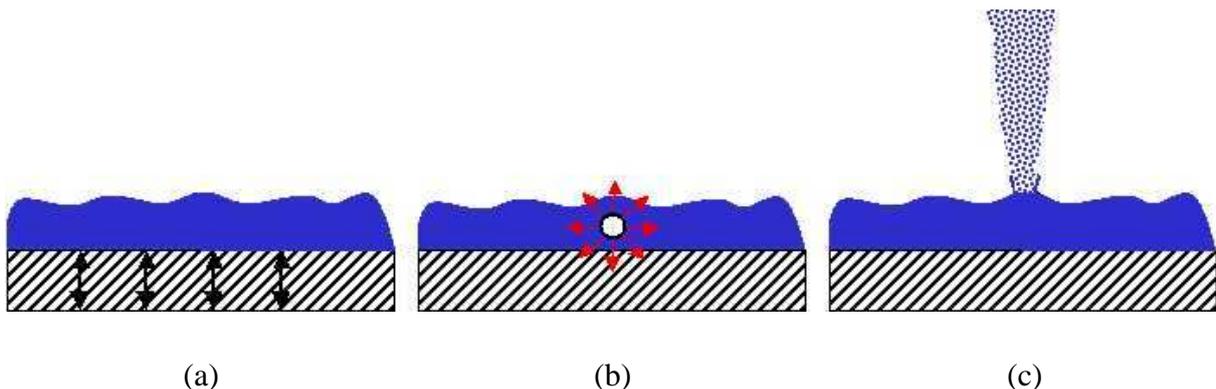


Figure A.32 : Représentation schématique de l'atomisation ultrasonique d'un liquide selon l'hypothèse de cavitation

La seconde hypothèse proposée pour expliquer la pulvérisation ultrasonique est basée sur l'instabilité de Faraday. Elle se manifeste par le développement d'ondes capillaires lorsque la fréquence de résonance du système est atteinte et que l'amplitude d'oscillation est suffisante pour faire naître ces ondes à la surface du film (alternance régulière de creux et de crêtes). Les observations expérimentales de Lang (1962) ont établi que la perturbation à la surface du film liquide n'est autre qu'un croisement d'ondes capillaires formant un quadrillage régulier (Figure A.33).

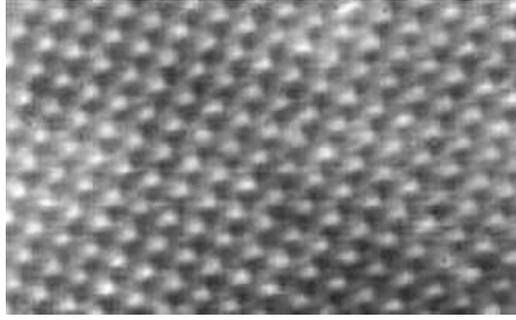


Figure A.33 : Visualisation de la surface libre d'un film soumis à une oscillation normale ultrasonique – $f=50\text{kHz}$ (Sindayihebura, 1995)

Il s'agit de la première étape de la pulvérisation par ondes capillaires. En effet, une fois que la fréquence de résonance est atteinte et que par conséquent les ondes se sont développées à la surface liquide, une augmentation progressive du forçage entraîne un étirement lui aussi progressif des crêtes des ondes jusqu'à leur rupture qui provoque alors le détachement d'une gouttelette (Figure A.34 (a)). Lors du cycle d'oscillation suivant, la crête venant de former une goutte se rétracte pour former un creux tandis que des crêtes se forment depuis les creux environnants et créent des gouttes à leur tour (Figure A.34 (b)). Nous verrons à la fin de ce paragraphe qu'il existe en réalité plusieurs mécanismes de formation de gouttes à partir de la surface liquide perturbée et que le mécanisme présenté en Figure A.34 (b), qui semble parfaitement structuré, peut être altéré.

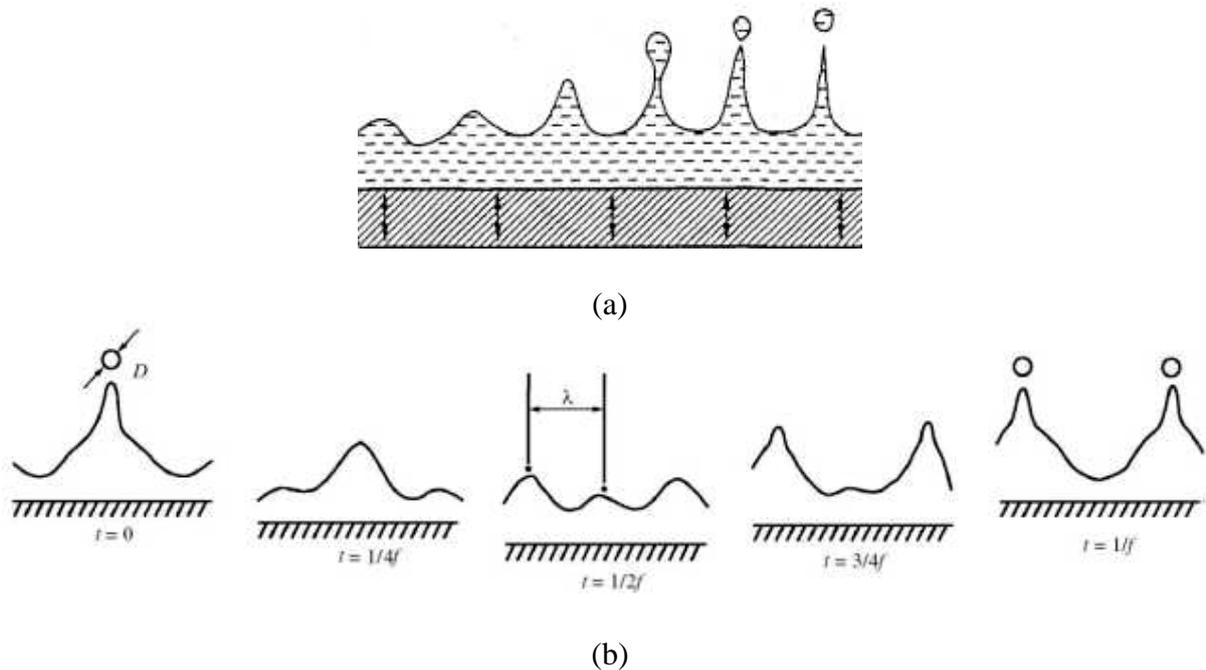


Figure A.34 : Atomisation ultrasonique d'un liquide selon l'hypothèse des ondes capillaires – (a) Mécanisme de formation d'une goutte (Drews, 1979), (b) : Mécanisme d'atomisation idéal sur une période d'oscillation de la paroi (Yule et Al-Suleimani, 2000)

A noter que pour de très faibles fréquences d'excitation, les ondes se développant à la surface libre du film excité ne sont pas capillaires mais gravitaires. Landau et Lifshitz (1987) ont en effet défini une relation de dispersion pour des ondes périodiques dans le cas de profondeurs infinies : $\omega^2 = gk + (\sigma/\rho)k^3$ (A-11) où ω est la fréquence angulaire, k le nombre

d'onde, σ et ρ respectivement la tension de surface et la masse volumique du fluide et g l'accélération due à la gravité. Cette relation permet de déterminer la fréquence ω_0 , délimitant les domaines d'existence des ondes gravitaires de basse fréquence ($\omega < \omega_0$) et des ondes capillaires de haute fréquence ($\omega > \omega_0$), telle que $\omega_0 = (4g^3 \rho / \sigma)^{1/4}$ (A-12).

D'autres auteurs suggèrent que les deux phénomènes de cavitation et d'ondes capillaires coexistent dans le processus d'atomisation ultrasonique. Bouguslavskii et Eknadosyants (1969) proposent une théorie dite conjointe selon laquelle les chocs hydrauliques provoqués par la cavitation interagissent avec l'amplitude finie des ondes capillaires pour former des gouttelettes. Ainsi, une fois l'amplitude d'oscillation seuil atteinte un nouvel accroissement de l'énergie fournie à l'actionneur tendrait à générer des bulles de cavitation dans le film liquide dont l'implosion viendrait exciter les ondes capillaires et ainsi faciliter la formation d'un spray voire en accroître la densité.

Pour s'affranchir des phénomènes de cavitation et ainsi conserver un spray aussi monodisperse que possible, Topp (1973) propose de maintenir l'épaisseur du film liquide en deçà du niveau à partir duquel les bulles de cavitation peuvent atteindre leur diamètre de résonance.

On comprend toutefois que pour un liquide donné, la pulvérisation ultrasonique est pilotée par deux paramètres que sont la fréquence et l'amplitude des oscillations imposées au film liquide.

La fréquence d'oscillation imposée au film est le facteur prépondérant dans la sélection de la forme et de la longueur d'onde des ondes capillaires. Barrio *et al.* (1997) ont en effet mis en évidence la multiplicité de formes que les ondes capillaires peuvent adopter, plus particulièrement pour de faibles fréquences de l'ordre de quelques dizaines jusqu'à une centaine de Hertz (Figure A.35). Des images obtenues lors d'une expérience similaire sont également proposées dans une publication de Edwards et Fauve (1994).

Pour des fréquences plus élevées, typiquement supérieures à 1kHz c'est le maillage régulier alternant crêtes et creux qui prédomine.

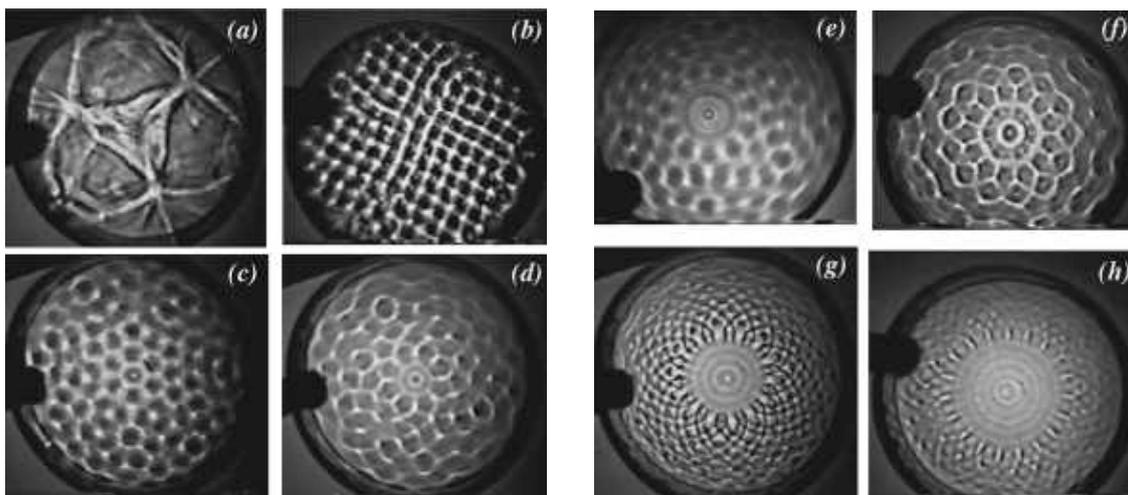


Figure A.35 : Structures régulières observées à la surface d'un film liquide soumis à une oscillation verticale. La fréquence de l'oscillation verticale est progressivement augmentée de (a) vers (h) (Barrio *et al.*, 1997) – $40\mu\text{m} < \alpha < 50\mu\text{m}$ – Fluide : Fluorinert FC-75 ($\nu=0,8.10^{-6}\text{m}^2/\text{s}$ – $\rho=1770\text{kg}/\text{m}^3$)

Concernant la longueur des ondes formées, Lang (1962) constata que l'accroissement de la fréquence d'excitation provoquait une diminution de la longueur des ondes de surface générées. Cette tendance est confirmée par l'analyse théorique des instabilités de Faraday que nous exposerons au paragraphe II.2.2.

En présence d'ondes capillaires, l'atomisation se produit lorsqu'une oscillation instable arrache les crêtes des ondes de la masse liquide pour former des gouttes. Or, si la fréquence d'oscillation fixe la longueur d'onde pour un fluide donné, la taille des gouttes créées est donc également pilotée par la fréquence d'oscillation. En effet, le volume liquide se détachant de la crête pour former la goutte est directement lié au volume de la crête qui est lui-même directement lié à la longueur de l'onde de surface. C'est ici que réside l'un des avantages majeur de la pulvérisation ultrasonique : une distribution granulométrique étroite, très facilement contrôlable et réglable via la fréquence d'excitation.

Il existe un seuil de hauteur des crêtes en deçà duquel les ondes capillaires restent stables et au delà duquel elles deviennent instables et provoquent l'éjection de gouttelettes. Ce seuil est atteint en ajustant la puissance ultrasonique délivrée au film liquide. En effet, la hauteur des ondes capillaires croît avec l'amplitude des oscillations imposées au film liquide qui est elle-même liée à la quantité d'énergie électrique fournie à l'actionneur. Il faut donc fournir une quantité d'énergie donnée pour obtenir la pulvérisation ultrasonique par ondes capillaires. En revanche si l'énergie ultrasonique fournie, et donc l'amplitude d'oscillation, sont trop élevées la formation d'ondes capillaires est compromise et laisse place à la création de bulles de cavitation comme nous l'expliquions au début de cette partie.

Des études successivement réalisées par Sorokin (1957) puis par Eisenmenger (1959) indiquent que l'amplitude d'excitation nécessaire pour obtenir la formation de gouttelettes à partir des crêtes des ondes capillaires décroît avec l'augmentation de la fréquence d'excitation. En effet Sorokin étudia l'atomisation provoquée par une oscillation forcée sur une gamme de fréquences comprises entre 10 et 30Hz tandis que Eisenmenger travailla sur une gamme de fréquences allant cette fois de 10kHz à 1,5 MHz. Dans le premier cas l'amplitude d'oscillation nécessaire à la formation de gouttelettes représentait 7 à 8 fois l'amplitude à partir de laquelle la formation des ondes capillaires se produisait à la surface du film tandis que dans le second cas, elle ne représentait plus que 4 fois l'amplitude d'apparition des ondes.

Cette tendance a également été observée par Yule et Al-Suleimani (2000) qui estiment qu'une amplitude d'oscillation égale à 150µm est nécessaire pour atteindre l'atomisation quand la fréquence d'oscillation est de 80Hz. Lorsque la fréquence est haussée à 200Hz, l'amplitude nécessaire pour atteindre l'atomisation n'est plus que de 100µm. Ce phénomène s'explique par la réduction de la longueur des ondes avec l'augmentation de la fréquence évoquée précédemment. La conséquence directe de la réduction de la longueur d'onde est le développement de crêtes et creux plus nombreux sur une même surface liquide et donc des crêtes représentant un volume liquide moindre. L'énergie nécessaire pour obtenir l'éjection d'une goutte à partir d'une crête est donc réduite.

A noter les travaux de Lierke et Griesshammer (1967) qui définissent l'expression suivante pour l'amplitude critique à partir de laquelle les ondes se forment à la surface du film

liquide : $\alpha_{\lambda, crit} = \left(\frac{2\mu}{\rho} \right) \left(\frac{\rho}{\pi\sigma f} \right)^{1/3}$ (A-13). A partir de leurs expériences ils établissent que

l'amplitude nécessaire pour que l'atomisation débute représente 3 à 6 fois $\alpha_{\lambda, crit}$.

En outre l'énergie à fournir aux injecteurs ultrasoniques pour le processus d'atomisation reste faible d'autant que la mise en résonance de l'ensemble garantit une absorption maximale de l'énergie. Cette faible consommation des systèmes fonctionnant sur le principe de la pulvérisation ultrasonique est l'un des avantages de cette technologie. Rajan et Pandit (2001) ont ainsi comparé l'énergie nécessaire à un injecteur type airblast et un injecteur ultrasonique pour rompre un liquide ayant un débit fixé en un brouillard de gouttes dont le diamètre est également fixé. Le rendement des équipements impliqués (compresseurs, actionneurs) a également été considéré lors de cette étude. Après calculs il apparaît que l'énergie électrique requise pour l'injecteur de type ultrasonique ne représente que 6% de l'énergie électrique nécessaire aux injecteurs diphasiques conventionnels pour aboutir au même résultat.

Suite à une série de visualisations sur le mécanisme de détachement de la goutte à partir de la surface liquide, Yule et Al-Suleimani (2000) ont identifié trois processus distincts de détachement de gouttelettes. Le premier suit l'hypothèse classique évoquée pour l'atomisation ultrasonique avec le détachement d'une gouttelette depuis une crête d'onde capillaire s'étirant sous l'effet de l'accélération. Un second mécanisme, semblable au phénomène de dynamique ligamentaire (Marmottant et Villermaux, 2004(a)), est basé sur ce même principe si ce n'est que plusieurs gouttelettes sont formées à partir d'une même crête sans que la crête ne retourne à la masse liquide (Figure A.36, séquence de l'image 1 vers l'image 8). Ce phénomène est analogue à la rupture d'un jet liquide sous l'effet des instabilités de Rayleigh.

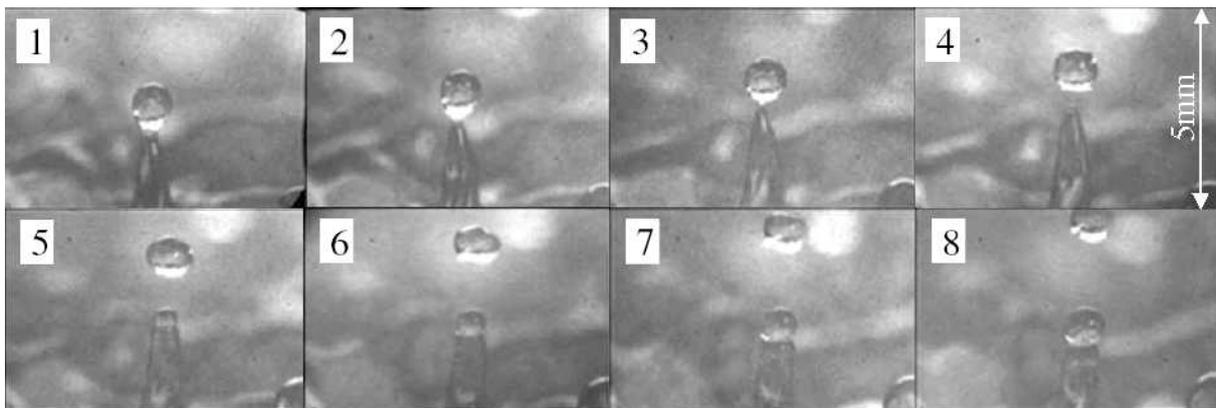


Figure A.36 : Formation de plusieurs gouttes à partir d'une seule crête d'onde capillaire – $f=150\text{Hz}$ – Temps entre chaque image = $286\mu\text{s}$ (Yule et Al-Suleimani, 2000)

Enfin le troisième mode identifié, appelé *vulcano-mode*, peut être observé sur la figure suivante.

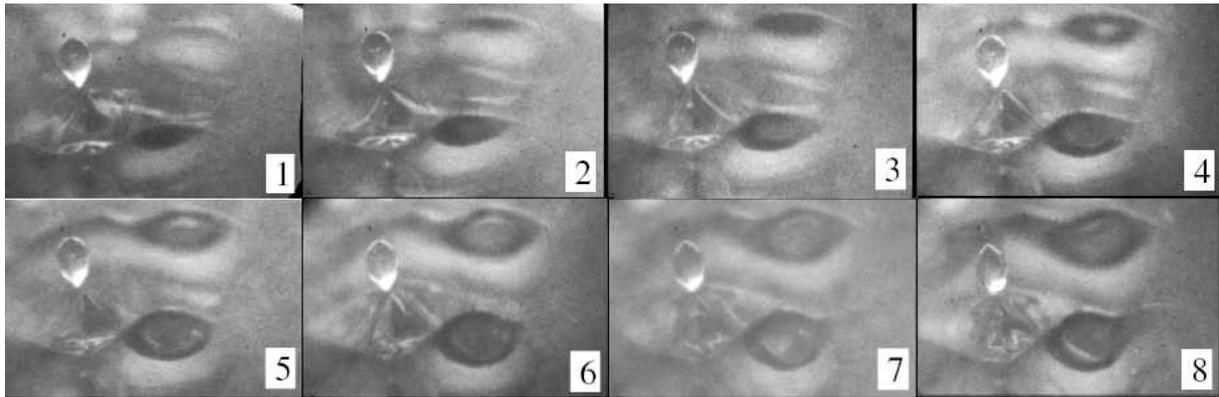


Figure A.37 : Formation de gouttes par *vulcano-mode* – $f=150\text{Hz}$ – Temps entre chaque image= $286\mu\text{s}$ (Yule et Al-Suleimani, 2000)

En bas et en haut à droite de l'image on distingue l'émergence progressive de gouttes depuis deux cratères dans la surface du film liquide. Les auteurs suggèrent que ce mécanisme se produit lorsqu'une goutte ne parvient pas à se détacher d'une crête lorsque celle-ci s'étire sous l'effet de l'accélération. Elle est donc "renvoyée" vers la surface liquide lorsque la crête se rétracte pour former un creux. Lors du cycle d'oscillation suivant, la goutte émerge donc du creux et est éventuellement éjectée.

La figure suivante est une représentation schématique du mécanisme de pulvérisation ultrasonique obtenu par une étude numérique visant à modéliser les champs de vitesse au sein du film liquide.

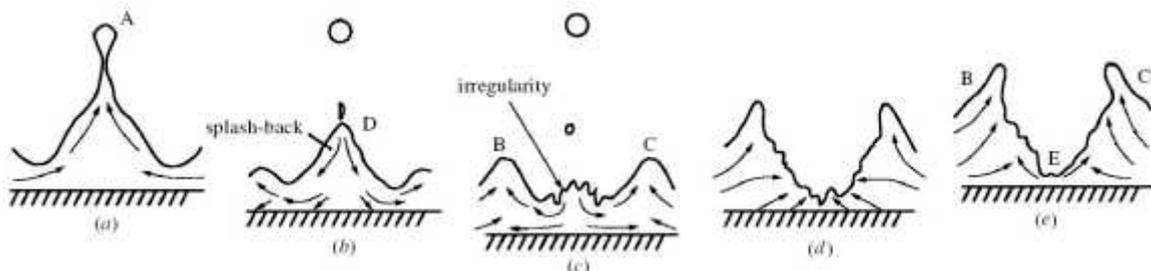


Figure A.38 : Processus de formation de gouttes réalisé d'après une simulation numérique sur les champs de vitesse au sein du film liquide (Yule et Al-Suleimani, 2000)

Contrairement au cas idéal présenté sur une figure précédente (Figure A.34), il semble que l'émission d'une gouttelette depuis la cellule centrale provoque de petites perturbations de la surface qui viennent altérer le champ de vitesse dans les cellules voisines. En plus de la perte de volume liquide due à la formation d'une goutte par la cellule centrale, les cellules voisines semblent redistribuer une partie de leur volume liquide vers la cellule centrale. Les cellules voisines seraient par conséquent dans l'incapacité de former une goutte lors de l'oscillation suivante. Ceci expliquerait les observations préliminaires des auteurs qui avaient noté que la structure ordonnée des ondes capillaires avant le commencement de l'atomisation se désorganisait lors de l'atomisation et que les positions d'éjection de gouttes semblaient être distribuées aléatoirement à la surface du film.

II.2.2. Caractérisation des ondes de surface

Application de la théorie des ondes capillaires à la pulvérisation d'un liquide par oscillation forcée

Les premières études sur des ondes stationnaires à la surface d'une masse liquide soumise à un forçage vertical périodique ont été réalisées par Faraday (1831). Puis en 1871 à partir de l'étude théorique de la propagation d'ondes liquides sous l'action des seules forces capillaires et de gravité, Kelvin établit l'équation suivante pour exprimer la vitesse de

propagation c_S des ondes de surface : $c_S = \sqrt{\left(\frac{g}{k_S} + \frac{\sigma}{\rho} k_S\right)} \tan(k_S h)$ (A-14), g étant la

gravité, σ la tension de surface, ρ la masse volumique, k_S le nombre d'onde des ondes de surface et h l'épaisseur du film liquide.

Si, dans l'expression (A-14), on considère que le produit $k_S h$ est suffisamment élevé on peut écrire : $\tanh(k_S h) \approx 1$. Si l'on note λ_S la longueur d'onde, $k_S = 2\pi/\lambda_S$ et l'expression (A-

14) devient : $c_S = \sqrt{\left(\frac{\lambda_S g}{2\pi} + \frac{2\pi\sigma}{\rho\lambda_S}\right)}$ (A-15).

Si l'on considère que les effets de la gravité sur la vitesse de propagation sont négligeables par rapport aux effets de capillarité ce qui est souvent le cas lorsque la longueur

d'onde est faible : $\frac{\lambda_S g}{2\pi} \ll \frac{2\pi\sigma}{\rho\lambda_S}$, on obtient alors : $c_S = \sqrt{\frac{2\pi\sigma}{\rho\lambda_S}}$ (A-16).

Comme nous l'avons vu précédemment, l'excitation imposée au film liquide est une excitation dite paramétrique. Dans les systèmes à excitation "classique", une petite force d'excitation ne produit une réaction importante que lorsque la fréquence de l'excitation correspond à une fréquence propre du système. En revanche, une petite excitation paramétrique peut produire une réponse importante lorsque sa fréquence est égale au double de l'une des fréquences propres du système (Faraday, 1831). La fréquence f_S des ondes de surface peut donc être écrite : $f_S = f/2$ où f représente la fréquence de la force transversale appliquée au film liquide. En formulant c_S comme le produit de la longueur d'onde et de la fréquence f_S de l'onde de surface, alors (Lang, 1962) :

$$\lambda_S = \left(\frac{8\pi\sigma}{\rho f^2}\right)^{1/3} \quad (\text{A-17}).$$

Cette formulation confirme qu'un accroissement de la fréquence d'excitation provoque une réduction de la longueur des ondes capillaires générées à la surface du film ce qui est cohérent avec les premières observations expérimentales de Lang (1962), Sindayihebura (1995) ou Dobre et Bolle (1999).

Il ressort également qu'une réduction de la tension superficielle du fluide entraîne une diminution de la longueur d'onde. Ce comportement, qui est commun aux procédés d'atomisation, vient du fait que lorsque la tension superficielle décroît, les forces de tension de surface deviennent efficaces pour de faibles rayons de courbure. Par conséquent, une réduction de la tension de surface entraîne la décroissance de la longueur d'onde des ondes instables.

Stabilité de la surface libre d'un film liquide idéal soumis à une oscillation transverse

Considérons une masse de liquide contenue dans un récipient de section arbitraire et

fermé par un plan horizontal à une profondeur h . Le récipient est accéléré verticalement par un mouvement périodique simple, l'accélération est notée f' et la période $2\pi/\omega$ telles que $f' = \alpha \cos(\omega t)$ où α est l'amplitude de l'oscillation (Benjamin et Ursell, 1954). Le repère cartésien (x, y, z) fixé sur le récipient est tel que la position de la surface libre au repos est $z=0$ et celle de la base du récipient est $z=h > 0$. Le repère se déplace avec une accélération $f' \cos \omega t$, la force appliquée au liquide se formule donc : $F = g - f' \cos \omega t$.

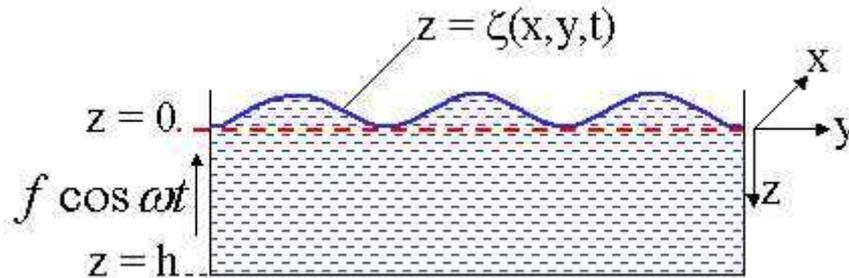


Figure A.39 : Représentation schématique de la masse liquide excitée par une oscillation ultrasonique

Les composantes de la vitesse au sein du fluide, considéré comme idéal, sont u, v et w .

Le déplacement de la surface libre du liquide par rapport à sa position de repos est défini par la fonction $\zeta(x, y, t)$.

L'équation de conservation de la quantité de mouvement s'écrit :

$$\frac{\partial V}{\partial t} + (V \cdot \nabla)V = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \frac{1}{\rho} F \text{ avec } V = (u, v, w) \text{ et } F = (0, 0, g - f' \cos \omega t)$$

La masse volumique ρ étant considérée comme constante au cours du temps et homogène dans l'espace, l'équation de continuité $\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho V) = 0$ se réduit à :

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (A-18) \Leftrightarrow \nabla \cdot V = 0, \text{ écoulement à divergence nul.}$$

L'écoulement est supposé potentiel, c'est à dire que la vitesse relative au repère V dérive du potentiel $\phi(x, y, z, t)$ tel que $(u, v, w) = \left(\frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y}, \frac{\partial}{\partial z} \right) \phi$.

L'équation de conservation de la quantité de mouvement s'écrit alors :

$$\nabla \left(\frac{\partial \phi}{\partial t} + \frac{1}{2} |\nabla \phi|^2 + (-Fz) \right) = -\frac{1}{\rho} \nabla p$$

$$\text{et donc : } \frac{p}{\rho} + \frac{\partial \phi}{\partial t} + \frac{1}{2} (u^2 + v^2 + w^2) - (g - f' \cos \omega t)z = F(t) \quad (A-19)$$

où $F(t)$ n'est fonction que de t et peut être prise égale à 0.

$$\text{L'équation de continuité s'écrit quant à elle : } \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} = 0 \quad (A-20)$$

La surface libre est soumise aux contraintes de pression qui s'écrivent d'après la

$$\text{formule de Laplace : } p - p_{atm} = \sigma \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) \quad (A-21)$$

où σ est la tension de surface et R_1 et R_2 les rayons de courbures principaux de la surface libre. Si on considère que la surface libre est soumise à de faibles déplacements on peut écrire : $\left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) \approx \left(\frac{\partial^2 \zeta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \zeta}{\partial y^2} \right)$

En écrivant (A.19) à la surface libre on obtient :

$$\frac{\sigma}{\rho} \left(\frac{\partial^2 \zeta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \zeta}{\partial y^2} \right) + \frac{\partial \phi}{\partial t} + \frac{1}{2} (u^2 + v^2 + w^2) - (g - f' \cos \omega t) \zeta = 0 \quad (A-22)$$

Dans les systèmes définis précédemment les conditions aux limites s'expriment :

$$u = v = 0 \text{ sur les parois latérales} \Leftrightarrow \frac{\partial \phi}{\partial n} = 0 \quad (A-23)$$

$$w = 0 \text{ sur le fond du récipient} \Leftrightarrow \frac{\partial \phi}{\partial z} = 0 \quad (A-24)$$

$$\frac{D}{Dt} (\zeta(x, y, t) - z) \equiv \left(\frac{\partial}{\partial t} + \underline{v} \cdot \nabla \right) (\zeta(x, y, t) - z) \equiv \frac{\partial \zeta}{\partial t} + u \frac{\partial \zeta}{\partial x} + v \frac{\partial \zeta}{\partial y} + w = 0 \quad (A-25)$$

où n est le vecteur normal aux parois latérales.

Les équations (A-23) et (A-24) traduisent la nullité des vitesses normales aux parois (bords et fond du récipient) tandis que l'équation (A-25), appelée condition cinématique, exprime l'égalité de la vitesse de l'interface et de celle des particules liquides au voisinage de cette interface.

Les équations (A-22) et (A-25) sont linéarisées et écrites en $z = 0$, on obtient alors respectivement :

$$\frac{\sigma}{\rho} \left(\frac{\partial^2 \zeta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \zeta}{\partial y^2} \right) + \left(\frac{\partial \phi}{\partial t} \right)_{z=0} - (g - f' \cos \omega t) \zeta = 0 \quad (A-26)$$

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} = w = \frac{\partial \phi}{\partial z} \quad (A-27)$$

L'équation (A-26) correspond à l'équation de Laplace en 2D avec second membre. Les conditions aux limites sont écrites à l'aide de variables séparées, on peut donc résoudre l'équation de Laplace par la méthode de séparation des variables.

Cette résolution fait apparaître les valeurs propres k_m^2 de l'opérateur Δ_{2D} (Laplacien 2D) associées aux fonctions propres S_m linéairement indépendantes telles que l'on puisse écrire : $\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + k_m^2 \right) S_m(x, y) = 0$.

On décompose les solutions de l'équations (A-26) sur la base des fonctions propres S_m (voir annexe 1 pour le détail des calculs) :

$$\zeta(x, y, t) = \sum_0^{\infty} a_m(t) S_m(x, y) \quad (A-28)$$

$$\frac{\partial \zeta^2}{\partial x^2} + \frac{\partial \zeta^2}{\partial y^2} = - \sum_0^{\infty} k_m^2 a_m(t) S_m(x, y) \quad (A-29)$$

$$\phi(x, y, z, t) = - \sum_1^{\infty} \frac{da_m(t)}{dt} \frac{\cosh k_m(h-z)}{k_m \sinh k_m h} S_m(x, y) + G(t) \quad (A-30)$$

En remplaçant ζ , $\left(\frac{\partial \zeta^2}{\partial x^2} + \frac{\partial \zeta^2}{\partial y^2} \right)$ et ϕ par leurs expressions respectives (A-28), (A-29) et (A-30) dans l'équation (A-26), on obtient:

$$\sum_1^{\infty} \frac{S_m(x, y)}{k_m \tanh k_m h} \left[\frac{d^2 a_m}{dt^2} + k_m \tanh k_m h \left(\frac{k_m^2 \sigma}{\rho} + g - f' \cos \omega t \right) a_m \right] = 0 \quad (A.31)$$

La propriété d'indépendance linéaire des fonctions S_m implique :

$$\frac{d^2 a_m}{dt^2} + k_m \tanh k_m h \left(\frac{k_m^2 \sigma}{\rho} + g - f' \cos \omega t \right) a_m = 0 \quad (A-32) \quad (\forall m)$$

On définit p_m , q_m et T tels que :

$$p_m = \frac{4k_m \tanh k_m h}{\omega^2} \left(g + \frac{k_m^2 \sigma}{\rho} \right) \quad (A-33), \quad q_m = \frac{2k_m f' \tanh k_m h}{\omega^2} \quad (A-34), \quad T = \frac{1}{2} \omega t$$

$f' = \alpha \omega^2$, q_m mesure donc l'amplitude de l'oscillation

$p_m = 4\omega_m^2 / \omega^2$ où ω_m est la pulsation du mode naturel solution reliée au nombre d'onde

par l'équation de dispersion : $\omega_m = \sqrt{\tan(k_m h) \cdot \left(\frac{k_m^3 \sigma}{\rho} + k_m g \right)}$ (A-35). p_m mesure donc la fréquence d'oscillation.

$$\text{L'équation (A-32) s'écrit alors : } \frac{d^2 a_m}{dT^2} + (p_m - 2q_m \cos 2T) a_m = 0 \quad (\forall m) \quad (A-36), \text{ qui}$$

est la forme standard de l'équation de Mathieu-Hill. A travers les paramètres du second terme on montre donc que la stabilité de la surface libre d'un liquide soumis à une oscillation forcée dépend des caractéristiques de l'excitation imposée (l'accélération f' et la pulsation ω) mais également des propriétés du liquide (tension de surface σ et masse volumique ρ). Le liquide étant considéré comme idéal, la viscosité n'intervient pas dans cette étude.

A noter que si l'on considère, dans l'équation de Mathieu-Hill définie précédemment, le paramètre f' comme étant nul, c'est à dire que l'on supprime l'accélération verticale imposée au fluide, alors l'équation (A-32) s'écrit :

$$\frac{d^2 a_m}{dt^2} + k_m \tanh k_m h \left(\frac{k_m^2 \sigma}{\rho} + g \right) a_m = 0 \Leftrightarrow \frac{d^2 a_m}{dt^2} + k_m^2 \left[\tanh k_m h \left(\frac{k_m \sigma}{\rho} + \frac{g}{k_m} \right) \right] a_m = 0$$

$$\Leftrightarrow \frac{d^2 a_m}{dt^2} + k_m^2 c_m^2 a_m = 0$$

L'équation de Mathieu-Hill se réduit donc à l'équation du mouvement d'une surface libre uniquement soumise aux forces de capillarité et de gravité où la vitesse de propagation des ondes est égale à c_m .

La solution de l'équation de Mathieu-Hill a la forme (Sindayihubura, 1995) :

$$a_m(T) = e^{j\mu T} \Theta(T) \quad (A-37) \quad \text{avec} \quad \begin{cases} \Theta & \text{une fonction périodique} \\ \mu = \mu(p_m, q_m) \end{cases}$$

Les valeurs imaginaires négatives de μ impliquent une croissance exponentielle de l'amplitude en fonction du temps et définissent donc les zones d'instabilités dans le plan (p_m, q_m) (Figure A.40). Le diagramme d'instabilité est composé de plusieurs régions indicatives d'un comportement instable du fluide mais au sein desquelles la réponse en fréquence de l'instabilité est de nature subharmonique ou synchrone, comme l'avait constaté Faraday ou Matthiessen lors de leurs expérimentations.

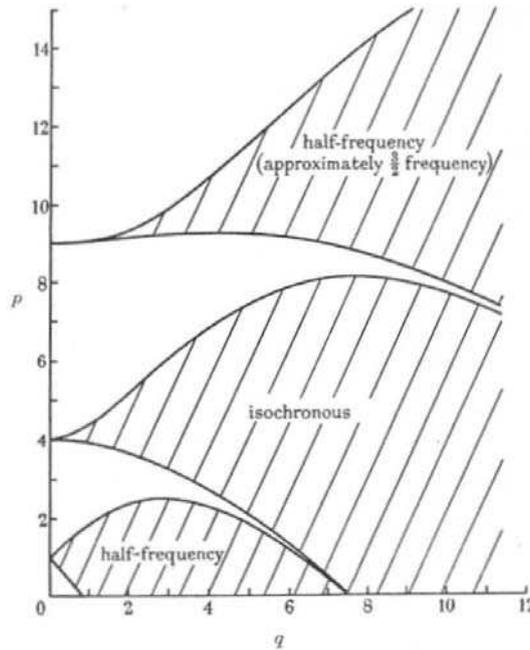


Figure A.40 : Diagramme de stabilité d'une masse liquide soumise à une oscillation forcée (Benjamin et Ursell, 1954)

Les conditions limites définies dans cette analyse impliquent un angle de contact entre le liquide et les parois latérales constant et égal à $\pi/2$ ce qui est incompatible avec la notion de tension de surface du fluide. Benjamin et Scott (1979) et Graham-Eagle (1983) ont mené des analyses prenant en compte les parois latérales sans que leurs résultats ne diffèrent radicalement de l'analyse de Benjamin et Ursell.

Sindayihebura propose d'étudier l'évolution du taux d'amplification dans la région instable proche de l'origine des axes. Les courbes C1 et C2 séparent les régions stables des régions instables et représentent les lieux des points où $\mu=0$. Au sein de la zone instable, déterminer les lieux géométriques des points d'égaux valeurs de μ (les iso- μ) permet de tracer la courbe C3 qui est le lieu géométrique des points qui rendent maximum le taux de croissance $j\mu$ de l'amplitude des ondes de surface pour des valeurs fixes de β (Figure A.41 (a)). Les courbes 1 à 13 de la Figure A.41 correspondent à des valeurs de $j\mu$ allant de 0,05 à 1,2.

L'auteur propose ensuite d'ajouter à ce graphique les lieux géométriques des points des modes de vibration de la surface libre d'un film liquide dont on connaît les caractéristiques physiques et d'excitation. En effet si l'on connaît les caractéristiques du fluide et la force oscillatoire qui lui est appliquée (valeurs fixes pour σ , ρ , h , α et $f=\omega/2\pi$), alors les paramètres p_m et q_m ne dépendent plus que du nombre d'onde k_m qui est fonction du mode de vibration de la surface libre excité. On peut donc tracer sur le diagramme (p_m, q_m) les lieux correspondant à une excitation d'amplitude α et de fréquence f données et déterminer la courbe qui représente tous les modes de vibration de la surface libre qu'il serait théoriquement possible d'exciter (courbe a , b , c ,... m , Figure A.41 (b)). Les courbes a à m constituent les lieux géométriques des points des modes de vibration de la surface libre d'un film d'eau de 1mm d'épaisseur excité à une amplitude d'oscillation comprise entre 2 et 14 μm et une fréquence allant de 30 à 60kHz.

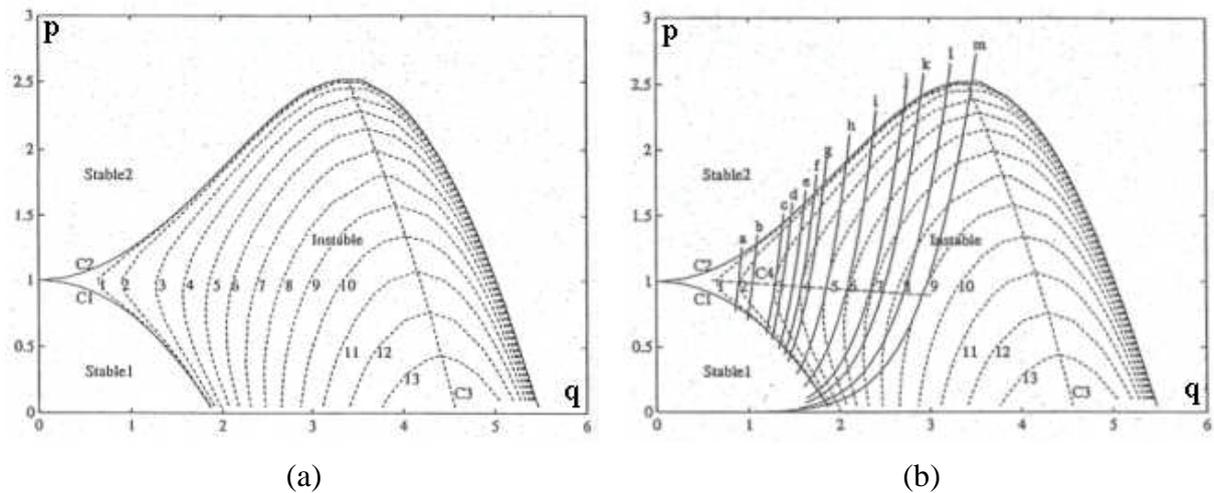


Figure A.41 : Courbe des iso- μ dans la région des solutions instables proches de l'origine des axes (a) et lieux géométriques des points représentant les modes théoriques de vibration de la surface libre d'un film liquide (b) (Sindayihebura, 1995)

Il est alors possible de déterminer pour chaque couple (α, f) le lieu où l'amplification est maximale (points de tangence entre les courbes a , b , c etc. et les iso- μ). Ce lieu est représenté par le segment C4. Il est intéressant de noter qu'il diffère de la courbe C3.

Sindayihebura détermine alors l'équation de la courbe C4 dans le plan (p_m, q_m) , puis en remplaçant ces paramètres par leurs expressions, il établit :

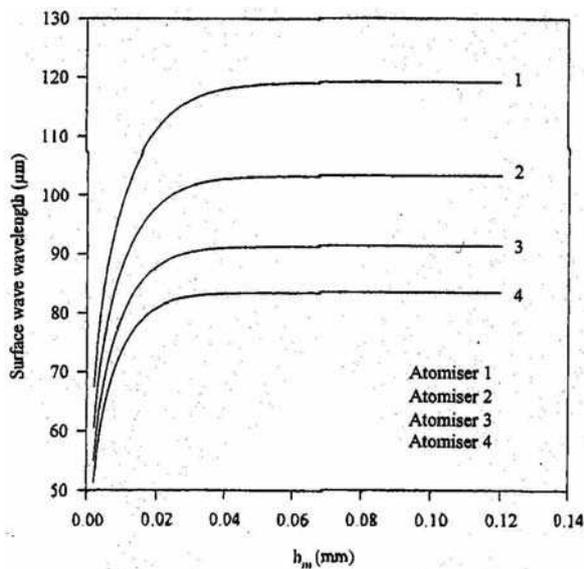
$$\frac{2}{\pi f^2 \lambda_s} \left(4 \frac{\sigma \pi^2}{\rho \lambda_s^2} + g \right) \tanh \left(\frac{2\pi h_l}{\lambda_s} \right) + 0.2 \left[\frac{\pi \alpha}{\lambda_s} \tanh \left(\frac{2\pi h_l}{\lambda_s} \right) \right]^{1/2} - 1.04 = 0 \quad (\text{A-38})$$

En supposant que pour un couple (α, f) donné le système se fixe sur le maximum d'amplification, la condition C4 permet de fixer la longueur d'onde en fonction de (α, f) et de l'épaisseur film. On peut dans un second temps en déduire la pulsation via l'équation de

$$\text{dispersion : } \omega^2 = \frac{4k \left(\frac{\sigma}{\rho} k^2 + g \right) \tanh(kh)}{1.04 - 0.1 \sqrt{2\alpha k \tanh(kh)}}.$$

L'expression (A-38) se réduit à l'équation (A-17) établie par Lang si en plus de considérer les forces de gravité comme négligeables devant les forces capillaires et l'épaisseur du film liquide comme grande devant la longueur d'onde des ondes de surface, on néglige l'amplitude d'oscillation α .

A partir de cette équation, Sindayihebura *et al.* (1997) évaluent l'influence de l'épaisseur h_l du film liquide sur la longueur d'onde des ondes de surface. Les auteurs tracent l'évolution de la longueur d'onde en fonction de l'épaisseur du film pour plusieurs injecteurs ayant chacun un couple fréquence/amplitude d'excitation différent.



Injecteur	Fréquence de fonctionnement (kHz)	Amplitude de déplacement (μm)
1	32.8	1.46
2	41.1	2.78
3	49.9	4.20
4	57.5	4.97

Figure A.42 : Evolution de la longueur d'onde en fonction de l'épaisseur du film liquide d'après l'équation (A-38) (Sindayihebura *et al.*, 1997)

Il apparaît que pour une épaisseur de film supérieure à $75\mu\text{m}$ la longueur d'onde calculée à partir de l'équation (A-38) reste constante.

Si l'on fait varier les autres paramètres de l'équation (A-38), on peut observer qu'une diminution de la masse volumique du liquide excité entraîne l'augmentation de la longueur d'onde tandis qu'une décroissance de la tension superficielle réduit la longueur d'onde. A titre indicatif, réduire la masse volumique (ou la tension superficielle) de 30% provoque une augmentation (ou une réduction) de la longueur d'onde de l'ordre de 10%.

Enfin si l'amplitude d'oscillation est accrue, la longueur d'onde l'est également mais dans de très faibles proportions : multiplier l'amplitude d'oscillation par 100 augmente la longueur d'onde de 17%.

En faisant l'hypothèse que : $\tanh\left(\frac{2\pi h}{\lambda_s}\right) \cong 1$, l'équation A-38 se simplifie en :

$$\frac{2}{\pi f^2 \lambda_s} \left(4 \frac{\sigma \pi^2}{\rho \lambda_s^2} + g \right) + 0.2 \left(\frac{\pi \alpha}{\lambda_s} \right)^{1/2} - 1.04 = 0 \quad (A-39).$$

Prise en compte de la viscosité : critères de nombre d'onde et d'accélération critique caractéristiques à un régime instable

L'introduction de la viscosité dans le modèle linéaire permet de déterminer un seuil d'amplitude critique en deçà duquel les modes instables de la surface libre du film liquide ne peuvent être excités (Figure A.43). De plus, une augmentation de la viscosité du liquide entraîne l'accroissement de l'accélération critique et du nombre d'onde critique à partir desquels le régime est instable (Figure A.43) (Sindayihebura 1995, Sindayihebura et Bolle 1995).

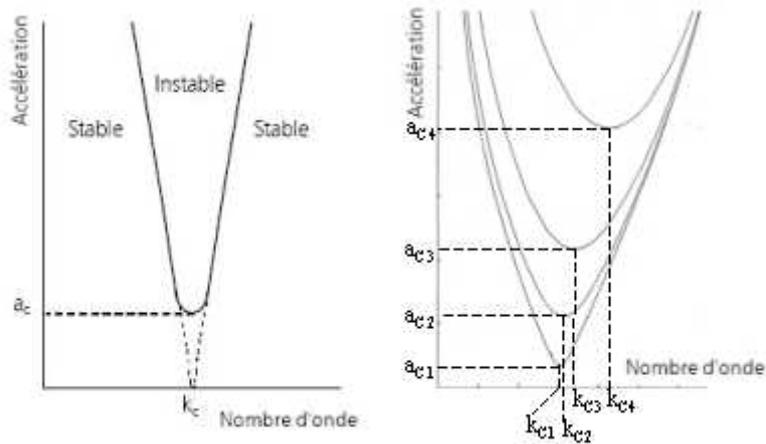


Figure A.43 : Influence de la viscosité sur le caractère stable ou instable d'une surface libre soumise à une oscillation forcée (Sindayihebura, 1995)

Il apparaît donc que dans le cas d'un liquide très visqueux, une grande valeur de l'amplitude de vibration appliquée au liquide sera nécessaire pour parvenir à exciter les modes instables de sa surface libre. La viscosité du liquide perturbé est donc un paramètre qui influence sur la quantité d'énergie à fournir pour parvenir à atomiser un liquide par la pulvérisation ultrasonique.

Dans deux articles successivement publiés en 1996 et 1997, Goodridge *et al.* proposent de déterminer l'accélération critique à partir de laquelle la formation de gouttes se produit à la surface libre d'un film liquide perturbé par une oscillation transverse en tenant compte des effets de la fréquence et des propriétés physiques du fluide telles que la tension superficielle et la viscosité.

Les auteurs définissent deux paramètres adimensionnels pour la fréquence et l'accélération imposées par l'excitation externe :

$$\omega^* = \frac{\omega_0 \nu^3}{(\sigma/\rho)^2} \quad (A-40) \quad \text{et} \quad a_c^* = \frac{a_c \nu^4}{(\sigma/\rho)^3} \quad (A-41) \quad \text{où } \sigma, \rho, \text{ et } \nu \text{ sont respectivement la}$$

tension superficielle, la masse volumique et la viscosité cinématique du liquide excité et ω_0 et a_c respectivement la pulsation et l'accélération critique d'excitation.

En traçant leurs résultats expérimentaux en fonction de ces deux paramètres adimensionnels (Figure A.44), les auteurs définissent alors deux tendances d'évolution de l'accélération critique respectivement valables pour les fluides présentant une faible ou une forte viscosité :

$$a_c \approx 0.261 \left(\frac{\sigma}{\rho} \right)^{\frac{1}{3}} \omega_0^{4/3} \quad (A-42) \quad (\text{faible viscosité})$$

$$a_c \approx 1.306 \nu^{1/2} \omega_0^{3/2} \quad (A-43) \quad (\text{forte viscosité})$$

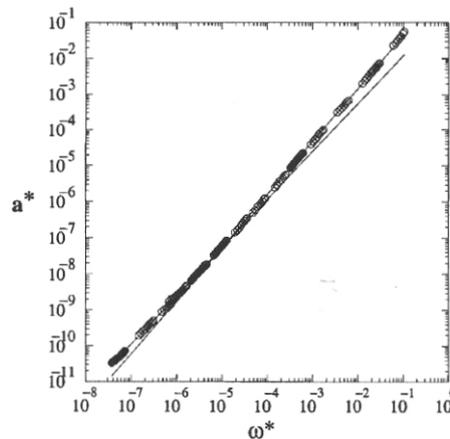
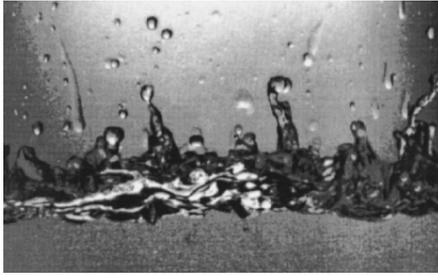


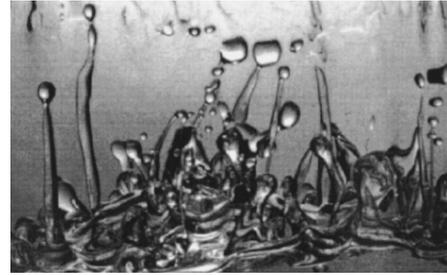
Figure A.44 : Evolution de l'accélération adimensionnelle a^* en fonction de la fréquence d'excitation adimensionnelle ω^* - $20\text{Hz} < f < 80\text{Hz}$, $4\text{m/s}^2 < a_c < 120\text{m/s}^2$ - $0,01\text{cm}^2/\text{s} < \nu < 1,08\text{cm}^2/\text{s}$ - $h_l = 10\text{cm}$

La frontière entre ces deux tendances se situe à $\omega^* = 10^{-5}$. Il existe donc une transition entre un régime d'accélération critique menant à la formation de gouttelettes dominé par la tension superficielle ($\omega^* < 10^{-5}$) et un second régime dominé par la viscosité ($\omega^* > 10^{-5}$).

Des visualisations de l'atomisation d'un film liquide soumis à des oscillations permettent de rendre compte de l'influence de la viscosité sur les caractéristiques de l'atomisation (Figure A.45). Ainsi pour un liquide de faible viscosité comme l'eau ou l'éthanol on assiste à la formation de pics se rompant immédiatement en gouttelettes. Pour un liquide de plus haute viscosité les pics formés conservent leur structure et peuvent produire de longs filaments avant que la rupture en gouttelettes n'ait lieu. Ces filaments peuvent être soumis aux instabilités de Rayleigh s'appliquant aux jets liquides et éventuellement aboutir à la formation de plusieurs gouttelettes.



(a)



(b)

Figure A.45 : Photographies de l'atomisation d'eau distillée ((a), $\nu=0.01\text{cm}^2/\text{s}$) et d'une solution d'eau avec 80% de glycérine ((b), $\nu=0.43\text{cm}^2/\text{s}$) à une fréquence de 20Hz (Goodridge, 1997)

Les auteurs ont confirmé ces tendances par un modèle, développé pour les cas à faible et forte viscosité, basé sur l'hypothèse selon laquelle le rapport entre la longueur et la hauteur de l'onde de surface est proche de l'unité lorsque la formation d'une gouttelette se produit.

Une étude plus récente de Donnelly *et al.* (2004) reprend cette méthodologie pour déterminer des lois d'évolutions caractéristiques aux régimes à faible ou forte viscosité en se basant sur la théorie de stabilité linéaire des instabilités de Faraday. La figure suivante représente l'évolution du nombre d'onde adimensionnel le plus instable en fonction de la fréquence adimensionnelle d'excitation imposée.

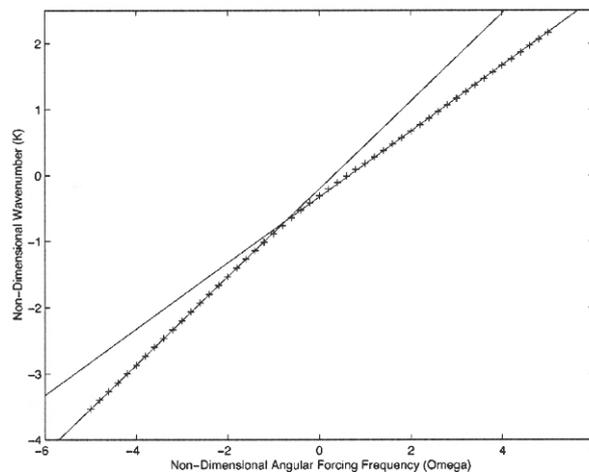


Figure A.46 : Evolution du nombre d'onde adimensionnel le plus en instable en fonction de la fréquence adimensionnelle d'excitation

Les auteurs retiennent donc comme critère d'atomisation non pas l'amplitude critique de formation de gouttes mais la longueur de l'onde la plus amplifiée marquant le début du régime instable.

Cette différence se ressent grandement sur les résultats puisque la fréquence adimensionnelle marquant la transition entre les régimes à faible ou forte viscosité se trouve être d'un ordre 4 fois supérieur à celle déterminée par Goodridge ($\omega^*=0.1756$ dans le cas de Donnelly contre $\omega^*=10^{-5}$ dans l'étude de Goodridge). Cette différence suggère donc que les effets de la viscosité deviendraient dominants pour des fréquences bien plus faibles lorsqu'il s'agit de l'amplitude critique d'atomisation en comparaison de la longueur d'onde critique d'atomisation.

Les lois d'évolution propres à chaque régime expriment donc le nombre d'onde le plus instable k_c tel que :

$$k_c \approx 0.63 \left(\frac{\sigma}{\rho} \right)^{\frac{1}{3}} \omega_0^{2/3} \quad (A.44) \text{ pour le régime de faible viscosité } (\omega^* > 0.1756)$$

$$k_c \approx 0.4714 \sqrt{\frac{\omega_0}{\nu}} \quad (A-45) \text{ pour le régime de forte viscosité } (\omega^* < 0.1756)$$

Conclusion sur la caractérisation des ondes de surface

Les études mentionnées dans cette partie ainsi que la plupart des travaux expérimentaux réalisés jusqu'à présent concernent un film liquide immobile aux frontières fixes et connues, perturbé par des oscillations perpendiculaires à son interface et placé dans un environnement au repos.

Dans notre cas, le film liquide est libre puisqu'il n'est pas contraint par des frontières latérales fixes et est pourvu d'une vitesse d'écoulement non nulle. Il est donc important de comprendre le développement des instabilités de Faraday dans ces conditions. En outre, notre film peut également être perturbé par un écoulement d'air co-courant responsable de la croissance d'instabilités de Kelvin Helmholtz et de Rayleigh-Taylor comme nous l'avons abordé précédemment. Le résultat du couplage des instabilités de Faraday avec ces instabilités de cisaillement est inconnu pour l'instant et on ne peut savoir si la pulvérisation via les instabilités de cisaillement sera forcée par les instabilités de Faraday ou si l'un des phénomènes instables prédominera par rapport à l'autre.

Citons toutefois les travaux de Woods et Lin (1995) qui proposent une étude numérique de la stabilité d'un film liquide s'écoulant sur une surface plane, inclinée par rapport à l'horizontal d'un angle θ et soumise à des vibrations dirigées perpendiculairement à l'interface du film. Dans ces conditions ils identifient trois types d'ondes linéairement indépendantes se développant à la surface du film liquide : les grandes ondes pilotées par la gravité (Benjamin 1957, Yih 1963), de plus petites ondes dues au cisaillement qui apparaissent pour une faible inclinaison de la paroi et des nombres de Reynolds relativement élevés (Lin 1967, DeBruin 1974, Chin *et al.* 1986, Floryan *et al.* 1987) et enfin des ondes de type Faraday provoquées par l'oscillation transverse imposée au film liquide.

Les auteurs proposent alors d'étudier numériquement les interactions entre ces trois types d'ondes et l'évolution de leurs influences respectives sur la déstabilisation du film liquide. La figure suivante représente le taux de croissance de chaque type d'onde en fonction du nombre d'onde. Sur chaque graphique la grandeur d_y , qui représente l'amplitude de l'oscillation ramenée à la demi-épaisseur du film liquide au repos, est prise égale à 0, 1 et 2. Les cas sans oscillation forcée, avec une oscillation forcée d'amplitude égale à la demi-épaisseur du film liquide au repos et enfin une oscillation forcée d'amplitude égale à l'épaisseur du film liquide au repos sont donc considérés.

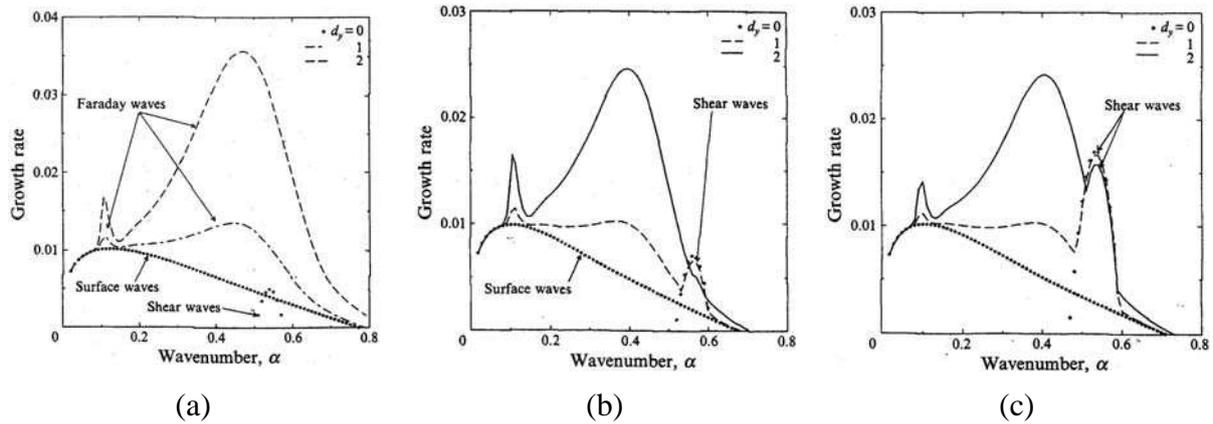


Figure A.47 : Taux de croissance des ondes de gravité (*surface waves*), de cisaillement (*shear waves*) et de Faraday (*Faraday waves*) en fonction du nombre d'onde α (Woods et Lin, 1995)
 – (a) : $Re=293$, $We=5$, $Fr=1$, $\theta=1^\circ$ – (b) : $Re=293$, $We=10$, $Fr=1$, $\theta=1^\circ$ – (c) : $Re=327.8$,
 $We=10$, $Fr=1$, $\theta=1^\circ$

Entre les cas (a) et (b), les auteurs conservent l'ensemble des paramètres du cas (a) constants en dehors du nombre de Weber qui est doublé. Cette augmentation a pour conséquence de non seulement accroître le taux de croissance des ondes de cisaillement mais également de favoriser le développement des ondes de Faraday. Il semble donc qu'une forme de résonance s'installe entre les ondes longues dues au cisaillement et les ondes de Faraday.

Entre les cas (b) et (c), les auteurs conservent l'ensemble des paramètres du cas (b) constants en dehors du nombre de Reynolds qui est augmenté de 12%. La résonance favorisant le développement des ondes de Faraday sur une petite plage de nombre d'ondes apparaît alors encore plus marquée.

Il est également à noter que les ondes les plus courtes à la surface d'un film liquide soumis à une excitation vibratoire sont liées aux ondes de Faraday et non aux ondes de cisaillement.

II.2.3. Caractérisation des gouttes formées

Il existe trois catégories de paramètres potentiellement influents sur le diamètre des gouttes formées par la pulvérisation ultrasonique :

- Les caractéristiques en fréquence et en amplitude de l'excitation appliquée au film liquide.
- Les caractéristiques du liquide à atomiser, c'est-à-dire ses propriétés physiques de masse volumique, tension superficielle ou encore viscosité ainsi que des paramètres tels que l'épaisseur du film ou sa vitesse d'écoulement.
- Les caractéristiques du milieu ambiant, dans notre cas la vitesse de l'écoulement d'air co-courant au film liquide.

L'objectif de cette partie est de rassembler les informations obtenues par d'autres auteurs sur l'influence des paramètres susmentionnés et les corrélations théoriques ou expérimentales définies.

Influence des propriétés physiques du liquide

L'influence de la viscosité sur la taille des gouttes formées est discutable. En effet quand certains auteurs (Sindayihebura *et al.* 1997(a), Goodridge 1997, Sindayihebura *et al.*, 1997(b)) affirment que la viscosité n'agit que sur la stabilité de la surface libre du film et non sur les tailles de gouttes, selon d'autres auteurs (Rajan et Pandit, 2001) une augmentation de la viscosité accroît la longueur d'onde des ondes capillaires et par conséquent la taille des gouttes formées. Cette affirmation va dans le sens de l'étude de Donnelly (2004) préalablement présentée et qui indique que l'évolution du nombre d'onde de l'onde la plus instable qui par la suite provoquera l'éjection de gouttelettes dépend de la viscosité dans les domaines dits à haute viscosité (voir paragraphe II.2.2). D'un point de vue énergétique, la taille des gouttes est dépendante de l'énergie disponible pour amplifier l'instabilité. Or cette dernière est égale à l'énergie fournie au système à laquelle on soustrait la dissipation visqueuse donc augmenter cette dissipation revient à augmenter la taille des gouttes formées (Clark 1988(a)(b), Entov et Yarin 1984). Cette tendance semble plus prononcée pour des fréquences d'excitation élevées (Bellman et Pennington, 1954).

Une réduction de la tension superficielle du liquide pulvérisé ultrasoniquement semble induire une réduction de la taille des gouttes formées. Cette influence est directement liée à la diminution de la longueur d'onde provoquée par la réduction de la tension de surface abordée dans le paragraphe précédent.

Enfin nous n'avons pu trouver une démonstration de l'influence de la masse volumique du liquide sur les tailles de gouttes formées, l'ensemble des auteurs se concentrant sur les effets de la viscosité et de la tension superficielle. Elle est toutefois présente dans l'ensemble des corrélations présentées en fin de paragraphe et semble avoir un effet égal mais opposé à celui de la tension superficielle.

La dépendance des tailles de gouttes avec ces paramètres sera quantifiée dans les corrélations données à la fin de ce paragraphe.

Influence de la fréquence et de l'amplitude d'excitation

Comme nous l'avons évoqué précédemment, l'amplitude d'oscillation pilote les seuils d'apparition des ondes de surface puis d'éjection de gouttelettes à partir des crêtes de ces ondes.

En supposant que la goutte est formée à partir de la crête de l'onde par pincement, Baluteau (2001) part du principe qu'il y a éjection de goutte si l'accélération critique a_c fournie par l'excitation forcée est supérieure à l'accélération a_σ imposée à la crête par la force de tension de surface. Ce modèle théorique, corrigée par une série d'expérimentations, propose l'expression suivante pour l'accélération critique à partir de laquelle l'éjection de gouttes se

$$\text{produit : } a_c \propto 3 \left(\frac{\sigma}{\rho} \right)^{1/3} f^{4/3} \quad (\text{A-46})$$

Une étude de Bindal *et al.*(1986) montre qu'une amplitude d'oscillation croissante comprise entre 10 μ m et 21 μ m provoque une augmentation monotone du diamètre moyen des gouttes formées. Une fois le seuil d'éjection des gouttes franchi, une augmentation progressive de l'amplitude influencerait donc sur la taille des gouttes formées. Il est fort probable que ce phénomène soit lié au fait qu'augmenter l'amplitude d'oscillation favorise le

développement des bulles de cavitation. Comme le suggère la théorie dite conjointe proposée par Bouguslavskii et Eknadiosyants (1969), l'implosion des bulles de cavitation excite les crêtes des ondes de surface et perturbe le mécanisme ordonné et uniforme d'éjection de gouttelettes établi par les ondes capillaires et par conséquent l'uniformité en diamètre de la distribution granulométrique du brouillard de gouttes.

Il pourrait s'avérer utile de quantifier ce développement en fonction de l'amplitude et ainsi être apte à parfaitement piloter la pulvérisation ultrasonique. La cavitation reste toutefois un processus aléatoire difficilement maîtrisable et modélisable, une quantification de son interaction avec la pulvérisation ultrasonique par ondes capillaires reste donc inconnue à ce jour.

Un accroissement de la fréquence d'excitation réduisant les longueurs d'onde des ondes de surface, il en va de même pour le diamètre des gouttes formées. Des études expérimentales de Lang (1962), Drews (1979), Lacas *et al.* (1994) entre autres ont mis cette tendance en évidence. Comme dans le cas des propriétés physiques du liquide, cette influence sera quantifiée dans les corrélations données à la fin de ce paragraphe.

Influence de l'épaisseur du film liquide

Des travaux antérieurs ont montré qu'une augmentation de l'épaisseur du film liquide haussait légèrement la taille des gouttes formées. Sindyhehura (1997) mesure en effet une augmentation du diamètre moyen de Sauter (+17%) pour un film 56% plus épais (de 81 μ m à 126 μ m) et ce pour trois fluides ayant des propriétés physiques différentes.

D'après l'hypothèse des ondes capillaires présentée dans le paragraphe II.2.1, une hausse du diamètre des gouttes devrait être due à une augmentation de la longueur d'onde des instabilités. Or le modèle théorique développé par Sindyhehura et présenté dans le paragraphe précédent indique que la longueur des ondes capillaires croît avec l'épaisseur du film liquide jusqu'à une valeur seuil de l'épaisseur ($h_c=75\mu m$) au delà de laquelle les longueurs d'ondes ne sont plus affectées par la variation d'épaisseur du film. On note que la gamme d'épaisseur sur laquelle l'auteur a travaillé se trouve au delà de l'épaisseur critique h_c . La longueur des ondes capillaires étant insensible à l'augmentation de l'épaisseur, il devrait en être de même pour les tailles de gouttes.

L'auteur suggère tout d'abord que la cavitation est responsable de cette augmentation (Bindal *et al.*, 1986) ce qui va dans le sens de la théorie dite conjointe. En effet une épaisseur de film plus importante favorise la formation de bulles de cavitation dans le film liquide (Eknadiosyants, 1968) perturbant ainsi de façon aléatoire la surface du film liquide. La seconde explication proposée fait intervenir le phénomène de coalescence. En effet certains auteurs (Bendig, 1988) ont observé qu'une augmentation du débit de liquide à atomiser produisait un brouillard de gouttes plus dense contribuant ainsi aux collisions entre gouttes.

Barreras *et al.* (2002) ont étudié la pulvérisation d'un film liquide à très haute fréquence (1,5MHz). Leur dispositif consiste en un actionneur piézoélectrique sur lequel une faible quantité de liquide est déposée. Lorsque le niveau liquide est maintenu constant sur l'actionneur pendant le processus d'atomisation, la distribution granulométrique n'évolue pas dans le temps. Lorsque le volume liquide initialement déposé sur l'actionneur n'est plus continûment alimenté et qu'on l'atomise dans son ensemble, on observe cette fois une évolution temporelle de la distribution granulométrique avec des gouttes deux à trois fois plus grosses à la fin du processus d'atomisation. Des visualisations montrent que lorsque l'alimentation n'est plus continue, au lieu d'un brouillard de gouttes homogène, les gouttes émergent depuis des filaments discrets. Les auteurs ont associé ce changement de procédé d'atomisation à la réduction de la courbure de la surface liquide.

Influence du débit et de la vitesse d'injection du film liquide

Dans l'ensemble des travaux que nous avons répertoriés, le liquide est directement injecté sur une surface soumise à des oscillations si bien qu'une hausse du débit d'injection se manifeste par une augmentation de l'épaisseur du film liquide sur la surface dont l'influence a été abordée dans le paragraphe précédent.

Tsai *et al.* (1996) proposent tout de même, en égalisant les forces extérieures d'inertie et les forces de conservation de la tension de surface, de déterminer une expression pour le débit maximal Q_{crit} en deçà duquel la taille des gouttes est indépendante du débit liquide :

$$Q_{crit} = \frac{\sigma}{f\rho}.$$

Nous n'avons pas trouvé de travaux sur un film liquide s'écoulant à une vitesse donnée sur un système soumis à des oscillations ultrasoniques dirigées dans la direction normale à celle de l'écoulement liquide. La possible influence de la vitesse de l'écoulement liquide reste donc une question ouverte. Il en va de même pour la vitesse du milieu environnant puisque les travaux antérieurs sont réalisés dans des milieux au repos. Lorsqu'un écoulement d'air est présent, il reste très faible et n'est utilisé que pour disperser le brouillard formé et ainsi éviter les phénomènes de coalescence.

Corrélations pour la prédiction des tailles de gouttes

Après une comparaison entre le diamètre moyen des gouttes formées et la longueur des ondes capillaires générées à la surface du film excité sur une gamme de fréquences allant de 10kHz à 800kHz, Lang établit que la taille des gouttes représente une fraction constante de la longueur d'onde évaluée à 0,34. Il proposa donc la corrélation :

$$d_p = 0.34 \left(\frac{8\pi\sigma}{\rho f^2} \right)^{1/3} \quad (\text{A-47}).$$

Sindayihebura *et al.* (1995, 1997(b)) suggèrent une relation simple liant la taille des gouttes formées à la longueur d'onde : $D_{\alpha\beta} = \kappa_{\alpha\beta} \lambda_S$.

Ils effectuent alors des mesures de tailles de gouttes sur des injecteurs ultrasoniques ayant des fréquences d'excitation comprises 33kHz et 57kHz pour des amplitudes d'oscillation allant de 1,5 μm à 5 μm . Les fluides testés sont l'eau, le méthanol et des solutions mélangeant de l'eau à un pourcentage variable de méthanol (10% à 64%), ce qui permet de travailler sur de larges plages de propriétés physiques des fluides ($0,75 \cdot 10^{-6} \text{m}^2/\text{s} < \nu < 1,95 \cdot 10^{-6} \text{m}^2/\text{s}$, $0,07275 \text{N/m} < \sigma < 0,02261 \text{N/m}$ et $791 \text{kg/m}^3 < \rho < 1000 \text{kg/m}^3$).

Sindayihebura *et al.* (1997(b)) concluent que $\kappa_{32} = 0,34$. Donc avec λ_S déterminée à partir de l'équation (A-39) on peut écrire : $D_{32} = 0,34 \lambda_S$ (A-48).

L'approche alternative présentée ci-après se base sur la conservation de masse et d'énergie entre le film liquide et le nuage de gouttelettes qui en jaillit (Dobre 2003, Dobre et Bolle 1999).

L'énergie des ondes du film liquide se transforme, après déduction des pertes, en énergie cinétique et de tension superficielle des gouttes. La vitesse des gouttes dans la pulvérisation ultrasonique étant faible (1m/s), l'énergie cinétique des gouttes peut être

négligée face à leur énergie superficielle.

Si on considère qu'une fraction constante ε de l'énergie de l'onde est transformée en énergie de surface des gouttes il est possible d'écrire : $E_{onde} = \varepsilon E_{sup.gouttes}$, soit :

$\frac{1}{2} m \omega_0^2 A^2 = \varepsilon \sigma S_g$ (A-49) où ω_0 est la pulsation de l'onde de surface, A son amplitude, m la masse du film liquide et S_g la surface totale des gouttes formées.

La conservation de masse entre le film liquide et le nuage de N gouttes de volume total V s'écrit : $m = \rho V$.

Si l'on considère que l'amplitude et la longueur d'onde sont proportionnelles, alors (A-49) devient : $D_{10} = cste \cdot \frac{\sigma}{\rho f^2 \lambda^2}$ (A-50). Après de nouvelles mesures à une fréquence d'excitation de 50kHz et pour des solutions aux propriétés physiques semblables à celles de Sindyaiheburu citées précédemment, l'auteur propose :

$$D_{10} = 0,73 \cdot \left(\frac{\sigma}{\rho f^2} \right)^{1/3} \quad (A-51).$$

La plupart des corrélations présentées jusqu'à présent prédisent une évolution du diamètre de goutte en $(\sigma/(\rho f^2))^{1/3}$. Si l'on trace les résultats expérimentaux fournis par Sindyaiheburu (1997) en fonction du paramètre $\sigma/(\rho f^2)$ (Figure A.48) et qu'on y ajoute une courbe de tendance de type puissance, on remarque que l'exposant n'est pas égal à 0,33 mais à 0,42.

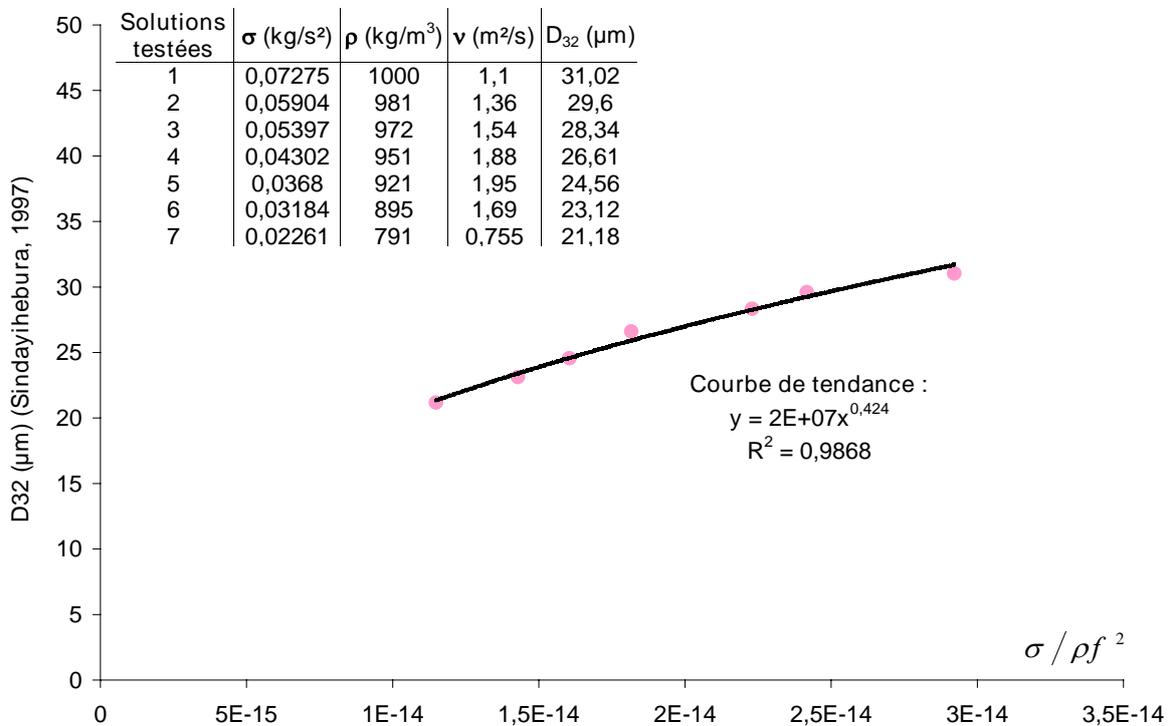


Figure A.48 : Points expérimentaux obtenus par Sindyaiheburu (1997) tracés en fonction du paramètre $\sigma/(\rho f^2)$ - $f=49900\text{Hz}$

Face à cette légère différence, on peut conclure que ce type de corrélation ne serait donc pas parfaitement adapté pour prédire l'évolution des tailles de gouttes. Rajan et Pandit (2001) proposent une corrélation « universelle » dans le cadre de l'atomisation ultrasonique pour déterminer la taille des gouttes en tenant compte à la fois des propriétés physico-chimiques du liquide atomisé, viscosité incluse, mais également des paramètres d'excitation. Pour prendre ces différents paramètres en compte les auteurs proposent de définir le nombre adimensionnel dit d'intensité (I_N) et d'adapter les nombres de Weber et d'Ohnesorge aux applications de pulvérisation ultrasonique :

$$\text{Nombre de Weber : } We = \frac{fQ_l \rho}{\sigma}$$

$$\text{Nombre d'Ohnesorge : } Oh = \frac{\mu}{f\alpha^2 \rho}$$

$$\text{Nombre d'Intensité : } I_N = \frac{f^2 \alpha^4}{CQ_l}$$

où C est la vitesse du son dans le milieu liquide, Q_l le débit volumique en lpm, μ la viscosité dynamique liquide en cP

Des observations expérimentales reportées dans la littérature permettent de définir les exposants appliqués à chacun de ces nombres :

$$d_p = \left(\frac{\pi \sigma}{\rho f^2} \right)^{0.33} \left[1 + A(We)^{0.22} (Oh)^{0.166} (I_N)^{-0.0277} \right] \quad (\text{A-52})$$

Cette corrélation doit être réduite en éliminant le Weber lorsque le débit liquide est inférieur à $Q_{l,crit}$ défini ci-avant. Il en va de même pour l'amplitude critique et la viscosité critique (bien qu'il soit difficile d'évaluer la viscosité critique, des études ont montré que l'influence de la viscosité est importante lorsqu'elle est supérieure à 10 cP). De plus lorsque le débit liquide excède une valeur maximale notée Q_{max} définie comme le déplacement volumétrique de la surface vibrante ($Q_{max} = f \times \alpha \times S$ avec S l'aire de la surface vibrante) alors, suivant l'installation, il n'y a plus pulvérisation ou le processus d'atomisation change (les effets de gravité en deviennent responsables).

Les résultats expérimentaux de Sindayihebura (1997) sont tracés en fonction du diamètre d_p déterminé à partir de la relation (A-52) en Figure A.49.

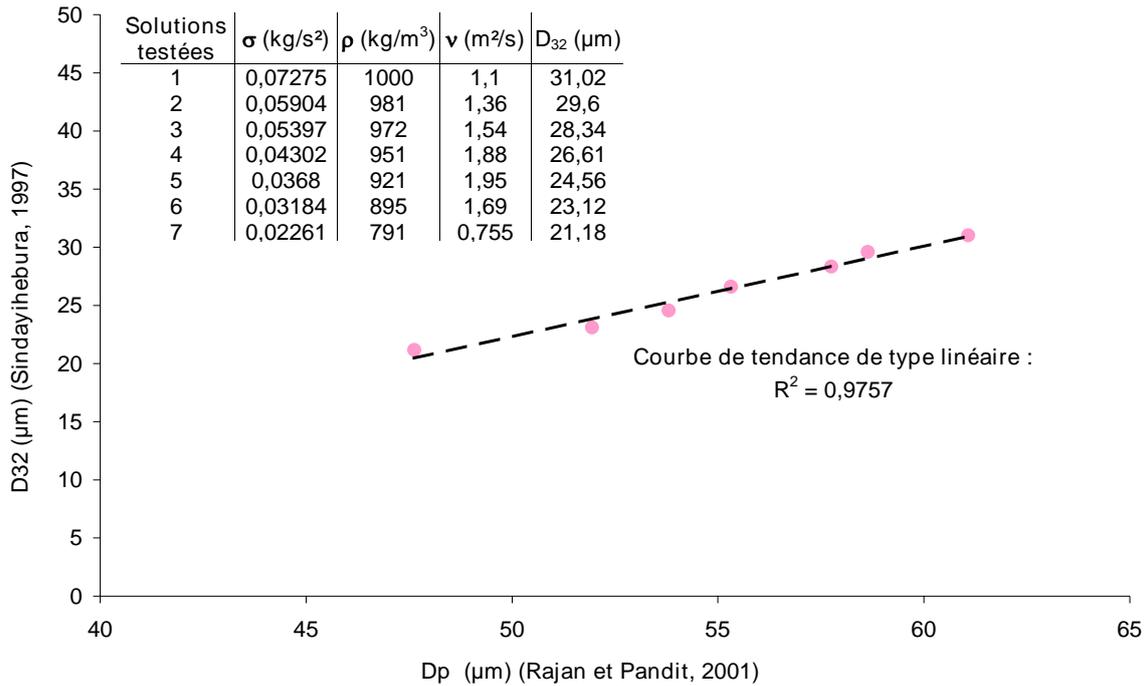


Figure A.49 : Points expérimentaux obtenus par Sindayihebura (1997) tracés en fonction de d_p déterminé d'après l'équation (A-52) – $f=49900\text{Hz}$ – $\alpha=4.2\mu\text{m}$ – $Q = 0.006\text{lpm}$ – $C=1435\text{m/s}$ – $A=1$

L'approximation très satisfaisante de ces points par une fonction affine valide la loi établie par Rajan et Pandit. La corrélation de type (A-47) est donc utile pour obtenir une première approximation de l'évolution de la taille de gouttes en fonction de paramètres primordiaux et facilement accessibles d'autant que l'erreur sur l'estimation du diamètre des gouttes demeure faible. La corrélation (A-52) peut être exploitée pour des résultats plus précis, tenant compte de davantage de paramètres.

Enfin, à partir d'une analyse de stabilité linéaire, Peskin et Raco (1963) ont développé une corrélation pour le calcul du diamètre des gouttelettes qui inclut, en plus des caractéristiques du liquide (masse volumique et tension de surface) et des ondes (fréquence d'oscillation et amplitude), l'effet de l'épaisseur du film liquide h_l :

$$\frac{D}{\pi\alpha} = \left[\left(\frac{2\sigma}{\rho\omega^2\alpha^3} \right) 2 \tanh\left(\frac{\pi\alpha}{D} \right) \left(\frac{h_l}{\alpha} \right) \right]^{1/3} \quad (\text{A-53})$$

où ω et α sont respectivement la pulsation et l'amplitude d'oscillation de l'actionneur. Les auteurs précisent que les modifications dues à la viscosité restent faibles et justifient ainsi le fait qu'elle n'intervienne par dans l'expression précédente.

II.2.4. Flux de gouttes

Certains auteurs (Goodridge *et al.* 1999, Donnelly *et al.* 2004) ont réalisé des mesures de densité du brouillard de gouttes issu de la pulvérisation ultrasonique. Les gouttes sont détectées en contrôlant la lumière qu'elle diffuse lorsqu'elle pénètre un volume éclairé au

dessus de la surface libre du film liquide excité. La lumière diffusée est dépendante de la taille, de la forme et de l'orientation de la goutte au sein du volume éclairé. C'est un laser qui est utilisé comme source lumineuse tandis qu'une photodiode collecte le signal transmis par les gouttes. Goodridge *et al.* (1999) définissent le taux d'éjection de gouttelettes Φ comme le quotient du nombre de gouttes détectées n par l'intervalle du temps de mesure T , la surface couverte par le faisceau laser A et la période de l'onde $1/\omega$ tel que : $\Phi = n/AT\omega$. Le taux d'éjection de gouttelettes Φ est donc indépendant des conditions de mesures telles que la taille du réservoir liquide ou le taux d'échantillonnage. Comme l'illustre la Figure A.50, le taux d'éjection de gouttelettes et donc la densité du brouillard, est accru lorsque l'accélération a imposée au film liquide (et donc la tension d'excitation) augmente.

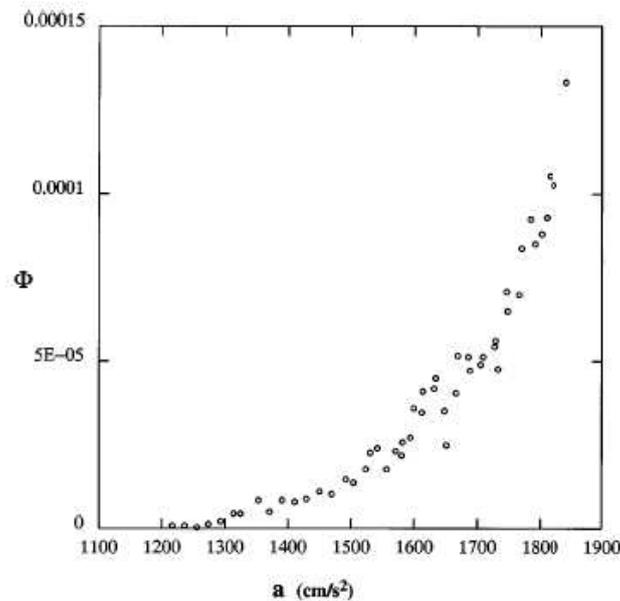


Figure A.50 : Densité de gouttes produites Φ en fonction de l'accélération a imposée au film liquide (Fluide : Huile de silicone, $f=45\text{Hz}$) (Goodridge *et al.*, 1999)

En exprimant l'accélération imposée au film liquide en fonction de l'accélération critique a_c à partir de laquelle l'éjection de gouttes se produit, les auteurs définissent le paramètre ε tel que : $\varepsilon = (a - a_c)/a_c$. Il déterminent alors la loi d'évolution expérimentale : $\Phi = 0.039 \cdot \varepsilon^{2.8}$.

II.2.5. Pulvérisation ultrasonique : Bilan

Les principales informations issues de cet état de l'art sur la pulvérisation ultrasonique des liquide concernent les mécanismes d'atomisation, la définition de différents régimes d'atomisation en fonction des caractéristiques physiques du liquide atomisé ou d'excitation et enfin la mise en évidence de paramètres gouvernant ou influençant le développement des instabilités ou le diamètre des gouttes formées.

Mécanisme d'atomisation

La pulvérisation ultrasonique d'un liquide consiste à soumettre un film liquide à une oscillation d'amplitude et de fréquence ultrasonique variables, dirigée perpendiculairement à l'interface du film liquide. Cette excitation externe perturbe la surface libre du film qui se rompt en un brouillard de gouttelettes présentant une distribution uniforme et contrôlable via

les caractéristiques de l'excitation.

Il existe deux mécanismes évoqués pour expliquer ce type d'atomisation : le développement et la croissance d'ondes capillaires par un mécanisme d'instabilités de Faraday d'une part et la formation et l'implosion de bulles de cavitation dans le film liquide d'autre part.

Une troisième théorie dite conjointe couple ces deux mécanismes et suggère qu'en plus des ondes de surface, l'oscillation ultrasonique génère de petites bulles de cavitation qui, par leur implosion, excitent les crêtes des ondes provoquant ainsi l'atomisation du film liquide. Augmenter l'énergie d'excitation à une fréquence donnée accroît le développement des bulles de cavitation qui dominent alors le mécanisme de pulvérisation du film.

Quand le processus d'atomisation n'est pas piloté par la cavitation, la formation de gouttes se fait depuis les crêtes des ondes de capillarité. A ce jour trois mécanismes de détachement de gouttes à partir de la surface liquide ont été identifiés (Yule et Al-Suleimani, 2000) : un mode pour lequel une crête donne naissance à une seule goutte, un mode s'apparentant à la dynamique ligamentaire où une crête forme plusieurs gouttes et enfin le vulcano-mode.

Critère d'ondes gravitaires ou capillaires établi par Landau et Lifshitz (1987) :

Si $\omega_0 = (4g^3 \rho / \sigma)^{1/4} > \omega_{excitation}$ alors les ondes de surface sont des ondes de gravité.

Si $\omega_0 < \omega_{excitation}$ alors des ondes de surface sont des ondes de capillarité.

Le tableau suivant propose le calcul de la fréquence angulaire ω_0 (et de la fréquence f_0 correspondante) délimitant les régimes d'ondes de capillarité ou de gravité, en fonction des caractéristiques du kérosène³ pour les applications aux moteurs aéronautiques :

Tableau A.3 : Calcul de la fréquence f_0 délimitant les régimes d'ondes de capillarité et de gravité

Produit	σ (N/m)	ρ (kg/m ³)	ω_0 (s ⁻¹)	f_0 (Hz)
Kérosène	0.02323	792.97	106.5	16.9

Si l'on applique la corrélation (A-47) établie par Lang, les diamètres de gouttes obtenus pour une excitation à 16.9Hz sont : $d_p = 0.34 \left(\frac{8\pi\sigma}{\rho f^2} \right)^{1/3} = 4,7mm$.

Au vue de ce résultat il apparaît évident que le principe de la pulvérisation ultrasonique sera appliqué aux injecteurs airblast à des fréquences de vibration nettement supérieures. Les ondes se développant à la surface du film liquide s'écoulant sur la surface de préfilming de l'injecteur seront donc des ondes de capillarité.

Critère de régime à faible ou forte viscosité :

Des études réalisées par Goodridge *et al.* (1996, 1997) établissent le nombre adimensionnel $\omega^* = \frac{\omega_0 V^3}{(\sigma/\rho)^2}$ et déterminent l'évolution de l'accélération critique a_c à partir de laquelle l'atomisation se produit pour les régimes à faible viscosité ($\omega^* < 10^5$) ou forte

³ Données valables pour du JP8 moyen

viscosité ($\omega^* > 10^{-5}$).

Comme précédemment, le Tableau A.4 résume les caractéristiques physiques du kérosène et indique la valeur du paramètre $A = \nu^3 / (\sigma/\rho)^2$.

Tableau A.4 : Calcul du paramètre A pour le kérosène

Produit	σ (N/m)	ρ (kg/m ³)	ν (10 ⁻⁶ m ² /s)	$A = \nu^3 / (\sigma/\rho)^2 \cdot 10^{-9}$
Kérosène	0.02323	792.97	1.3913	3.14

Pour déterminer le régime de viscosité dans lequel on se situe il faut connaître la gamme de fréquence sur laquelle ce principe de pulvérisation sera appliqué. Pour cela, on trace l'évolution du diamètre de goutte en fonction de la fréquence obtenu d'après la relation de Lang (1962) appliquée au kérosène (Figure A.51).

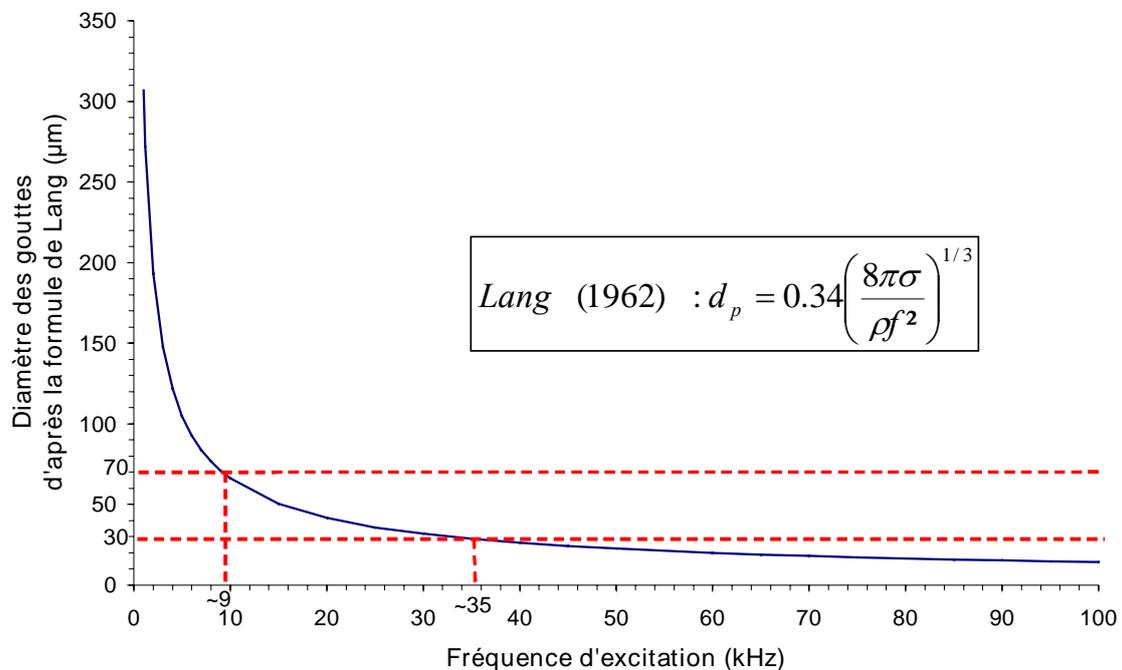


Figure A.51 : Evolution de la taille des gouttes en fonction de la fréquence d'excitation pour le kérosène (Lang, 1962)

L'objectif étant de former des gouttelettes de diamètre compris entre 30µm et 70µm, la gamme de fréquence sélectionnée est donc $10\text{kHz} < f < 35\text{kHz}$. Les fréquences angulaires correspondantes sont répertoriées dans le Tableau A.5 et le paramètre ω^* calculé.

Tableau A.5 : Calcul du paramètre ω^* pour chacun des fréquences angulaires de l'étude ultrasonique.

	ω_0 (s ⁻¹)	62832	219911
$\nu^3 / (\sigma/\rho)^2$	$\omega^* = \omega_0 \cdot \nu^3 / (\sigma/\rho)^2$	-	-
$3,14 \cdot 10^{-9}$	-	$1,97 \cdot 10^{-4}$	$6,9 \cdot 10^{-4}$

Selon le critère de Goodridge, l'accélération critique devrait suivre la loi (A-43) déterminée pour les régimes à forte viscosité : $a_c \approx 1.306\nu^{1/2}\omega_0^{3/2}$. On a alors :

Tableau A.6 : Calcul des paramètres d'accélération et d'amplitude critiques d'excitation pour que l'atomisation débute lors de la mise en oscillation forcée d'un liquide – Application au cas du kérosène pour des diamètres de gouttes compris entre 30µm et 70µm

Fréquence d'excitation f (kHz)	10	35
Pulsation d'excitation ω_0 (s ⁻¹)	62832	219911
Accélération critique a_c (m/s ²)	24262	158864
Amplitude d'oscillation critique α_c (µm) telle que $\alpha_c = a_c / \omega_0^2$	6	3

Tableaux récapitulatifs

Les Tableau A.7 et Tableau A.8 synthétisent respectivement les corrélations établies pour prédire et caractériser le mécanisme de pulvérisation ultrasonique et l'effet de l'augmentation de divers paramètres sur la longueur d'onde des instabilités et le diamètre des gouttes formées.

Tableau A.7 : Corrélations sur la pulvérisation ultrasonique de liquide

Grandeur	Corrélation
	Débit liquide
Q_l	Tsai <i>et al.</i> : $Q_{l,crit} = \frac{\sigma}{f\rho}$, seuil en deçà duquel D est indépendant de Q_l
	Amplitude d'oscillation du film liquide
α	Lierke et Griesshammer (1967) : $\alpha_{\lambda,crit} = \left(\frac{2\mu}{\rho}\right)\left(\frac{\rho}{\pi\sigma f}\right)^{1/3}$, seuil à partir duquel la formation d'ondes de surface débute et $3.\alpha_{\lambda,crit} < \alpha_{g,crit} < 6.\alpha_{\lambda,crit}$ avec $\alpha_{g,crit}$ amplitude seuil à partir de laquelle l'atomisation débute.
	Accélération critique à partir de laquelle des gouttes sont éjectées
a_c	Goodridge <i>et al.</i> : $a_c \approx 0.261\left(\frac{\sigma}{\rho}\right)^{1/3}\omega_0^{4/3}$ ($\omega^* < 10^{-5}$) (<i>faible viscosité</i>) $a_c \approx 1.306\nu^{1/2}\omega_0^{3/2}$ ($\omega^* > 10^{-5}$) (<i>forte viscosité</i>) avec $\omega^* = \frac{\omega_0\nu^3}{(\sigma/\rho)^2}$ où ω_0 est la fréquence angulaire d'excitation. Baluteau (2001) : $a_c \propto 3\left(\frac{\sigma}{\rho}\right)^{1/3}f^{4/3}$
A suivre....	

... Suite	
k_c	<p align="center">Nombre d'onde le plus instable des instabilités de Faraday</p> <p>Donnelly <i>et al.</i> :</p> $k_c \approx 0.63 \left(\frac{\sigma}{\rho} \right)^{\frac{1}{3}} \omega_0^{2/3} (\omega^* > 0.1756) \text{ (faible viscosité)}$ $k_c \approx 0.4714 \sqrt{\frac{\omega_0}{\nu}} (\omega^* < 0.1756) \text{ (forte viscosité)}$
Φ	<p align="center">Taux de gouttes éjectées</p> <p>Goodridge <i>et al.</i> : $\Phi = 0.039 \cdot \varepsilon^{2.8}$, avec $\Phi = n/AT\omega$ et $\varepsilon = (a - a_c)/a_c$ avec a l'accélération imposée au film liquide et a_c l'accélération seuil de formation de gouttes</p>
λ	<p align="center">Longueur d'onde des ondes de surface générées par les instabilités de Faraday</p> <p>Lang : $\lambda_s = \left(\frac{8\pi\sigma}{\rho f^2} \right)^{1/3}$</p> <p>Sindayihebura: $\frac{2}{\pi f^2 \lambda_s} \left(4 \frac{\sigma \pi^2}{\rho \lambda_s^2} + g \right) \tanh\left(\frac{2\pi h}{\lambda_s}\right) + 0.2 \left[\frac{\pi a_0}{\lambda_s} \tanh\left(\frac{2\pi h}{\lambda_s}\right) \right]^{1/2} - 1.04 = 0$</p> <p>$\Leftrightarrow \frac{2}{\pi f^2 \lambda_s} \left(4 \frac{\sigma \pi^2}{\rho \lambda_s^2} + g \right) + 0.2 \left(\frac{\pi a_0}{\lambda_s} \right)^{1/2} - 1.04 = 0$ (II.29) avec $\tanh\left(\frac{2\pi h}{\lambda_s}\right) \cong 1$</p>
D	<p align="center">Diamètre des gouttes formées</p> <p>Lang : $d_p = 0.34 \left(\frac{8\pi\sigma}{\rho f^2} \right)^{1/3}$</p> <p>Rajan et Pandit : $d_p = \left(\frac{\pi\sigma}{\rho f^2} \right)^{0.33} \left[1 + A(We)^{0.22} (Oh)^{0.166} (I_N)^{-0.0277} \right]$, avec :</p> $We = \frac{fQ\rho}{\sigma}, Oh = \frac{\mu}{fAm^2\rho}, I_N = \frac{f^2Am^4}{CQ}$ <p>Peskin et Raco : $\frac{d}{\pi a} = \left[\left(\frac{2\sigma}{\rho\omega_0^2 a^3} \right) 2 \tanh\left(\frac{\pi a}{d}\right) \left(\frac{h}{a} \right) \right]^{1/3}$</p> <p>Sindayihebura <i>et al.</i> : $D_{\alpha\beta} = \kappa_{\alpha\beta} \lambda_s$ d'où $D_{32} = 0,34\lambda_s$</p> <p>Dobre : $D_{10} = 0,73 \cdot \left(\frac{\sigma}{\rho f^2} \right)^{1/3}$</p>

Tableau A.8 : Paramètres influant sur la pulvérisation ultrasonique des liquides

Paramètre	Effet d'une augmentation du paramètre
f	↓ de λ (Lang 1962, Sindayihebura 1995, Dobre et Bolle 1999) ↓ de D
α	Quasi négligeable sur λ , (II.28) : $\alpha \times 100 \Rightarrow \lambda \uparrow$ de 17% ↑ de D (due à la hausse de la cavitation?) ↑ de Φ (taux de gouttes éjectées)
Q_l	Pas d'information sur λ ↑ de D , jusqu'à $Q_{l,crit}$ au delà duquel D est indépendant de Q_l
V_l	Pas d'information
V_g	Pas d'information
h	Pour $0 < h < 40\mu\text{m}$: ↑ de la longueur d'onde Pour $h \geq 40\mu\text{m}$: influence négligeable sur la longueur d'onde ↑ de D pour $80\mu\text{m} < h < 125\mu\text{m}$
σ	↑ de λ (d'après (II.28)) ↑ de D
ν	↑ de λ et D (Rajan et Pandit, 2001) Pas d'influence sur D (Sindayihebura, 1997(a) et (b))
ρ	↓ de λ (d'après (II.28)) ↓ de D

III. Conclusion générale sur l'étude bibliographique

Les mécanismes de rupture de film que nous allons étudier et souhaitons coupler dans ce programme de recherche ont été présentés ainsi que les principales corrélations théoriques et empiriques établies à ce jour pour prédire l'évolution de leurs caractéristiques principales. Un certain nombre de questions subsistent toutefois à l'issue de ces états de l'art.

Concernant la déstabilisation d'un film liquide par un écoulement d'air co-courant de vitesse variable, les informations que nous avons recueillies s'appliquent au cas d'un film liquide épais. Il conviendra donc de s'assurer que les modèles développés pour prédire les longueurs des ondes de surface instables et le diamètre des gouttes formées sont transposables au cas d'un film mince.

Dans le cas du forçage de la pulvérisation par une technique active, notre choix s'est porté sur le principe des injecteurs ultrasoniques. Appliquer ce mécanisme de rupture à une maquette d'injecteur de type airblast soulève un certain nombre de questions. On ne connaît en effet l'influence de la vitesse d'écoulement du film sur la croissance des instabilités, les applications que nous avons recensées ne concernent en effet que des films liquides au repos. En outre, l'ajout d'une contrainte de cisaillement tangentielle à un film liquide faisant l'objet d'une accélération oscillante transverse n'a pas encore été étudié à ce jour à notre connaissance.

Avant de présenter nos résultats, le banc expérimental, les maquettes et dispositifs actifs mis en place ainsi que les différents outils de mesure exploités lors de cette thèse vont être présentés dans le prochain chapitre.

B. MOYENS EXPERIMENTAUX

L'objet de ce chapitre est de décrire le dispositif expérimental (Figure B.1) et l'ensemble des moyens mis en œuvre au cours de cette étude. Après une présentation de l'installation générant un brouillard de gouttes, on présentera les modifications apportées pour la mise en place du système d'excitation de la phase liquide. Enfin les différents moyens d'investigation et leurs principes seront présentés dans un dernier paragraphe.

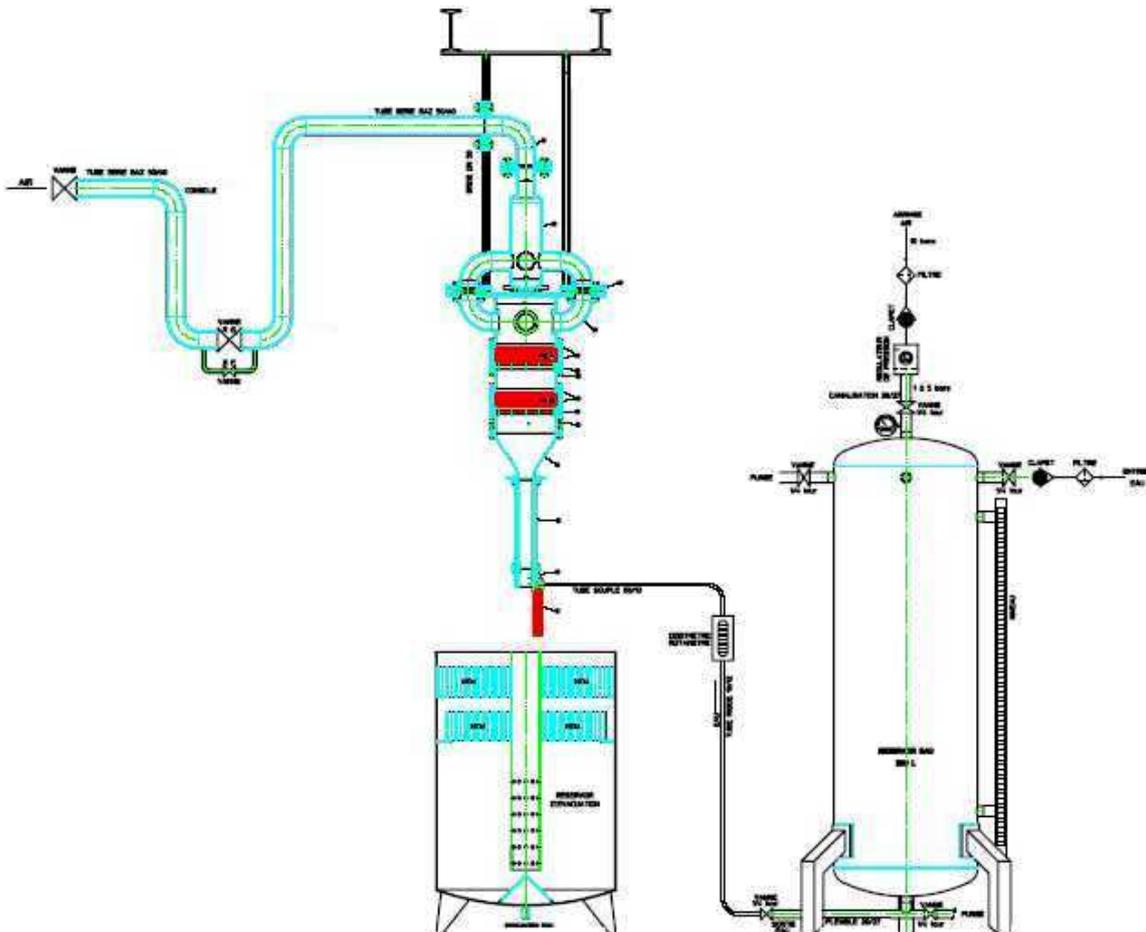


Figure B.1 : Schéma de principe de l'installation expérimentale complète

I. Formation du brouillard de goutte sans excitation

Le brouillard de gouttes est formé par les instabilités générées lors de l'interaction d'une phase gazeuse et d'une phase liquide. On s'attachera donc à présenter la formation et le contrôle de chacune de ces phases.

I.1. La phase gazeuse

L'enjeu consiste à concevoir une soufflerie permettant d'assurer à la fois l'exploration de la gamme de vitesses préalablement déterminée avec les industriels (voir cahier des charges en annexe 2) et un écoulement uniforme sur une grande partie de la veine d'air et caractérisé sur le plan aérodynamique à l'amont du point d'injection.

Dans cette optique l'alimentation en air de l'installation se fait via le réseau d'air comprimé 80 bars de l'ONERA (Figure B.2).

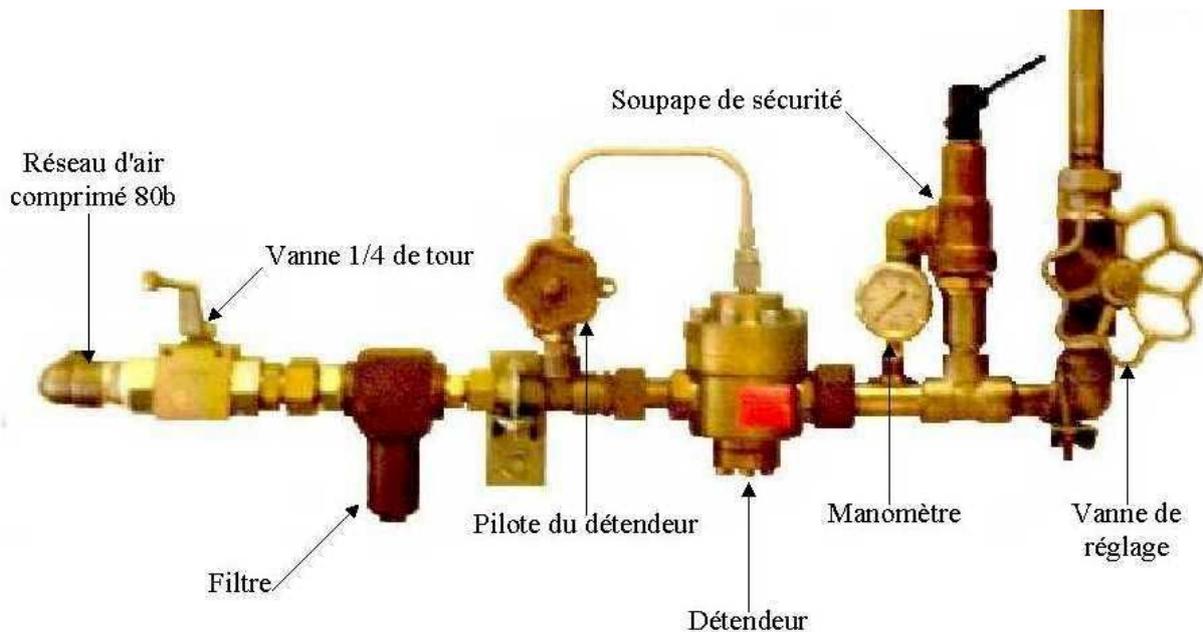


Figure B.2 : Ligne d'alimentation et de contrôle du débit d'air

Un détendeur piloté et une vanne de réglage type Pointeau permettent de réguler et de contrôler le débit de l'écoulement. On fixe une pression d'alimentation qui reste stable pendant les mesures et l'on règle ensuite la vitesse grâce à la vanne Pointeau en se référant à une mesure de pression différentielle entre l'amont et l'aval du convergent (voir ci-après).

Cependant pour atteindre les vitesses élevées (de l'ordre de 100m/s) une ouverture importante du détendeur est nécessaire, la pression n'est alors plus stabilisée mais sa variation est infime ($\leq 1\%$ ce qui implique une variation de vitesse de l'ordre de 0.5m/s) lors d'une campagne de mesure.

Avant de venir cisailer la nappe liquide, l'écoulement d'air traverse plusieurs éléments ayant pour but d'assurer l'uniformité de l'écoulement et une couche limite contrôlée. La Figure B.3 présente une photographie de la veine d'air ainsi qu'un schéma détaillé indiquant chacun de ses principaux éléments et leurs dimensions.

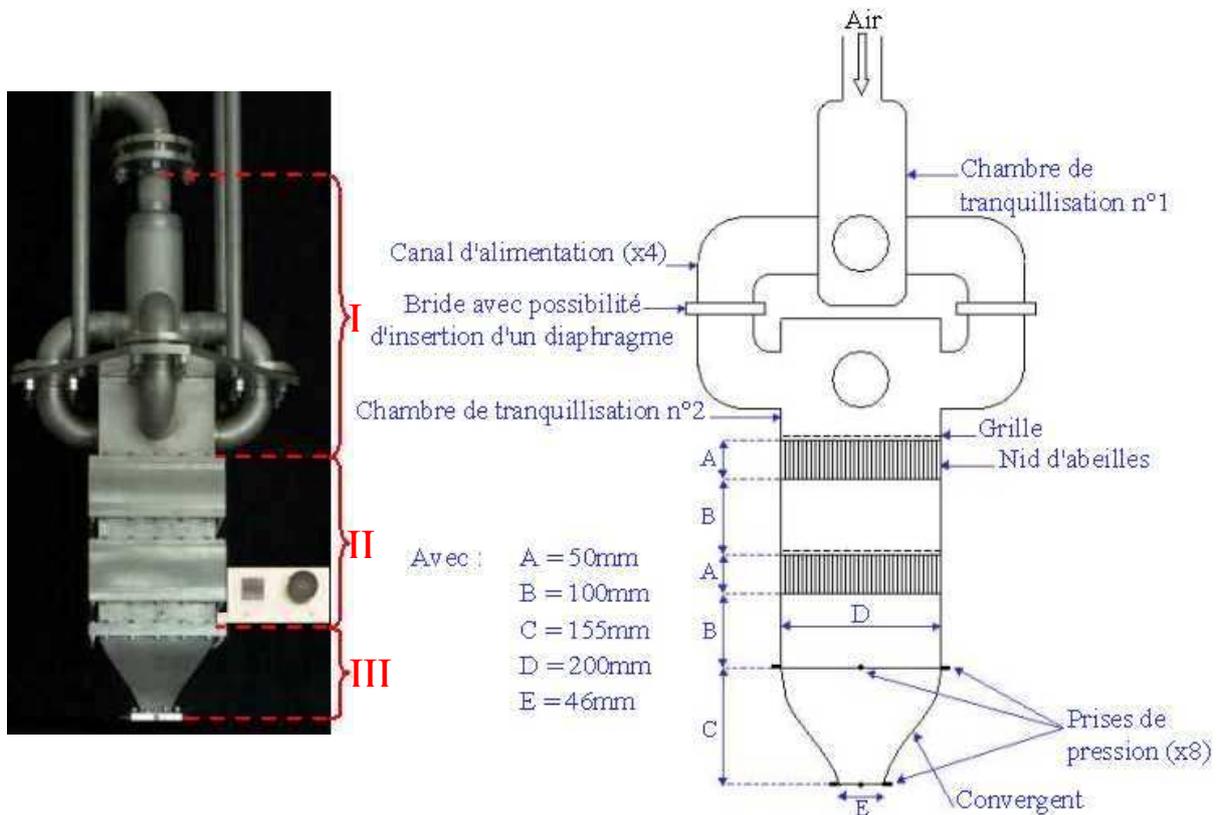


Figure B.3 : Photographie et schéma de la veine d'air

On distingue 3 parties :

- La première composée de deux chambres de tranquillisation reliées par 4 canaux d'alimentation a pour but de rompre le jet qui pourrait se former au niveau de l'entrée d'air en raison du faible diamètre de la canalisation d'air et des fortes vitesses parfois nécessaires. Il est possible d'insérer des diaphragmes au niveau des quatre canaux de séparation de l'écoulement, afin d'accroître les pertes de charge de l'écoulement.
- Dans la seconde, deux systèmes faits d'un grillage suivi d'une épaisseur donnée de nid d'abeilles se succèdent pour poursuivre l'homogénéisation de l'écoulement et casser les structures turbulentes qui s'y trouvent. La section des alvéoles composant le nid d'abeille est de $5 \times 5 \text{ mm}^2$ tandis que sa longueur est de 50mm. Il est en effet conseillé de respecter un rapport minimal de 6 à 8 entre la taille des alvéoles et leur longueur⁴, dans notre cas nous avons choisi un rapport 10.
- Enfin dans une troisième partie, le convergent, l'écoulement est progressivement accéléré pour minimiser autant que possible et contrôler la couche limite préalablement formée. Le dimensionnement du convergent a été établi depuis les indications de Marchand (1998). La méthodologie suivie pour le dimensionnement du convergent intégré à la veine d'air, ainsi que ses principales caractéristiques, sont présentées ici.

La courbe définissant un convergent de soufflerie peut s'écrire de manière générale : $h(X) = (H_0 - H_1) \cdot f(X) + H_0$, où :

- $X = x/L$, avec x la coordonnée physique le long de l'axe de la soufflerie et

⁴ Bradshaw P. and Mehta R., Wind tunnel design, <http://navier.stanford.edu/bradshaw/tunnel/index.html>

L la longueur du convergent

- H_0 , la hauteur à l'entrée du convergent
- H_1 , la hauteur à la sortie du convergent
- f , les profils utilisés pour définir le convergent

Les profils peuvent être de différentes natures (sinus etc.), dans notre cas ils sont constitués de deux coniques $A(x)$ et $B(x)$, deux polynômes du 3^{ème} degré, voir Figure B.4, reliées en un point d'inflexion. Celui-ci est situé au $2/5$ de la longueur totale du convergent, *i.e.* près de l'entrée du convergent. Le plus grand rayon de courbure se trouve donc en sortie de convergent, ce qui permet d'éviter des décollements de couche limite en entrée de veine, provoqués par un gradient de pression adverse.

En appliquant les conditions suivantes on obtient un système matriciel qui, après résolution, donne les expressions des deux polynômes :

$$A(0) = 0; B(1) = -1 \quad - \quad \left. \frac{dA}{dx} \right|_0 = 0; \left. \frac{dB}{dx} \right|_1 = 0 \quad - \quad A(2/5) = B(2/5)$$

$$\left. \frac{dA}{dx} \right|_{2/5} = \left. \frac{dB}{dx} \right|_{2/5} \quad - \quad \left. \frac{d^2A}{dx^2} \right|_{2/5} = 0; \left. \frac{d^2B}{dx^2} \right|_{2/5} = 0$$

d'où $A(X) = -3.75X^2 + 3.125X^3$

$$B(X) = \frac{1}{9} - \frac{5}{6}X - \frac{5}{3}X^2 + \frac{25}{18}X^3$$

Le taux de contraction sur les sections d'entrée (200x200mm²) et de sortie (46x46mm²) est de 19 et la longueur totale est d'environ 15cm soit l'équivalent de 3 fois le diamètre équivalent de la section contractée (il est recommandé de prévoir un facteur d'au moins deux, Marchand 1998).

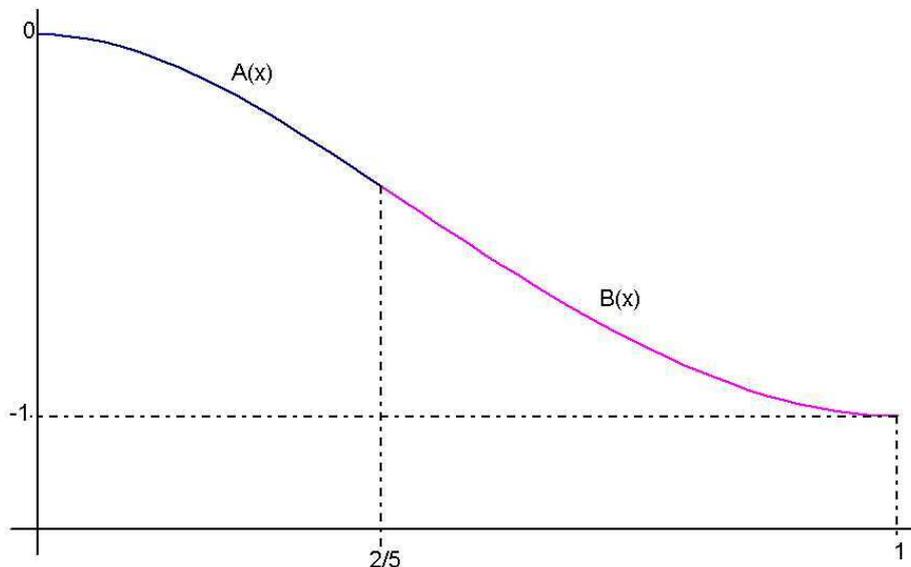


Figure B.4 : Profil conique du convergent

La caractérisation du champ aérodynamique, présentée en fin de partie B., montre que les précautions prises pour la réalisation de la veine d'air assurent un écoulement uniforme avec une faible couche limite en sortie. En effet aucun décollement de couche limite n'a été observé et les mesures de vitesses sur l'ensemble de la section indiquent que l'écoulement est

uniforme sur toute la section, plan sur une grande partie avec de faibles épaisseurs de couche limite, et ce pour une vitesse d'air moyenne en sortie allant de 10m/s à 100m/s. De plus le caractère symétrique de l'écoulement en sortie illustre que les différents éléments de la veine d'air ont été correctement structurés et dimensionnés. A noter que des pertes de charges supplémentaires n'ont pas été nécessaires, les diaphragmes au niveau des quatre canaux d'alimentation n'ont donc pas été utilisés.

Le contrôle et la mesure de la vitesse de l'écoulement d'air en sortie se font grâce à une mesure de pression différentielle (Figure B.3). La variation de pression moyenne entre les sections d'entrée et de sortie du convergent y est affichée. Un étalonnage préalable réalisé par des mesures LDA au centre de la veine d'air (en dehors de la couche limite) à 5mm de sa sortie permet de lier la valeur du ΔP à la vitesse de l'écoulement en sortie. Les informations sur les pressions moyennes d'entrée et de sortie du convergent sont obtenues grâce à des piquages disposés sur chacune des faces des brides amont et aval du convergent et reliés entre eux suivant le principe d'une chambre de Kent.

Afin d'étudier l'influence des caractéristiques de la couche limite sur la pulvérisation d'un film liquide, une veine en Plexiglas de 300mm de long ayant une section de 46*46mm², que l'on fixe en sortie de convergent (Figure B.5), a été conçue. Cette veine permettra d'épaissir la couche limite qui est un paramètre important du phénomène de désintégration de nappes liquides par cisaillement avec un écoulement d'air⁵.

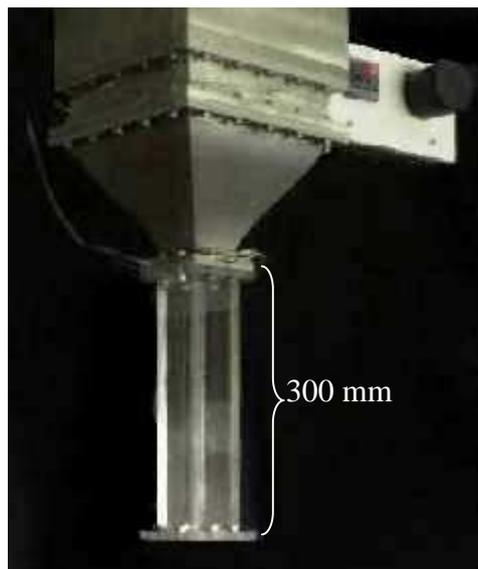


Figure B.5 : Configuration expérimentale avec la veine de Plexiglas

I.2. La phase liquide

Un réservoir pressurisé relié aux réseaux d'air comprimé 7 bars et d'eau de l'ONERA assure une alimentation liquide continue de la maquette.

Deux vannes Pointeau montées en parallèle permettent le réglage du débit liquide que

⁵ Faute de temps, les études diphasiques avec et sans le système d'excitation n'ont été réalisées que dans la configuration sans veine de Plexiglas optionnelle. Bien que cet élément ne soit donc pas exploité lors de la thèse les résultats de l'étude aérodynamique le concernant sont tout de même présentés afin d'illustrer la capacité globale du banc expérimental.

l'on contrôle grâce à un débitmètre massique à effet Coriolis équipé d'un transmetteur numérique muni d'une électronique élaborée (Figure B.6). Les données constructeur indiquent une erreur relative sur la mesure du débit masse, par rapport à la valeur lue, inférieure à 1% pour 98% de la gamme des débits testés (débits allant de 2.59kg/h à 757kg/h). Les 2% restant représentent de faibles valeurs du débit comprises entre 0.86kg/h et 2.16kg/h pour lesquelles l'erreur relative par rapport à la valeur lue n'excède pas 3%.

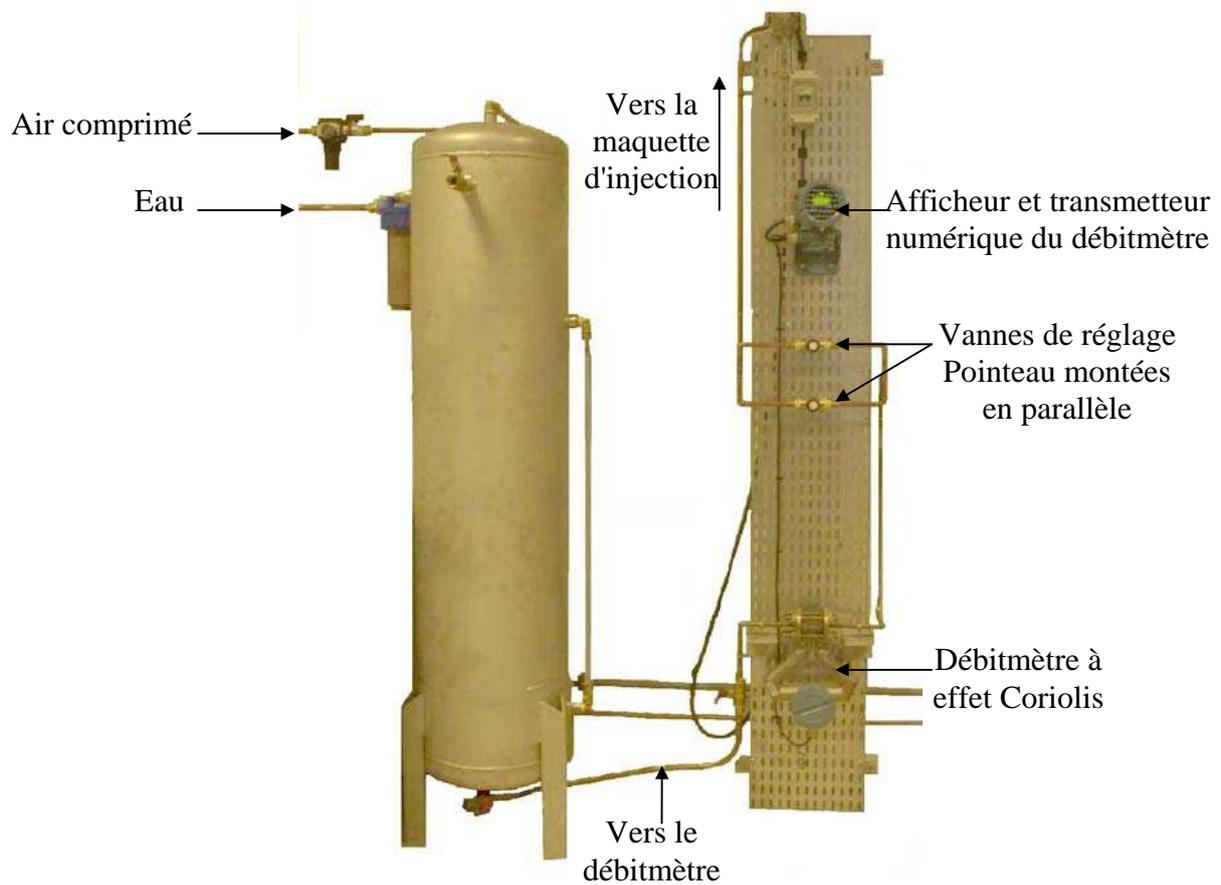


Figure B.6 : Circuit liquide

La maquette d'injection (Figure B.7) est équipée d'un réservoir alimenté suivant deux entrées opposées ce qui assure un film liquide uniformément réparti sur sa largeur. La nappe liquide a une largeur de 40mm et une épaisseur variable selon la maquette d'injection utilisée : 300 μ m, 600 μ m et 1mm.

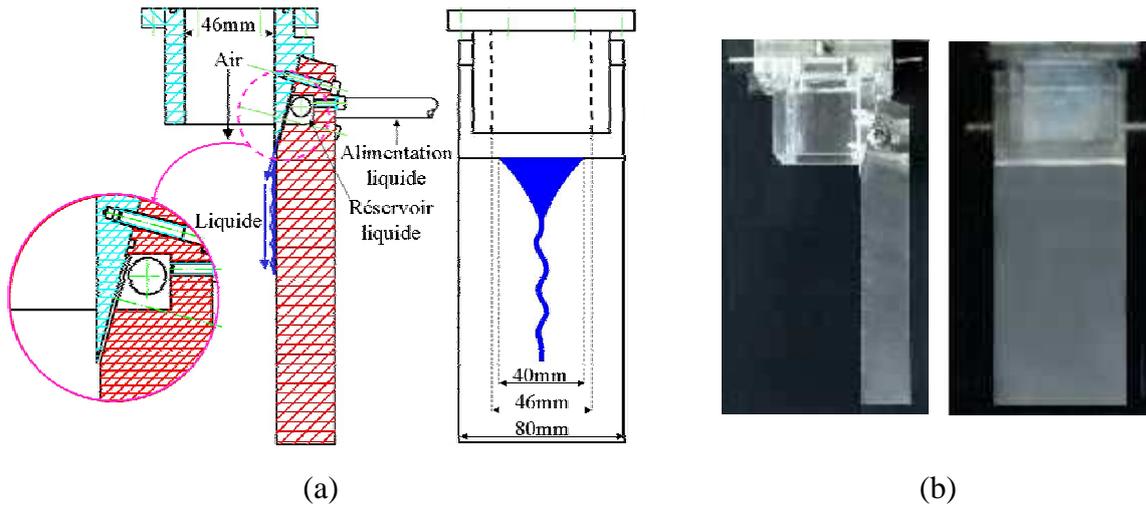


Figure B.7 : Schémas de principe (a) et photographies (b) de la maquette d'injection, vues de face et de profil

Pour obtenir un écoulement diphasique on vient fixer la maquette d'injection en sortie du convergent ou de la veine de Plexiglas, suivant la configuration choisie (Figure B.8).



Figure B.8 : Configurations de l'alimentation en air

I.3. Performances du banc

Dans le cadre de cette étude, on souhaite améliorer la pulvérisation dans des conditions de vitesses de gaz et de liquide critiques comme c'est le cas lors d'un allumage au sol ou d'un ré-allumage en altitude. Pour connaître ces conditions d'injection, un cahier des

charges, présenté en annexe 2, a été établi avec les industriels. Une fois le banc installé les limites en vitesse des écoulements des deux phases ont donc été testées pour s'assurer que le cahier des charges était effectivement rempli.

Les indications des industriels concernant l'écoulement d'air, dans ces conditions critiques, sont une gamme de vitesses allant de 20m/s à 40m/s. Après essais, cette gamme est largement accessible, le banc est à même de fonctionner à des vitesses supérieures à 100m/s qui n'ont pu être évaluées. Le système de mesure en différentiel de pression a en effet été choisi pour couvrir une gamme de vitesse allant de 0 à 100m/s.

Le banc expérimental conçu dans le cadre de cette étude nous permettra donc de reproduire les conditions d'injection que l'on retrouve dans les turbomachines lors des régimes de fonctionnement que nous souhaitons améliorer, mais également d'explorer d'autres régimes d'atomisation⁶.

II. Formation du brouillard de gouttes avec excitation

La méthode d'excitation choisie ainsi que les raisons de ce choix ont été présentées dans la partie A.II de ce rapport de thèse. Nous expliquerons sa mise en œuvre par le choix de l'actionneur et par les modifications et ajouts au montage expérimental présenté dans la partie B.I.

II.1. Caractéristiques de l'actionneur et montage expérimental

A l'issu de l'étude bibliographique il a été décidé d'appliquer le principe de la pulvérisation ultrasonique des liquides à notre maquette de surface de prefilming d'un injecteur airblast.

Il nous fallait donc trouver un actionneur répondant aux contraintes de haute fréquence et faible amplitude d'oscillation mais également déterminer par quel biais cette énergie mécanique vibratoire serait transmise au film liquide.

II.1.1. Choix de l'actionneur : cahier des charges et choix d'un fournisseur

Concernant les caractéristiques d'excitation de l'actionneur, les informations issues de l'étude bibliographique ainsi que les attentes fixées par les partenaires industriels en début de thèse donnent une idée des gammes de fréquence et d'amplitude sur lesquelles fonctionner. En fin de partie A. ces grandeurs ont été déterminées pour le kérosène. En appliquant la même procédure à l'eau cette fois, puisque c'est exclusivement avec de l'eau que nous travaillerons sur la maquette d'injection, pour obtenir des gouttes ayant un diamètre compris entre 30 μ m et 70 μ m, il faut appliquer au film d'eau une excitation ayant une fréquence et une amplitude respectives telles que : 15kHz < f < 50kHz et 3 μ m < α_c < 5 μ m. On rappelle que α_c correspond à l'amplitude d'oscillation critique à partir de laquelle des gouttes se forment.

Les autres critères que nous avons fixés au départ dans le cahier des charges étaient

⁶ Une modification est nécessaire au niveau de la veine d'air afin de permettre un contrôle en température de la phase gazeuse. En effet lors des essais réalisés à fortes vitesses pendant l'hiver, la température extérieure, la détente subie par l'écoulement ainsi que la vitesse élevée du gaz donnent à l'écoulement d'air des températures généralement négatives, la plus basse ayant été mesurée à -9°C. Cela entraîne la formation de glace, d'une part au niveau de la maquette lors de petits débits liquides, et d'autre part au niveau du système d'évacuation de l'air et de l'eau, perturbant les mesures expérimentales.

un actionneur de forme rectangulaire et résistant à l'eau. La première configuration à laquelle nous avons pensé consistait en effet à insérer l'actionneur directement dans le sabot en Plexiglas figurant la surface de prefilming de l'injecteur. La surface de l'actionneur aurait été affleurante à la surface du sabot où s'écoule le film et le liquide aurait été en contact direct avec l'actionneur.

Nous souhaitons également un système pouvant fonctionner en continu sur une large plage temporelle (de l'ordre de 30 minutes) pour les besoins des études expérimentales, sans qu'un problème de surchauffe ne se produise. Comme nous l'avons signalé précédemment, les actionneurs piézo-électrique sont constitués de céramiques piézo-électriques qui présentent la propriété de changer de forme lorsqu'on leur applique un potentiel électrique. Cette propriété est acquise par les céramiques lors d'une procédure appelée polarisation. Toutefois, une céramique piézo-électrique polarisée peut se dépolariiser quand elle est chauffée au dessus de la température maximum de fonctionnement autorisée. Le "taux" de dépolariisation est relié à la température de Curie du matériau. Les fabricants conseillent généralement de travailler à des températures inférieures ou égales à la moitié de la température de Curie du matériau afin qu'il conserve une polarisation et donc une capacité à changer de forme optimale. Si la température dépasse ce seuil l'actionneur se détériore de façon irréversible. A titre indicatif, la plage de températures de fonctionnement pour les actionneurs PICA de chez Polytech PI, dont nous reparlerons plus tard, est comprise entre -20°C et 85°C .

Nous avons alors adressé nos requêtes à plusieurs sociétés de fabrications d'actionneurs piézo-électriques, cependant les modèles standards fournis par ces sociétés ne pouvaient répondre à nos attentes, particulièrement pour les contraintes de géométrie et de résistance à l'eau. La plupart de ces sociétés offrent tout de même une large gamme de produits en terme de géométrie, fréquence et amplitude de fonctionnement. Si l'on opte pour cette solution qui offre l'avantage d'un approvisionnement aisé en actionneur (les modèles sont standards et disponibles facilement), il suffit de développer le système par lequel l'accélération mécanique fournie par l'actionneur sera transférée au film liquide.

Nous sommes également entrés en contact avec le laboratoire LPMO⁷ (Laboratoire de Physique et Métrologie des Oscillateurs) de l'institut Femto-ST⁸ (Franche-Comté Electronique Mécanique Thermique et Optique - Sciences et Technologies) de Besançon. L'unité microsysteme et microélectronique dirigée par JF Manceau propose entre autres activités le développement et la fabrication d'actionneurs piézo-électriques. Nous leur avons fait part de notre cahier des charges et la fabrication d'un actionneur répondant à nos critères s'est avérée possible. Une étude de dimensionnement tenant compte des propriétés intrinsèques à la céramique permet d'obtenir un actionneur ayant la forme et la fréquence de fonctionnement souhaitées. L'étanchéité est acquise par une couche d'un produit hydrofuge recouvrant l'actionneur et enfin un système de refroidissement interne excluant toute surchauffe est insérable au sein de l'actionneur.

La seconde solution offre l'avantage non négligeable d'un actionneur "sur mesure" mais nécessite un certain délai et budget pour l'étude de dimensionnement et la fabrication du système. En raison du délai nécessaire pour la fabrication d'un actionneur sur mesure par le LPMO et étant donné que notre étude est une étude de faisabilité, nous avons jugé préférable d'opérer dans un premier temps avec des actionneurs standards et donc facilement renouvelables. Ce choix s'est par la suite avéré judicieux, l'application de la méthode active ayant nécessité une phase de prise en main fatale aux premiers actionneurs.

⁷ <http://www.lpmo.edu/>

⁸ <http://www.femto-st.fr/>

Après avoir opté pour les sociétés commercialisant des actionneurs, nous avons tenté de trouver parmi leurs catalogues de produits un actionneur proposant une fréquence de fonctionnement de l'ordre de plusieurs dizaines de kHz et offrant une amplitude de vibration de quelques micromètres. Bien que le choix en géométrie, caractéristiques de fonctionnement et type d'actionneurs soit relativement large, après discussion avec les fournisseurs plusieurs problèmes se sont présentés pour leurs exploitations. L'utilisation de l'actionneur se fait à une fréquence ne représentant qu'un pourcentage de la fréquence de résonance indiquée dans les catalogues, ainsi les séries PA de chez TRIOPTICS France doivent être employés à 80% de la fréquence indiquée dans la brochure. De plus la solution actionneur standard nécessite l'ajout d'une interface transmettant l'énergie de vibration de l'actionneur au liquide ce qui ajoute une charge à l'actionneur qui est une nouvelle cause de réduction de la fréquence d'utilisation. Enfin, les électroniques d'alimentation du commerce limitent également la fréquence d'exploitation des actionneurs, allant jusqu'à réduire celle-ci par 10 par rapport à la fréquence indiquée dans les brochures.

Concernant l'amplitude, celle-ci étant inversement proportionnelle à la fréquence d'oscillation, plus la fréquence est élevée, plus l'amplitude de déplacement est réduite.

L'ensemble de ces limitations nous a conduit à envisager d'employer le support pour transmettre l'énergie de vibration nécessaire à la nébulisation. Notre premier choix s'était porté vers un support conçu pour se déplacer "en bloc" à une fréquence d'excitation donnée. Cette solution présente l'inconvénient d'un support relativement massif. Nous avons donc pensé créer un support, dimensionné d'après les lois de la mécanique vibratoire, ayant des nœuds et ventres de vibrations connus en fonction de la fréquence d'excitation et offrant la possibilité d'une amplification mécanique du mouvement d'oscillation. Cette solution remédie aux problèmes de hautes fréquences et amplitudes minimales d'excitation.

Lors de nos échanges avec le LPMO nous avons pris connaissance de certaines applications développées dans ce laboratoire. En particulier, les travaux de Alzuaga (2004, 2005) sur le déplacement de gouttes de liquide. Le principe, qui trouve ses applications dans le domaine médical, consiste à déposer une goutte sur une poutre horizontale de dimension finie. Lorsqu'une onde stationnaire est générée dans la structure, une goutte de liquide ne se trouvant pas sur un ventre de vibration se déplace jusqu'au ventre le plus proche. Dans les travaux susnommés, un actionneur piézo-électrique se trouve précontraint à chacune des extrémités de la poutre entre celle-ci et un socle massif. L'onde stationnaire déplaçant le liquide est obtenue par la combinaison de deux ondes progressives créées par les deux actionneurs. L'utilisation de deux actionneurs permet d'avoir accès à de plus nombreux modes de résonance mais également de bénéficier d'une amplitude de vibration plus importante puisque la poutre est excitée en deux points. Plusieurs modes de vibrations d'ordres élevés sont donc excités les uns après les autres par les actionneurs piézo-électriques ce qui résulte en un changement des positions des nœuds (lieu de vibration nulle) et des ventres (lieu de vibration maximale) de vibration le long de la poutre et donc un déplacement de la goutte. Lorsqu'une tension donnée est appliquée à une fréquence donnée la nébulisation instantanée de la goutte préalablement disposée sur la poutre est possible.

Nous avons donc choisi de commander des actionneurs similaires à ceux exploités au LPMO et d'adapter le principe de la poutre assurant le déplacement d'une goutte de liquide à notre application de pulvérisation d'un film liquide.

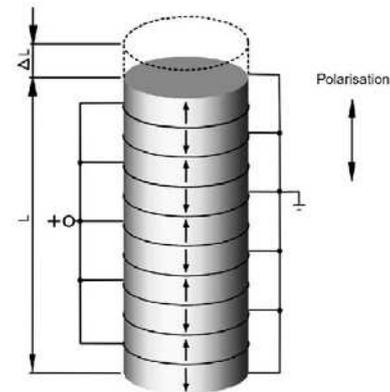
Les actionneurs piézo-électriques choisis sont fournis par la société Polytech PI⁹ et

⁹ <http://www.polytec-pi.fr/>

sont référencés sous l'appellation PICA¹⁰. Il s'agit d'actionneurs formés de plusieurs couches de céramiques piézo-électriques, appelés translateurs à empilements, se présentant sous la forme d'un cylindre de dimension variable en fonction des caractéristiques en fréquence et amplitude d'oscillation (Figure B.9 (a)).



(a)



(b)

Figure B.9 : (a) : Gamme d'actionneurs à multicouches PICA proposés par Polytech PI – (b) : Conception électrique d'un translateur à empilement

Comme nous l'avons vu précédemment, une céramique piézo-électrique a la capacité de changer de forme lorsqu'on lui applique une tension électrique. Des électrodes étant fixées sur chacune des faces des céramiques, lorsqu'un courant alternatif est appliqué il y a alternance de contractions et dilatations provoquant un déplacement ΔL (Figure B.9 (b)). Plus le nombre de céramiques empilées est important, plus le déplacement sera grand. On peut le déterminer d'après la formule : $\Delta L \approx d_{33} \cdot n \cdot U$ avec ΔL le déplacement (m), n le nombre de disques céramiques, U la tension de fonctionnement en Volts et d_{33} le coefficient de déformation en m/V. Ce dernier rend compte de la déformation développée [m/m] par unité d'intensité de champ électrique appliqué [V/m].

Ces actionneurs étant composés de céramiques empilées, il est nécessaire de leur appliquer une précontrainte lors de leur utilisation au risque de provoquer un décollement des couches de céramiques synonyme de dégradation voire destruction de l'actionneur.

Les caractéristiques techniques de l'actionneur piézo-électrique que nous avons utilisé sont détaillées dans le Tableau B.1.

¹⁰ <http://www.piceramic.de/site/thrupi.html> et http://www.piceramic.de/site/thrupi_002.html

Tableau B.1 : Données techniques fournies par l'entreprise PI sur l'actionneur choisi pour les expérimentations.

Référence	P-010.05H
Amplitude de déplacement (μm) ($-10/+20\%$)	10
Diamètre externe (mm)	10
Diamètre interne (mm)	5
Longueur (mm) (± 0.5)	12
Force bloquée* (N)	1300
Raideur (N/ μm)	130
Capacitance** (nF) ($\pm 20\%$)	29
Fréquence de résonance (kHz)	84

* Force maximale que l'actionneur peut générer

** La propriété que possède un condensateur d'accumuler des charges électriques

II.1.2. Montage expérimental pour la pulvérisation ultrasonique d'un liquide

Dimensionnement de la poutre

La géométrie du système actif développé réside en une poutre encadrée à chaque extrémité. L'encastrement de l'une des extrémités est réalisé sur un actionneur piézo-électrique précontraint entre la poutre et un socle tandis que le second encastrement est obtenu par une pièce rigide. La figure suivante indique les notations utilisées par la suite pour identifier les dimensions de la poutre.

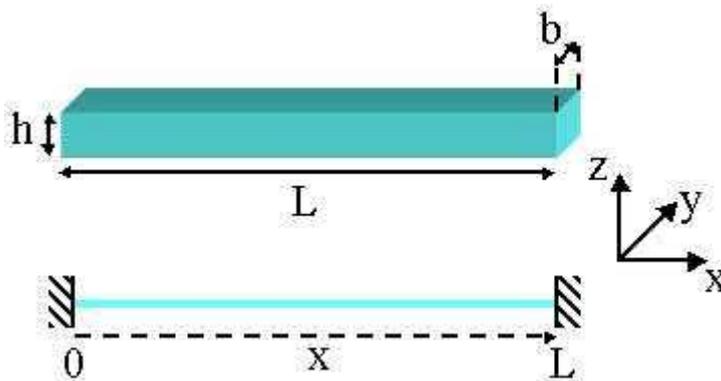


Figure B.10 : Notations utilisées pour le dimensionnement de la poutre – L : longueur – b : largeur – h : épaisseur

L'équation de la déformée modale $X(x)$ d'une poutre encadrée-encadrée pour les fonctions propres par modes dits "pairs" ou "impairs" est déterminée d'après les travaux de Warburton (1954). Celui-ci considéra le cas d'une plaque monocouche isotrope en flexion pure, qui s'applique également au cas de notre poutre :

$$\text{Mode pair : } X(x) = \sin\left[g_x\left(\frac{x}{L} - \frac{1}{2}\right)\right] - \frac{\sin\left(\frac{g_x}{2}\right)}{\sinh\left(\frac{g_x}{2}\right)} \times \sinh\left[g_x\left(\frac{x}{L} - \frac{1}{2}\right)\right]$$

$$\text{Mode impair : } X(x) = \cos\left[g_x\left(\frac{x}{L} - \frac{1}{2}\right)\right] + \frac{\sin\left(\frac{g_x}{2}\right)}{\sinh\left(\frac{g_x}{2}\right)} \times \cosh\left[g_x\left(\frac{x}{L} - \frac{1}{2}\right)\right]$$

avec $g_x = (2m+1)\pi/2$ où L est la longueur de la poutre, x la position suivant la longueur de la poutre et m le mode considéré.

La fréquence angulaire propre est donnée par : $\omega = \sqrt{\frac{EI}{M}} \times \left(\frac{g_x}{L}\right)^2$ avec $I = \frac{h^3}{12}$ et

$m = h\rho$ où h est l'épaisseur de la poutre, ρ et E respectivement la masse volumique et le module de Young du matériau constituant la poutre. Nous avons choisi de réaliser le montage en INOX puisque ce métal peut être mis en contact avec de l'eau sans risque de détérioration ($\rho_{INOX} = 7900 \text{ kg/m}^3 - E_{INOX} = 2,1.10^{11} \text{ Pa}$).

Pour dimensionner la poutre, nous avons fait varier le nombre de modes, l'épaisseur et la longueur de la poutre jusqu'à obtenir des fréquences de résonance de la structure suffisamment élevées pour assurer de faibles tailles de gouttes lors du processus d'atomisation ultrasonique. Une fois L et h fixées, restait à fixer la largeur b de la poutre. Pour cela il fallait trouver un compromis entre l'intérêt d'une largeur importante procurant une surface d'atomisation ultrasonique plus grande et le risque de générer des modes transverses d'oscillation de la poutre. Après discussion avec des personnes spécialisées en mécanique vibratoire nous avons fixé $b=L*10\%$.

Le Tableau B.2 donne les dimensions de la poutre calculée et celles de la poutre conçue pour l'étude. Dans la pratique la longueur L a été accrue afin de réaliser les conditions d'encastrement qui consistent, comme illustré sur la Figure B.11, à pincer la poutre à chaque extrémité de façon à insérer l'actionneur ou une pièce rigide. Nous avons prévu un montage assurant une longueur libre réelle de 100mm (Figure B.11). Toutefois il est difficile de savoir concrètement où se fait effectivement l'encastrement du côté de la pièce rigide. De plus comme nous le verrons lors de la présentation des résultats de l'analyse modale, il semble que la liaison entre la poutre et l'actionneur soit plus proche d'une condition libre que d'une condition d'encastrement.

Les fréquences des cinq premiers modes de vibration pour la poutre calculée sont également indiquées. Les fréquences des modes de vibration de la poutre conçue et les déformées associées seront présentées dans la suite de ce chapitre.

Concernant le socle nous souhaitons une pièce massive et avons donc adapté ses proportions d'après ce critère. Sa grande longueur, en comparaison de celle de la poutre, s'explique par le fait qu'une seconde poutre, plus longue, avait été prévue pour compléter l'analyse du principe de l'atomisation par oscillation forcée. Etant donné les bons résultats obtenus avec la première poutre, la seconde n'a finalement pas été exploitée c'est pourquoi elle ne fera pas l'objet d'une présentation détaillée dans ce chapitre. Nous verrons toutefois dans les prochains paragraphes consacrés aux montages expérimentaux établis pour le dispositif actif que cette longueur excédentaire s'est avérée fort utile.

Tableau B.2 : Dimensions du socle, des poutres calculées et conçues pour l'atomisation ultrasonique d'un liquide – Fréquences des modes de vibration de la poutre calculée

Grandeur	Pièce			Mode	Fréquence (Hz)
	Poutre calculée	Poutre conçue	Socle		
L (mm)	100	128	220	1	1578
h (mm)	3	3	30	2	4384
b (mm)	10	10	10	3	8592
				4	14203
				5	21216

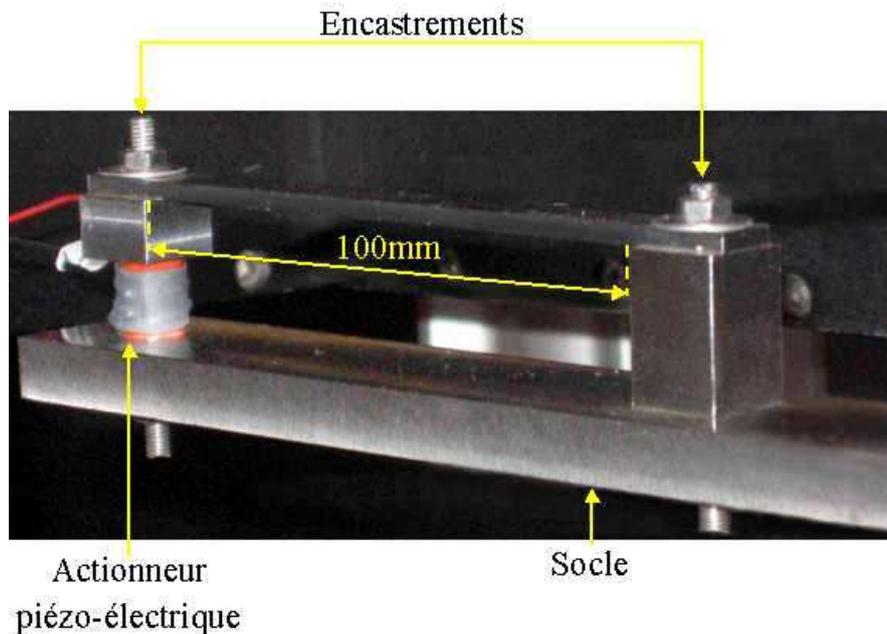


Figure B.11 : Montage actif pour la pulvérisation ultrasonique de liquide

Fonctionnement et montage pour le dispositif actif seul

Avant de monter le système actif sur la maquette figurant la surface de prefilming de l'injecteur, nous avons procédé à une phase d'étude du phénomène de pulvérisation ultrasonique¹¹ seul. Nous souhaitons en effet valider certains modèles de la littérature avant d'ajouter les deux contraintes supplémentaires que sont la vitesse variable d'écoulement du film liquide et l'action d'un champ aérodynamique lui aussi de vitesse variable. Nous rappelons qu'à notre connaissance ces configurations n'ont pas encore fait l'objet d'études expérimentales.

La Figure B.12 schématise le montage utilisé pour travailler sur la pulvérisation ultrasonique des liquides.

¹¹ L'emploi du terme pulvérisation ultrasonique est dans notre cas un abus de langage puisque les fréquences auxquelles nous avons travaillé étaient en deçà de 20kHz. Nous continuerons toutefois d'employer cette désignation car les principes et mécanismes restent similaires. En effet il s'agit d'imposer une oscillation de fréquence et d'amplitude variables à un support sur lequel se trouve une masse liquide. Cette excitation génère des instabilités de surfaces s'illustrant par un quadrillage de la masse liquide semblable au croisement des ondes capillaires des travaux de Sindayihebura. Enfin à une fréquence donnée et pour une amplitude suffisante la masse liquide est pulvérisée en un brouillard de fines gouttelettes.

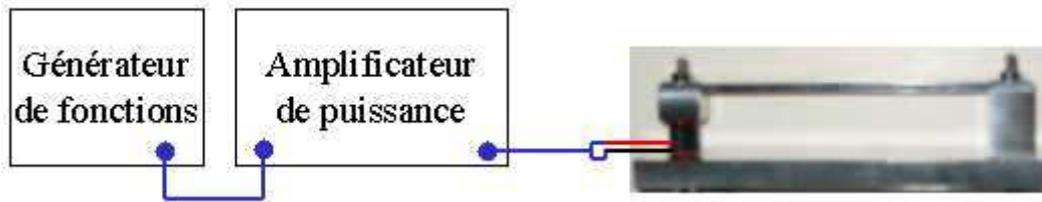


Figure B.12 : Montage expérimental pour l'étude de la pulvérisation ultrasonique d'un liquide

Un générateur de fonctions 5MHz modèle 3240 de chez Metrix délivre un signal modulable en fréquence et tension. Ce signal est acheminé vers un amplificateur de puissance, modèle 1140LA de chez ENI fourni par Leasametric, nécessaire pour fournir l'énergie requise par l'actionneur pour fonctionner à haute fréquence.

Des campagnes de visualisations et de mesures de tailles de gouttes ont été réalisées sur le dispositif actif avant qu'il ne soit inséré à la surface de prefilming. Nous avons initialement pensé poser le système sur une table, seulement lors des premiers essais nous avons remarqué que les vibrations délivrées par l'actionneur s'appliquaient à la fois à la poutre et au socle. Le système ne demeurait donc pas stable et immobile s'il était simplement posé. Cela a également révélé le fort couplage existant entre le socle et la poutre et modifiant donc les fréquences de vibration déterminées pour la poutre seule lors de son dimensionnement. Nous avons donc dû trouver un moyen de fixer le système mais également nous assurer que cette nouvelle disposition serait transposable à la configuration avec surface de prefilming pour conserver les mêmes caractéristiques de fonctionnement.

Le système a été fixé par une extrémité de son socle sur un plan de travail à l'aide d'un serre-joint tandis que la partie active restait libre dans le vide (Figure B.13). La longueur excédentaire du socle, initialement prévue pour pouvoir y fixer une poutre plus longue, a donc été exploitée comme une surface de fixation du dispositif actif.

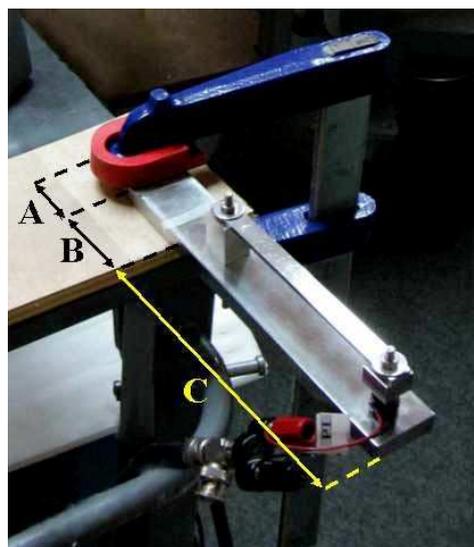


Figure B.13 : Fixation du dispositif actif – *A* : longueur de contact entre le serre-joint et le socle – *B* : longueur de contact entre le socle et le plan de travail – *C* : longueur de la partie libre

La longueur de contact entre le serre-joint et le socle (notée A sur la Figure B.13), celle entre le socle et le plan de travail (notée B sur la Figure B.13) et enfin celle de la partie libre (notée C sur la Figure B.13) ont été repérées afin d'obtenir une disposition similaire du système lorsqu'il serait transposé sur la maquette. Le contact a été maintenu sur la largeur totale du socle. Dans la configuration présentée en Figure B.13, le liquide à nébuliser reposait sur la poutre horizontalement, l'alimentation se faisant soit en déposant une certaine quantité de liquide à l'aide d'une seringue soit en l'alimentant en continu à l'aide d'un système d'injection. Ce dernier, présenté en Figure B.14, est composé d'un réservoir fixé en hauteur, d'une tige métallique percée d'un trou de 1,7mm de diamètre, ces deux éléments étant reliés par un tube flexible muni de deux bagues de réglage pour le débit. Le niveau d'ouverture de l'une fixait le débit tandis que l'autre jouait le rôle d'ouverture ou de fermeture de l'alimentation. Sur la Figure B.14, le système est disposé pour la mesure des tailles de gouttes par le Malvern.

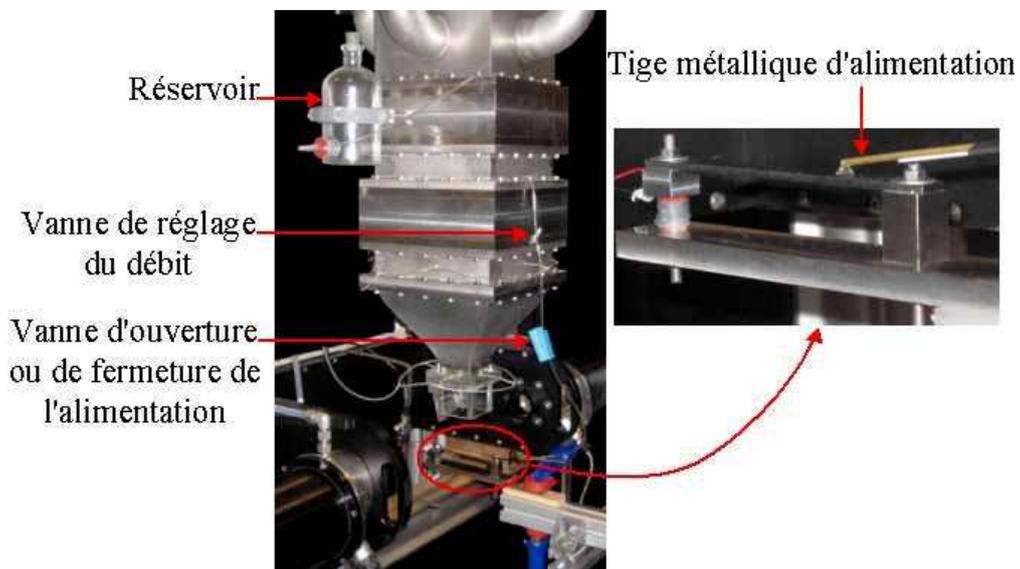


Figure B.14 : Système d'alimentation en continu pour la pulvérisation ultrasonique d'un liquide

Le même type d'installation a été réalisée en pivotant le socle de 90° afin d'effectuer des investigations dans le cas d'un film liquide s'écoulant verticalement de façon affleurante à la poutre.

Montage du dispositif actif sur la maquette d'injection

Pour appliquer le principe actif à la maquette figurant la surface de prefilming d'un injecteur airblast, nous avons eu recours à un système de déplacement identique à celui utilisé lors des mesures LDA (voir le paragraphe III.1) et à quelques modifications de la géométrie de la maquette d'injection. Nous avons en effet usiné chacune de ses faces afin de pouvoir y insérer le socle et la poutre.

Le socle est fixé sur le système de déplacement de la même façon et selon les mêmes surfaces de contact qu'il l'était sur le plan de travail lors des études préliminaires. Il s'agit ensuite, à l'aide du système de déplacement, de positionner le socle au niveau de l'épaulement réalisé à l'arrière de la maquette d'injection. Le fort couplage existant entre la poutre et le socle, le fait que l'actionneur lui transmette une oscillation et enfin la configuration dans

laquelle les premiers essais ont été réalisés, nous ont dissuadé de fixer solidement le socle à l'arrière de la maquette comme nous l'envisagions à l'origine. C'est également en raison des vibrations transmises au socle que l'épaulement présente des dimensions légèrement supérieures à celle du socle.

La face avant de la maquette d'injection a également fait l'objet d'un usinage. La profondeur de l'épaulement est sensiblement supérieure à l'épaisseur de la poutre pour permettre son oscillation. Afin d'éviter qu'il n'y ait trop de fuites, la largeur de l'épaulement n'a été que très légèrement augmentée par rapport à celle de la poutre. Nous avons choisi de disposer de 0,2mm de jeu de chaque côté de la poutre afin d'éviter son encastrement mais également de disposer d'un système de réglage pour son montage.

En effet, une fois le socle placé dans son épaulement, les cales et l'actionneur sont enfilés sur les tiges filetées, la poutre est disposée dans son épaulement, il ne reste alors qu'à serrer les vis des tiges filetées liant le socle et la poutre pour réaliser les conditions d'encastrement à chaque extrémité de la poutre. Pour nous assurer que la poutre est orientée correctement dans son épaulement c'est à dire que les arêtes de la poutre sont parallèles et équidistantes de celles de l'épaulement nous disposons des cales calibrées de 0,2mm de part et d'autre de la poutre.

Comme nous l'avons précisé précédemment l'actionneur doit être monté avec une précontrainte, c'est à dire un serrage qui lui est imposé et qui évite tout risque de décollement des couches de céramiques le constituant. Après discussion avec les fournisseurs, nous avons fixé une valeur pour ce serrage et l'avons appliquée pour toutes les expérimentations. Pour avoir des conditions d'encastresments identiques quelle que soit la configuration exploitée, les serrages coté actionneur et coté pièce métallique ont été réalisés par un tournevis dynamométrique et sont respectivement égaux à 10cm.kg et 20cm.kg.

Le montage final est présenté en Figure B.15.

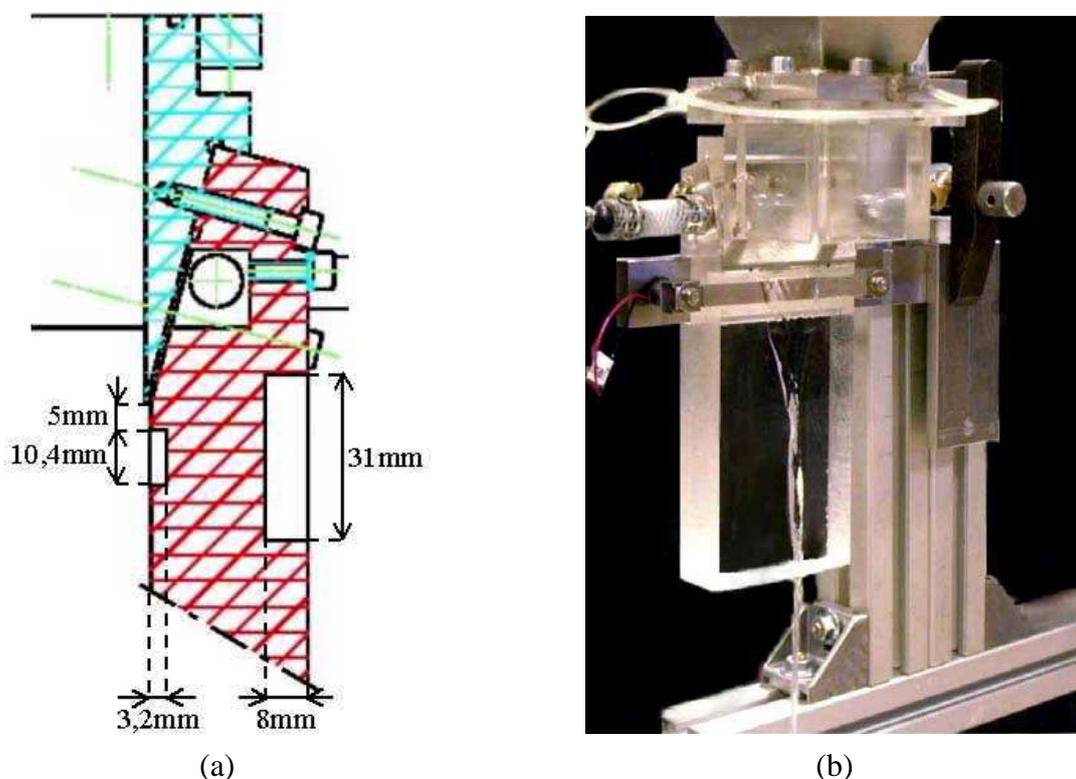


Figure B.15 : Indications géométriques sur les modifications opérées sur la maquette pour l'ajout du dispositif actif (a) – Photographie du montage final (b)

Lorsque le système actif est en fonctionnement sur la maquette nous avons remarqué que des vibrations sont transmises au système de déplacement. De plus, nous avons parfois l'impression que la poutre n'oscille pas totalement librement, probablement parce que les dimensions de l'épaulement ne sont pas optimisées. Ces couplages et contraintes géométriques ont entraîné un changement entre les fréquences de nébulisation du système actif lorsqu'il est exploité seul ou monté sur la maquette.

Cette configuration et les problèmes posés peuvent laisser penser qu'il aurait été préférable de disposer d'un système totalement maîtrisé, s'insérant au niveau de la surface de prefilming et fonctionnant dans des conditions fixes affranchies de tout problème de couplage ou réglage délicat. Nous rappelons que cette étude n'est que préliminaire et avait pour objectif d'étudier la capacité d'une méthode active à améliorer les caractéristiques du brouillard de gouttes produit par un injecteur airblast pour des points de fonctionnement donnés du moteur. La mise en place du système actif et sa prise en main se sont avérées ardues, les configurations et montages expérimentaux requièrent de nouvelles études avant d'être adaptés à une géométrie d'injecteur airblast à échelle 1, nous invitons le lecteur à prendre connaissance de nos propositions dans le chapitre consacré aux perspectives.

II.2. Caractérisation du système actif en fonctionnement

La caractérisation du système actif a consisté dans un premier temps en une analyse modale du système actif complet puis à la mesure de l'accélération que subirait un film liquide disposé sur la poutre en fonction de la tension appliquée à l'actionneur à une fréquence donnée. Le principe de chacune de ces techniques et les résultats obtenus sont présentés dans les deux paragraphes suivants.

II.2.1. Analyse modale du système actif

L'analyse modale a pour but l'identification des paramètres modaux d'une structure à partir d'essais dynamiques. Dans notre cas il s'agira de la réponse de la poutre, encastree à chaque extrémité, à une sollicitation en flexion. Le but est d'identifier les modes propres d'oscillation de la poutre, leurs fréquences et leurs déformées.

Pour réaliser cet objectif des mesures sont effectuées en appliquant une excitation choc à la structure et en mesurant sa réponse en accélération. Afin de recueillir un maximum d'informations la force d'excitation est appliquée en différentes localisations, on effectue donc un maillage préalable de la poutre (Figure B.16).

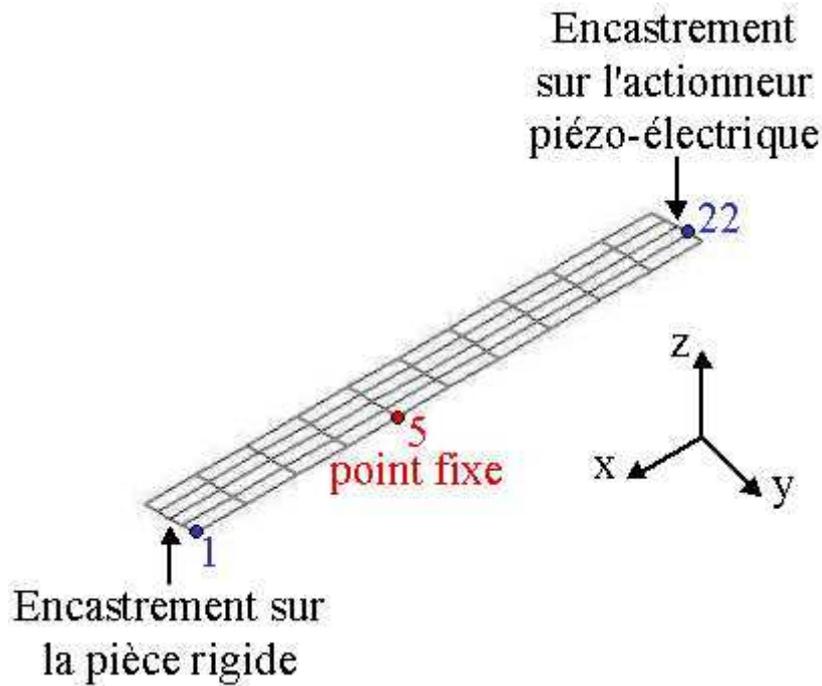


Figure B.16 : Maillage à 55 nœuds de la poutre pour l'analyse modale dans le plan (x,y)

La même opération a été répétée pour identifier les modes de vibration dans le plan (x,z) . Cette fois l'accéléromètre a été fixé suivant l'épaisseur de la poutre. La poutre a été sollicitée sur son épaisseur en 11 points distincts couvrant la longueur de la poutre.

L'impulsion appliquée aux différents points par un capteur de force se traduit par un pic de Dirac. La réponse de la structure est mesurée par un accéléromètre¹², fixé en un point du maillage appelé point fixe. La fonction de transfert H , telle que $H = \frac{\text{réponse en accélération}}{\text{force appliquée}}$, est déterminée entre chaque point du maillage si bien que l'on dispose d'une relation en amplitude et en phase en chacun des points.

L'ensemble des fonctions de transfert est sommé, on dispose alors d'un graphique donnant l'évolution de la fonction de transfert en fonction de la fréquence propre d'oscillation de la poutre (Figure B.17).

¹² Un étalonnage de l'accéléromètre est nécessaire avant l'analyse modale de la poutre. L'accéléromètre est fixé sur un pot vibrant calibré délivrant une accélération égale à 10m.s^{-2} à une fréquence de 160Hz. La réponse de l'accéléromètre est enregistrée sur l'analyseur de spectre, si elle ne correspond pas à l'excitation du pot vibrant, des réglages sont effectués sur l'analyseur de spectre et l'amplificateur de charge jusqu'à ce qu'il y ait correspondance entre l'excitation et la réponse.

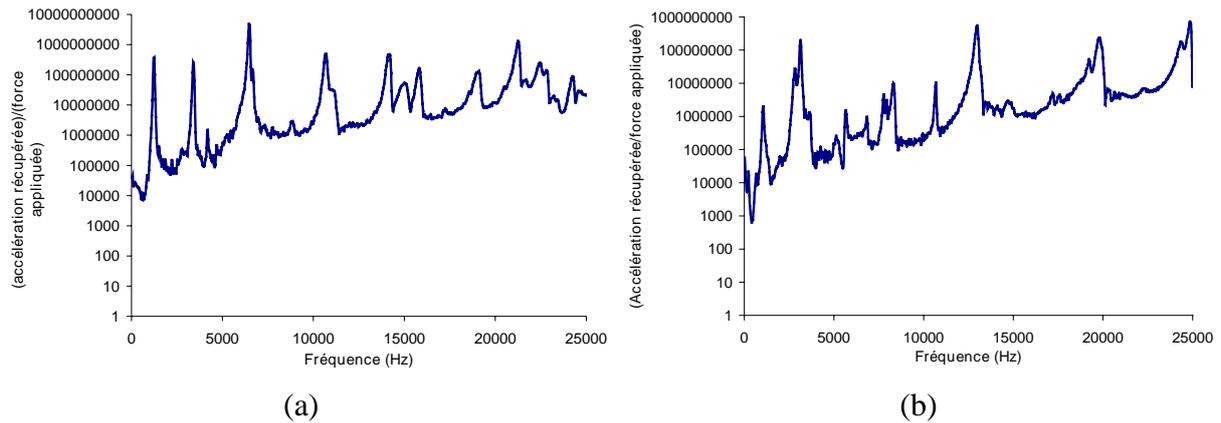


Figure B.17 : Réponse en fréquence du système actif – (a) Analyse modale dans le plan (x,y) – (b) Analyse modale dans le plan (x,z)

Les données sont ensuite acquises par le logiciel STARModal où la géométrie de la poutre et son maillage ont préalablement été implantés. Les courbes précédentes permettent d'identifier les modes de vibration de la poutre et à partir des amplitudes et phases des fonctions de transfert obtenues en chaque point, on détermine la déformée de la poutre pour un mode donné. Les paramètres modaux sont alors déterminés et les déformées modales animées.

A noter qu'il existe un point fixe sur le nœud du maillage où l'accéléromètre est fixé, il est donc impossible de déterminer tous les modes. Le point fixe correspond en effet forcément au nœud de vibration d'un mode donné donc lorsque ce mode est excité l'accéléromètre ne reçoit pas d'énergie. On rappelle en effet qu'un nœud de vibration est un point d'énergie nulle. Le mode ne peut donc être identifié. Il peut donc s'avérer nécessaire de procéder à une nouvelle analyse modale sur un même système en conservant le maillage mais avec un point fixe différent.

Les Tableau B.3 et Tableau B.4 résument les fréquences et amortissements des modes identifiés par les analyses modales respectivement effectuées dans les plans (x,y) et (x,z) . La numérotation des modes est aléatoire c'est à dire que le mode noté 2 n'est pas un mode à deux ventres de vibration mais uniquement le deuxième mode de vibration déterminé à partir de l'analyse modale.

Tableau B.3 : Fréquences et amortissements des modes identifiés lors de l'analyse modale du système actif dans le plan (x,y)

Mode	Fréquence (Hz)	Amortissement (%)
1	1230	3.01
2	3410	1.38
3	4180	1.04
4	6490	754.44e-3
5	8800	428.89e-3
6	10660	1.33
7	10880	303.02e-3
8	14190	586.89e-3
9	14980	661.36e-3
10	15850	754.69e-3

Tableau B.4 : Fréquences et amortissements des modes identifiés lors de l'analyse modale du système actif dans le plan (x,z)

Mode	Fréquence (Hz)	Amortissement (%)
1	1050	4.92
2	2810	2.96
3	3140	1.92
4	10690	452.14e-3
5	12990	865.23e-3
6	17220	452.43e-3
7	17580	559.32e-3
8	19230	271.44e-3
9	19850	756.76e-3

Si l'on compare les fréquences des modes identifiés par l'analyse modale de la poutre dans le plan (x,y) avec celles calculées lors de son dimensionnement, on remarque que celles aléatoirement numérotées 1, 3, 5 et 8 sont proches des fréquences calculées mais ne leur correspondent pas exactement. Ceci s'explique par la géométrie du dispositif actif. Comme nous l'avons précédemment fait remarquer il existe probablement un couplage entre le socle et la poutre qui peut influencer sur ces fréquences. De plus les fréquences ont été calculées pour une poutre d'une longueur de 100mm en conditions encastree-encastree. Or nous avons allongé cette poutre afin d'utiliser les extrémités pour réaliser nos encastremets, la longueur efficace répondant à l'excitation du piézo peut donc légèrement différer des 100mm prévus. De plus, au niveau de l'actionneur, la condition d'encastrement n'est probablement pas respectée.

Concernant les déformées, les vues en perspective des mode numérotés 1 (1230Hz) et 8 (14190Hz), déterminés par l'analyse modale dans la plan (x,y), sont respectivement présentés en Figure B.18. et Figure B.19. L'animation proposée par le logiciel est composée de 30 images et illustre un cycle complet d'oscillation de la poutre.

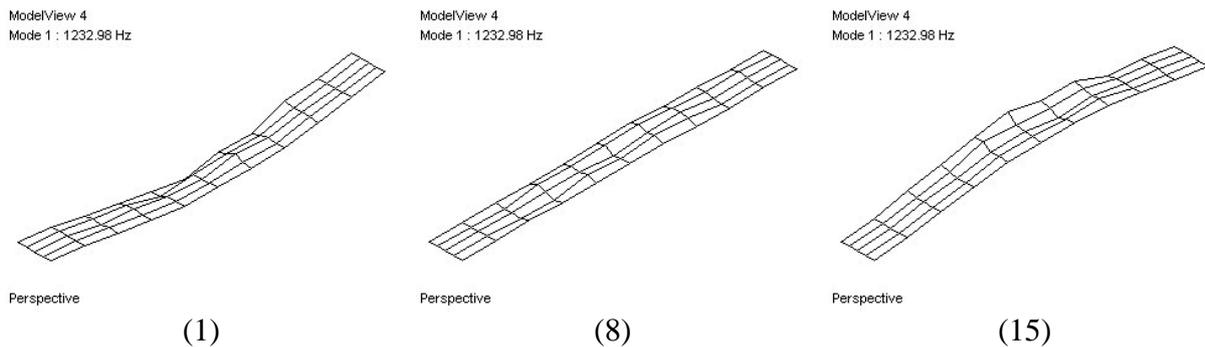


Figure B.18 : Vue en perspective du mode numéroté 1 (1230Hz) identifié lors de l'analyse modale dans le plan (x,y) – Images 1, 8 et 15 sélectionnées parmi les 30 illustrant un cycle d'oscillation de la poutre

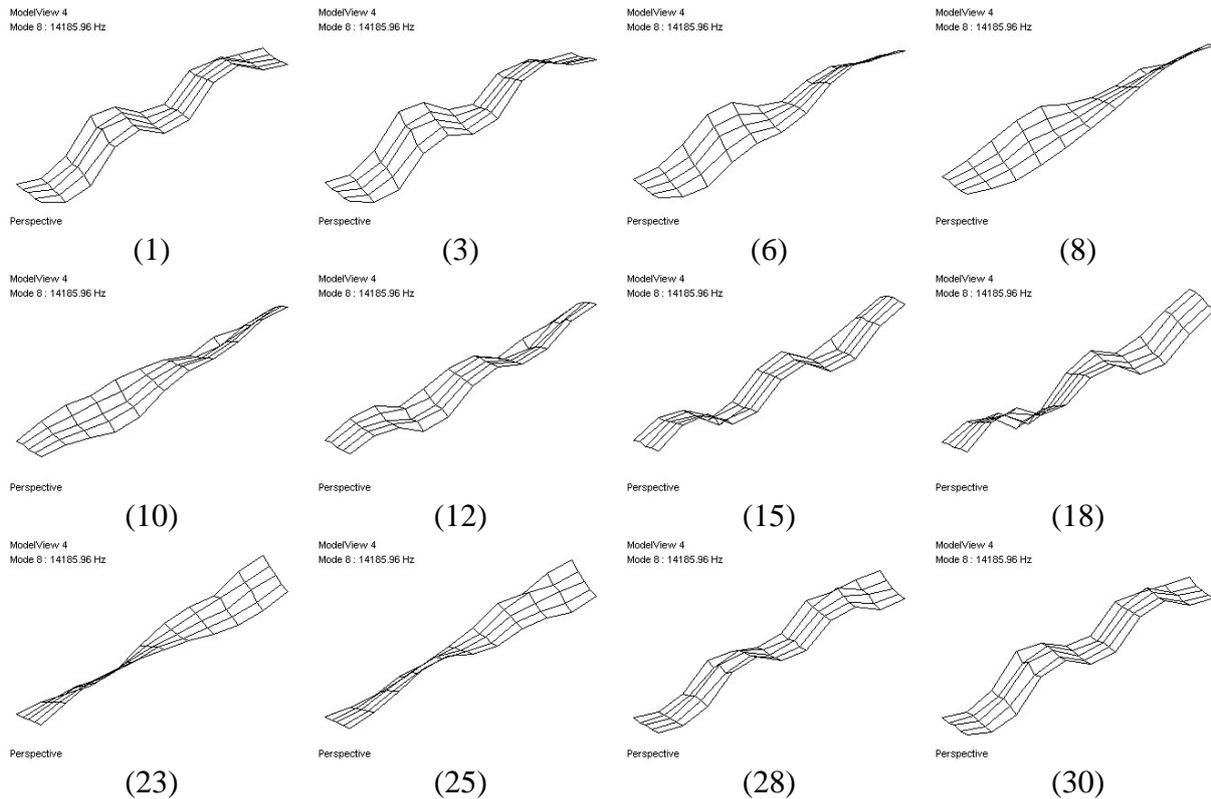


Figure B.19 : Vue en perspective du mode numéroté 8 (14190Hz) identifié lors de l'analyse modale dans le plan (x,y) – Images 1, 3, 6, 8, 10, 12, 15, 18, 23, 25, 28 et 30 sélectionnées parmi les 30 illustrant un cycle d'oscillation de la poutre

Dans le cas du mode numéroté 1, qui correspond au mode à un ventre de vibration, seul un demi-cycle d'oscillation est représenté.

Dans le cas du mode numéroté 8, le cycle complet a été illustré afin de rendre compte de la combinaison des mouvements de flexion et de torsion de la poutre à cette fréquence d'excitation. En effet, de l'image 1 à l'image 15, la poutre passe d'une configuration ventre-nœud-ventre à une configuration nœud-ventre-nœud. Seulement cela ne se fait pas par une simple flexion de la poutre mais avec un mouvement de torsion autour de l'axe x qui présente son maximum à l'image 8 avant de retrouver une torsion nulle à l'image 15. Des images 15 à 30 la même combinaison de mécanismes se produit avec une torsion autour de l'axe x inversée.

L'analyse modale du dispositif actif nous a permis d'identifier les fréquences des modes de vibration du dispositif actif que nous avons conçu et de visualiser les déformées associées à ces modes. Cette analyse était nécessaire puisque notre système actif est un ensemble incluant le socle, la poutre et la liaison avec l'actionneur et présentant des couplages et comportements vibratoires différents de ce que nous attendions lorsque nous avons dimensionné la surface active comme une poutre soumise à des mouvements de flexion pure. La suite de la phase de caractérisation a consisté à étudier la variation de l'accélération de la poutre en fonction de la tension d'alimentation de l'actionneur piézo-électrique.

II.2.2. Mesure de l'accélération développée par le système actif

C'est avec un système de vibromètre laser de chez Polytech que cette caractérisation a été opérée. Le système de mesure est constitué d'une source de lumière monochromatique (laser) et d'un interféromètre.

La lumière laser émise est divisée en un faisceau de référence et un faisceau de mesure au sein de l'interféromètre. Le faisceau de référence est dirigé vers un photodétecteur tandis que le faisceau de mesure est focalisé sur l'élément faisant l'objet de la mesure, la poutre dans notre cas, et est réfléchi par sa surface. La fréquence du signal réfléchi diffère de la fréquence du signal incident en raison de l'effet Doppler dû à la vibration entre le signal émis et le signal réfléchi (Figure B.20 (a)).

Le faisceau réfléchi est également dirigé vers le photodétecteur où l'interférence entre les faisceaux de référence et de mesure crée un défilement de franges d'interférence ayant une fréquence égale à la fréquence Doppler $F_{Doppler}$. La vitesse V de vibration de la poutre est ensuite déterminée par la relation : $F_{Doppler} = (2V/\lambda)\cos\theta$ où λ est la longueur d'onde du faisceau laser et θ l'angle entre le signal incident et le signal réfléchi, soit $\theta=0$ dans notre cas. A noter que la vitesse mesurée correspond à la composante de la vitesse de déplacement de la structure dans la direction de l'axe du faisceau laser.

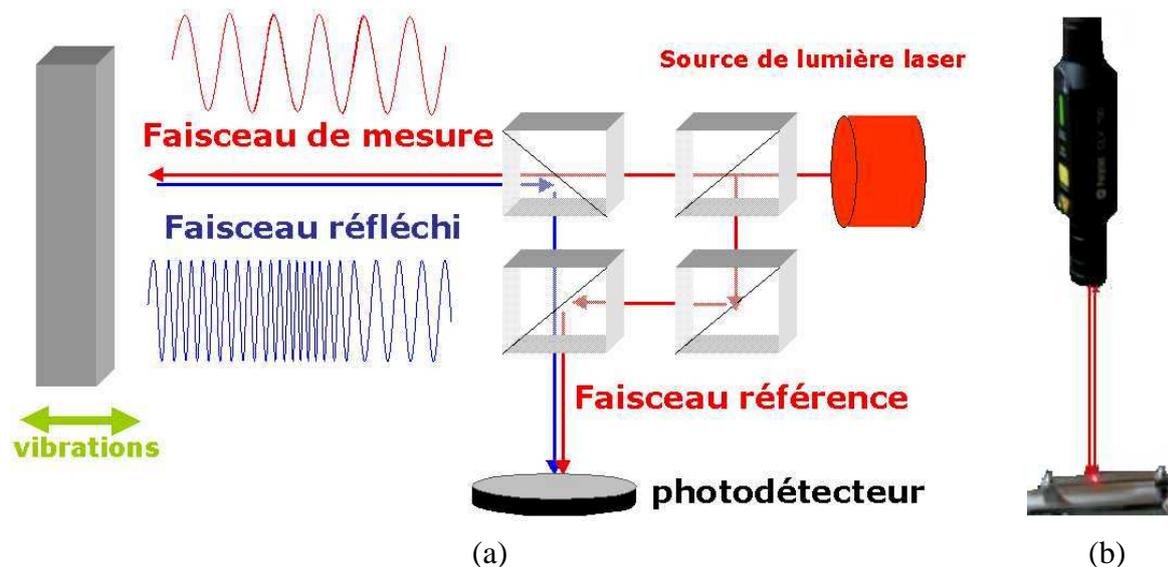


Figure B.20 : Principe de fonctionnement d'un vibromètre laser (documentation fournie par Polytech) – (b) : Tête laser orientée vers la poutre

Nous avons préalablement identifié une fréquence d'excitation pour laquelle une masse liquide déposée sur la poutre se nébulisait. Nous avons donc excité le dispositif via l'actionneur en réglant cette fréquence d'excitation ($F_{excitation}=17.75kHz$) et en variant la tension d'excitation entre 160mV et 250mV. Pour chaque couple fréquence-tension, la réponse de la poutre en vitesse a été enregistrée et convertie en accélération sur un analyseur de spectre. A noter que le faisceau était positionné pour mesurer l'accélération en un point où le liquide était nébulisé, nous assurant ainsi une mesure sur un ventre de vibration.

La figure suivante illustre ce que nous avons observé en alimentant l'actionneur avec un signal ayant une fréquence et une tension respectives de 17750Hz et 180mV.

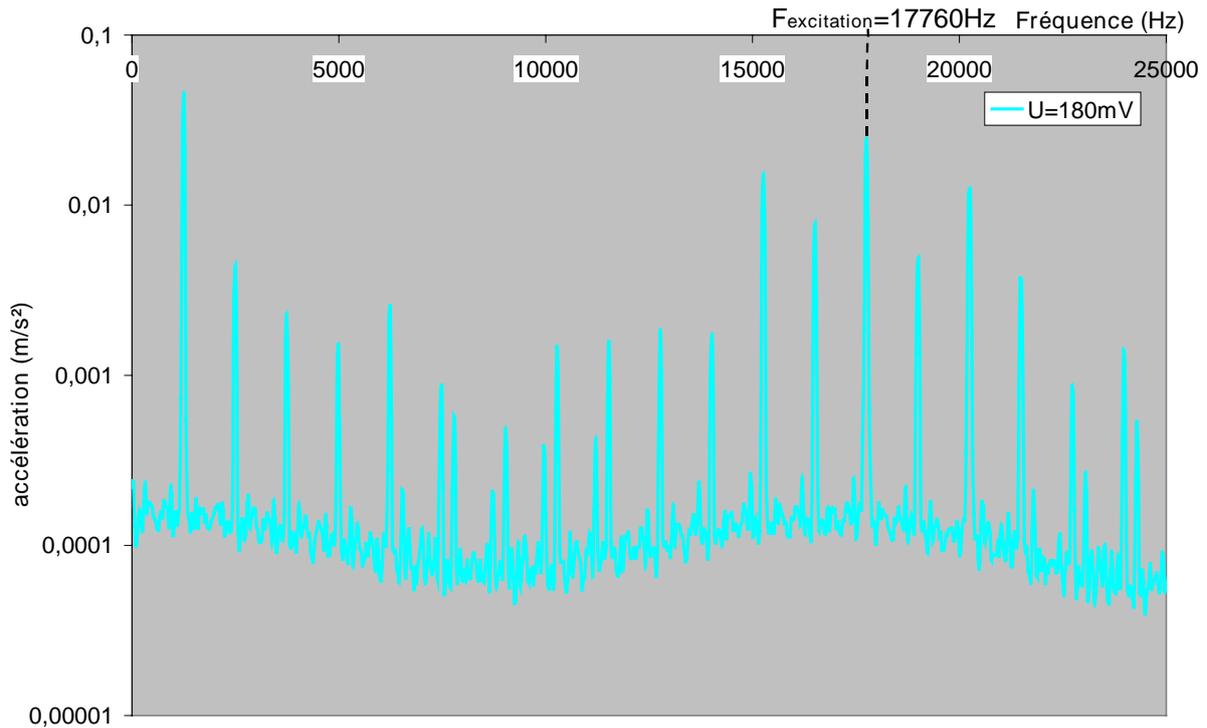


Figure B.21 : Accélération mesurée par le vibromètre laser en fonction de la fréquence – $F_{excitation}=17750Hz - U_{excitation}=180mV$ (ordonnées : échelle logarithmique)

La première observation est que lorsque l'on force l'excitation de la poutre à 17.75kHz on excite ce mode (à noter que la mesure de la fréquence du mode forcé est légèrement supérieure, de 10Hz, à la fréquence réglée sur le générateur) mais également d'autres modes puisque d'autres réponses en fréquence sont mesurées. Il semblerait d'une part que le mode fondamental, celui que nous forçons, présente un certain nombre d'harmoniques. D'autre part nous avons identifié un mode de vibration à 1250Hz présentant lui aussi des harmoniques s'atténuant vers 11kHz.

Les spectres que nous avons obtenus pour les différentes tensions d'alimentation ayant des allures différentes, nous avons déduit que notre dispositif actif présentait des comportements non-linéaires. Nous avons donc tracé, pour deux tensions d'excitation, le rapport entre l'accélération mesurée et la tension appliquée en fonction de la fréquence de vibration. Ce rapport devrait présenter une évolution et des niveaux similaires en fonction de la fréquence quelle que soit la tension d'excitation. Or on observe sur la Figure B.22 que les positions des sommets entre les cas à 180mV et 200mV diffèrent.

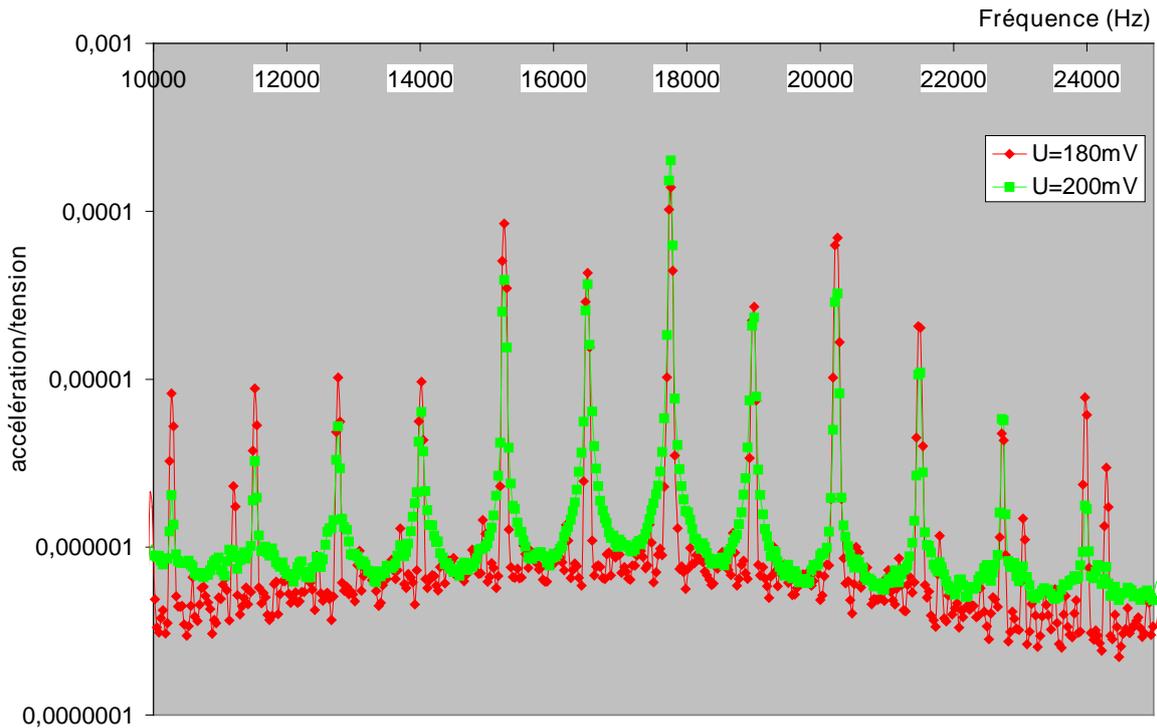


Figure B.22 : Accélération mesurée ramenée à la tension d'excitation en fonction de la fréquence d'excitation – Mise en évidence d'un comportement non-linéaire du système actif –
 ◆ $U=180\text{mV}$ - ■ $U=200\text{mV}$ (Ordonnées : échelle logarithmique)

Ce comportement non-linéaire peut être dû au signal délivré par le générateur, à celui transmis par l'amplificateur de puissance, à la réponse de l'actionneur à cette sollicitation électrique ou encore à notre montage expérimental.

Dans le cas du générateur, nous avons vérifié sur un analyseur de spectre que le signal délivré l'était effectivement à la fréquence réglée par l'utilisateur et que le signal reçu par l'analyseur ne comportait qu'un pic de fréquence. Cette vérification s'est avérée concluante, un seul pic de fréquence apparaissant sur l'écran de l'analyseur. Toutefois ce résultat peut à la fois signifier que le générateur ne délivre un signal qu'à une seule fréquence sans harmonique ou bien que le filtre anti-repliement de l'analyseur est efficace pour filtrer les harmoniques délivrées par le générateur. Nous ne pouvons donc avoir de certitude sur le fonctionnement de notre générateur mais la caractérisation en accélération ayant été effectuée au moyen d'un analyseur de spectre, nous pouvons considérer que les phénomènes non-linéaires observés ne sont pas dus à la qualité du signal délivré. L'efficacité du filtrage de l'analyseur de spectre exclut également l'amplificateur de puissance comme source de non-linéarité.

Cette dernière peut donc être attribuée soit à l'actionneur piézo-électrique soit à la réponse de la structure à une excitation vibratoire forcée. Par manque de temps nous n'avons pu contrôler l'actionneur ou rééditer cette caractérisation du dispositif à d'autres fréquences.

Les mesures réalisées nous ont toutefois permis d'évaluer la variation de l'accélération mesurée en fonction de la tension d'excitation. Pour le pic de fréquence forcée, cette évolution est tracée sur la Figure B.23.

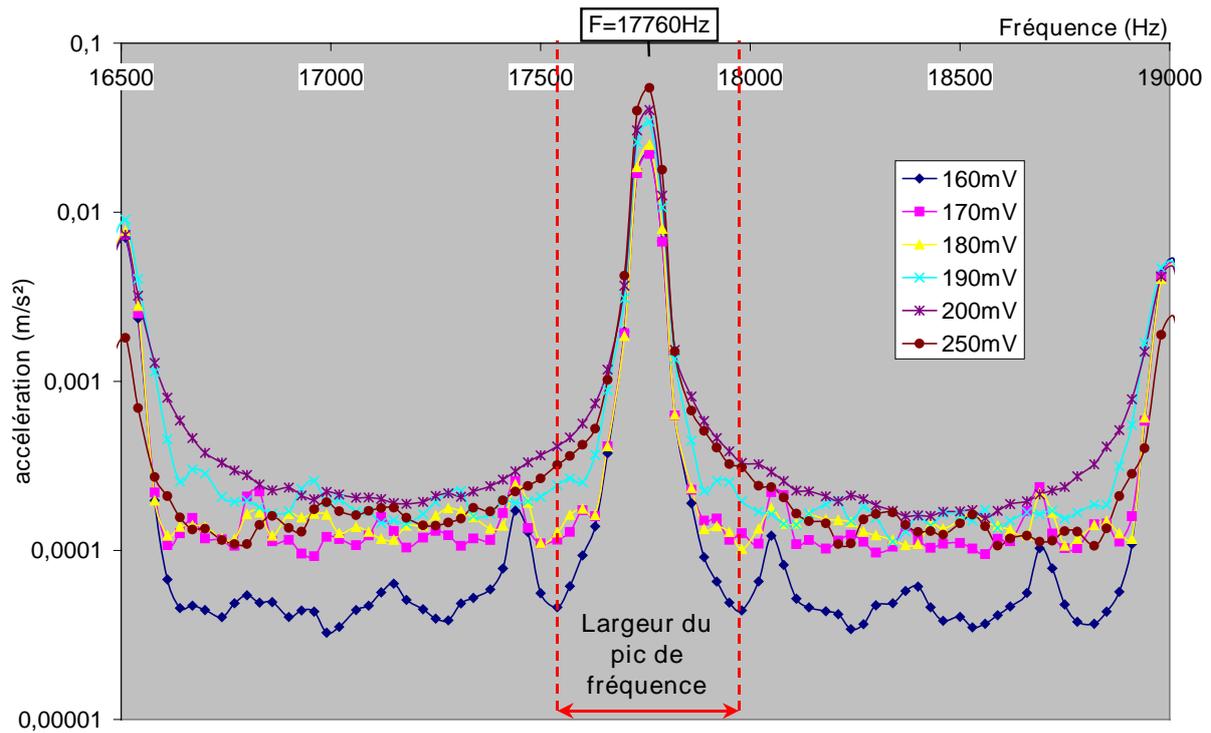


Figure B.23 : Evolution de l'accélération mesurée par le vibromètre en fonction de la tension électrique appliquée à l'actionneur pour le pic de fréquence forcée à 17760Hz – ◆ 160mV – ■ 170mV – ▲ 180mV – × 190mV – * 200mV – ● 250mV (Ordonnées : échelle logarithmique)

On remarque tout d'abord que la valeur de l'accélération croît avec la tension d'excitation ce qui est consistant avec le principe de fonctionnement de l'actionneur : plus la tension d'alimentation est élevée, plus l'énergie de vibration fournie à la structure est grande.

Pour quantifier cette variation, nous avons sommé, sur la largeur du pic de fréquence, les accélérations mesurées par le vibromètre laser et ce pour les 6 valeurs de la tension d'excitation. Cette opération nous permet de connaître la valeur effective de l'accélération sur la largeur du pic de fréquence. Le résultat est présenté en Figure B.24.

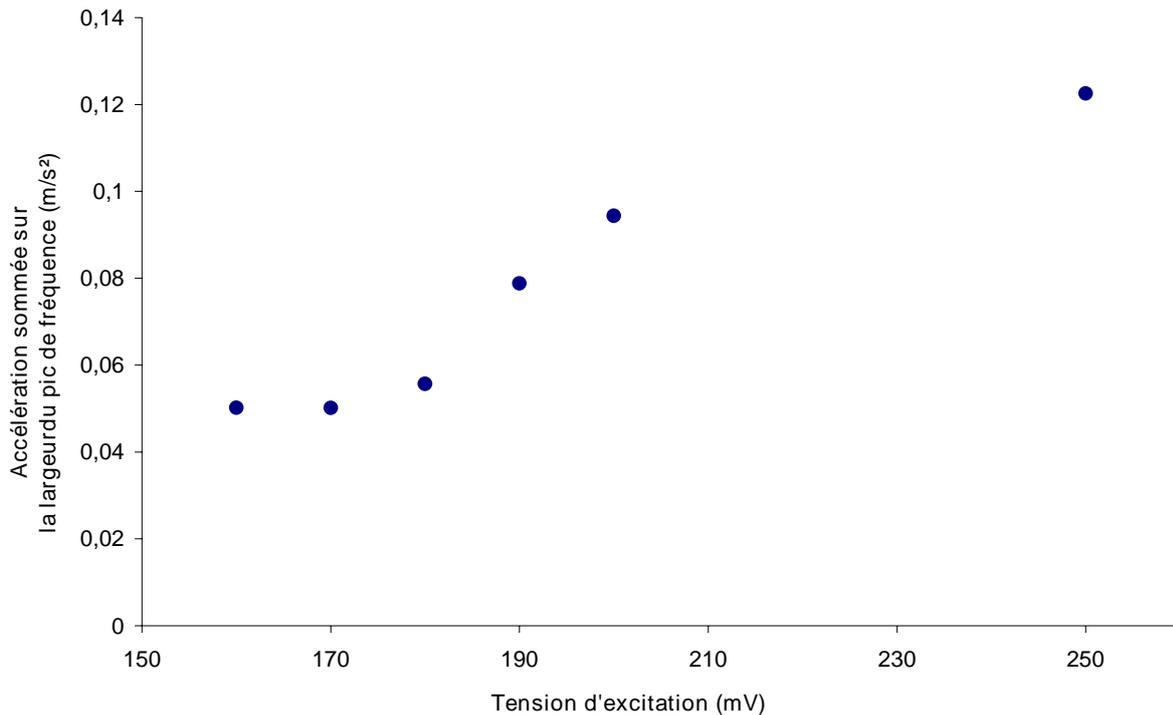


Figure B.24 : Variation de l'accélération effective mesurée par le vibromètre en fonction de la tension d'excitation pour une fréquence d'excitation imposée de 17750Hz

Nous observons que l'augmentation de l'accélération avec la tension appliquée n'est pas linéaire et apparaît plus importante sur certaines gammes de tensions. Pour mieux rendre compte de cette évolution, le tableau suivant répertorie les valeurs numériques des tensions, et des accélérations associées, ainsi qu'une estimation du pourcentage d'augmentation que cela représente.

Tableau B.5 : Accélération effective mesurée pour chaque tension d'excitation : valeurs numériques et pourcentage de variation

Tension d'excitation (mV)	Variation (%)	Accélération effective mesurée (m/s ²)	Variation (%)
160	+6,2	0.0502	-0,2
170	+5,9	0.0501	+11,2
180	+5,5	0.0557	+41,5
190	+5,3	0.0788	+19,2
200	+25	0.0944	+29,8
250		0.1226	

Annotations: A bracket on the left indicates a total variation of +56,2% from 160 mV to 200 mV. A bracket on the right indicates a total variation of +144,2% from 160 mV to 250 mV.

En considérant un déplacement sinusoïdal de la poutre à une fréquence angulaire ω et une amplitude α , nous avons : $y = \alpha \cos \omega t$. En dérivant par rapport à t , la vitesse d'oscillation est : $y' = -\alpha \omega \sin \omega t$ et l'accélération de la poutre s'exprime : $y'' = -\alpha \omega^2 \cos \omega t$.

Avec le vibromètre laser nous mesurons l'accélération de la poutre, nos valeurs numériques correspondent donc à : $|\alpha \omega^2|$. Pour connaître l'amplitude il suffit donc de diviser nos résultats par $(2\pi f)^2$. Nos calculs aboutissent à des amplitudes de l'ordre de

quelques picomètres¹³ et ce quelle que soit la tension d'excitation. Si l'on se réfère aux corrélations présentées dans le chapitre A et donnant les accélérations et amplitudes critiques au delà desquelles l'éjection de gouttelettes se produit, les valeurs mesurées sont très en dessous de ces seuils : l'amplitude d'oscillation devrait être de quelques micromètres, soit 1000 fois plus importante. Or la fréquence et les tensions d'excitation choisies correspondent à des cas où nous avons observé la formation de gouttelettes.

Ces sous-estimations sont peut-être dues à une erreur d'étalonnage ou de réglage du vibromètre laser. Elles peuvent également être une conséquence du comportement non-linéaire de notre structure.

Devant l'incohérence de ces résultats, la mesure de l'accélération de la poutre a été renouvelée. Un balayage en fréquence nous a permis d'identifier un mode d'oscillation à 17,4kHz pour lequel la nébulisation d'une masse liquide préalablement déposée sur la poutre se produit. Le protocole expérimental ne diffère pas du précédent, les résultats seront toutefois directement présentés sous forme de tableau (Tableau B.6) et graphique (Figure B.25).

Tableau B.6 : Accélération et amplitude mesurées pour chaque tension d'excitation ($f=17.4\text{kHz}$)

Tension d'alimentation de l'actionneur (mV)	Accélération mesurée (m/s ²)	Amplitude d'oscillation mesurée (μm)
10	3603,66	0.3
20	7316,52	0.6
30	11138,58	0.93
40	15288,25	1.28
50	19328,71	1.62
60	22932,37	1.93
70	26863,63	2.24
80	28720,06	2.42

¹³ 1 picomètre = 10⁻¹² mètre

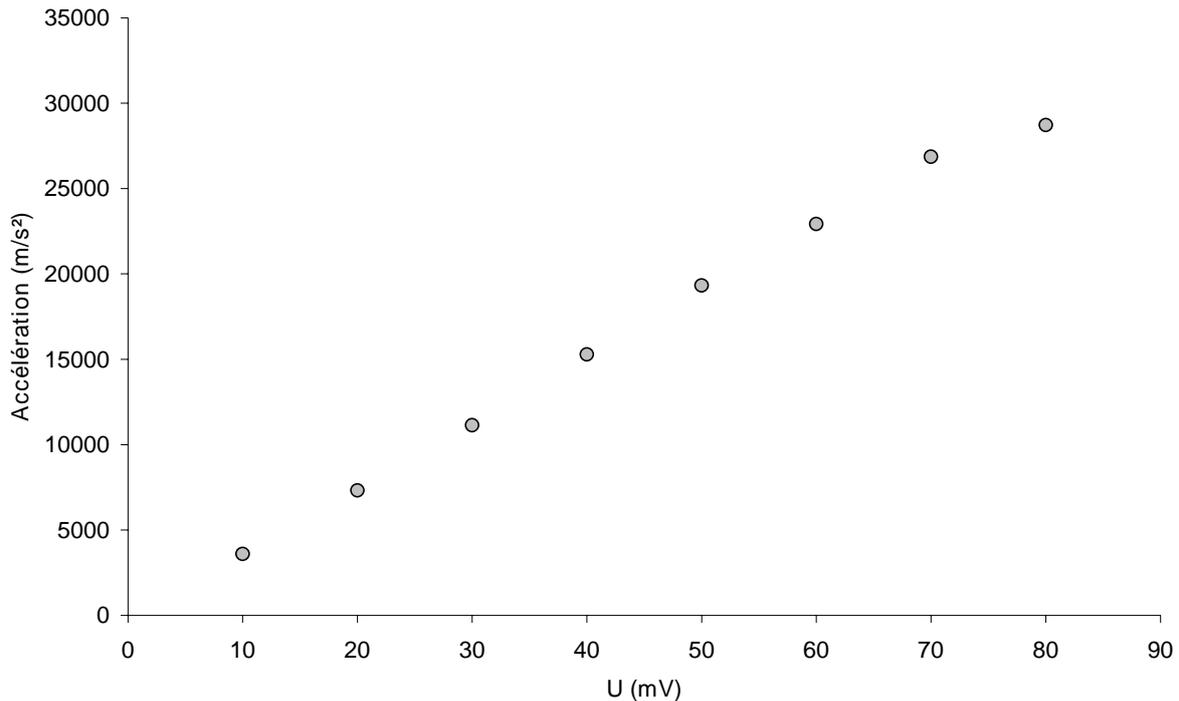


Figure B.25 : Variation de l'accélération mesurée par le vibromètre en fonction de la tension d'excitation pour une fréquence d'excitation imposée de 17,4kHz

Les ordres de grandeurs et l'évolution des résultats sont cette fois consistants avec les travaux antérieurs effectués sur des injecteurs ultrasoniques.

Dans ces conditions le développement des ondes à la surface du liquide a été observé pour une tension de l'ordre de 40mV. La formation de gouttes débute quant à elle à une tension de 80mV.

Augmenter la tension dans cette configuration expérimentale a pour conséquence une augmentation de la quantité de gouttes produites mais également l'émergence d'un mode basse fréquence. Les mesures réalisées au delà de 80mV révèle un comportement non linéaire du système que l'on peut d'ailleurs observer sur la figure précédente. On remarque en effet que la croissance linéaire de l'accélération en fonction de la tension semble changer de tendance à partir de 80mV. Les autres mesures effectuées, pour des tensions supérieures, indiquent que l'accélération diminue avec l'augmentation de la tension. Le mode basse fréquence émergeant aux grandes valeurs de la tension récupère probablement une partie de l'énergie d'oscillation fournie à la poutre, réduisant par conséquent celle du mode à 17,4kHz. La nébulisation serait donc peut-être due à la combinaison de deux modes de vibration.

Des problèmes de temps et de disponibilité du matériel ne nous ont pas permis de réitérer ces mesures lors de l'étude des caractéristiques du spray formé par notre système actif. C'est également pour ces raisons que ces caractérisations n'ont pas été réalisées lorsque le système actif se trouvait monté sur la surface de prefilming. Nous avons en effet déjà évoqué le fait que les caractéristiques des régimes de pulvérisation ultrasonique étaient différentes dans cette configuration, probablement à cause des différentes contraintes mécaniques (système de fixation de la méthode active, contact avec l'épaulement usiné pour insérer la poutre).

Le banc expérimental ayant été présenté dans son intégralité, la suite de ce chapitre concernera les techniques de mesure mises en place lors de cette étude.

III. Moyens de mesure

Les techniques expérimentales mises en œuvre visent à déterminer les caractéristiques des phases mises en jeu.

Dans un premier temps, l'écoulement d'air a été étudié par l'Anémométrie Laser Doppler (LDA), puis le comportement de la phase liquide et les caractéristiques des instabilités se développant à l'interface gaz/liquide ont été détaillées par des visualisations par ombroscopie. Enfin les investigations se sont portées sur le brouillard de gouttes formé par la pulvérisation du film liquide sans et avec excitation à l'aide d'un granulomètre Malvern.

Le principe des techniques employées ainsi que leurs mises en œuvre seront donc présentés dans cette partie.

III.1. L'Anémométrie Doppler Laser (LDA)

III.1.1. Principe

L'Anémométrie Laser Doppler est une technique optique de mesure non intrusive de la vitesse locale et instantanée d'un fluide, permettant l'investigation détaillée d'écoulements aérodynamiques complexes.

Une source laser continue émet un rayon séparé en deux faisceaux de lumière monochromatique cohérente par une lame semi-transparente. Les rayons sont ensuite transportés jusqu'à la tête d'émission via une fibre optique. Au niveau de cette tête, ils sont collimatés et croisés au point focal de la lentille d'émission, créant un volume de mesure illustré en Figure B.26 au point de croisement. Du fait de la différence de marche liée à l'angle d'incidence entre les deux rayons, un réseau de franges d'interférences alternativement sombres et brillantes apparaît dans ce volume de mesure.

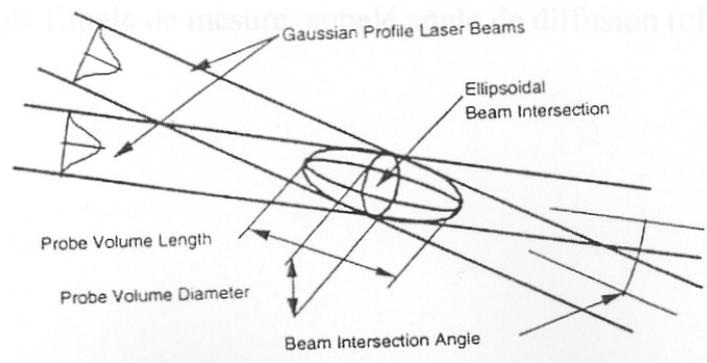


Figure B.26 : Volume de mesure

Ce dernier s'apparente à un ellipsoïde présentant un petit et un grand axe de respectivement $90.5\mu\text{m}$ et de 1.31mm (voir le Tableau B.7 pour des caractéristiques plus détaillées). Les faibles dimensions du volume de mesure justifient le caractère localisé dans l'espace de ce système de mesure.

Soit des particules microniques se déplaçant à la même vitesse que l'écoulement qui les entoure.

Lorsque l'une d'elles traverse les franges d'interférence, elle ne diffuse de la lumière qu'à la rencontre d'une frange brillante (voir Figure B.27).

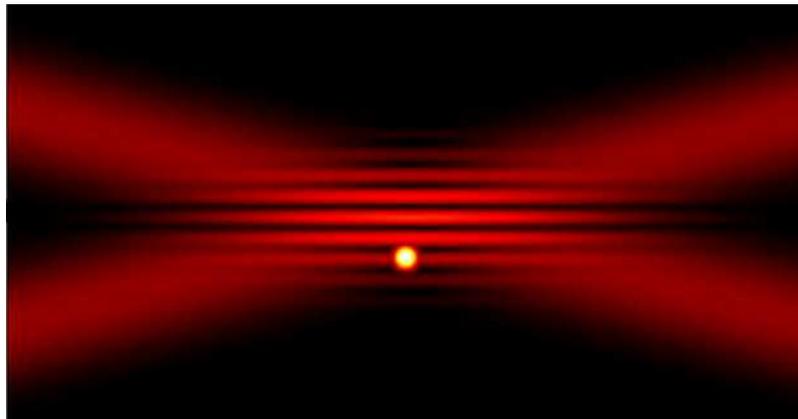


Figure B.27 : Scintillement d'une particule passant dans une frange brillante (Girardot *et al.*, 1999)

La lumière diffusée contient une modulation de la fréquence, appelée fréquence Doppler, qui est directement liée à la composante de la vitesse perpendiculaire au réseau de frange et à l'interfrange par la relation : $V = d_f \times f_D$ où d_f est la distance entre les franges du réseau formé au point de croisement des deux faisceaux et f_D est la fréquence Doppler.

La lumière diffusée par la particule, lorsqu'elle traverse le volume de mesure, est détectée par un photomultiplicateur qui la convertit alors en un signal électrique dont un processeur de signaux donne la fréquence caractéristique. Un ordinateur permet enfin de collecter, traiter et présenter les résultats.

Deux configurations de collecte du signal diffusé par la particule excitée existent dans les mesures LDA. Le photomultiplicateur peut être placé en diffusion avant, c'est-à-dire du côté opposé à la tête d'émission des deux faisceaux laser, ou bien en rétrodiffusion également appelée diffusion arrière, où cette fois la lumière diffusée est détectée dans l'optique émettant les faisceaux.

Cette deuxième solution présente l'avantage non négligeable de diviser par deux tous les réglages nécessaires lorsque l'on souhaite, par exemple, modifier la position de l'émission. Cependant lorsqu'une particule est éclairée, elle diffuse de la lumière d'une façon non homogène dans l'espace et certaines directions se trouvent favorisées comme le démontre la théorie de Mie (Mie, 1908). Cette théorie est basée sur la résolution des équations de Maxwell concernant la lumière émise par des particules, en connaissant les indices complexes de réfraction de la particule et du milieu dans lequel elle est plongée.

Ainsi, placer le photomultiplicateur en position de diffusion avant assure une cadence d'acquisition bien meilleure qu'en rétrodiffusion. Et c'est pour cette raison que dans le cadre de cette étude nous avons opté pour une configuration LDA en diffusion avant (Figure B.28).

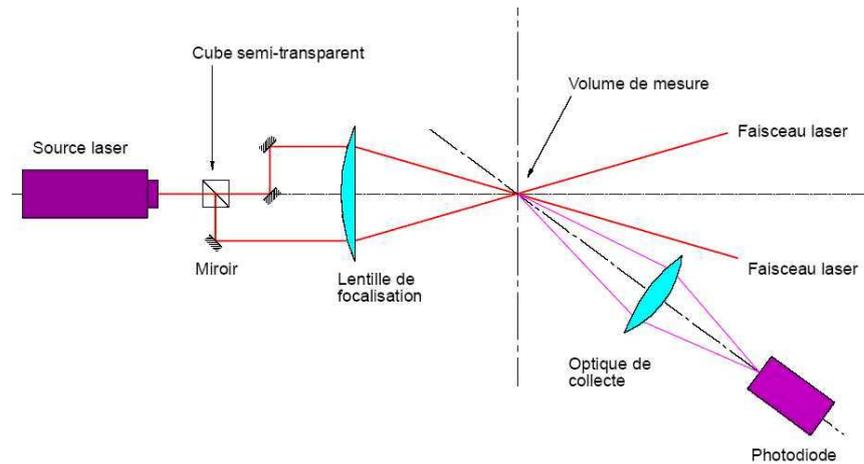


Figure B.28 : Schéma de principe d'une émission et de la réception de la lumière diffusée (Girardot *et al.*, 1999)

Pendant les essais, le signal Doppler est observé sur un oscilloscope afin d'apprécier la qualité de la mesure et donc de s'assurer de la qualité combinée des optiques, de l'ensemencement et des réglages de la réception.

L'émission de deux à trois paires de faisceaux de lumière différents rend possible la mesure simultanée de deux ou trois composantes de la vitesse, le volume de mesure étant alors formé de deux ou trois réseaux de franges d'interférences de couleurs et de directions différentes.

III.1.2. Mise en œuvre des mesures LDA

Dans cette partie nous présenterons le matériel utilisé pour les mesures LDA ainsi que ses caractéristiques. Les différentes configurations expérimentales, en terme de position, de vitesse ou de géométrie, seront expliquées et enfin on s'attardera sur la technique employée pour déterminer l'origine des profils de couche limite.

Matériel

La Figure B.29 est une photographie du laser utilisé pendant ces expérimentations. L'optique de division et de focalisation des faisceaux y apparaît également.



Figure B.29 : Système d'émission et de focalisation des faisceaux

Le laser utilisé est un Spectra-Physics, modèle Stabilite 2017 Argon/Krypton¹⁴. Les caractéristiques des faisceaux émis, du réseau de franges et du volume de mesure sont présentées dans le tableau suivant :

Tableau B.7 : Grandeurs caractéristiques

Longueur d'onde (nm)	514.5
Distance focale de la lentille (mm)	349.7
Demi-angle de croisement des faisceaux	3.95
Diamètre du faisceau au point focal (μm)	90.28
Diamètre du volume de mesure (μm)	90.5
Longueur du volume de mesure (mm)	1.31
Volume du volume de mesure (m^3)	$5.40 \cdot 10^{-12}$
Espacement des franges (μm)	3.73
Nombre de franges	24.2

Les têtes d'émission des faisceaux et de réception du signal sont fixées sur un système de déplacement motorisé 3 axes autorisant des déplacements minima de 0.1mm (Figure B.30).

¹⁴ Spectra Physics – A division of Newport Corporation – Stabilite 2017 Argon/Krypton Ion Laser – <http://www.newport.com/store/product.aspx?id=5238&lang=1>

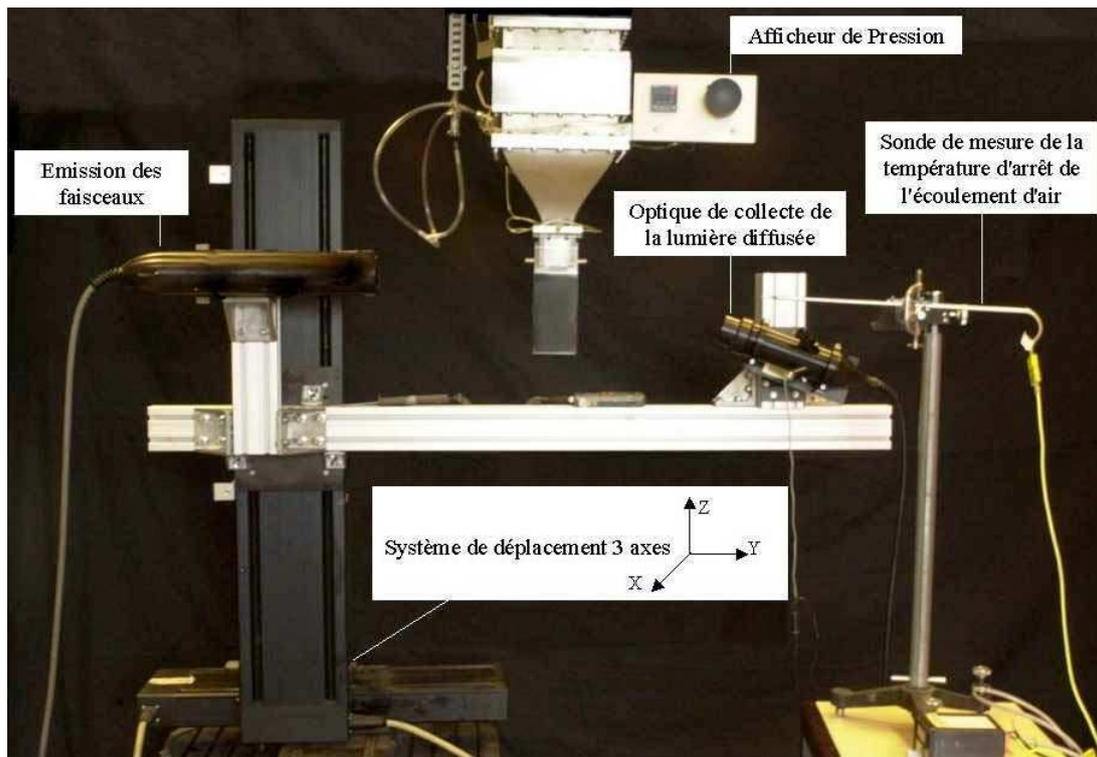


Figure B.30 : Montage expérimental

On remarque également sur cette photographie que le photomultiplicateur est placé du côté opposé à la tête d'émission des faisceaux, donc en diffusion avant. L'orientation de l'optique de collecte est faite en accord avec les directions de diffusion privilégiées de la théorie de Mie.

La figure suivante présente l'orientation des faisceaux laser par rapport à la maquette d'injection.

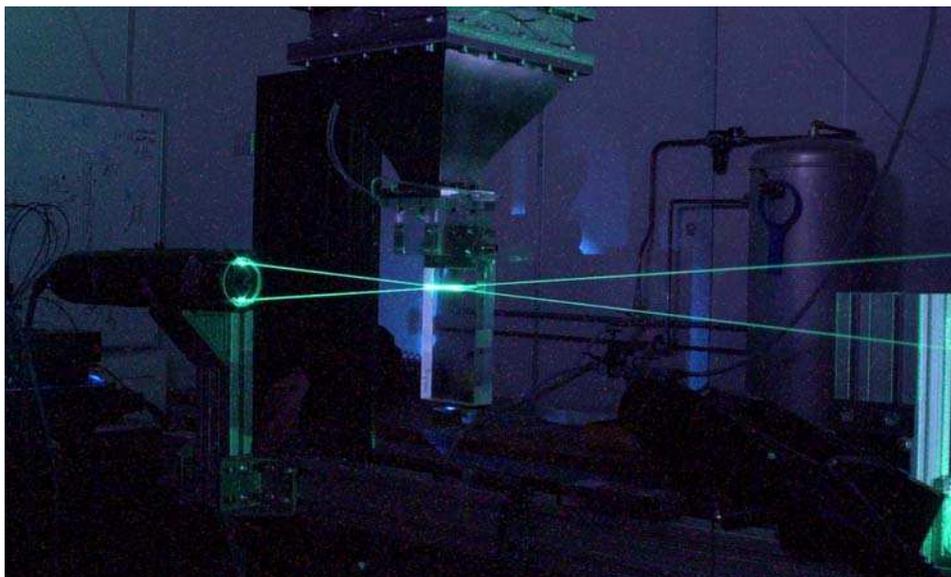


Figure B.31 : Orientation des faisceaux par rapport à la maquette d'injection

Les corrections sur les vitesses, par les lois des gaz compressibles, nécessitent la connaissance de la pression atmosphérique, relevée sur un baromètre à mercure associé à une table de correction de la pression par une réduction à 0°C, et de la température d'arrêt de l'écoulement d'air, mesurée par une sonde que l'on peut voir sur la Figure B.30.

L'ensemencement de l'écoulement d'air se fait par des micros particules d'huile d'olive générées par un système reprenant le principe du pistolet à peinture (Figure B.32).

En effet de l'air comprimé issu du réseau 7 bars de l'ONERA, impacte sur une tige perforée placée dans une réserve d'huile (récipient de gauche sur la Figure B.32). L'huile, qui monte par capillarité dans cette tige, se trouve donc pulvérisée et entraînée par l'écoulement d'air, les gouttelettes passant ensuite par un second récipient (à droite sur la Figure B.32) où les plus grosses tombent par gravité.

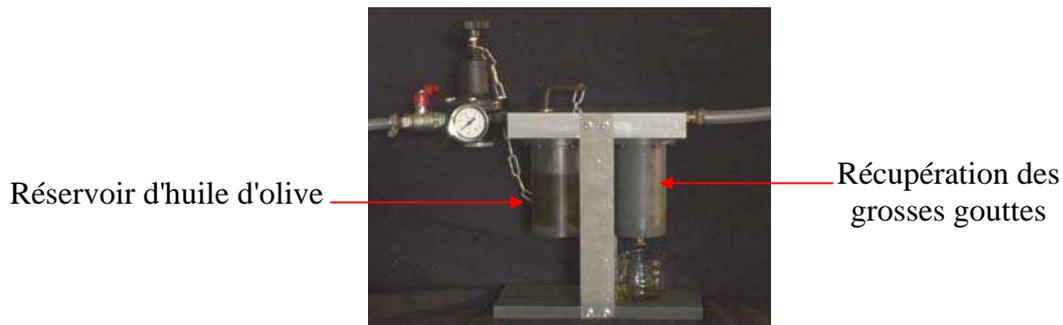


Figure B.32 : Système d'ensemencement en huile d'olive

Les micros gouttelettes d'huile sont ensuite dirigées vers la veine d'air et injectées dans l'écoulement d'air grâce à un piquage réalisé en amont de la première chambre de tranquillisation, garantissant ainsi un mélange homogène entre les particules et la phase gazeuse.

Configurations expérimentales

Les axes ont été choisis comme illustré sur la figure suivante.

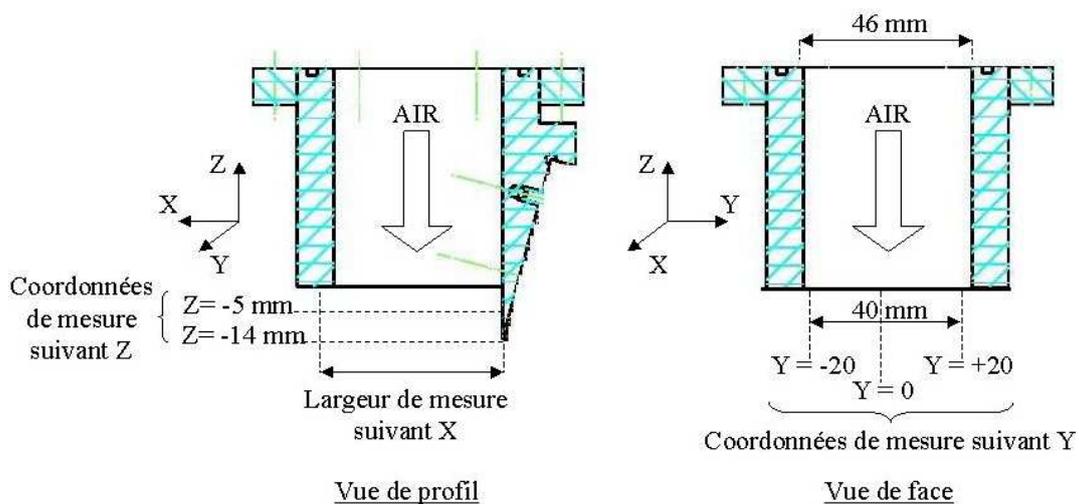


Figure B.33 : Localisation des points de mesure LDA

L'origine du repère (X, Y, Z) a été fixée comme indiqué sur la Figure B.34.

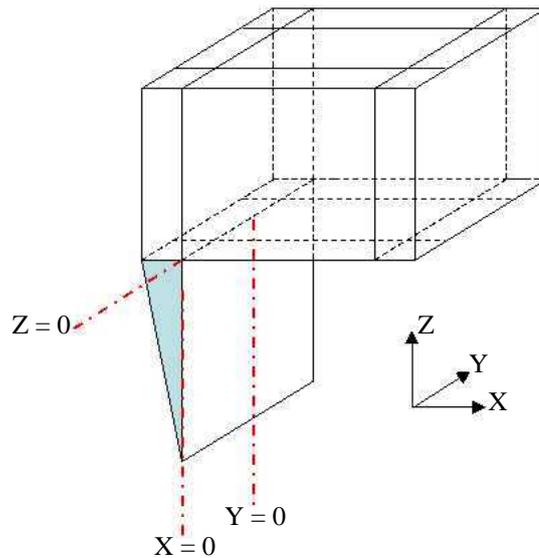


Figure B.34 : Emplacement des origines du repère (X, Y, Z) sur la maquette

Les expérimentations ont été réalisées pour 3 vitesses d'air (10, 30 et 100m/s) couvrant la gamme des vitesses à tester préalablement déterminée avec les industriels (annexe 2). On rappelle que la campagne LDA a été réalisée afin de s'assurer de la qualité du champ aérodynamique et d'en mesurer les grandeurs caractéristiques.

Les profils de vitesse ont été faits suivant l'axe X (voir Figure B.33) sur la totalité de la largeur de la veine d'air et ce pour différentes coordonnées en Y et Z . Seule la composante de la vitesse suivant Z a été mesurée et nous la nommerons V .

Afin d'étudier l'homogénéité et la symétrie de l'écoulement d'air des profils de vitesse ont été effectués à 5mm du plan de sortie de la veine d'air ($Z = -5mm$ sur la Figure B.33) pour 23 positions suivant l'axe Y de façon à couvrir l'ensemble de la surface de la veine d'air ($46*46mm^2$).

En vue de la compréhension et de l'exploitation des phénomènes diphasiques, des mesures ont été faites au niveau de l'injection liquide ($Z = -14mm$ sur la Figure B.33) pour 3 coordonnées Y : au centre et le long de chaque bord de la nappe liquide ($Y = 0, -20, 20mm$ sur la Figure B.33).

Le banc expérimental comprend une veine en Plexiglas de 300mm de long utilisée de façon optionnelle pour étudier l'influence de la couche limite sur la désintégration du film liquide. Les divers essais (positions et vitesses variables) ont donc été réalisés dans deux configurations géométriques : avec ou sans la veine optionnelle.

Détermination de l'origine des profils de couche limite

Le problème majeur rencontré lors de la caractérisation aérodynamique du banc expérimental concernait la détermination de l'origine des profils de vitesse suivant X . En effet la maquette d'injection a été conçue en Plexiglas, un matériau qui ne peut garantir un état de surface parfaitement plan, la planéité de la maquette est de l'ordre de $10\mu m$ et l'on cherche une origine des couches limites avec une précision meilleure que $100\mu m$. Si l'on ajoute à cela un angle observé entre le banc et le système de déplacement LDA (voir Figure B.58 et Figure B.59), il apparaît délicat d'avoir un réglage précis *a priori* de l'origine suivant X en toute

coordonnée Y et Z de mesure.

Pour assurer des mesures aussi près que possible de la paroi, il a été choisi de donner un léger angle à la tête émettrice du système LDA tel qu'illustré sur la Figure B.35. Cette inclinaison a pour effet secondaire de favoriser un effet miroir. Il sera exploité pour déterminer avec précision la position de la paroi pour chaque profil de couche limite.

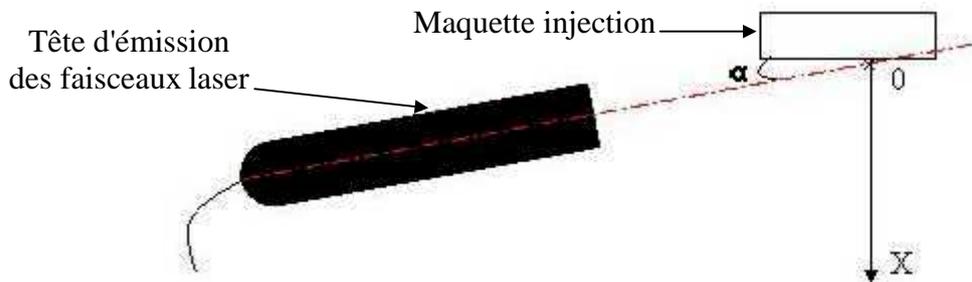


Figure B.35 : Orientation de l'émission laser

La mesure de la couche limite est faite sur une ligne perpendiculaire à la paroi de la maquette. La distribution des points de mesure sur cette ligne est raffinée à la position approximative de la paroi et volontairement prolongée à l'intérieur de celle-ci vers les X négatifs.

Lorsque les faisceaux frappent la paroi, la réflexion spéculaire amène la formation d'un volume de mesure à l'extérieur du matériau et symétriquement à sa position sans réflexion (Figure B.36). Le chemin optique pour la réception subit le même phénomène.

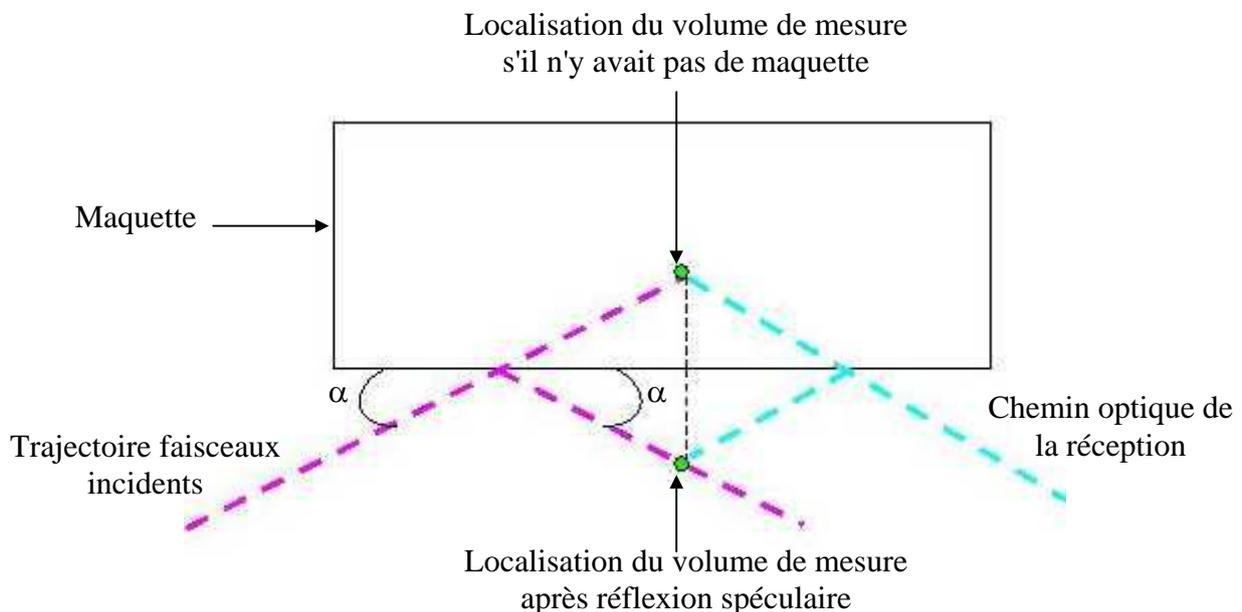


Figure B.36 : Principe de l'effet miroir

Le profil obtenu présente alors une symétrie (Figure B.37) que l'on exploite pour déterminer la valeur de $X_{origine}$ puis pour recalibrer les autres points expérimentaux.

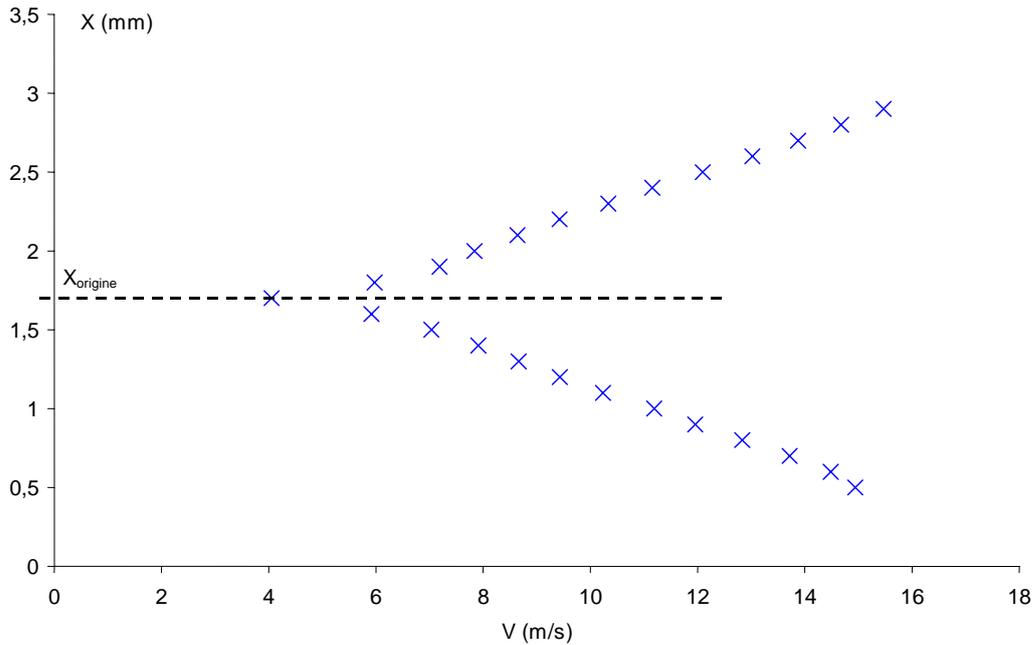


Figure B.37 : Exemple de résultat de la technique de l'effet miroir

III.2. Techniques de visualisation

La première partie de la caractérisation diphasique du banc a consisté à déterminer les différents régimes de comportement du film liquide, étudier et quantifier le développement des instabilités générées à l'interface gaz/liquide et enfin caractériser l'évolution de l'enveloppe du film ou du brouillard de gouttes résultant, et ceci en fonction de l'épaisseur du film et des vitesses de gaz et de liquide. Ces différents phénomènes ou caractéristiques ont été étudiés par le traitement d'images obtenues par visualisations.

Après la présentation du matériel nécessaire à l'obtention et au traitement des images, les deux configurations expérimentales mises en place et les principes sur lesquels elles reposent seront présentés.

III.2.1. Matériel

Le montage expérimental diffère selon les phénomènes que l'on souhaite étudier au niveau du film liquide, cependant le matériel nécessaire à l'obtention des visualisations reste le même d'un montage à l'autre (Figure B.38) : une source de lumière blanche, un boîtier de synchronisation, une caméra d'observation et un ordinateur pour les acquisitions.

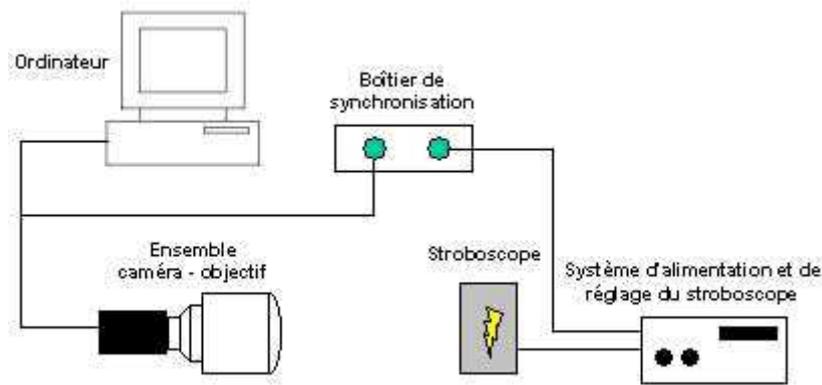


Figure B.38 : Visualisations : matériel et connexions

La source de lumière blanche est un stroboscope Brüel&Kjaer émettant des flashes d'une durée approximative de $2\mu\text{s}$ et d'une puissance de 25mJ (Figure B.39). Il est fixé sur un pied permettant une translation verticale et des rotations autour de chacun des axes d'un trièdre ce qui permet une large gamme de réglage de l'orientation du stroboscope.

La caméra utilisée est une caméra CCD (Coupled Charge Device) monochrome à haute résolution (768×576 pixels) de marque JAI, modèle CV-M10 BX ayant une fréquence d'acquisition d'images de 25Hz (Figure B.39). Elle est équipée d'un objectif optique habituellement employé en photographie, le Nikon AF Nikkor 28-70mm f/3.5-4.5D (Figure B.39). L'échelle d'ouverture du diaphragme va de 3.5 à 22 tandis que l'échelle des focales est comprise entre 28mm et 70mm. L'ensemble caméra - objectif est monté sur un pied du même type que celui utilisé pour le stroboscope. La fenêtre de visualisation est déterminée par le réglage combiné de la focale et de la position du pied.

L'acquisition de l'image par la caméra doit être faite à la même fréquence et simultanément à l'émission d'un flash par le stroboscope. Un boîtier de synchronisation connecté à l'ordinateur, à la caméra et au stroboscope assure ce rôle de pilotage et de contrôle.

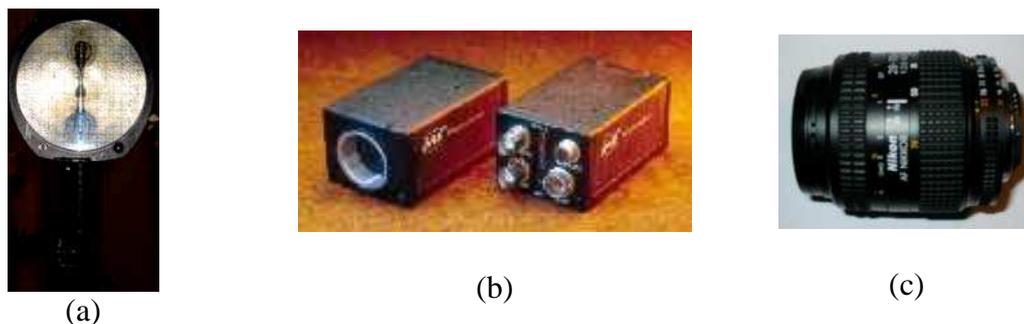


Figure B.39 : Photographies du stroboscope et de son alimentation (a), de la caméra seule et de l'objectif utilisé (b), de la caméra seule et de l'objectif utilisé (c)

Enfin l'acquisition et le traitement des images se fait par le logiciel IMAGE développé à l'ONERA par P. Berthoumieu¹⁵ à partir de la bibliothèque M.I.L. (Matrox Imaging Library). Au moyen d'une interface graphique, l'utilisateur accède à toutes les fonctionnalités de ce logiciel, de l'acquisition des images au traitement de ces dernières par des opérations telles que le dimensionnement, la mesure de distances et d'angles, les profils d'intensité etc.

Suivant les études menées la disposition des différents éléments du montage, les principes d'optique appliqués ainsi que le traitement des images par le logiciel diffèrent. Les

¹⁵ Homemade real-time image processor : Image v5.0 – contact : pierre.berthoumieu@oncert.fr

parties suivantes présentent les deux montages employés ainsi que les techniques de traitement des images et les informations que l'on en tire.

On précise toutefois que les différentes procédures d'acquisition débutent toutes par une première opération de réglage et de définition d'une référence. Cela consiste à positionner une cible millimétrée, appelée mire, dans le plan origine de la scène observée. Il s'agit alors de centrer la profondeur de champ sur cette cible référence, qui permettra par la suite de dimensionner les images grâce à une correspondance pixel/millimètre et de fixer les coordonnées et références lors des traitements.

III.2.2. Régime de comportement du film et mesure de longueurs d'ondes

Dans un premier temps des visualisations ont été effectuées par imagerie sur fond clair. Les observations du film liquide ont été faites de face pour d'une part, étudier qualitativement son comportement en fonction de son épaisseur, de la vitesse d'injection liquide et de la vitesse de l'écoulement d'air et d'autre part, réaliser une étude quantitative des instabilités générées par le cisaillement aérodynamique. Le montage expérimental mis en place pour ces études ainsi que la fenêtre d'acquisition des images sont présentés en Figure B.40. Le rectangle blanc est le cadre choisi pour les acquisitions dans l'étude d'un film de 1mm, lorsque la maquette de 300 μ m a ensuite été étudiée, nous avons choisi de restreindre la zone d'étude (rectangle rouge).

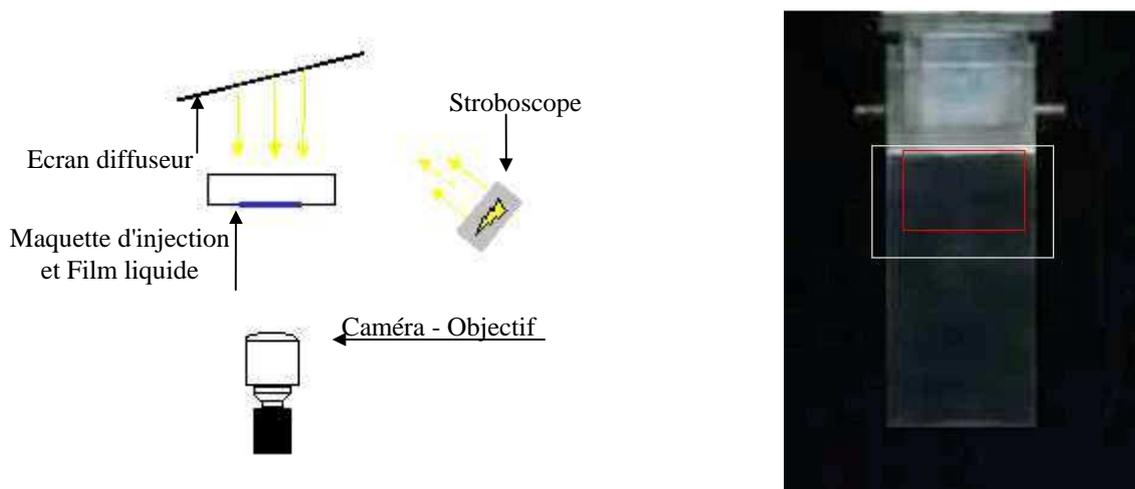


Figure B.40 : Montage expérimental et fenêtres d'étude pour les visualisations de face

En plus du matériel présenté dans le paragraphe précédent un écran diffuseur, vers lequel le stroboscope est orienté, est utilisé afin d'obtenir un éclairage homogène et plus large que la scène observée.

Dans cette configuration le principe de variation d'indice du milieu, présenté sur la figure suivante, est exploité.

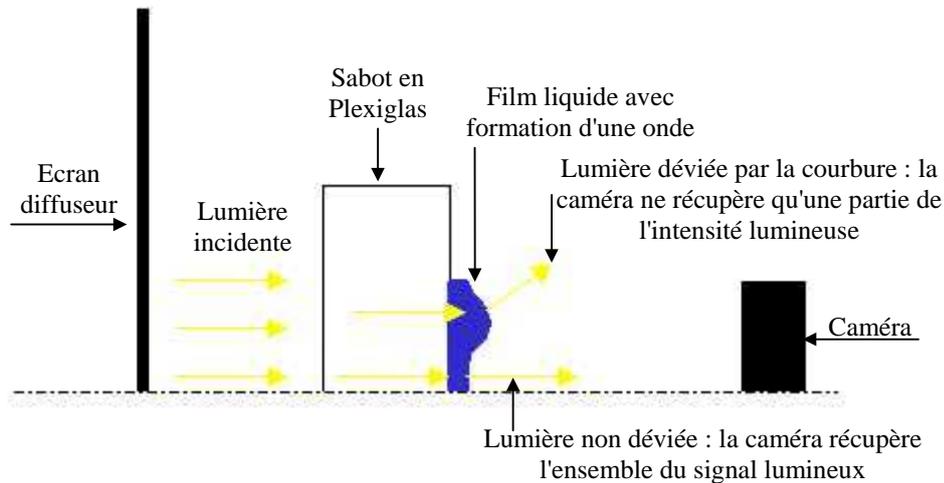


Figure B.41 : Principe de la technique de visualisation des reliefs du film liquide

La lumière renvoyée par l'écran diffuseur arrive transversalement au film et le traverse. Lorsque la surface liquide présente des courbures, traduisant la présence d'ondes longitudinales ou transverses, la lumière se trouve déviée au niveau de ces courbures à la traversée du film. La caméra placée en face ne récupère donc pas l'intégralité de la lumière initialement renvoyée par l'écran diffuseur. Inversement, lorsque le film est plan toute la lumière incidente est récupérée par la caméra. A l'écran on observe donc une image du film en niveaux de gris avec des zones d'ombre traduisant le développement des instabilités (Figure B.42).



Figure B.42 : Visualisation du film liquide de face - $h_l = 300\mu\text{m}$, $V_g = 40\text{m/s}$, $V_l = 1.8\text{m/s}$

En faisant varier les différents paramètres des phases gazeuse et liquide on peut donc identifier les régimes de comportement du film et déterminer les frontières de transition entre ces régimes.

Le programme IMAGE permet la mesure, sur les images préalablement acquises, de l'espacement entre deux zones d'ombre successives suivant l'un ou l'autre des axes de l'image. Le programme recueille les différentes positions relevées à l'écran dans un fichier texte, l'espacement qui les caractérise en pixels, en connaissant la correspondance pixel/millimètre grâce à une mire, la longueur des ondes peut ainsi être aisément mesurée.

Cette configuration expérimentale, basée sur la variation d'indice du milieu, nous permettra donc de caractériser le comportement du film liquide mais également d'étudier les instabilités générées et leur évolution avec les paramètres d'injection.

Une fois ces visualisations réalisées de nouvelles images ont été acquises, cette fois en

vue de coté. Le principe et les informations recherchées sont présentés dans le paragraphe suivant.

III.2.3. Régime de comportement et enveloppe du film

Les visualisations sont maintenant réalisées de coté par rapport au film liquide comme illustré sur la Figure B.43, à noter que l'angle α entre l'axe de l'objectif et l'axe du stroboscope est de l'ordre de 120° .

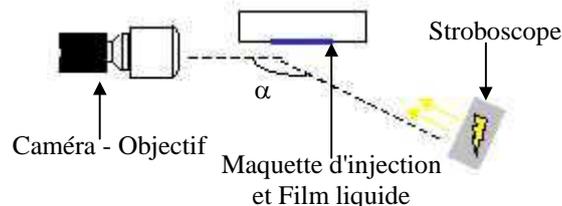


Figure B.43 : Montage expérimental pour les visualisations de coté

Cette fois ce sont les propriétés de réflexion de la nappe et de diffusion par les gouttes qui sont exploitées.

La lumière émise par le stroboscope éclaire directement le film liquide. Ce dernier réfléchit toute la lumière incidente tandis que les gouttes la diffusent avec une intensité plus ou moins importante suivant la direction comme le démontre la théorie de Mie. L'orientation de la lumière et de la caméra par rapport au film permet à la caméra de récupérer la lumière réfléchi par le film et une importante intensité de lumière diffusée par les gouttes (diffusion avant) ainsi, à l'écran, le liquide (film et gouttes) apparaît en blanc alors que le reste de la scène est extrêmement sombre comme illustré sur la figure suivante.

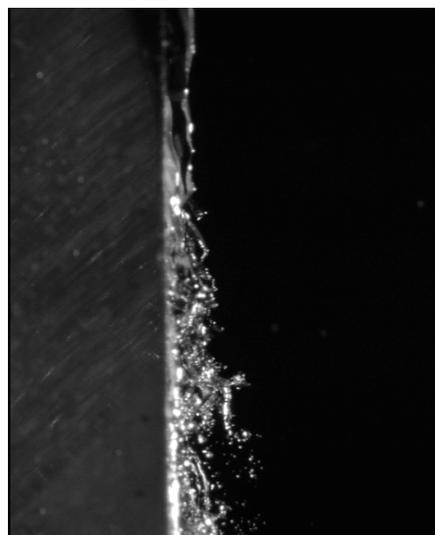


Figure B.44 : Visualisation du film liquide, vue de côté – $h_l = 1mm$, $V_g = 45m/s$, $V_l = 1.18m/s$

Ce procédé permet d'une part de qualifier précisément le comportement du film vu de profil en étudiant l'évolution des instabilités et des sites de pulvérisation en fonction des conditions d'injection. D'autre part des mesures de luminance émise par la nappe, luminance maximale (angle de spray) et luminance moyenne (enveloppe du brouillard) peuvent être réalisées.

L'étude du comportement du film a été focalisée au niveau de la zone où se trouvera l'actionneur par la suite, c'est à dire de l'injection liquide à 20mm en aval de celle-ci.

Concernant les profils de luminance, ils ont été réalisés en plans plus larges et seule la luminance moyenne a été exploitée.

La Figure B.45 situe les fenêtres d'acquisition des images. Le rectangle rouge représente le cadre de visualisation utilisé lors de l'étude du comportement du film liquide au niveau de l'emplacement de l'actionneur. Le cadre blanc représente quant à lui la fenêtre utilisée lors de l'étude des profils de luminance moyenne.

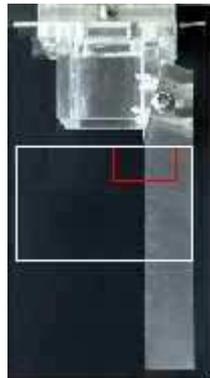


Figure B.45 : Localisation des fenêtres d'étude pour les visualisations de profil

L'étude de la luminance moyenne permet d'analyser l'évolution de l'enveloppe du film et du brouillard résultant sur une longueur allant de l'injection liquide à 60mm en aval de celle-ci, en fonction de l'épaisseur et de la vitesse coté liquide ainsi que de la vitesse coté gaz. Le traitement des profils de luminance moyenne se fait grâce au logiciel IMAGE. La moyenne de luminance de 256 images acquises par la caméra est effectuée par le logiciel, l'enveloppe moyenne du film ou du brouillard résultant est alors obtenue en niveau de gris (Figure B.46 (a)). Pour faciliter les traitements ultérieurs un seuillage de l'image est effectué : tous les pixels dont le niveau de gris est inférieur à une valeur limite fixée par l'utilisateur sont éliminés et apparaîtront donc en noir sur l'image. Au contraire, tous les pixels dont le niveau de gris est supérieur à la valeur limite apparaîtront en blanc. Une image en noir et blanc est ainsi obtenue par ce procédé (Figure B.46 (b)).

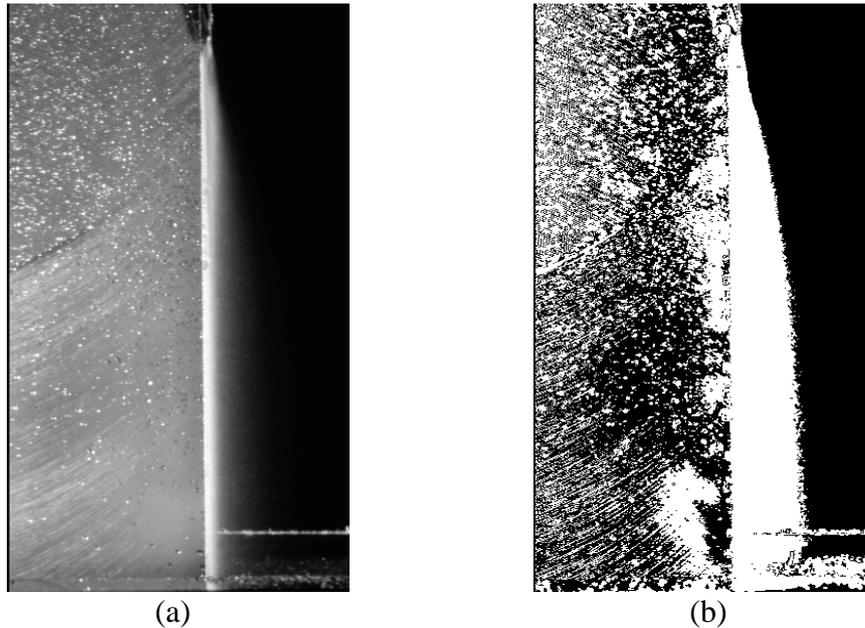


Figure B.46 : Illustration du principe de seuillage par le logiciel IMAGE - $h_l = 1\text{mm}$ -
 $V_l = 1.16\text{m/s}$ - $V_g = 60\text{m/s}$

L'ensemble des travaux de visualisations présentés précédemment sera reproduit en présence d'excitation. Ainsi, les images acquises permettront d'étudier l'effet de l'excitation sur le comportement du film et sur les caractéristiques des instabilités qui s'y développent. Quant aux profils de luminance moyenne, une modification de l'enveloppe du film devrait être observée au niveau de l'emplacement de l'actionneur.

III.3. Etude de granulométrie

La caractérisation diphasique du film est complétée par des mesures de granulométrie du brouillard de gouttes résultant effectuées à l'aide d'un granulomètre de marque Malvern. Ce chapitre a pour objectif de présenter cet outil de mesure et les principes sur lesquels il repose, mais également ses conditions d'exploitation dans le cadre de cette thèse.

III.3.1. Principe

Le granulomètre Malvern, que nous appellerons simplement Malvern par la suite, est un outil de mesure optique non intrusif qui permet une mesure intégrale, et non locale, des tailles de gouttes d'un brouillard.

Son principe repose à la fois sur la transmission de lumière du faisceau laser au sein d'un brouillard mais également sur la diffusion de lumière par les gouttelettes constituant le brouillard.

Comme l'illustre la Figure B.47 (a), le faisceau laser (1) est élargi (2) avant de traverser le brouillard (3) dont on souhaite connaître la distribution en tailles de gouttes. Une partie de la lumière peut traverser le brouillard sans rencontrer de gouttes et donc garder une intensité constante et une trajectoire rectiligne depuis l'émission, on parle alors de lumière transmise.

Lorsque la lumière incidente rencontre une goutte, une partie de cette lumière est diffusée par la goutte avec des intensités et des angles en relation avec la taille de la goutte (Figure B.47 (b)). Plus la goutte est grosse, plus l'intensité est forte mais concentrée sur de

petits angles. Plus les gouttelettes sont petites et plus l'intensité émise par celles-ci est faible, mais plus les angles de propagation s'écartent de façon inversement proportionnelle à la taille de la goutte jusqu'à former des "halos" homogènes autour des plus petites gouttelettes.

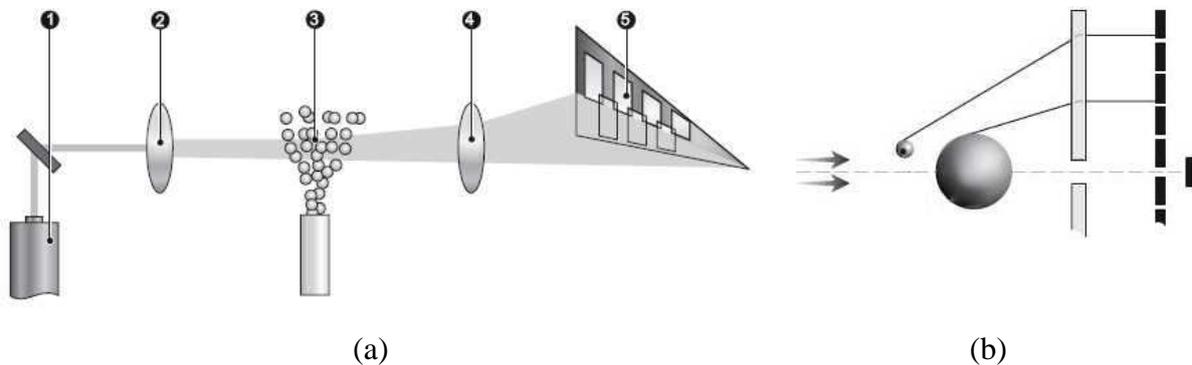


Figure B.47 : Illustration du principe de fonctionnement du Granulomètre Malvern (Spraytec User Manual)

Une lentille de Fourier (4) permet ensuite de collecter la lumière transmise ainsi que la lumière diffusée, vers un capteur (5) constitué de 31 anneaux concentriques photosensibles (des photodiodes en silicium). Le signal reçu par le capteur s'apparente à une tâche d'interférence. Si le brouillard est constitué de gouttes de même taille, la tâche d'interférence présentera un pic d'intensité sur un seul des 31 anneaux du capteur, spécifique à ce diamètre de gouttes. En revanche, si le brouillard présente des particules de diamètres différents, la tâche d'interférence est cette fois divisée en une somme de signatures élémentaires caractéristiques d'une classe de diamètre. Les pics d'énergie par classe, *i.e.* par anneau du capteur, permettent de remonter à la distribution en taille du brouillard de gouttes étudié.

L'utilisation de la lentille de Fourier comme outil de collecte du signal diffusé par un brouillard de gouttes vers des capteurs a été suggérée en premier lieu par Swithenbank *et al.* (1976). Il s'agissait alors d'analyser des taches de diffraction de Fraunhofer (Cowley, 1975) formées par un brouillard de particules éclairé par une lumière laser collimatée.

Comme dans l'étude de Swithenbank *et al.*, le traitement du signal diffusé par les gouttes se faisait auparavant par la théorie de Fraunhofer pour laquelle les particules sphériques sont assimilées à des disques opaques de diamètre équivalent et où la réfraction, la réflexion ou la polarisation de la lumière ne sont pas pris en compte. Le développement des capacités des ordinateurs a permis l'exploitation de la théorie de Mie, évoquée précédemment, qui assure une précision et fiabilité des résultats bien supérieures, particulièrement lors de l'étude de brouillards constitués de gouttes de faibles diamètres ($<30\mu\text{m}$).

III.3.2. Mise en œuvre des mesures par le granulomètre Malvern

Matériel d'acquisition et d'exploitation des données

La Figure B.48 (a) est une photographie du montage expérimental mis en place pour l'étude de granulométrie du brouillard de gouttes.

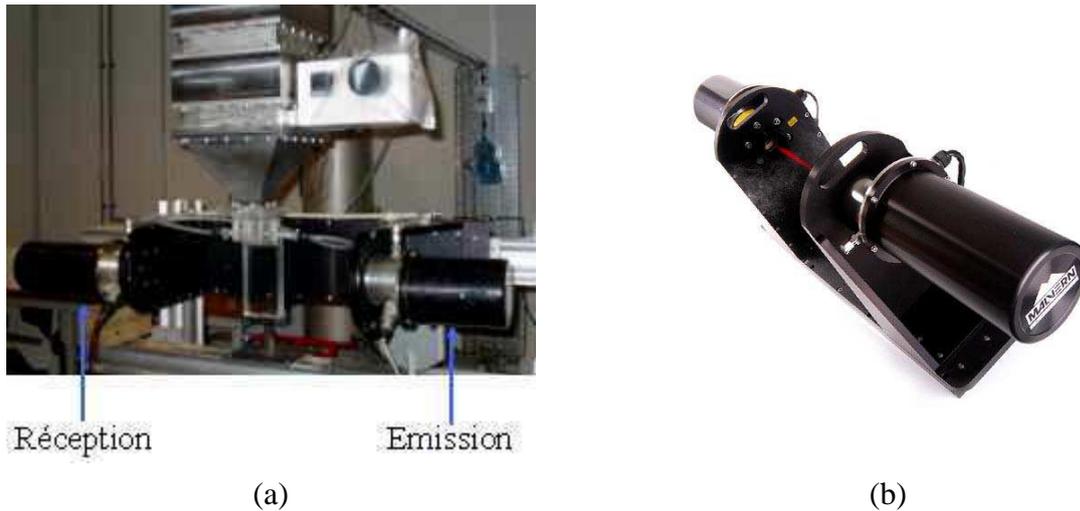


Figure B.48 : Montage expérimental (a) et photographie du granulomètre Malvern (b)

Le granulomètre utilisé (Figure B.48 (b)) pour les mesures de taille de gouttes est un instrument de chez Malvern de la gamme SPRAYTEC. L'unité INSITEC EPCS est composée de deux parties :

- Une partie émission sur la droite de la Figure B.48 (a). Il s'agit d'un laser hélium-néon de 1mW émettant un faisceau de longueur d'onde 670nm (couleur rouge) ayant un diamètre de 10mm.
- Une partie réception à gauche sur la Figure B.48 (a) constituée d'un capteur CCD de 31 anneaux concentriques et d'une lentille de Fourier de distance focale 200mm permettant des mesures de taille de gouttes comprises entre 1 μ m et 400 μ m. Le rôle de chacun de ces éléments a été présenté dans la partie III.3.1.

Le granulomètre est disposé sur un système de déplacement deux axes permettant ainsi de tenir compte de la position du faisceau laser par rapport à l'injection liquide (axe z) et par rapport à la paroi (axe x) lors des mesures de tailles de gouttes.

Le pilotage des mesures ainsi que le traitement des résultats se fait via le logiciel RTSIZER de chez INSITEC. Une capture d'écran présentée en Figure B.49 présente les différentes informations à la disposition de l'utilisateur lors des essais.

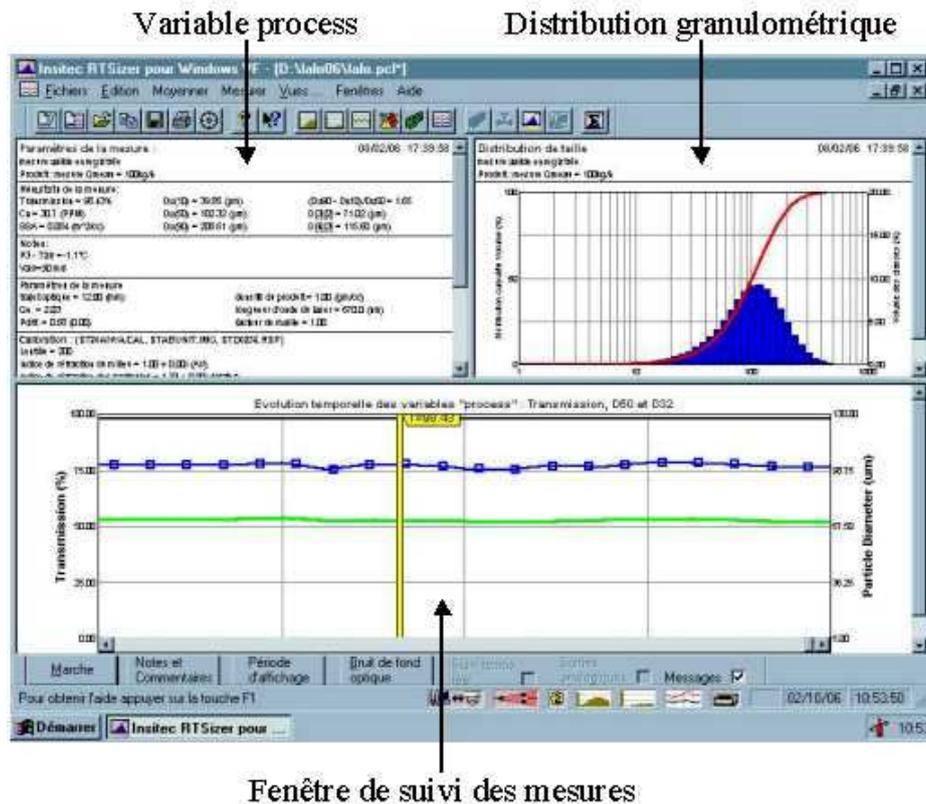


Figure B.49 : Programme d'interface RTSIZER pour l'acquisition et le traitement des données

Une fois l'épaisseur de nappe et la position du faisceau fixées, il est nécessaire de procéder à un recentrage de la tâche laser sur le capteur central en absence de tout écoulement. Cette opération doit être répétée après tout déplacement de l'appareil. Puis on règle le ΔP entre la sortie et l'entrée du convergent suivant la gamme de vitesses d'air à laquelle on souhaite travailler. La température de l'écoulement ainsi que la pression atmosphérique sont relevées, on pourra ainsi par la suite déterminer la valeur exacte de la vitesse en appliquant les lois des gaz compressibles.

Une fois l'écoulement d'air stabilisé, un bruit de fond optique est réalisé. Cette étape est nécessaire avant chaque mesure et permet de compenser la lumière ambiante observée par l'optique de réception. L'alimentation liquide peut ensuite être ouverte et un débit fixé à la valeur souhaitée.

Avant le lancement d'une mesure il est préférable de rédiger une note de commentaires, rappelant tous les critères de l'essai et qui sera, par la suite, disponible dans les variables process c'est à dire après le traitement des données.

Une fois la mesure déclenchée, l'opérateur peut suivre en temps réel sur l'interface du logiciel l'évolution (Figure B.49):

- De paramètres préalablement sélectionnés (*fenêtre de suivi des mesures*), dans notre cas le D_{32} et le pourcentage de lumière transmise, c'est à dire non absorbée par le spray, ainsi que les valeurs numériques de ces variables (*variable process*). Le D_{32} , aussi nommé *Sauter Mean Diameter* (SMD), correspond au rapport entre la somme des volumes sphériques élémentaires et la somme des surfaces circulaires élémentaires de chaque particule mesurée et se formule :

$$D_{32} = \frac{\sum_{i=1}^k n_i d_i^3}{\sum_{i=1}^k n_i d_i^2}$$

- Des histogrammes caractéristiques des points de mesure (*distribution granulométrique*). Cela permet, en complément de l'évolution du D_{32} , de s'assurer que l'acquisition ne présente pas d'anomalies. Ainsi, l'histogramme représenté en Figure B.50 indique un problème lors de l'acquisition. Il peut être dû à l'oubli de la mesure du bruit de fond ou encore au passage de gouttes parasites de grands diamètres dans le faisceau.

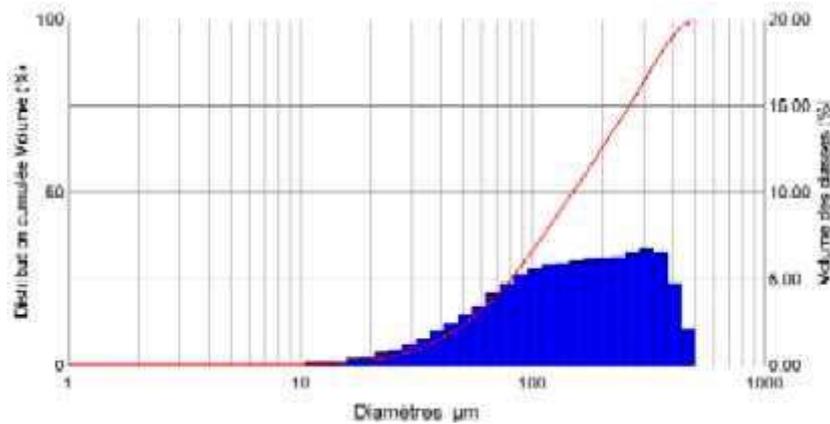


Figure B.50 : Exemple de distribution granulométrique présentant une anomalie

L'acquisition des données peut être arrêtée par l'opérateur quand il le souhaite, dans notre cas le temps d'acquisition moyen est de 30 secondes. Cette durée peut être raccourcie lorsque la granulométrie mesurée est stable dans le temps comme c'est le cas dans la fenêtre suivie de mesure de la Figure B.49, et au contraire rallongée pour ajuster le calcul de la valeur moyenne du D_{32} lorsque celle-ci n'est pas constante dans le temps.

Le traitement des résultats a consisté à calculer des valeurs moyennes du D_{32} sur la durée d'acquisition et ce pour toutes les configurations expérimentales testées. L'exploitation de ces données permet par la suite de connaître l'évolution du D_{32} en fonction de la vitesse d'air, du débit liquide, de l'épaisseur du film et enfin du site de pulvérisation étudié c'est à dire de la position du faisceau par rapport à la paroi et à la fente d'injection.

L'utilisateur dispose également d'un mode Flash qui lui permet l'acquisition de données sur un certain laps de temps et à une fréquence variable allant de 1Hz à 2500Hz qu'il fixera lui-même. Dans le cadre de cette étude 20 mesures ont été réalisées successivement dans la même configuration expérimentale ($h_f=300\mu\text{m}$ - $\Delta P=6230\text{Pa}$ - $Q_{m_l}=60\text{kg/h}$ - Position fixe) à une fréquence de 100Hz et sur une durée de 10240ms. Une analyse spectrale a été effectuée afin d'isoler un éventuel phénomène répétitif mais les résultats ne se sont pas avérés concluants et ce type d'étude n'a pas été reconduit.

Limite d'utilisation du Malvern

D'après les données techniques proposées sur le site Internet de Malvern Instruments¹⁶ la plage de concentration des mesures va d'un aérosol présentant une obscurité de 2% (soit une transmission de 98%) à un aérosol présentant une obscurité de 95% (soit une transmission de 5%). Dans notre cas, le spray de gouttelettes s'est avéré très peu concentré, si bien que dans certains cas (nappe de 300 μm et faible vitesse d'air) l'obscurité pouvait être

¹⁶ Malvern Instruments – Site Internet : <http://www.malvern.co.uk/home/index.html>

inférieure à 2%.

Un étalonnage du granulomètre a donc été réalisé avec des poudres calibrées de 25 μ m et 50 μ m dont la distribution granulométrique est présentée en Figure B.51. Ces mesures ont été réalisées au laboratoire par un Granulomètre Coulter LS230¹⁷ sur les poudres afin de s'assurer de leur calibre.

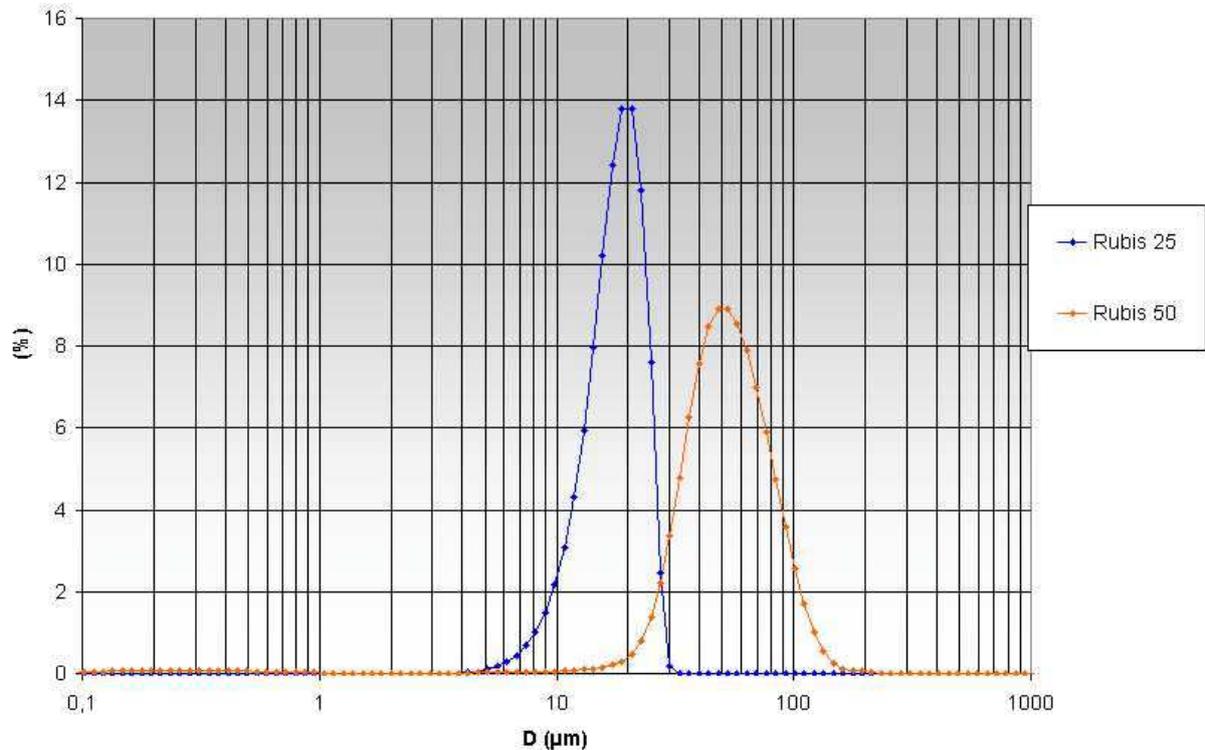


Figure B.51 : Résultat de l'analyse de la distribution granulométrique des poudres calibrées 25 μ m et 50 μ m réalisée avec un granulomètre Coulter LS230

Pour valider nos résultats, le procédé a consisté à disperser une très faible quantité de poudre au dessus du faisceau du granulomètre Malvern utilisé lors de nos expériences pendant quelques secondes. Les résultats, incluant la distribution granulométrique moyenne, le pourcentage de signal transmis et le D_{32} moyen, sont respectivement présentés en Figure B.52 et Figure B.53 pour les poudres de 25 μ m et 50 μ m. Il apparaît que, bien que l'obscurité soit inférieure à 2%, le D_{32} mesuré par l'appareil est bien celui de la poudre dispersée ce qui accrédite les résultats obtenus lors de nos campagnes de mesures.

¹⁷ http://www.beckmancoulter.com/products/instrument/partChar/pc_ls230.asp

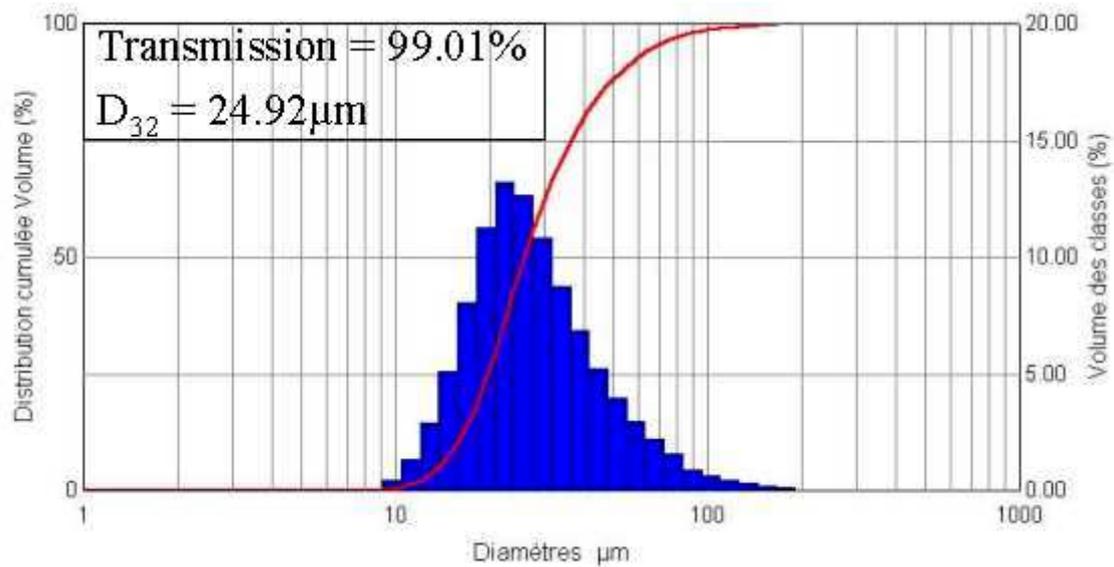


Figure B.52 : Distribution granulométrique et valeurs de transmission et de D_{32} moyennes obtenues pour une poudre calibrée de $25\mu\text{m}$

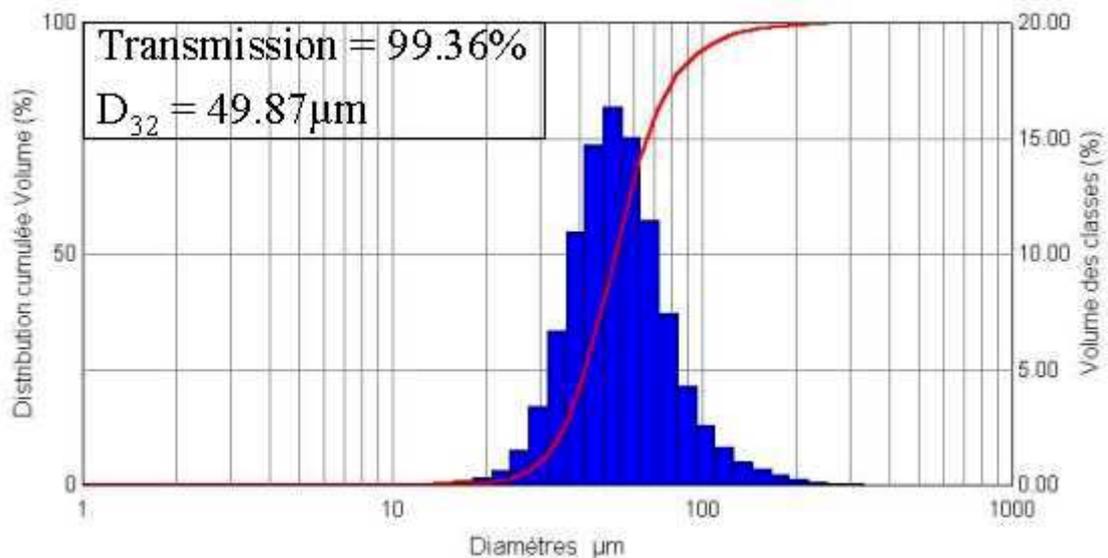


Figure B.53 : Distribution granulométrique et valeurs de transmission et de D_{32} moyennes obtenues pour une poudre calibrée de $50\mu\text{m}$

Configurations expérimentales

Les campagnes de mesures ont été effectuées pour différentes valeurs de vitesses, débits et épaisseurs résumées dans le Tableau B.8. Les Figure B.54 et Figure B.55 illustrent respectivement l'ensemble des positions du faisceau pour lesquelles ces campagnes ont été menées et, pour chaque épaisseur, la position des points de mesure par rapport à l'enveloppe du film liquide. Les enveloppes ont été déterminées par des profils de luminance moyenne et sont représentatives des vitesses inférieures et supérieures en air et eau, pour lesquelles les mesures ont été faites. Le Tableau B.9 résume quant à lui les coordonnées des différentes positions. A noter que, bien que la documentation technique du laser indique que le faisceau a un diamètre de 10mm, en raison du halo l'entourant, le diamètre du faisceau a été mesuré à 15mm.

Tableau B.8 : Gamme de valeurs des vitesses liquide et gaz testées

h_l (mm)	0.3	1
ΔP (Pa)	2400 → 6230	1057 → 6230
Gamme de V_g correspondante (m/s)	60 → 96-98	40 → 96-98
Q_{ml} (kg/h)	20 → 100	30 → 333
V_l à l'injection (m/s)	0.46 → 2.32	0.21 → 2.32

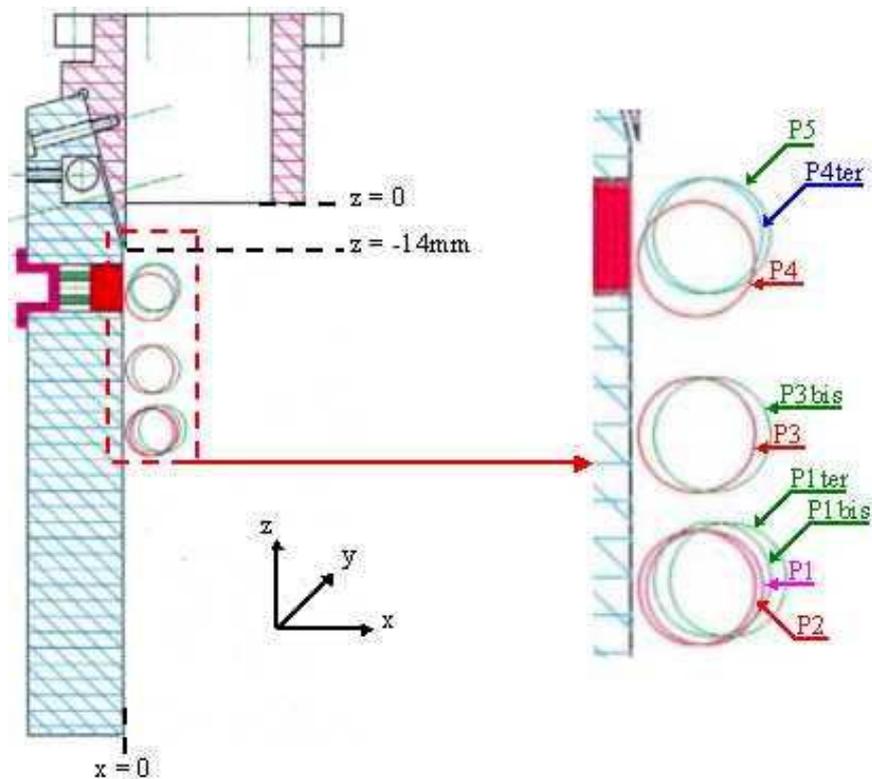


Figure B.54 : Localisation des points de mesure – Etude de granulométrie

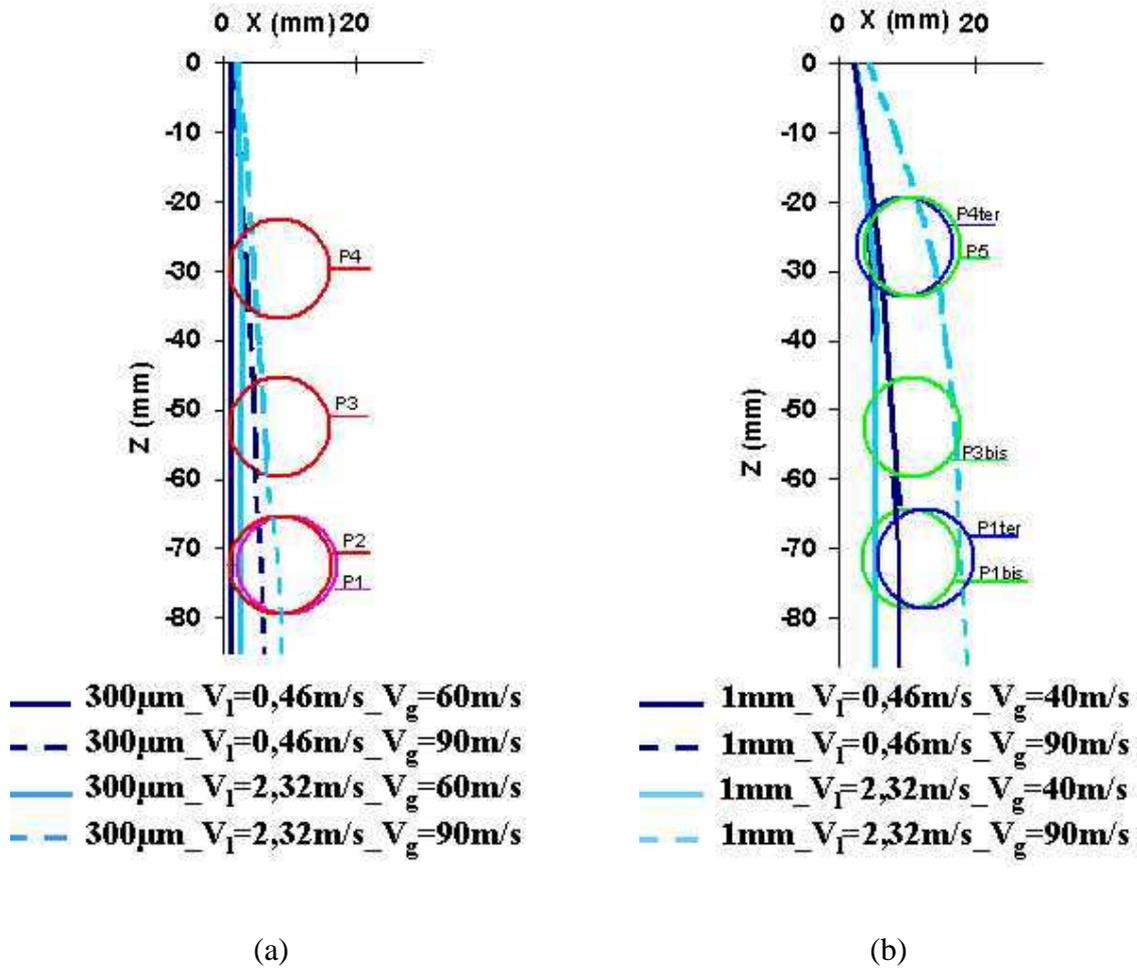


Figure B.55 : Position du faisceau laser par rapport à l'enveloppe du film pour les épaisseurs de films liquides 300µm (a) et 1mm (b)

Tableau B.9 : Coordonnées des points de mesure – Etude granulométrique

Epaisseur du film = 300µm		Epaisseur du film = 1mm	
P1	0.2cm < x < 1.7cm -6.5cm < z < -8cm	P1bis	0.3cm < x < 1.8cm -6.4cm < z < -7.9cm
P2	0.1cm < x < 1.6cm -6.5cm < z < -8cm	P1ter	0.5cm < x < 2cm -6.4cm < z < -7.9cm
P3	0.1cm < x < 1.6cm -4.5cm < z < -6cm	P3bis	0.3cm < x < 1.8cm -4.5cm < z < -6cm
P4	0.1cm < x < 1.6cm -2.2cm < z < -3.7cm	P4ter	0.2cm < x < 1.7cm -1.9cm < z < -3.4cm
		P5	0.3cm < x < 1.8cm -1.9cm < z < -3.4cm

L'étude de granulométrie a débuté par l'analyse du brouillard de gouttes formé par le film d'épaisseur 300µm. La première position testée est P1 ainsi placée suivant x pour s'assurer que le faisceau laser voit bien des gouttelettes et non le film liquide. La course suivant z est limitée par la présence d'un système de guidage du film liquide et de l'écoulement d'air vers le tube de récupération si bien que l'étude de granulométrie ne se fera

pas plus en aval.

Etant donné le très faible taux d'obscuration que nous avons observé (<2%) lors de nos mesures, le Malvern a été décalé de 1mm vers la paroi (P2) pour tenter d'obtenir un pourcentage de lumière transmise plus faible et de mettre en évidence une éventuelle influence de la position du faisceau. Après répétition de la campagne d'essais, les tailles de gouttes obtenues ainsi que le taux de transmission sont restés inchangés.

Avant de procéder à des mesures de granulométrie au niveau de l'emplacement de l'actionneur (P4), qui permettront par la suite d'évaluer l'effet de la méthode active, la campagne d'essai a été réalisée à une position intermédiaire (P3) afin d'examiner l'influence de la position du faisceau suivant z sur la distribution de tailles de gouttes.

Une fois la granulométrie du brouillard généré par le film de 300 μ m entièrement caractérisée, la maquette d'injection a été changée pour procéder à l'étude du film de 1mm. Les premières mesures sont effectuées au niveau de l'emplacement de l'actionneur. Le film étant plus épais, le Malvern est décalé suivant x , cette manœuvre provoque un léger déplacement suivant z (P4ter). Lors des mesures, les histogrammes observés sont tronqués vers les D_{32} élevés. Pensant que le faisceau capte les instabilités transverses en plus des gouttelettes, le faisceau est écarté suivant x (P5). Le faisceau est ensuite décalé vers l'aval suivant z vers la position intermédiaire également testée pour le film de 300 μ m (P3bis). Cette opération est répétée vers la position "basse" de la caractérisation (P1bis), position pour laquelle on cherchera à nouveau à déterminer si la position du faisceau sur l'axe x influence la distribution de tailles de gouttes (P1ter). L'ensemble des résultats obtenus lors des campagnes d'essais seront présentés et analysés dans la partie C. de ce rapport de recherche.

Parmi les différents diamètres existants dans la littérature, les analyses ont porté sur l'étude de l'évolution du D_{32} ou *Sauter Mean Diameter* (SMD), dont on rappelle la formulation ci-après, en fonction des caractéristiques de chacune des phases.

$$D_{32} = \frac{\sum_{i=1}^k n_i d_i^3}{\sum_{i=1}^k n_i d_i^2}$$

Ce diamètre est utilisé pour caractériser la distribution granulométrique dans les sprays dans la plupart des études de combustion, le rapport volume/surface jouant un rôle important au niveau de l'évaporation. Un grand nombre de travaux ayant porté sur la détermination de corrélation entre le D_{32} et les caractéristiques de l'écoulement diphasique (Lefevbre 1989, Hong 2003) sont disponibles et permettront des comparaisons avec nos propres résultats.

IV. Caractérisation de la phase gazeuse

Cette campagne d'essai a été réalisée pour déterminer les grandeurs caractéristiques de la phase gazeuse telles que les épaisseurs de couche limite, de déplacement, de quantité de mouvement ou de vorticité et ce afin de pouvoir comparer les résultats expérimentaux de la désintégration avec ceux de la littérature.

IV.1. Paramètres  tudi s

Epaisseur de couche limite δ

La notion de couche limite a été introduite pour la première fois par Prandtl en 1904. Lorsque l'on considère l'écoulement d'un fluide réel le long d'une paroi, un défaut de vitesse apparaît en son voisinage, c'est ce qui constitue la couche limite : de forts gradients de vitesse

et des forces de viscosité importantes.

La vitesse u du fluide se rapproche assez rapidement de la vitesse U régnant dans le fluide libre, zone dans laquelle le fluide réel se comporte comme un fluide parfait : les gradients de vitesse y sont faibles et on admet que les forces de viscosité sont négligeables.

On peut alors considérer l'épaisseur de couche limite comme étant la distance δ au delà de laquelle : $\frac{u}{U} > 0.99$. C'est ce critère qui a été utilisé pour déterminer l'épaisseur δ , à partir des profils de vitesses expérimentaux.

Epaisseur de vortacité δ_ω

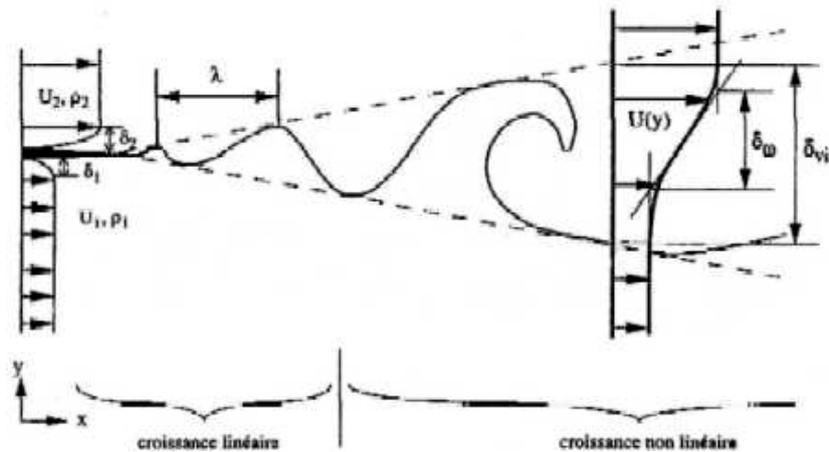


Figure B.56 : Schéma de la couche de mélange spatiale (Raynal, 1997)

L'épaisseur de vortacité, formulée
$$\delta_\omega = \frac{\Delta V}{\left. \frac{dV}{dy} \right|_{\max}} = \frac{V_g - V_l}{\left. \frac{dV}{dy} \right|_{\max}}$$
, est utilisée pour

qualifier le développement de la couche de mélange qui se forme lorsque deux écoulements parallèles (l'eau et l'air dans notre cas) se rencontrent à l'aval d'une plaque séparatrice. Une analyse menée par Raynal (1997) dans le cadre de l'étude des mécanismes de brisure primaire d'un film liquide cisailé par un écoulement d'air co-courant, a permis d'identifier δ_ω comme échelle caractéristique pertinente de ces phénomènes. On rappelle que la brisure primaire concerne la déstabilisation d'un film liquide par un écoulement d'air générant une déformation de l'interface qui va en s'amplifiant. Dans un premier temps des instabilités longitudinales sous forme de vagues se développent, puis l'accélération aérodynamique perturbe ces ondes et donne naissance à des instabilités transverses sous forme de ligaments. En revanche, la rupture des ligaments en amas liquide et la désintégration de ces amas en gouttelettes relèvent des mécanismes de brisure secondaire.

Raynal a établi, à partir de résultats obtenus sur une installation de type plan et pour une couche limite laminaire, que δ_ω obéit à :
$$\frac{\delta_\omega}{h_G} = \frac{6.01}{\sqrt{Re_G}}$$
 avec h_G = largeur de la veine d'air et $Re_G = \rho_G V_G h_G / \mu_G$. Une relation du même type a été établie sur notre installation expérimentale. Son obtention ainsi que sa validation seront présentées dans la partie IV.2.4 traitant des résultats expérimentaux.

Épaisseur de déplacement (ou de refoulement) δ_l

Cette grandeur représente le déplacement effectif de l'écoulement à l'extérieur de la couche limite dû à la réduction du débit masse près de la paroi. En d'autres termes il s'agit du déplacement que devrait subir chaque point de la paroi pour qu'un écoulement fictif à vitesse constante U s'effectuant entre $y = \delta_l$ et l'infini (Figure B.57 (a)), donne le même débit que l'écoulement réel s'effectuant entre $y = \delta$ et l'infini (Figure B.57 (b)).

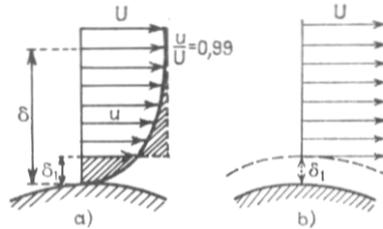


Figure B.57 : Définition de l'épaisseur de déplacement δ_l (Comolet, 1982)

δ_l est définie par la relation :

$$\delta_l = \int_0^{\infty} \left(1 - \frac{u}{U}\right) dy \approx \int_0^{\delta} \left(1 - \frac{u}{U}\right) dy$$

La limite supérieure de l'intégrale est prise à l'infini mais en pratique on peut la fixer à une distance au delà de laquelle la quantité à intégrer est négligeable, par exemple la distance δ .

Épaisseur de quantité de mouvement δ_2

Cette grandeur exprime la perte de quantité de mouvement dans la couche limite, on la définit par la relation :

$$\delta_2 = \int_0^{\infty} \frac{u}{U} \left(1 - \frac{u}{U}\right) dy \approx \int_0^{\delta} \frac{u}{U} \left(1 - \frac{u}{U}\right) dy$$

Cette fois encore la limite supérieure de l'intégrale peut être prise à δ , pour les mêmes raisons qu'évoquées précédemment.

Les épaisseurs de déplacement et de quantité de mouvement seront déterminées en intégrant les profils de vitesses expérimentaux par la méthode des trapèzes.

On définit enfin un dernier paramètre, le facteur de forme H qui s'exprime par la relation : $H = \frac{\delta_1}{\delta_2}$ et qui est un bon indicateur de la nature de la couche limite (laminaire ou turbulent). En effet, comme mentionné dans le Tableau B.10 ce rapport est égal à 2.6 lorsque la couche limite est laminaire et chute brutalement à 1.4 pour une couche limite turbulente.

Le traitement des résultats de la caractérisation aérodynamique du banc se fera par le

tracé, depuis les données expérimentales, des différents profils de vitesses pour chacune des configurations expérimentales (vitesses, positions, présence ou non de la veine optionnelle) présentées dans le paragraphe III.1.2. Puis, toutes les grandeurs définies dans cette partie seront déterminées et comparées aux valeurs obtenues par les formulations théoriques (Tableau B.10) dans le cas d'une couche limite considérée comme laminaire ou turbulente. Enfin on représentera sur un même graphique le profil de vitesse expérimental sous forme adimensionnelle, un profil issu de la théorie de Blasius (caractéristique d'une couche limite laminaire) et un profil en puissance $1/7^{\text{ème}}$ (écoulement turbulent).

Tableau B.10 : Calcul des couches limites en laminaire et turbulent Comolet (1982)

Paramètre de la couche limite	Laminaire	Turbulent
$\frac{\delta}{z}$	$\frac{\delta}{z} = \frac{4.95}{\sqrt{Re_z}}$	$\frac{\delta}{z} = \frac{0.38}{(Re_z)^{1/5}}$
$\frac{\delta_1}{z}$	$\frac{\delta_1}{z} = \frac{1.721}{\sqrt{Re_z}}$	$\frac{\delta_1}{z} = \frac{0.0475}{(Re_z)^{1/5}}$
$\frac{\delta_2}{z}$	$\frac{\delta_2}{z} = \frac{0.664}{\sqrt{Re_z}}$	$\frac{\delta_2}{z} = \frac{0.037}{(Re_z)^{1/5}}$
$H = \frac{\delta_1}{\delta_2}$	$H = 2.6$	$H = 1.28$

Avec : z = distance depuis l'origine de la couche limite

$$Re_z = \frac{Uz}{\nu}$$

On présentera également l'évolution du taux de turbulence de l'écoulement qui est défini comme l'écart type de la composante V rapporté à la vitesse de référence sur l'axe V_e .

En outre des étalonnages ont été effectués, avec et sans la veine de Plexiglas, pour connaître la loi liant la valeur affichée du ΔP entre la sortie et l'entrée du compresseur et la vitesse en sortie.

IV.2. Résultats expérimentaux

IV.2.1. Profils surfaciques en $Z = -5\text{mm}$

L'ensemble du banc expérimental de cette étude a été conçu à partir de divers documents et connaissances dans le but de réaliser, pour la partie air, un écoulement plan et homogène pour obtenir une pulvérisation de qualité. La première caractérisation a donc consisté à s'assurer que la phase gazeuse ne présentait aucune anomalie ou dissymétrie.

Ainsi un balayage d'une section complète de l'écoulement a été effectué, avec et sans la veine optionnelle. La Figure B.58 illustre la répartition de vitesse moyenne et la Figure B.59 l'évolution du taux de turbulence.

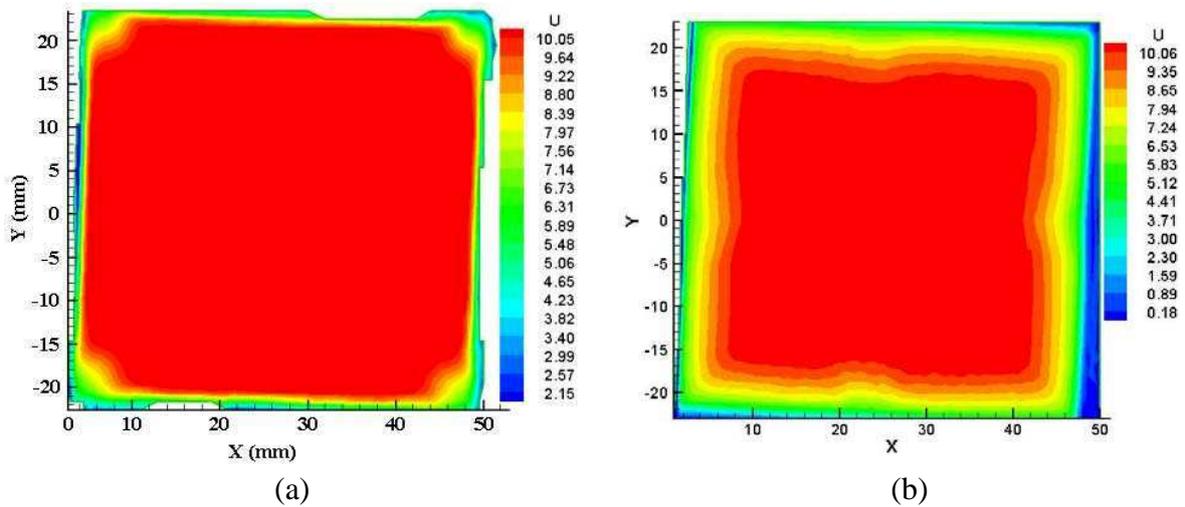


Figure B.58 : Profil surfacique de vitesse moyenne sans (a) et avec (b) la veine de Plexiglas optionnelle

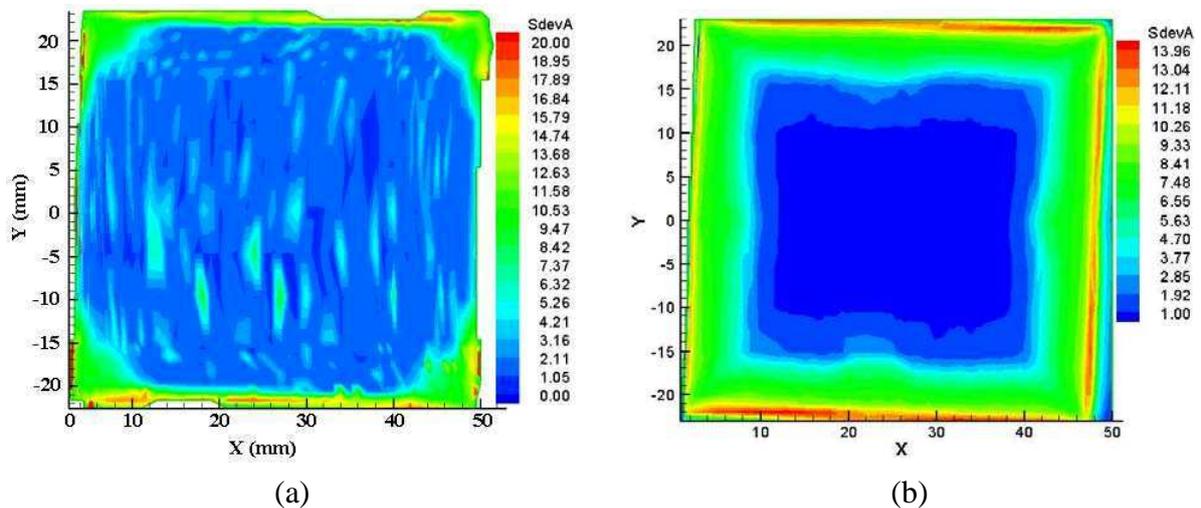


Figure B.59 : Profil surfacique du taux de turbulence sans (a) et avec (b) la veine de Plexiglas optionnelle

L'angle observé sur les figure est dû à l'orientation de la maquette d'injection.

On constate que les profils surfaciques sont symétriques, la soufflerie ne présente donc pas de défaut majeur susceptible de nuire à l'étude de la pulvérisation d'un film.

Lorsque la maquette d'injection est placée en sortie directe du convergent la couche limite reste mince (Figure B.58 (a)), le dimensionnement du convergent est donc correct, l'arrondi aux quatre coins du profil est dû à la superposition des couches limites formées suivant deux parois adjacentes de la maquette. De plus le taux de turbulence (Figure B.59 (a)) reste faible (inférieur ou égal à 1%) particulièrement en $Y = 0$.

Lorsque que l'on insère la veine de Plexiglas de 30cm de long entre la sortie du convergent et la maquette d'injection l'effet escompté se confirme : un accroissement de l'épaisseur de couche limite (Figure B.58 (b)). Il sera donc possible de réaliser un étude paramétrique de l'influence de la couche limite sur la pulvérisation.

IV.2.2. Profils adimensionnels $Z = -14\text{mm}$

Vitesse moyenne

Le graphique suivant (Figure B.60) illustre les profils de vitesse réalisés au niveau de la sortie liquide (suivant Z), en son centre ($Y = 0$). Un profil de Blasius ainsi qu'un profil en puissance $1/7^{\text{ème}}$ y sont également représentés pour illustrer le caractère laminaire, turbulent ou transitoire de l'écoulement d'air.

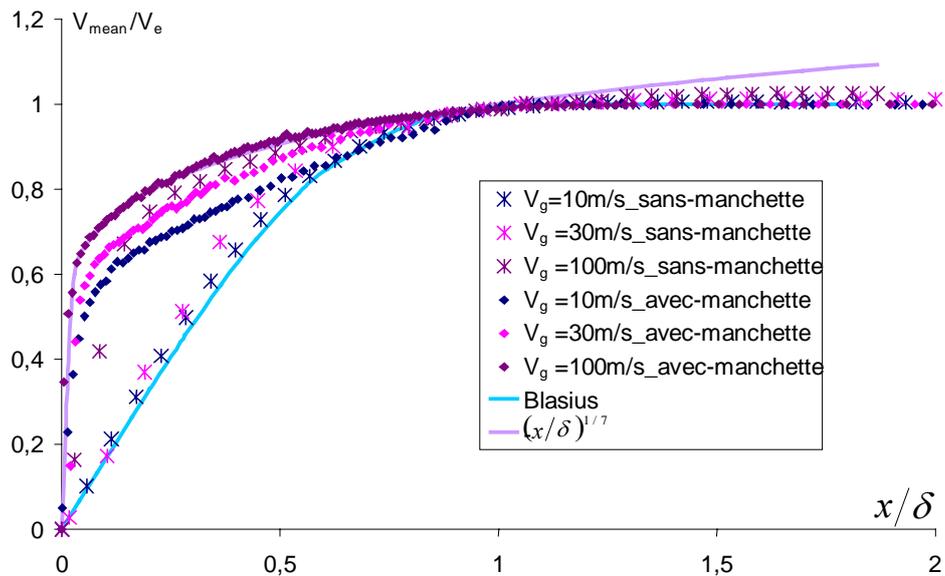


Figure B.60 : Profils de vitesses adimensionnelles

On remarque que le profil réalisé sans la veine en Plexiglas à une vitesse de 10m/s a un comportement très proche du profil de Blasius, l'écoulement peut donc être qualifié de laminaire, tandis que dans le cas du profil effectué avec la veine en Plexiglas et à une vitesse de 100m/s, suit l'évolution du profil en $1/7^{\text{ème}}$, synonyme d'un écoulement à caractère turbulent.

En dehors de ces deux cas, les autres configurations expérimentales ne permettent pas de qualifier la nature de l'écoulement d'air, intermédiaire entre les caractéristiques laminaires et turbulentes.

Cela se confirmera par ailleurs dans le paragraphe suivant, les valeurs des différents paramètres déterminées graphiquement depuis les résultats expérimentaux ne correspondent que rarement aux valeurs déterminées théoriquement.

Taux de turbulence

Les graphiques suivants illustrent l'évolution du taux de turbulence en fonction de X au niveau de l'injection liquide et pour 3 positions suivant Y , au centre ($Y = 0$) et le long de chaque bord de la nappe liquide ($Y = -20\text{mm}$ et $Y = +20\text{mm}$). Le taux de turbulence est défini comme l'écart type de la composante V rapporté à la vitesse de référence sur l'axe V_e .

La Figure B.61 est le cas sans la veine de Plexiglas alors que la Figure B.62 représente l'évolution du taux de turbulence en présence de la veine de Plexiglas. La vitesse de l'écoulement d'air est fixée, dans chaque cas, à 10m/s.

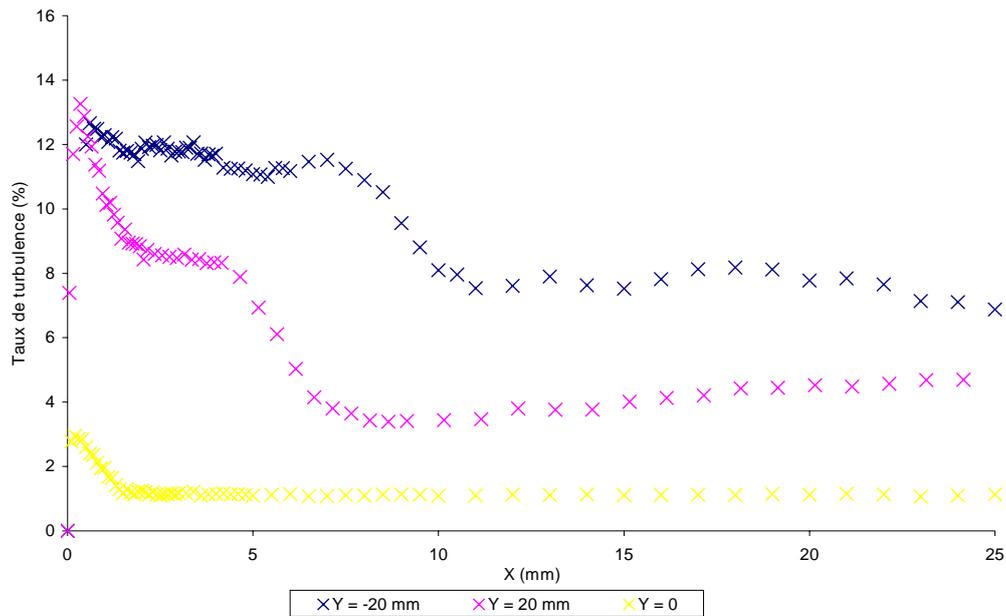


Figure B.61 : Evolution du taux de turbulence à $V_g=10\text{m/s}$ sans manchette de Plexiglas

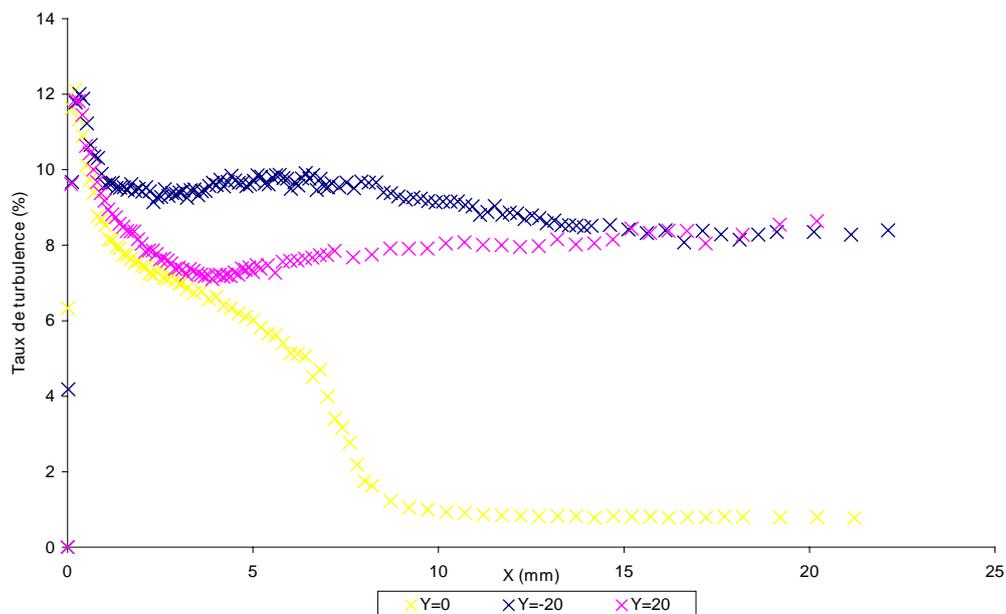


Figure B.62 : Evolution du taux de turbulence à $V_g=10\text{m/s}$ avec la manchette de Plexiglas

On observe, avec ou sans veine de Plexiglas que le taux de turbulence au centre de la nappe est inférieur au taux le long de chaque bord. De plus, le long de la paroi, la valeur du taux de turbulence est plus élevée que lorsque l'on s'en éloigne (vers les X croissants).

On note une légère dissymétrie entre les profils réalisés en $Y=20$ et $Y=-20$. Ceci s'explique par le fort gradient présent dans cette zone. Ces mesures sont faites en bordure de la veine où se situent des zones de pleine vitesse et des zones de vitesse nulle.

IV.2.3. Paramètres de la couche limite

Pour chacune des expérimentations les grandeurs δ (Figure B.63), δ_1 (Figure B.64), δ_2 (Figure B.65) et H (Figure B.66) ont été calculées et confrontées aux résultats de l'application des formules théoriques présentées dans le Tableau B.10. Les graphiques suivants comparent leurs valeurs, en $Y=0$ et $Z=-14mm$ (Figure B.33) pour chacune des trois vitesses et dans les configurations avec et sans la veine de Plexiglas. L'évolution de l'épaisseur de vorticité sera quant à elle détaillée dans le paragraphe suivant.

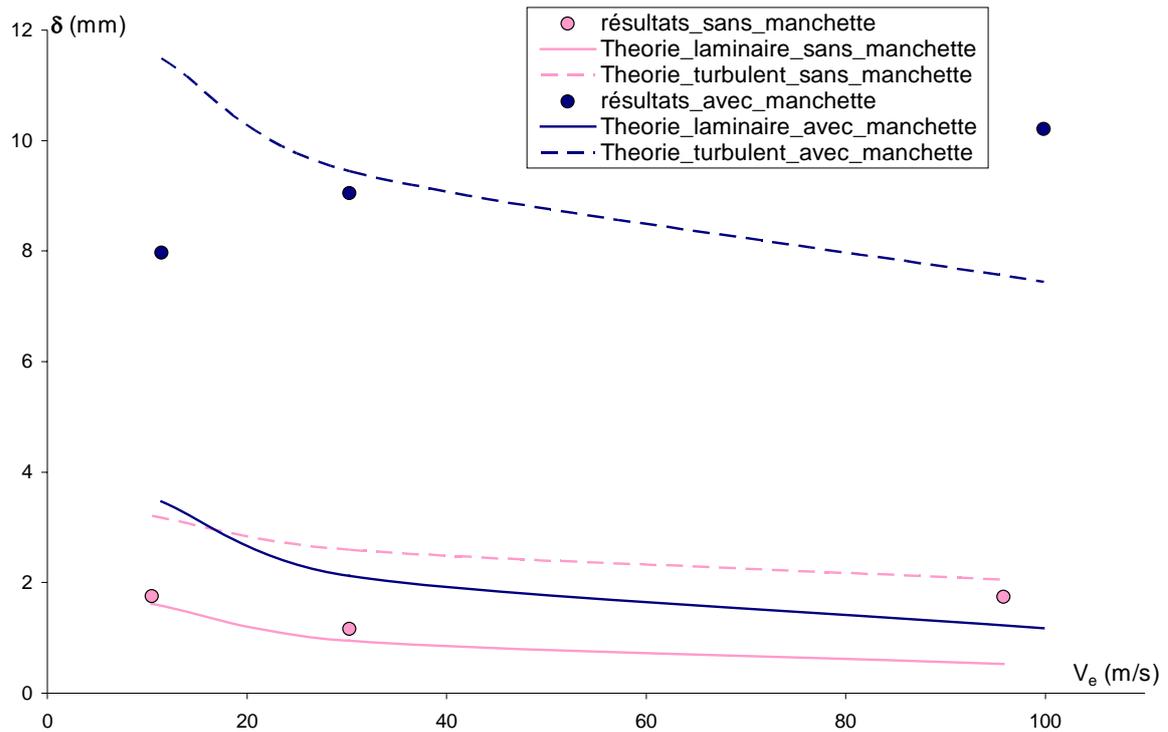


Figure B.63 : Evolutions expérimentale et théorique de l'épaisseur de couche limite δ en fonction de la vitesse et des configurations d'essais

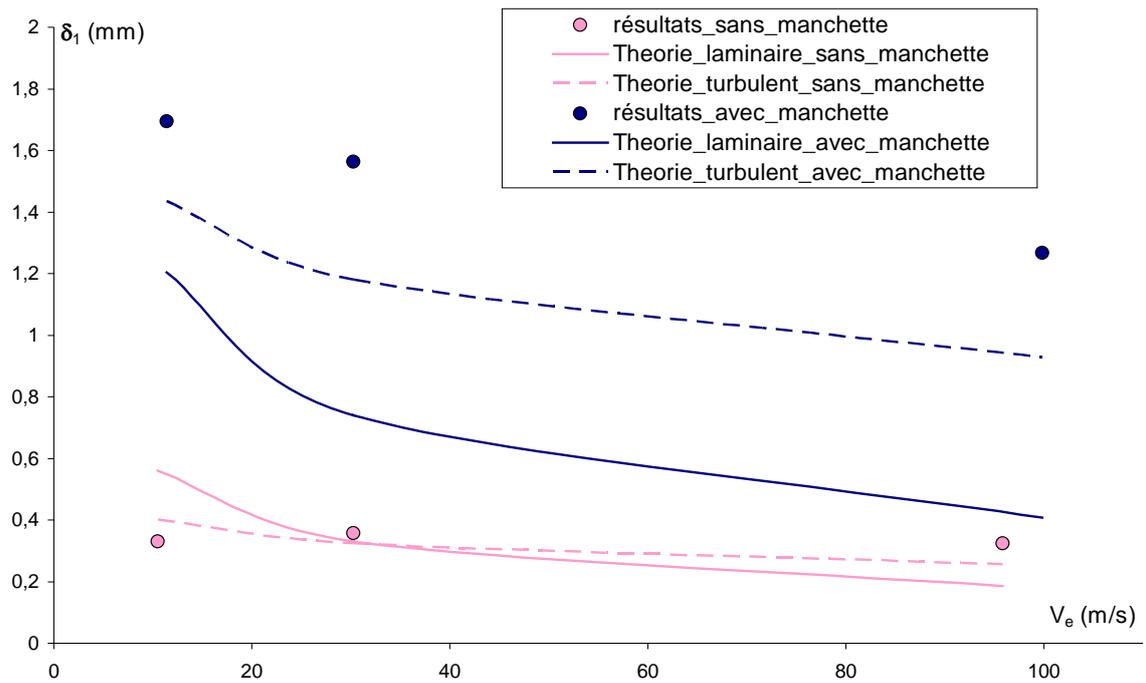


Figure B.64 : Evolutions expérimentale et théorique de l'épaisseur de déplacement δ_l en fonction de la vitesse et des configurations d'essais

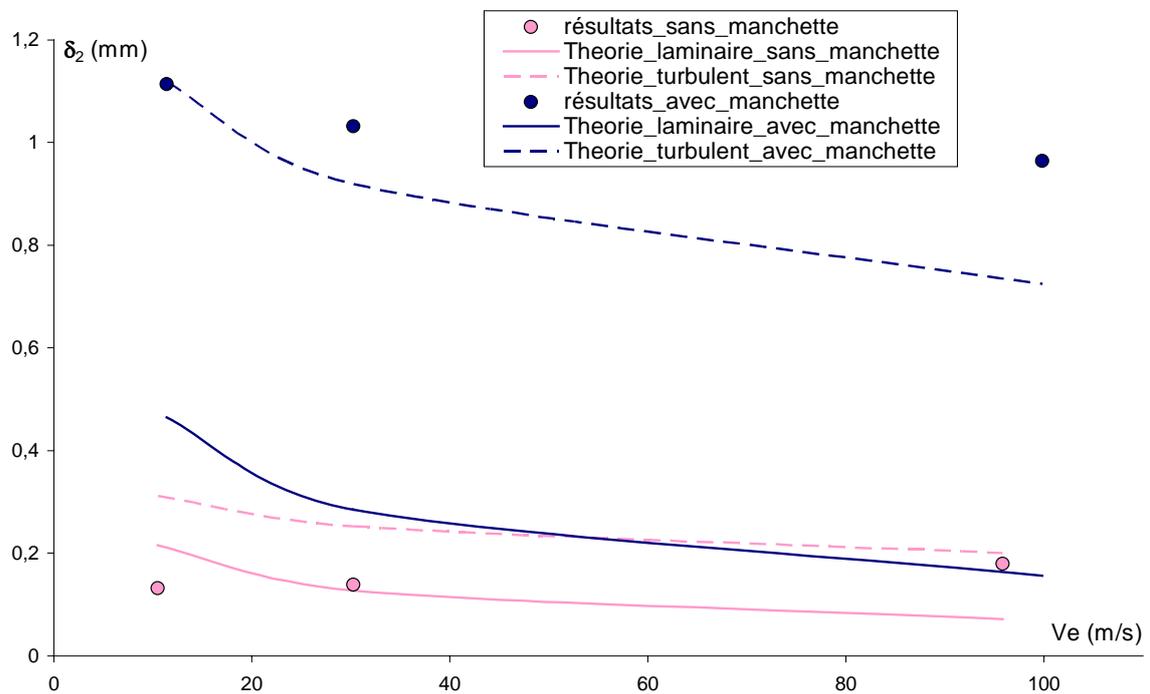


Figure B.65 : Evolutions expérimentale et théorique de l'épaisseur de quantité de mouvement δ_2 en fonction de la vitesse et des configurations d'essais

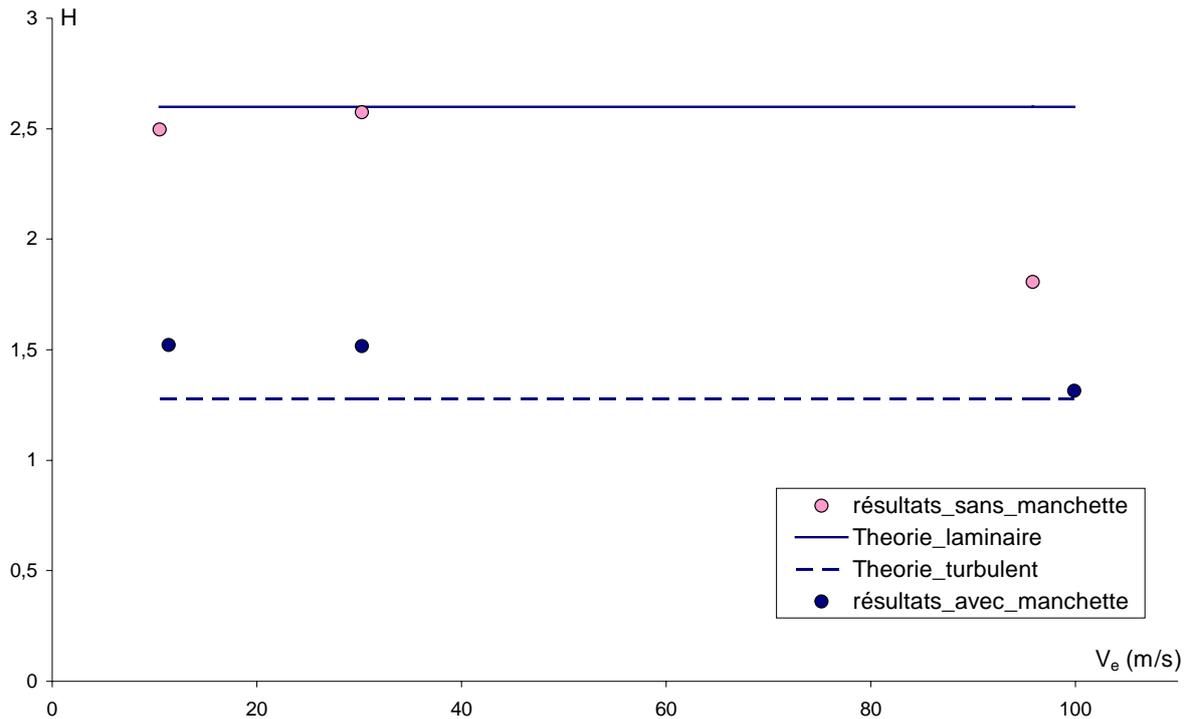


Figure B.66 : Evolutions expérimentale et théorique du facteur de forme H en fonction de la vitesse et des configurations d'essais

Les observations faites dans le paragraphe précédent se confirment ici, à savoir les caractères fortement laminaire de l'écoulement sans veine optionnelle à 10m/s et turbulent de l'écoulement avec veine optionnelle à 100m/s, les autres configurations présentant des caractéristiques intermédiaires à ces deux régimes. Cependant, les différentes figures, et particulièrement la Figure B.66, illustrent que bien que ni laminaire ni pleinement turbulent, ces écoulements restent tout de même proches de l'un des deux régimes. Enfin l'incidence de la veine optionnelle sur l'épaisseur de couche limite se maintient également, avec une valeur de δ modifiée par un facteur de presque 10.

Le Tableau B.11 récapitule les valeurs prises, suivant les configurations, par les différents paramètres de la couche limite étudiés pendant la caractérisation de la phase gazeuse.

Tableau B.11 : Données numériques sur l'ensemble des paramètres étudiés dans la couche limite

		Sans veine Plexiglas			Avec veine Plexiglas			
		V_e (m/s)	10.49	30.24	95.82	11.4	30.25	99.84
Données déterminées depuis les résultats expérimentaux	δ (mm)	1.76	1.16	1.74	7.97	9.05	10.21	
	δ_1 (mm)	0.33	0.36	0.32	1.69	1.56	1.27	
	δ_2 (mm)	0.13	0.14	0.18	1.11	1.03	0.96	
	H	2.5	2.6	1.8	1.52	1.51	1.31	
Calculs théoriques Conditions turbulentes	δ (mm)	3.21	2.6	2.06	11.48	9.45	7.44	
	δ_1 (mm)	0.4	0.32	0.26	1.43	1.81	0.93	
	δ_2 (mm)	0.31	0.25	0.2	1.12	0.92	0.72	
	H	1.28	1.28	1.28	1.28	1.28	1.28	
Calculs théoriques Conditions laminaires	δ (mm)	1.61	0.95	0.53	3.46	2.13	1.17	
	δ_1 (mm)	0.56	0.33	0.18	1.2	0.74	0.41	
	δ_2 (mm)	0.22	0.13	0.07	0.46	0.28	0.16	
	H	2.6	2.6	2.6	2.6	2.6	2.6	
$Re_z = \frac{V_g z}{\nu_g}$			5.10^4	15.10^4	47.10^4	28.10^4	75.10^4	247.10^4

IV.2.4. Epaisseur de vorticité

Comme cela a été présenté précédemment, l'épaisseur de vorticité est une échelle caractéristique des phénomènes d'instabilités de cisaillement. Les valeurs de δ_ω ont été calculées en déterminant la pente maximale des différents profils de vitesses et en la rapportant à ΔV , V_g dans notre cas, comme l'indique la relation : $\delta_\omega = \frac{\Delta V}{\left. \frac{dV}{dy} \right|_{\max}}$.

Les valeurs numériques obtenues, pour le cas sans la veine de Plexiglas optionnelle, sont indiquées dans le Tableau B.12.

Tableau B.12 : Valeurs numériques de l'épaisseur de vorticité déterminées à partir des résultats expérimentaux – Cas sans veine de Plexiglas

V_e (m/s)	δ_ω (mm)
10,48	1
30,24	0,61
97,71	0,38

Comme dans le cas des travaux de Raynal pour une couche limite laminaire, nous avons observé une évolution linéaire de l'épaisseur de vorticité avec $Re^{-1/2}$ (Figure B.67).

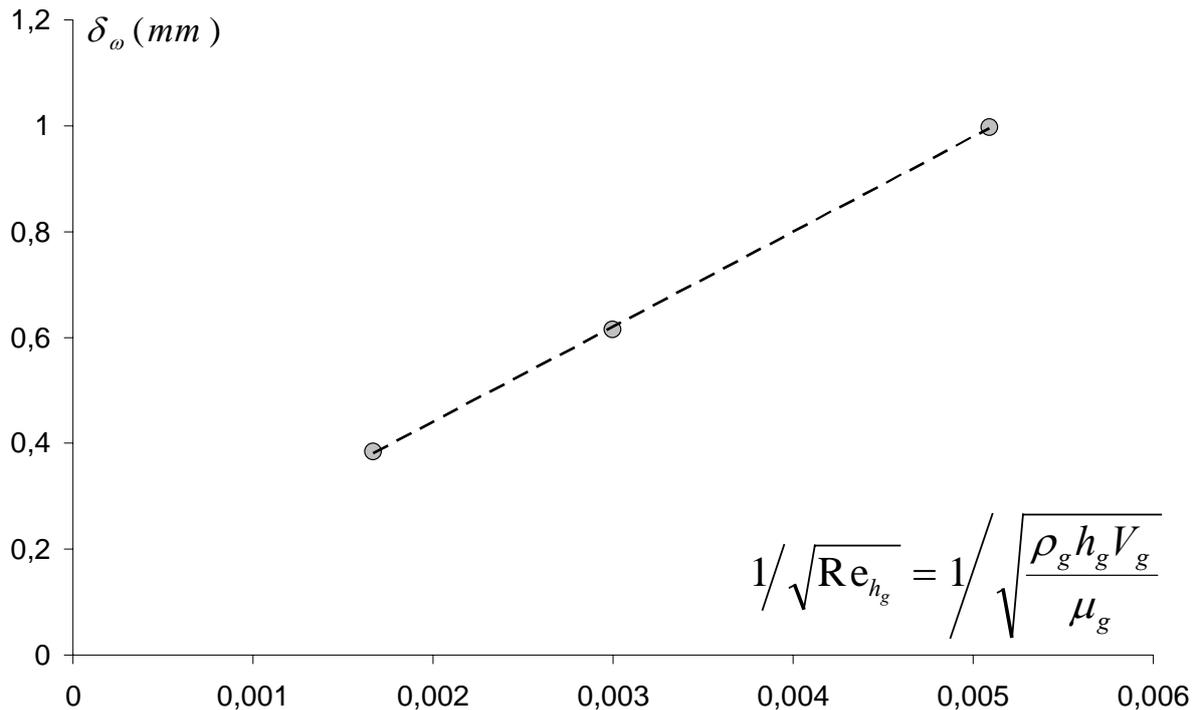


Figure B.67 : Evolution de l'épaisseur de vorticité δ_ω en fonction de $Re^{-1/2}$

On en déduit que : $\delta_\omega = 3.56 \frac{h_g}{\sqrt{Re_{h_g}}} + 8 \cdot 10^{-5}$, relation qui permettra par la suite de connaître δ_ω quelle que soit la vitesse V_g , pour la configuration sans manchette de Plexiglas.

IV.3. Conclusion sur les mesures LDA

La campagne d'essais LDA a été réalisée avec pour premier objectif de valider le montage conçu en s'assurant que l'écoulement en sortie de veine possédait de bonnes caractéristiques d'homogénéité et de symétrie.

Le second objectif consistait, pour différentes configurations de géométrie et de vitesse, à qualifier la nature de l'écoulement, étudier l'évolution du taux de turbulence et enfin explorer la couche limite. Pour cela plusieurs paramètres ont été étudiés : les épaisseurs de couche limite, de déplacement et de quantité de mouvement, respectivement notées δ , δ_1 , et δ_2 ainsi que le paramètre de forme H .

Il apparaît, après mesures et représentation d'un profil surfacique en sortie de veine, que l'écoulement ne présente pas de défauts de symétrie ou d'uniformité.

Le tracé de profils de vitesses moyennes adimensionnels indique que suivant les conditions d'expérimentations l'écoulement peut apparaître comme laminaire, transitoire ou pleinement turbulent. On sera donc à même d'étudier l'influence de cette caractéristique sur le cisaillement du film liquide.

On peut également attester qu'au milieu de la veine gaz les taux de turbulence n'exc dent pas 1%.

Les différents essais réalisés montrent que les paramètres de la couche limites évoluent

de façon non négligeable suivant la configuration expérimentale imposée. Ainsi l'épaisseur δ de couche limite va de 1.16mm pour un écoulement d'air à une vitesse de 30m/s et sans veine optionnelle à 10.21mm pour un écoulement d'air à 100m/s en présence de la veine optionnelle de 300mm de long.

Enfin le calcul de l'épaisseur de vorticité indique qu'elle est de l'ordre de 400 μ m   1mm selon la vitesse de l'écoulement d'air. Ceci risque d'influer sur la déstabilisation du film liquide, en particulier dans le cas de la plus faible épaisseur (300 μ m). En effet les ondes de surface qui s'y développeront seront soumises à une accélération plus ou moins importante selon que leur amplitude est supérieure ou inférieure à l'épaisseur de vorticité. Ceci sera étudié dans la partie des résultats expérimentaux consacrée à la déstabilisation d'un film liquide mince par un écoulement d'air co-courant.

Les résultats de l'analyse du champ aérodynamique s'avèrent concluants puisqu'ils permettent de valider le montage conçu à partir de divers documents de la littérature mais également de mettre en évidence les capacités de ce même montage, à savoir la possibilité d'influer sur des paramètres déterminants dans l'étude du cisaillement d'un film liquide par un écoulement d'air.

V. Conditions expérimentales

Le chapitre A consacré à la bibliographie a permis de dresser un bilan des paramètres influants sur les mécanismes de rupture par cisaillement ou par oscillation forcée et de présenter des corrélations sur l'évolution de grandeurs caractéristiques à ces mécanismes.

Les différents supports expérimentaux ayant été présentés, nous proposons dans ce paragraphe de situer nos conditions d'expérimentations par rapport aux informations issues de l'étude bibliographique.

Une première partie sera consacrée au mécanisme de cisaillement tandis que la seconde traitera du processus de pulvérisation ultrasonique. Les gammes de vitesses des écoulements dans un cas et les différents fluides nébulisés dans l'autre cas, seront présentés.

V.1. Cisaillement d'un film liquide mince

Comme nous l'avons dit précédemment, l'étude du cisaillement d'un film liquide mince par un écoulement de gaz à forte vitesse a été réalisée avec de l'air issu du réseau 80 bars de l'ONERA et de l'eau issue du réseau hydraulique.

La phase liquide ne faisant pas l'objet d'un circuit en boucle fermée, il aurait été trop onéreux d'étudier l'influence des propriétés physiques d'un liquide sur les mécanismes de cisaillement. Nous proposons au lecteur de se référer entre autres aux travaux de Raynal (1997), Marmottant (2001) ou Larricq (2006)   ce sujet. Les réservoir et circuit hydrauliques de l'installation ne proposent pas de système de régulation en température du liquide. Le débitmètre permet de mesurer la température et celle-ci s'est avérée relativement constante et de l'ordre de 15 C tout au long de l'étude. Les travaux expérimentaux antérieurs sur la déstabilisation d'un film liquide s'écoulant sur un plan par un écoulement d'air à forte vitesse s'appliquaient aux cas de film épais de 10mm (Raynal 1997, Hong 2003). Dans notre étude nous allons travailler sur des films liquides ayant une épaisseur variable et beaucoup plus fine (300 μ m et 1mm), nous espérons donc obtenir des informations sur l'influence de l'épaisseur du film liquide.

Comme nous l'avons précisé lors de la présentation de la veine d'air, des mesures de pression et de température ont été systématiquement effectuées sur la phase gazeuse mais là encore il n'existe actuellement pas de système de régulation de la température de l'écoulement d'air. C'est en relevant la variation de pression entre l'entrée et la sortie du convergent que la vitesse de l'écoulement d'air est déterminée. Les mesures de pression et de température de l'air ont été exploitées pour corriger la valeur de la masse volumique de l'air lors du calcul de la vitesse moyenne de l'écoulement. Les plages de vitesses accessibles sont très étendues, nous nous sommes toutefois limités aux gammes caractéristiques des régimes de fonctionnement des turboréacteurs.

Le tableau suivant récapitule les caractéristiques des phases liquide et gazeuse dans le cadre de notre étude.

Tableau B.13 : Caractéristiques des phases liquide et gazeuse

Paramètre	Valeur minimale	Valeur maximale
V_g (m/s)	10	100
V_l (m/s)	0,23	2,32
h_l (mm)	0,3	1
h_g (mm)	46	
δ_ω (mm)	0,37 (pour $V_g=100\text{m/s}$)	1 (pour $V_g=10\text{m/s}$)

Paramètre	Eau (20°C)	Air
ρ (kg/m ³)	998,21	1,2
ν (m ² /s)	$1,0038 \cdot 10^{-6}$	$1,5 \cdot 10^{-5}$
μ (kg/m.s)	$1002 \cdot 10^{-6}$	$1,8 \cdot 10^{-5}$
σ (kg/s ²)	0.07275	-

Rappelons la liste des nombres adimensionnels identifiés à partir d'une analyse dimensionnelle et définis dans la partie A. : $\frac{\rho_l}{\rho_g}$, $\frac{\mu_l}{\mu_g}$, $\frac{h_l}{h_g}$, $\frac{h_l}{\delta_\omega}$, M , Re_{δ_ω} et We_{δ_ω} .

Dans notre cas les rapports des viscosités et des masses volumiques demeureront constants. Bien que l'épaisseur liquide soit variable, le rapport des épaisseurs de chaque phase peut être négligé puisque $h_g \gg h_l$.

Les ordres de grandeur des autres nombres adimensionnels sont présentés dans le tableau suivant. Les propriétés physiques de l'air et de l'eau sont considérées comme constantes et égales aux valeurs présentées dans le Tableau B.13.

Tableau B.14 : Estimation des nombres adimensionnels spécifiques aux mécanismes de cisaillement d'un film liquide d'après les valeurs minimales et maximales des caractéristiques de chacune des phases

$\frac{h_l}{\delta_\omega}$	0,3 → 2,7
$M = \frac{\rho_g V_g^2}{\rho_l V_l^2}$	0.02 → 227
$We_{\delta_\omega} = \frac{\rho_g V_g^2 \delta_\omega}{\sigma}$	1,6 → 60
$Re_{\delta_\omega} = \frac{V_g \delta_\omega}{\nu_g}$	667 → 2533

A noter que l'étude de Oron présentée dans la partie bibliographique introduit un nombre adimensionnel, le nombre de Bond qui compare l'importance relative des effets de gravité et de capillarité et que l'on formule : $Bo = \frac{\rho g h_l^2}{\sigma}$. Le tableau suivant répertorie les valeurs du Bo lorsqu'on le détermine d'après le cas réel (injecteur d'un turboréacteur) ou d'après nos cas expérimentaux.

Tableau B.15 : Calcul du nombre de Bond en conditions réelles ou expérimentales

Fluide	h_l (mm)	σ	ρ	Bo
Kérosène	0.3	0.02323	792.97	0.03
Eau	0.3	0.07275	998.21	0.01
Eau	1	0.07275	998.21	0.13

Quelque soit la configuration, on obtient $Bo < 1$, les effets de la gravité peuvent donc être négligés devant ceux de la tension de surface. Ce nombre adimensionnel ne sera donc pas pris en considération lors du travail de recherche.

V.2. Atomisation ultrasonique d'un liquide

Afin d'étudier l'influence des propriétés physiques des liquides sur la distribution granulométrique d'un brouillard atomisé ultrasoniquement, plusieurs solutions ont été testées sur le dispositif actif seul¹⁸. Ces solutions, numérotées de 1 à 5 sont présentées, ainsi que leurs propriétés physiques, dans le Tableau B.16.

¹⁸ Lorsque le dispositif actif est placé sur la maquette d'injection, seule l'eau du réseau hydraulique fait l'objet d'expériences.

Tableau B.16 : Propriétés physiques des liquides nébulisés par la pulvérisation ultrasonique

Solution	Composition	σ (N/m)	ρ (kg/m ³)	ν ($\times 10^{-6}$) (m ² /s)	μ ($\times 10^{-6}$) (kg/m.s)
1	Ethanol (25°C)	0.02412	785.04	1.368	1074
2	Eau + savon (25°C)	0.02843	997.048	0.89	887
3	Eau du robinet (25°C)	0.07653	997.048	0.89	887
4	Eau + 10% d'éthanol (20°C)*	0.04753	981.9	1.53	1501
5	Kérosène	0.02323	792.97	1.3913	1103.26

* : Handbook of Chemistry and Physics, CRC Press, 84th Edition 2003-2004.

Nous avons dans un premier temps travaillé avec de l'eau. Puis, pour évaluer l'influence de la tension superficielle sans affecter les autres propriétés du fluide, quelques gouttes d'un savon liquide ont été ajoutées à 75cl d'eau. Les gouttes ont été adjointes progressivement pour permettre un contrôle de la tension superficielle du fluide et s'assurer d'une variation conséquente. Il suffit d'une très faible quantité de produit pour réduire considérablement la tension de surface, les molécules du produit tensioactif ayant tendance à se concentrer à la surface et ainsi réduire significativement la tension superficielle. Si une quantité de produit trop importante est ajoutée, la concentration en surface arrive rapidement à saturation et l'effet sur σ s'amenuise considérablement.

L'utilisation de l'éthanol permet, à une tension de surface proche de celle de la solution d'eau et de savon liquide, d'évaluer l'influence des propriétés de masse volumique et de viscosité.

Nous avons également effectué un mélange d'eau et d'éthanol pour travailler avec une solution ayant une masse volumique proche de celle de l'eau et une tension superficielle intermédiaire entre les solutions 2 et 3. Nous aurions pu produire une solution à base d'eau et de savon en modifiant la quantité de savon ajoutée à l'eau cependant lors de nos expériences la solution 2 mélangeant eau et savon a été particulièrement difficile à nébuliser dans des conditions où les autres solutions étaient pulvérisées sans problème. Peut-être est-ce dû à la propriété des molécules de se concentrer en surface, la tension de surface dans la couche liquide est alors non homogène et peut altérer le mécanisme de rupture par oscillation forcée.

Enfin, cette technique ayant pour application les moteurs de turboréacteurs, des tests avec du Kérosène ont également été réalisés pour tester le principe de la méthode active sur le fluide auquel elle s'appliquera.

Les essais ont été réalisés dans des conditions expérimentales très proches avec une température ambiante de l'ordre de 25°C c'est pourquoi les propriétés physiques sont majoritairement indiquées à cette température.

La tension superficielle de chacun des fluides a été mesurée au moyen d'un stalagmomètre de Traube. Cet outil est un compte goutte, coudé ou non, aux dimensions précisément définies, utilisé pour déterminer la tension superficielle d'un liquide par la méthode dite "des gouttes" ou encore pour la comparaison, par cette même méthode, des tensions superficielles de liquides divers.

Chaque stalagmomètre est composé d'un réservoir dont le volume est bien déterminé, qui se vide à travers un tube capillaire. Comme illustré sur la Figure B.68, la trousse de chez Prolabo contient 3 stalagmomètres ayant des réservoirs de tailles différentes permettant de mesurer la tension superficielle d'une large gamme de liquides.



Figure B.68 : Trousse de chez Prolabo contenant trois stalagmomètres de Traube

Le principe de la mesure consiste à compter le nombre de gouttes formées pendant le temps de vidange du réservoir. Cette opération est réalisée avec un fluide de référence, l'eau distillée et avec le fluide dont on cherche la tension de surface. Celle-ci est déterminée en appliquant la formule : $\sigma = \frac{nD}{N} \sigma_{\text{eau distillée}}$ avec D la densité du fluide testé, n et N respectivement le nombre de gouttes d'eau distillée et de fluide testé formées pendant le temps de vidange du réservoir.

Les fluides testés ayant été présentés, nous proposons de déterminer les régimes dans lesquels nous travaillerons, à partir des critères d'ondes de capillarité ou de gravité ou de régime à faible ou forte viscosité, présentés dans la partie bibliographique.

Ondes de capillarité ou de gravité

Le tableau suivant propose le calcul, pour chacune des solutions testées, de la fréquence angulaire ω_0 délimitant les régimes d'ondes de capillarité ou de gravité à partir de l'expression : $\omega_0 = (4g^3 \rho/\sigma)^{1/4}$.

Tableau B.17 : Calcul de la fréquence f_0 délimitant les régimes d'ondes de capillarité et de gravité

Solution	ω_0 (s ⁻¹)	f_0 (Hz)
1	105.3	16.7
2	107.3	17.1
3	83.75	13.3
4	94	15
5	106.5	16.9

Si $\omega_0 = (4g^3 \rho/\sigma)^{1/4} > \omega_{\text{excitation}}$ alors les ondes de surface sont des ondes de gravité

Si $\omega_0 < \omega_{\text{excitation}}$ alors des ondes de surface sont des ondes de capillarité.

Nous avons vu précédemment que pour former des gouttes ayant un diamètre compris entre 30µm et 70µm, il fallait exciter le film liquide a des fréquences comprises entre 15kHz et 50kHz, les ondes se développant à la surface sont donc de type capillaire. Lors de nos expérimentations, dont les résultats seront présentés dans le prochain chapitre, des analyses ont été effectuées pour des fréquences inférieures à celles citées précédemment afin d'étudier l'influence de ce paramètre sur la taille des gouttes. Toutefois, la fréquence la plus faible à laquelle nous avons travaillé est égale à 1200Hz ce qui nous place également dans un régime d'ondes capillaires et ce quel que soit le fluide atomisé.

Critère de régimes à faible ou forte viscosité :

Des études réalisées par Goodridge *et al.* (1996, 1997) établissent le nombre adimensionnel $\omega^* = \frac{\omega_0 v^3}{(\sigma/\rho)^2}$ comme critère seuil des régimes à faible ou forte viscosité. Ils déterminent l'évolution de l'accélération critique a_c à partir de laquelle l'atomisation se produit pour les régimes à faible ($\omega^* < 10^{-5}$) ou forte viscosité ($\omega^* > 10^{-5}$).

Le Tableau B.18 indique la valeur du paramètre $A = v^3/(\sigma/\rho)^2$ pour chacune des solutions présentées dans le Tableau B.16.

Les pulsations pour lesquelles l'étude ultrasonique a été menée sont ensuite répertoriées dans le Tableau B.19 et le paramètre ω^* calculé.

Tableau B.18 : Calcul du paramètre A pour chacune des solutions de l'étude ultrasonique

Solution	$A = v^3/(\sigma/\rho)^2 \cdot 10^{-9}$
1	2.7
2	0.87
3	0.12
4	1.53
5	3.14

Tableau B.19 : Calcul du paramètre ω^* pour chacun des fréquences angulaires de l'étude ultrasonique

	$v^3/(\sigma/\rho)^2$	$2.7 \cdot 10^{-9}$	$0.87 \cdot 10^{-9}$	$0.12 \cdot 10^{-9}$	$1.53 \cdot 10^{-9}$	$3.14 \cdot 10^{-9}$
$\omega_0 (s^{-1})$	$\omega^* = \omega_0 \cdot v^3/(\sigma/\rho)^2$	-	-	-	-	-
7540	-	$2.04 \cdot 10^{-5}$	$6.54 \cdot 10^{-6}$	$9.02 \cdot 10^{-7}$	$1.15 \cdot 10^{-5}$	$2.37 \cdot 10^{-5}$
92991	-	$2.52 \cdot 10^{-4}$	$8.06 \cdot 10^{-5}$	$1.11 \cdot 10^{-5}$	$1.42 \cdot 10^{-4}$	$2.92 \cdot 10^{-4}$
105557	-	$2.86 \cdot 10^{-4}$	$9.15 \cdot 10^{-5}$	$1.26 \cdot 10^{-5}$	$1.61 \cdot 10^{-4}$	$3.31 \cdot 10^{-4}$

Selon le critère de Goodridge, en dehors de deux points de fonctionnements (cases bleutées), l'évolution de l'accélération critique devrait suivre la loi (A-43) déterminée pour les régimes à forte viscosité : $a_c \approx 1.306 v^{1/2} \omega_0^{3/2}$.

Un état de l'art des acquis théoriques ou empiriques concernant les mécanismes de brisure sur lesquels porte cette étude a été proposé dans la partie A. Les montages expérimentaux, techniques de mesure et conditions d'étude mises en place pour les analyser ont été détaillés dans la partie B. La prochaine et dernière partie de cette thèse exposera les résultats obtenus lors de nos investigations.

C. RESULTATS EXPERIMENTAUX

L'objectif de ce travail est de combiner deux mécanismes de pulvérisation pour améliorer les performances d'un injecteur de type airblast. Les investigations expérimentales dont les résultats sont présentés dans ce chapitre ont donc porté sur chacun de ces mécanismes, indépendamment l'un de l'autre, puis sur leur combinaison.

I. Cisaillement d'un film liquide mince

Les visualisations du film liquide réalisées de face et de profil ont fait l'objet d'analyses qualitatives et quantitatives. En premier lieu, différents régimes d'ondes de surface ont été identifiés et cartographiés en fonction des vitesses d'injection et de cisaillement. Des mesures de grandeurs caractérisant le comportement du film liquide ont également été réalisées sur ces images. Puis, l'enveloppe moyenne du film liquide et les longueurs d'ondes des instabilités menant à la rupture du film ont été mesurées. Enfin une fois les processus de l'instabilité caractérisés, c'est la distribution granulométrique du brouillard de gouttes résultant qui a été examinée.

I.1. Régimes de comportement d'un film liquide mince soumis à un cisaillement aérodynamique

I.1.1. Vues de face

Des séquences d'images, dans des conditions de vitesses d'injection et de cisaillement variables ont été réalisées pour chacune des épaisseurs du film liquide. Elles permettent d'isoler plusieurs comportements du film liquide qui seront détaillés individuellement puis présentés sous la forme d'une cartographie en fonction des conditions d'injection et de cisaillement.

Les images présentées dans le paragraphe I.1 concernent à la fois le film de 300 μ m et celui de 1mm. Bien que l'ensemble des comportements ait été observé pour chacune des épaisseurs liquides, nous avons sélectionné les images illustrant au mieux les phénomènes décrits. Les cartographies présentées en fin de paragraphe permettent de délimiter les domaines d'existence de ces régimes propres à chaque épaisseur liquide.

En l'absence ou avec un faible écoulement d'air, le film liquide initialement large de 40mm converge pour former un filet d'eau. Les bords du film prennent la forme de deux bourrelets liquides, d'une épaisseur supérieure à celle du film. La longueur de convergence L_c du film qu'il est possible d'évaluer à partir des images, augmente avec la vitesse d'injection liquide (Figure C.1).

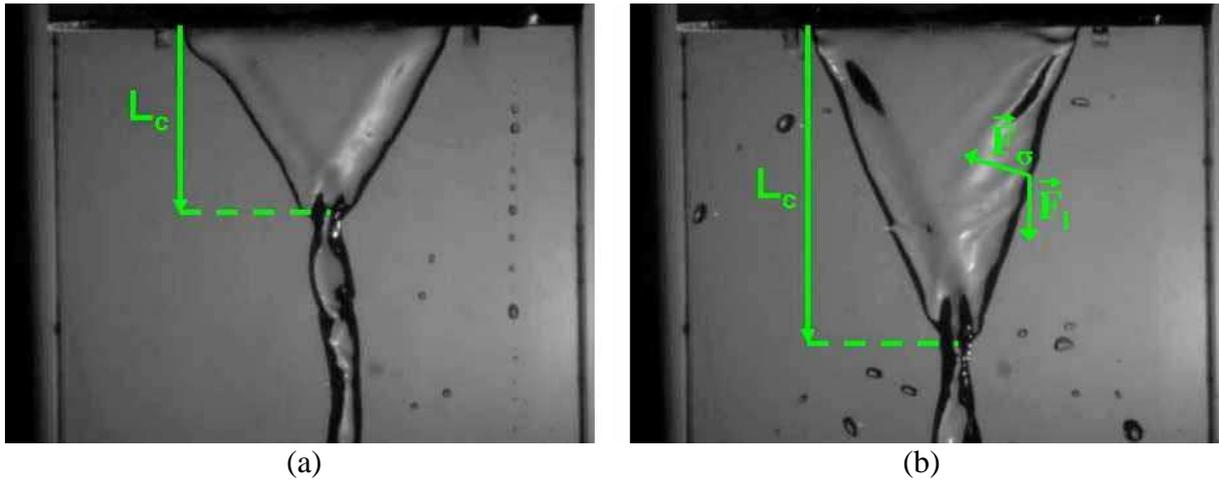


Figure C.1 : Variation de la longueur de convergence L_c du film liquide en fonction de la vitesse liquide – $h_l=300\mu\text{m}$ – $V_g=0\text{m/s}$ – (a) : $V_l=0.23\text{m/s}$ – (b) : $V_l=0.46\text{m/s}$

La convergence observée résulte de deux types de forces agissant sur les bords délimitant le film. Les forces capillaires F_σ d'une part qui tendent à diriger les bords vers l'axe du film (processus de récession) et les forces d'inertie F_i d'autre part qui agissent dans la direction de l'axe du film. Quand la force capillaire est faible devant l'inertie la trajectoire liquide est dirigée dans la direction axiale. Lorsque la force capillaire devient significative, les bords liquide sont dirigés vers l'axe entraînant la convergence du film liquide, ce qui en retour affecte l'accélération du liquide par effet de converge. Cet équilibre dynamique pilote la longueur de convergence.

La longueur de convergence de notre film a été mesurée en l'absence d'écoulement de gaz, et comparée aux résultats expérimentaux de Carvalho *et al.* (2002) et de Mansour et Chigier (1990) issus de l'étude de nappes liquides planes d'épaisseurs respectives de $700\mu\text{m}$ et $254\mu\text{m}$.

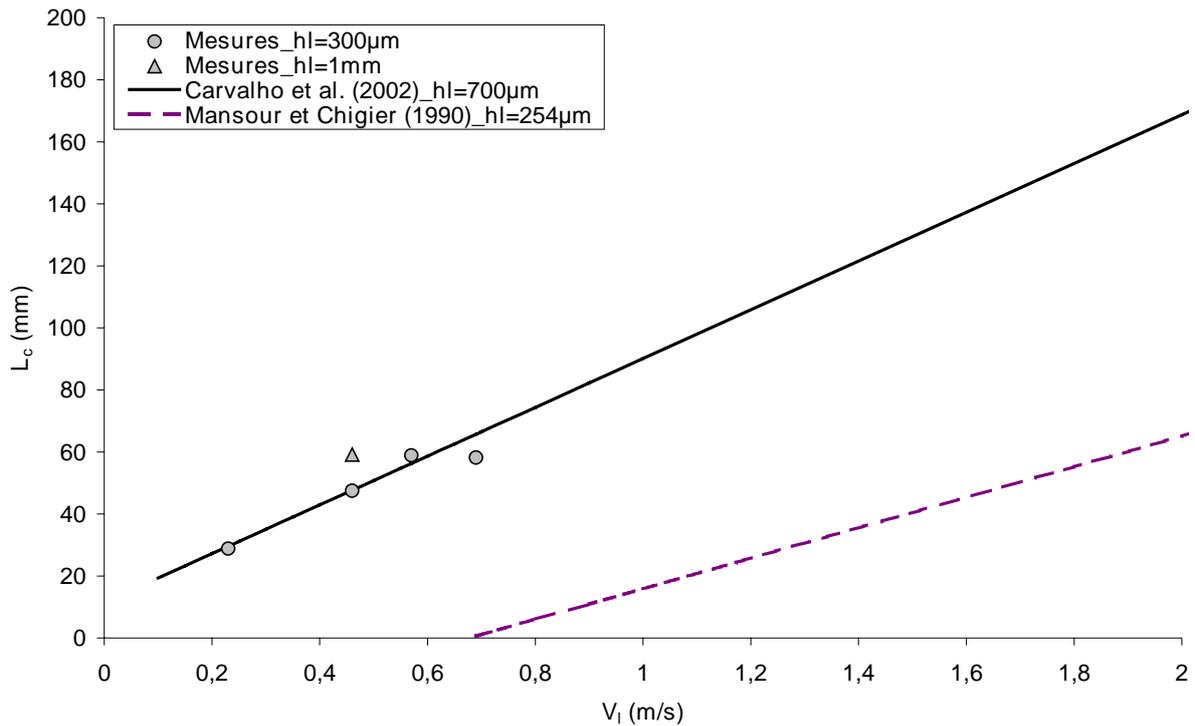


Figure C.2 : Evolution de la longueur de convergence L_c en fonction de la vitesse liquide

Bien que nos résultats soient à extrapoler avec prudence en raison de leur forte dépendance à la géométrie de la maquette d'injection, ils présentent une croissance linéaire avec la vitesse liquide en accord avec celle observée par Carvalho *et al.*, quelle que soit l'épaisseur du film liquide. A noter que pour une même vitesse liquide, le film de 1mm présente une longueur de convergence supérieure de 10mm à celle du film de 300µm.

On aurait toutefois pu penser, dans le cas du film de 300µm, trouver une meilleure concordance avec les résultats de Mansour et Chigier obtenus pour une épaisseur de nappe très proche de nos conditions expérimentales. C'est peut-être la surface de prefilming en Plexiglas qui tend à allonger le film liquide puisque dans notre cas, le film s'écoule sur une surface solide tandis que la nappe est libre dans chacune des études antérieures mentionnées ci-dessus.

Toujours avec un écoulement d'air absent ou faible, à mesure que la vitesse liquide est accrue, la surface du film se déforme faisant apparaître des reliefs irréguliers (Figure C.3). Cela traduit la transition de l'écoulement liquide vers un régime turbulent.

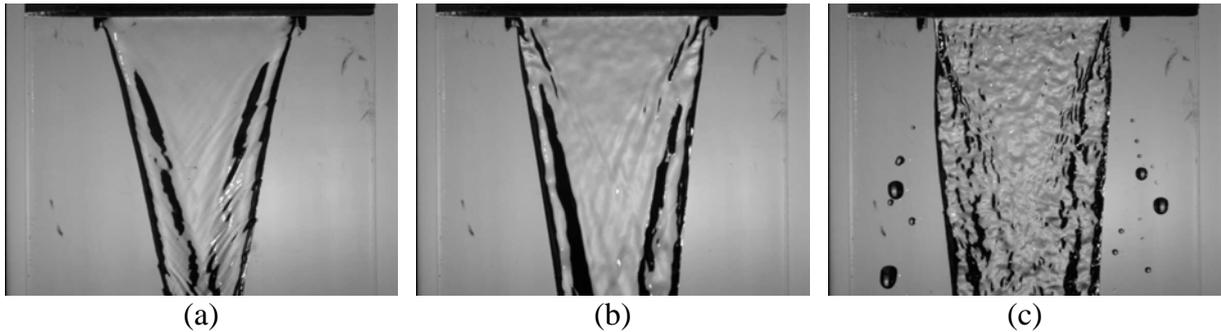


Figure C.3 : Apparition d'irrégularités à la surface du film lorsque la vitesse liquide augmente – $h_l=1\text{mm}$ – $V_g=10\text{m/s}$ – (a) : $V_l=0.46\text{m/s}$, $Re_l=458$, surface sans irrégularité – (b) : $V_l=0.93\text{m/s}$, $Re_l=926$, apparition des irrégularités – (c) : $V_l=1.85\text{m/s}$, $Re_l=1843$, film liquide turbulent

Les pas en vitesse liquide pour lesquels les séquences d'images ont été réalisées ne permettent pas de déterminer précisément le nombre de Reynolds liquide à partir duquel la transition se produit. Lors de l'étude du comportement d'une nappe liquide plane d'eau de $254\mu\text{m}$ d'épaisseur pour 30mm de largeur, Mansour et Chigier (1990) estiment que la transition se produit pour $Re_l=1471$. D'après nos observations, la transition se produit, pour le film de 1mm , pour une vitesse liquide comprise entre 0.93m/s et 1.85m/s , c'est à dire pour un nombre de Reynolds compris entre 926 et 1843 ce qui est en bon accord avec les résultats de Mansour et Chigier. En revanche, la transition vers un régime turbulent n'a pas été observée avec le film de $300\mu\text{m}$ sur la plage de vitesses liquides considérée qui s'étend jusqu'à $2,3\text{ m/s}$.

Pour une vitesse liquide fixe, l'augmentation de la vitesse de l'écoulement d'air tend à ouvrir le film et fait apparaître des instabilités à la surface liquide qui se développent dans un premier temps au niveau des bords du film (Figure C.4 (b)). Si la vitesse gaz est encore accrue, les bourrelets liquides s'atténuent progressivement donnant au film liquide une épaisseur constante suivant sa largeur. On observe alors une zone peu perturbée après l'injection et une zone fortement perturbée plus en aval (Figure C.4 (c)). A mesure que la vitesse de l'écoulement d'air est augmentée, la zone très perturbée remonte vers l'amont et finit par donner à l'ensemble du film un aspect chaotique. De plus l'étalement du film sur la surface de prefilming s'accroît vers l'aval augmentant sa largeur initiale (Figure C.4 (d)).

On remarque aussi sur l'image (a) de la Figure C.4 le développement d'ondes depuis les bords liquides et se déplaçant dans la direction perpendiculaire à ces bords et vers le centre du film. Ces ondes capillaires sont dues à la force de tension superficielle qui tire les bords du film vers son axe et qui se trouve rapidement dominée lorsque le champ aérodynamique gagne en puissance.

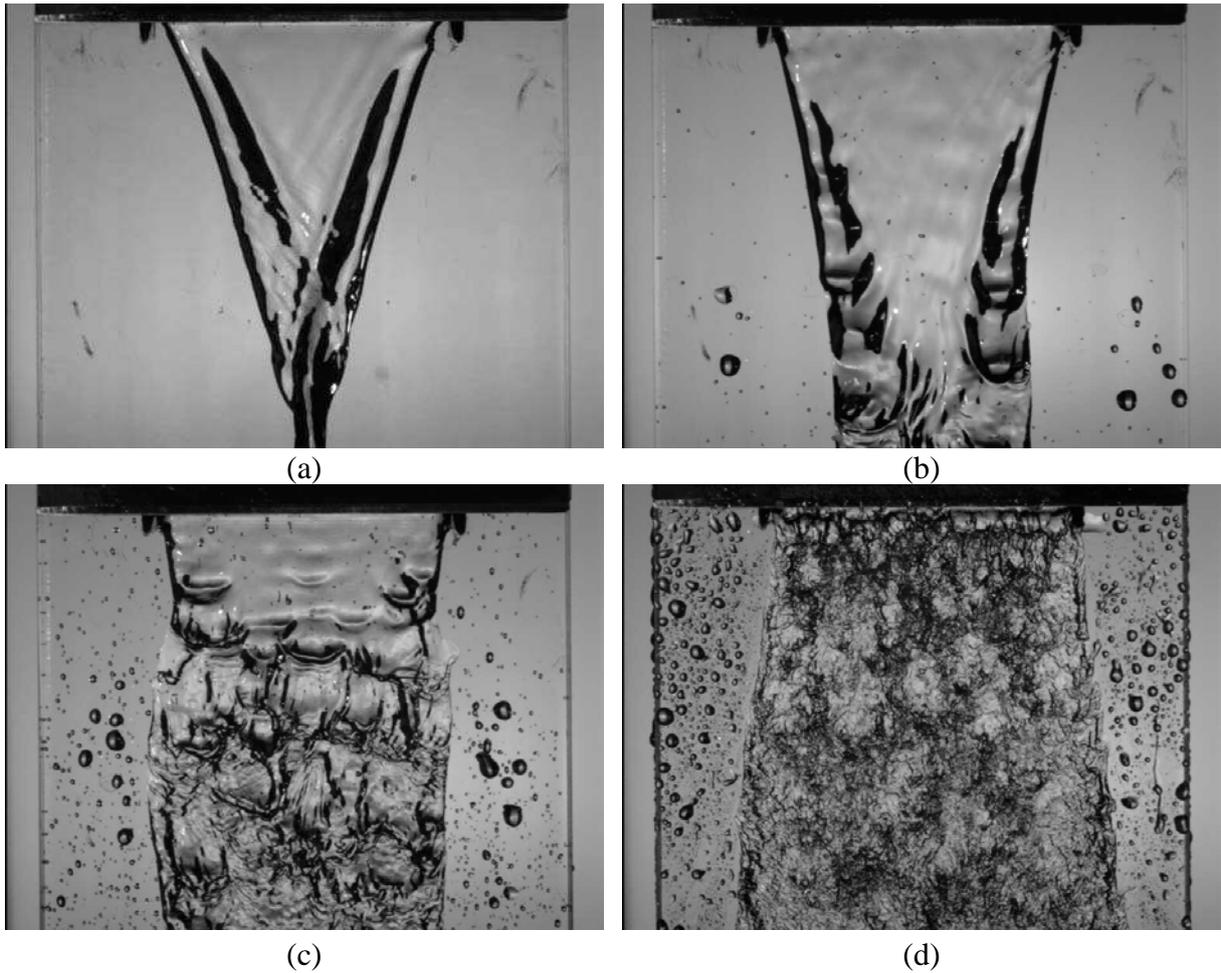


Figure C.4 : Identification de comportements caractéristiques au film liquide – Vues de face – $h_l=1mm$ – (a) : $V_l=0.46m/s$, $V_g=0m/s$, film liquide convergent, ondes capillaires formées depuis les bords – (b) : $V_l=0.7m/s$, $V_g=20m/s$, ouverture du film, instabilités longitudinales sur les bords – (c) : $V_l=0.7m/s$, $V_g=30m/s$, film liquide ouvert avec une zone très perturbée à l'aval – (d) : $V_l=0.7m/s$, $V_g=80m/s$, film liquide élargi et d'aspect chaotique

Nous avons tenté de positionner les comportements du film liquide décrits ci-dessus ainsi que leurs frontières en fonction des vitesses liquide et gaz : les Figure C.5 et Figure C.6 présentent les cartes obtenues.

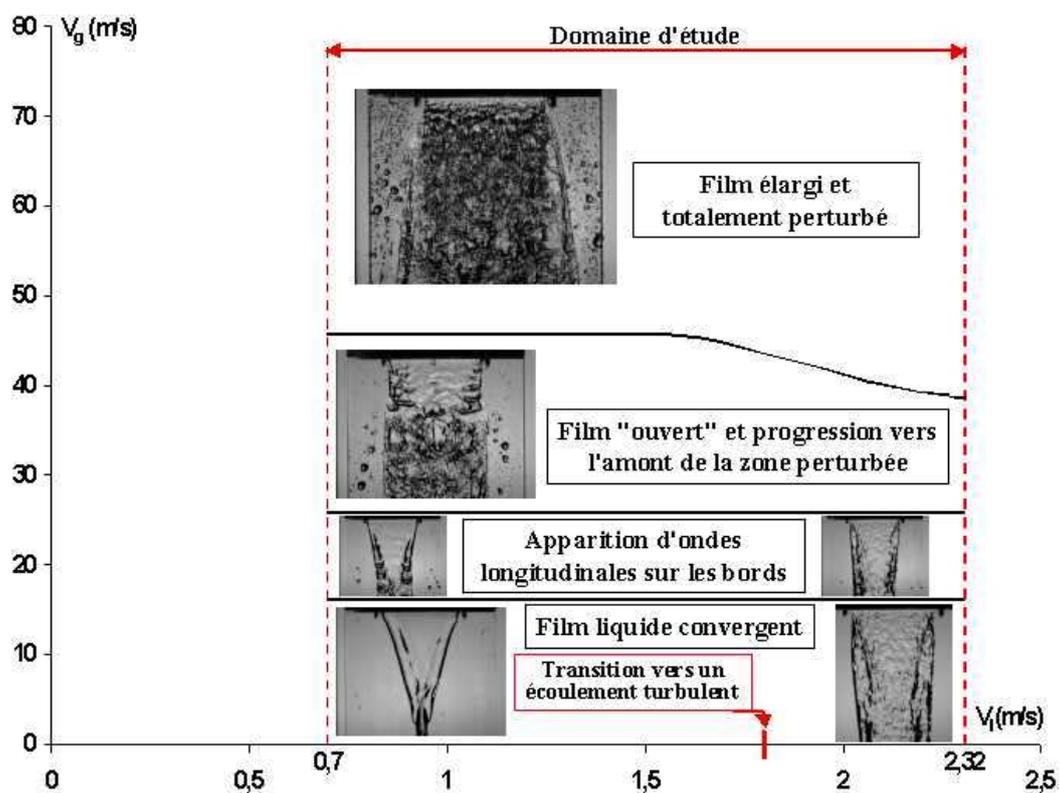


Figure C.5 : Régimes de comportement du film liquide en fonction des vitesses liquide et gaz – $h_l=300\mu\text{m}$ – Vues de face

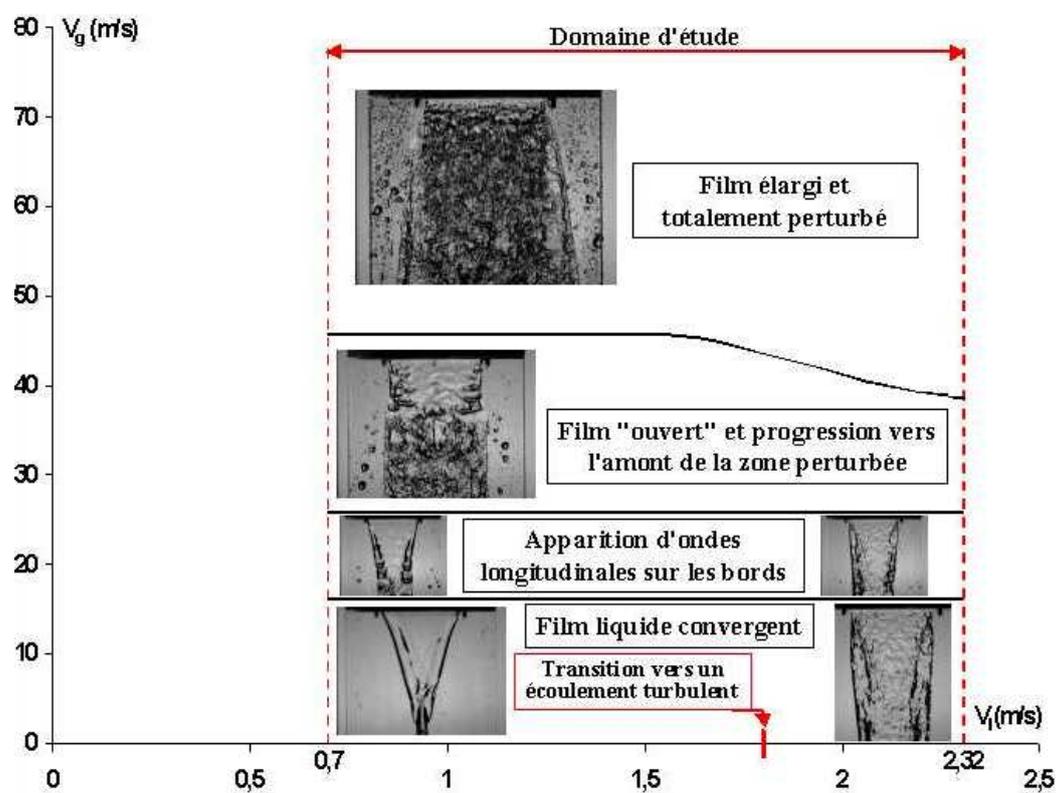


Figure C.6 : Régimes de comportement du film liquide en fonction des vitesses liquide et gaz – $h_l=1\text{mm}$ – Vues de face

Les séquences d'images ont été acquises tous les 10ms en vitesse gaz si bien qu'il est difficile de situer précisément les frontières délimitant les régimes à une épaisseur donnée ou entre les deux épaisseurs exploitées. On remarque toutefois que dans le cas du film de 300 μ m, pour $0.46\text{m/s} < V_l < 0.9\text{m/s}$ une vitesse d'air plus élevée est nécessaire pour parvenir à l'ouverture complète du film c'est à dire pour que sa largeur à l'aval soit égale à la largeur à l'injection.

I.1.2. Vues de profil

Des séquences d'images ont également été effectuées pour visualiser le film liquide de côté et être ainsi en mesure d'observer plus aisément le développement des ondes de surface et la formation du brouillard de gouttes. Comme précédemment plusieurs régimes ont été identifiés et seront détaillés avant d'en présenter une classification en fonction des conditions expérimentales. Les investigations ont cette fois été menées pour des pas plus fins en vitesse gaz afin d'isoler précisément le seuil critique de passage d'un régime à l'autre. Chacun des comportements a été observé pour les deux épaisseurs de film étudiées, nous verrons que leurs domaines d'existence présentent néanmoins des frontières et surfaces différentes.

L'influence de la vitesse liquide paraît plus limitée lorsque l'on observe le film liquide de côté plutôt que de face, il est toutefois possible de mettre en évidence à faible vitesse d'air les irrégularités naissant à la surface du film lorsque l'écoulement liquide devient turbulent.

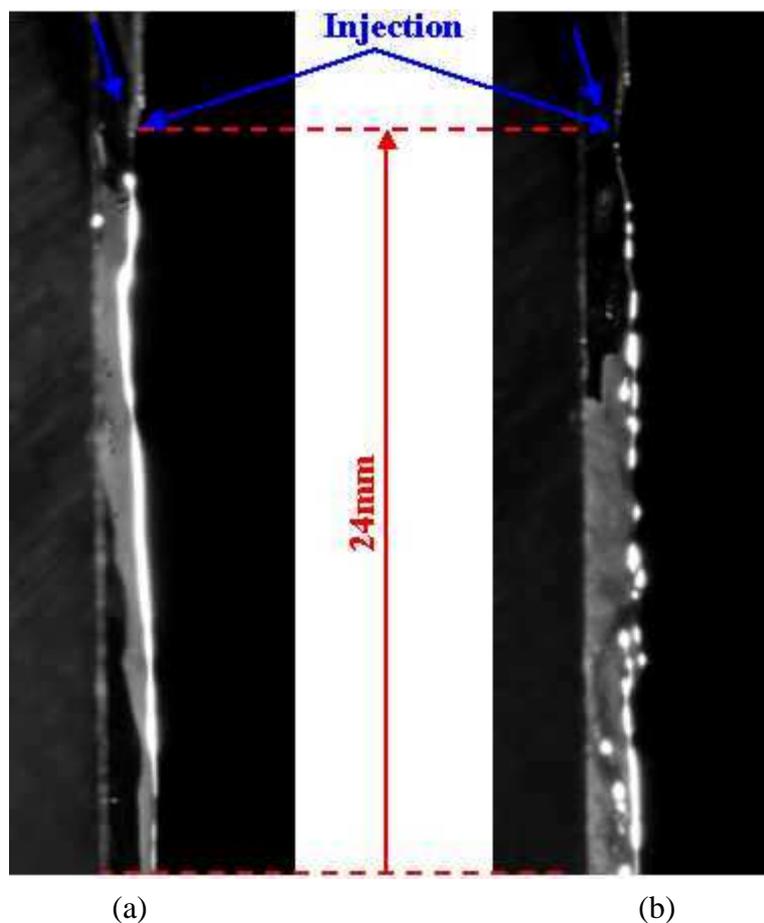


Figure C.7 : Apparition d'irrégularités à la surface du film lorsque la vitesse liquide augmente – $h_l = 1\text{mm}$ – $V_g = 10\text{m/s}$ – (a) : $V_l = 0.55\text{m/s}$, surface sans irrégularité – (b) : $V_l = 1.74\text{m/s}$, film liquide turbulent

La vitesse de l'écoulement d'air joue en revanche un rôle prédominant puisque c'est cet écoulement qui pilote l'apparition, le développement et enfin la rupture des ondes de surface. Ces différents mécanismes sont plus difficilement identifiables lorsque l'on étudie le film liquide en vue de face, il est toutefois possible de se référer aux Figure C.5 et Figure C.6 pour faire correspondre les régimes identifiés de profil à l'allure du film liquide quand on l'observe de face.

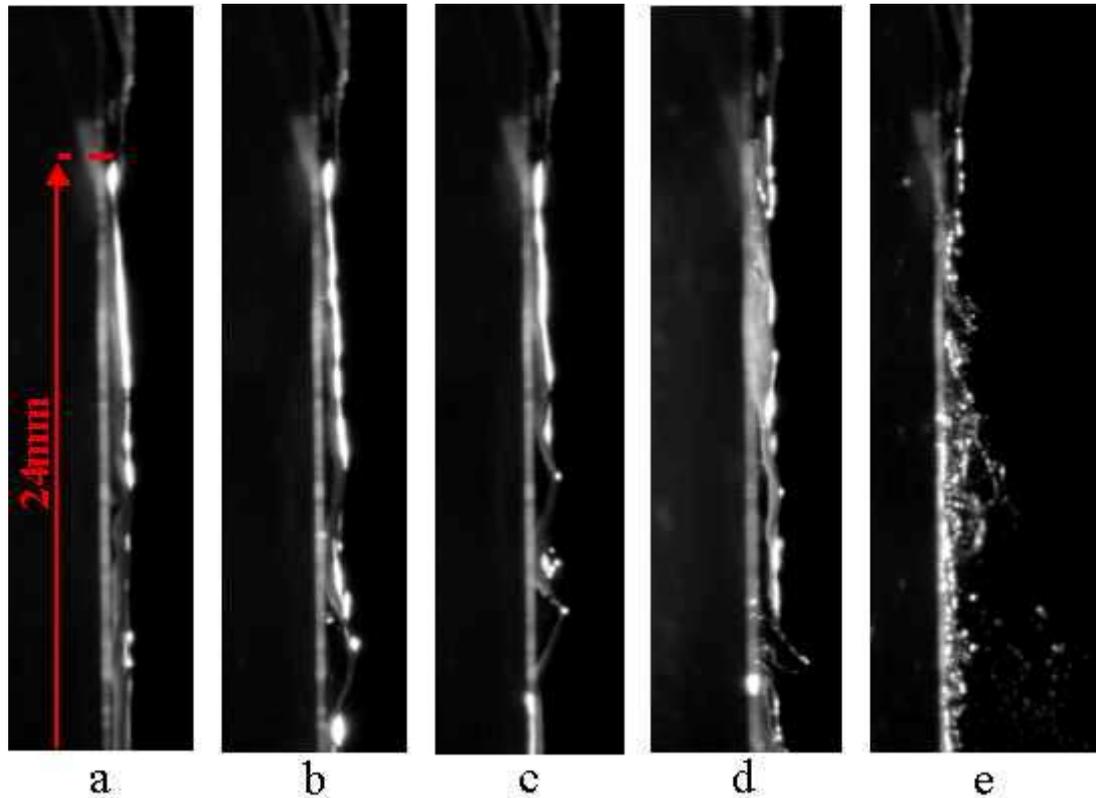


Figure C.8 : Identification de comportements caractéristiques au film liquide – Vues de profil – $h_l=300\mu m$ – $V_l=1m/s$ – (a) : $V_g=10m/s$, film liquide stable – (b) : $V_g=25m/s$, apparition d'ondes longitudinales arrondies – (c) : $V_g=28m/s$, ondes triangulaires – (d) : $V_g=32m/s$, décrochement des ondes – (e) : $V_g=48m/s$, pulvérisation

A faible vitesse d'air le film liquide s'écoule sans perturbation sur la surface de prefilming (Figure C.8 (a)). Lorsque la vitesse d'air est augmentée, des ondes de surface longitudinales se développent et se propagent dans la phase liquide. L'amplitude de ces ondes semble croître et leur longueur d'onde décroître lorsque la vitesse d'air augmente, on passe alors d'un régime d'ondes longitudinales "arrondies" (Figure C.8 (b)) à un régime d'ondes longitudinales "triangulaires" (Figure C.8 (c)). Lorsque la vitesse de l'écoulement d'air est de nouveau augmentée, les ondes longitudinales prennent l'aspect de lames liquides se propageant à la surface du film (Figure C.8 (d)). Enfin, la rupture des ondes en un brouillard de gouttes se produit après une nouvelle hausse de la vitesse d'air (Figure C.8 (e)). On observe que la distance L_a , appelée longueur d'atomisation, séparant le point d'injection du point où se produit l'atomisation décroît quand la vitesse d'air augmente (Figure C.9).

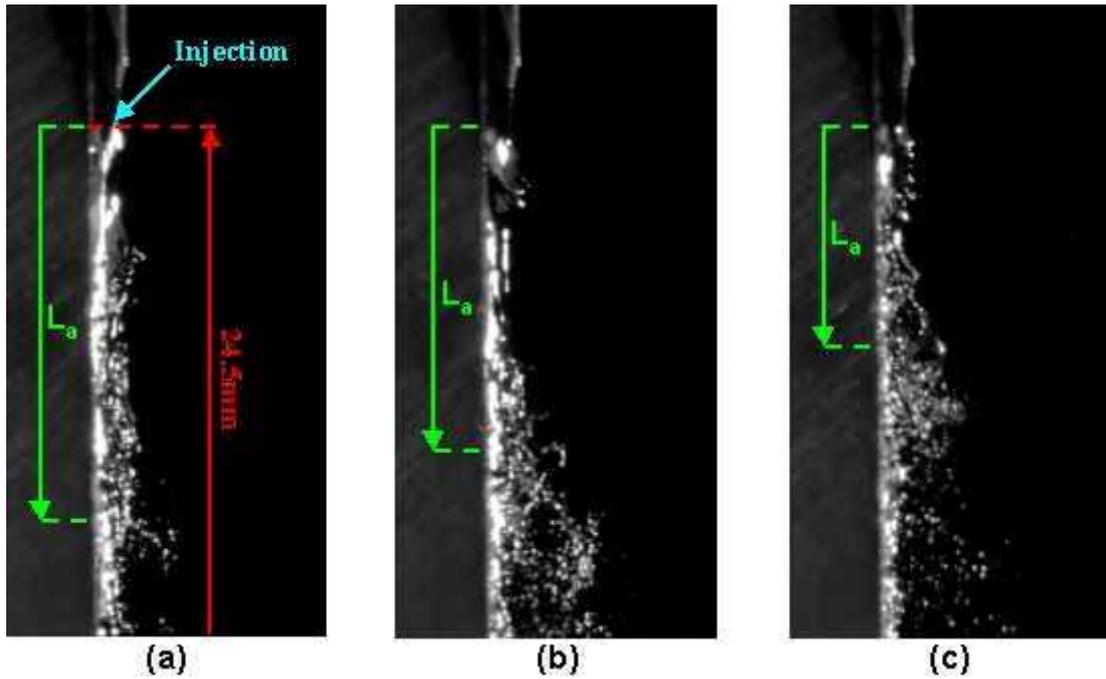


Figure C.9 : Variation de la longueur d'atomisation L_a du film liquide en fonction de la vitesse d'air – $h_l=1mm$ – $V_l=0.42m/s$ – (a) : $V_g=38m/s$ – (b) : $V_g=42m/s$ – (c) : $V_g=48m/s$

La longueur d'atomisation est indicative du taux d'amplification de l'instabilité. En effet, plus L_a est courte plus la pulvérisation se produit tôt, signe que l'instabilité est beaucoup plus rapidement amplifiée.

La longueur d'atomisation a été mesurée et son évolution en fonction des conditions expérimentales est présentée en Figure C.10.

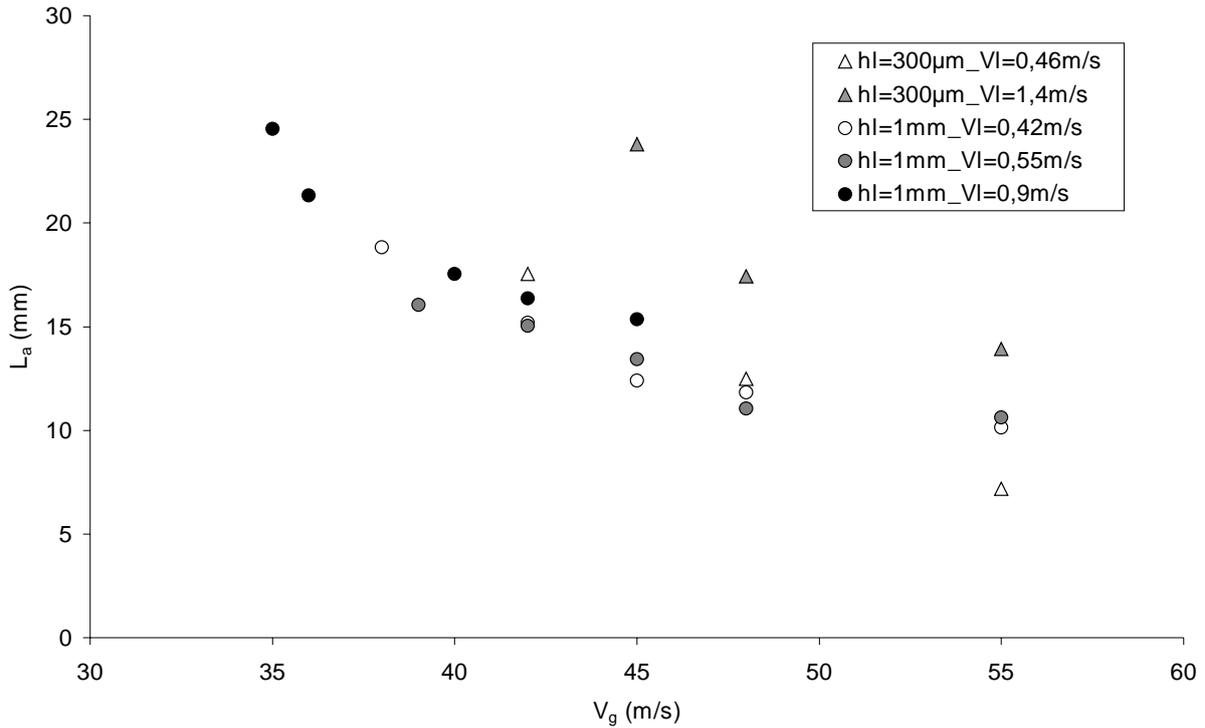


Figure C.10 : Evolution de la longueur d'atomisation L_a en fonction de la vitesse d'air

On constate que L_a décroît à mesure que V_g augmente comme nous l'avons montré qualitativement sur la Figure C.9. Il apparaît également que pour une vitesse d'air fixe, la longueur d'atomisation augmente quand la vitesse liquide est accrue. Ceci s'explique par la diminution du taux de cisaillement τ formulé : $\tau = (V_g - V_l) / \delta_\omega$ et donc de l'efficacité du champ aérodynamique à perturber le film liquide. On observe également que pulvériser le film liquide de 300µm nécessite un écoulement d'air de vitesse plus élevée.

Toutefois, une nette différence de sensibilité apparaît entre les deux films, l'influence de la vitesse liquide étant particulièrement marquée pour le film d'épaisseur 300µm et restant marginale pour le film de 1mm.

La figure ci-dessus montre aussi que l'atomisation ne débute vraiment que pour 35m/s pour le film de 1 mm et pour 40 m/s pour le film de 0,3mm. Pour des films épais (10mm) et dans des conditions de taux de cisaillement comparables, les premières gouttes se forment dès 10m/s, leur flux devenant significatif à partir de 15m/s. Ces observations indiquent donc que le taux de croissance de l'instabilité axiale diminue significativement avec l'épaisseur du film.

Si l'on compare les amplitudes d'oscillations respectives des films de 300µm et 1mm (Figure C.11), on remarque que l'amplitude des ondes du film de 1mm est supérieure à celle des ondes du film de 300µm.

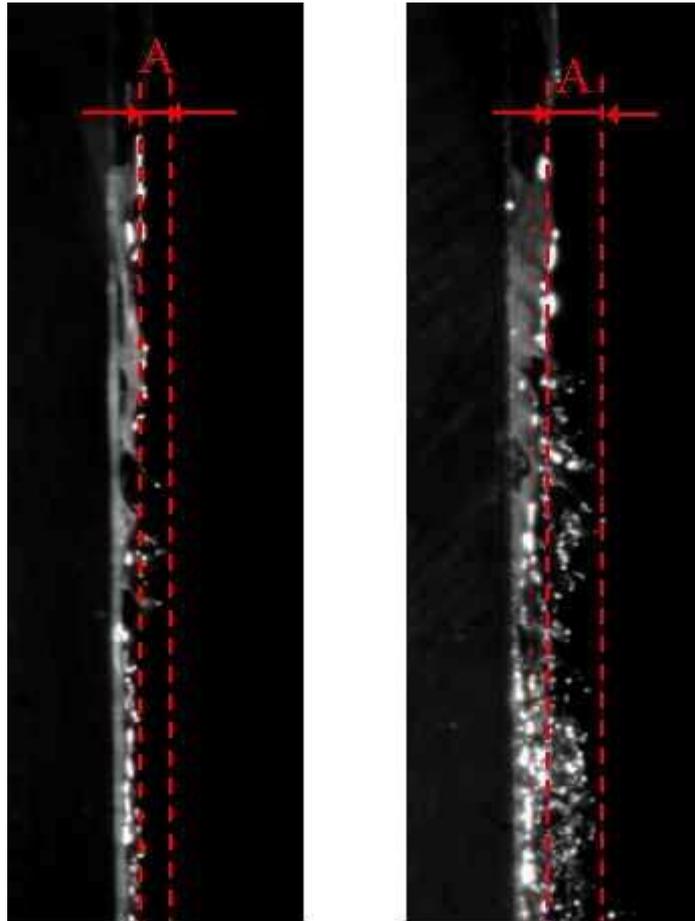


Figure C.11 : Evolution de l'amplitude d'oscillation A des ondes longitudinales en fonction de l'épaisseur du film liquide – $V_l=0,9\text{m/s}$ – $V_g=40\text{m/s}$ – (a) : $h_l=300\mu\text{m}$ – (b) : $h_l=1\text{mm}$

Les images présentées dans la figure précédente ont été sélectionnées dans des séquences réalisées à des vitesses d'injection liquide et d'écoulement d'air similaires. Si l'on se reporte aux cartographies des comportements des films liquides en vue de face, nous sommes dans un domaine où les bourrelets liquides sont atténués mais peuvent tout de même influencer sur l'estimation de l'amplitude. L'indication sur la figure est donc assez qualitative mais tout de même significative de la plus grande hauteur des ondes de surface pour le film de 1mm. Pour le film de $300\mu\text{m}$ on constate que l'amplitude d'oscillation des ondes est de l'ordre de l'épaisseur du film liquide. Dans le cas du film de 1mm, l'amplitude d'oscillation semble légèrement supérieure à l'épaisseur du film liquide.

En comparant ces deux images, il apparaît donc qu'à des vitesses d'air et d'eau identiques, l'accélération imposée par l'écoulement de gaz et subie par les ondes longitudinales du film de 1mm est supérieure à celle du film de $300\mu\text{m}$, ce qui explique pourquoi l'atomisation se produit plus rapidement pour le film le plus épais.

Afin de confirmer ces observations expérimentales sur l'évolution de l'amplitude par rapport à l'épaisseur de vorticité, nous allons nous référer aux travaux de Giroud-Garapon (2003) sur l'étude du comportement d'un film liquide dans une chambre de combustion. L'auteur souligne en effet le lien très fort entre l'amplitude des instabilités longitudinales et les grandeurs telles que le frottement du gaz sans film τ_g , l'épaisseur moyenne du film h_l , la vitesse débitante du film V_l , le viscosité dynamique du liquide μ_l et la tension superficielle σ .

A partir d'une analyse dimensionnelle et de résultats expérimentaux, il établit une relation modélisant l'amplitude A des instabilités :

$$\frac{A}{h_l} = 1,136 \cdot Re_l^{0,111} \cdot \left[1 - 20,456 \left(\frac{\tau_g h_l}{\sigma} \right)^{1,048} \right] \text{ où } Re_l = \frac{V_l h_l}{\nu_l}$$

Le domaine de validité de cette relation est donné par les restrictions suivantes : $35\mu\text{m} < h_l < 250\mu\text{m} - 2\text{Pa} < \tau_g < 14\text{Pa} - 7 < Re_l < 50$. Les expériences qui ont permis d'établir la corrélation précédente ont été réalisées dans un milieu confiné pour un film liquide plan d'éthanol ou de kérosène injecté à un débit inférieur ou égal à 2l/h et s'écoulant sur une paroi dont la température est réglable et fixée à 20°C, 50°C et 70°C lors des expériences. La vitesse de l'écoulement d'air générant les instabilités longitudinales a été fixée à 30 et 50m/s. Lupeau (2005) a par la suite validé cette corrélation pour un film liquide annulaire d'eau.

Le paramètre noté A est l'amplitude de l'onde et est représentatif de la différence entre les hauteurs maximale et minimale atteintes par la surface du film liquide, respectivement notées h_{max} et h_{min} , lors des oscillations et telles que l'épaisseur moyenne du film h_m soit définie par : $h_m = (h_{max} - h_{min})/2$. N'ayant pas de mesure locale de l'épaisseur du film, nous faisons l'hypothèse que l'épaisseur moyenne du film liquide est égale à l'épaisseur initiale du film au repos : $h_m = h_l$.

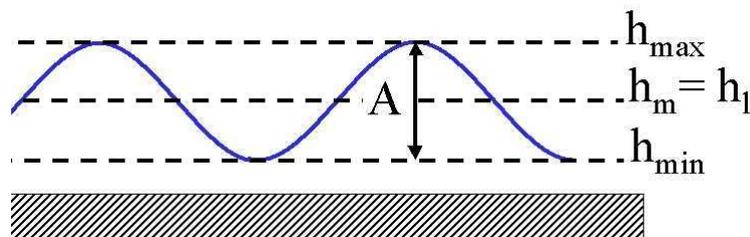


Figure C.12 : Représentation schématique de l'amplitude A déterminée par la relation de Giroud-Garapon

L'amplitude des oscillations dans le cas d'un film de 300 μm , s'écoulant à 0,46m/s ou 1,4m/s et perturbé par un écoulement d'air dont la vitesse est comprise entre 10m/s et 100m/s a été déterminée et représentée sur la figure suivante. La position du film liquide au repos, l'épaisseur de vorticité et les amplitudes relevées sur la Figure C.11 ont également été représentées.

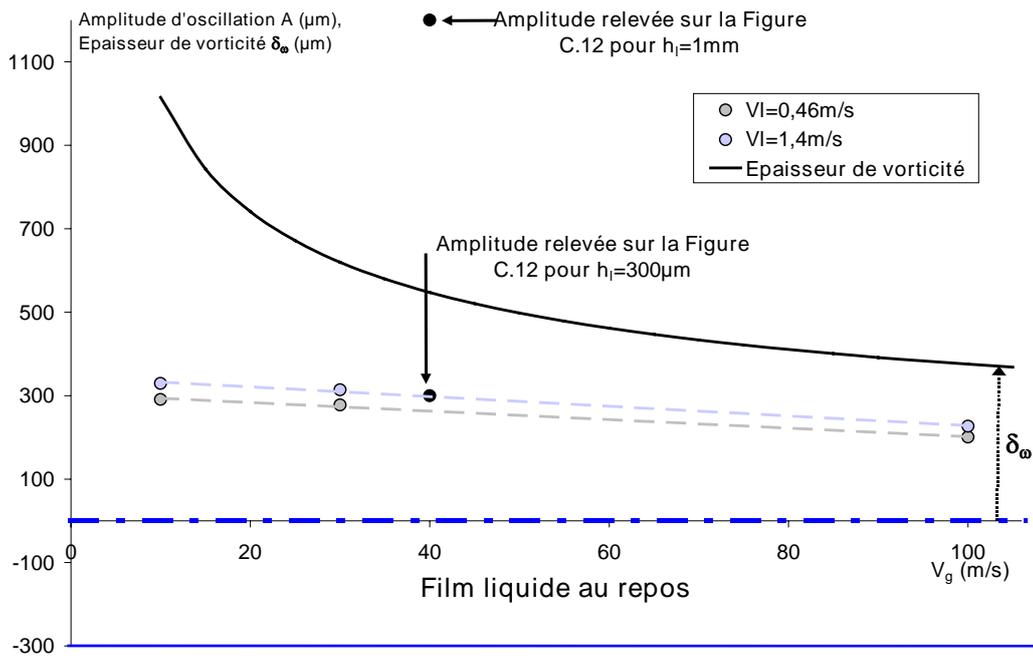


Figure C.13 : Evolution de l'amplitude des oscillations longitudinales et de l'épaisseur de vortacité en fonction de la vitesse de l'écoulement d'air – $h_l=300\mu\text{m}$

Comme l'indiquent les observations de Giroud-Garapon, l'amplitude d'oscillation croît avec la vitesse d'injection et décroît avec la vitesse d'air. La gamme de Reynolds liquide à laquelle nous travaillons outrepassé le domaine de validité de la corrélation. Nos résultats présentent toutefois des grandeurs et une évolution consistantes avec les résultats de Giroud-Garapon et vont donc nous permettre une analyse qualitative de ce phénomène.

D'après la corrélation, l'amplitude d'oscillation des ondes longitudinales reste inférieure à l'épaisseur de vortacité pour le film de $300\mu\text{m}$. L'accélération subie par les ondes ne correspond donc pas à la vitesse V_g de l'écoulement moyen mais uniquement à une fraction de V_g pondérée d'un facteur $\frac{A}{\delta_\omega}$. Le taux de cisaillement est donc réduit et par conséquent l'efficacité du champ aérodynamique amoindrie. Bien que l'amplitude de l'oscillation augmente avec la vitesse d'injection liquide, le taux de cisaillement diminue, l'atomisation est donc retardée.

Nous avons tenté d'appliquer cette corrélation au cas d'un film de 1mm mais avons obtenu des résultats incohérents. En revanche, si l'on considère l'amplitude mesurée sur la Figure C.11, il apparaît qu'elle est supérieure à l'épaisseur de vortacité gaz, de sorte que la crête des vagues est bien soumise à la vitesse maximale V_g .

En appliquant la corrélation de Giroud-Garapon et en effectuant une comparaison qualitative entre les amplitudes d'oscillation des films de $300\mu\text{m}$ et 1mm nous avons pu proposer une explication qualitative à l'évolution de la longueur d'atomisation avec les vitesses d'air et d'eau ainsi qu'avec l'épaisseur du film. Afin de valider cette tendance, des mesures rigoureuses de l'amplitude d'oscillation sont à entreprendre en déterminant par exemple l'épaisseur locale du film liquide ou en visualisant ce même film en coupe à l'aide d'une nappe laser pour s'affranchir de l'influence des bourrelets liquides.

Les cartographies des comportements identifiés sur les vues de profils pour les deux épaisseurs de film liquide sont proposées en Figure C.14 et Figure C.15.

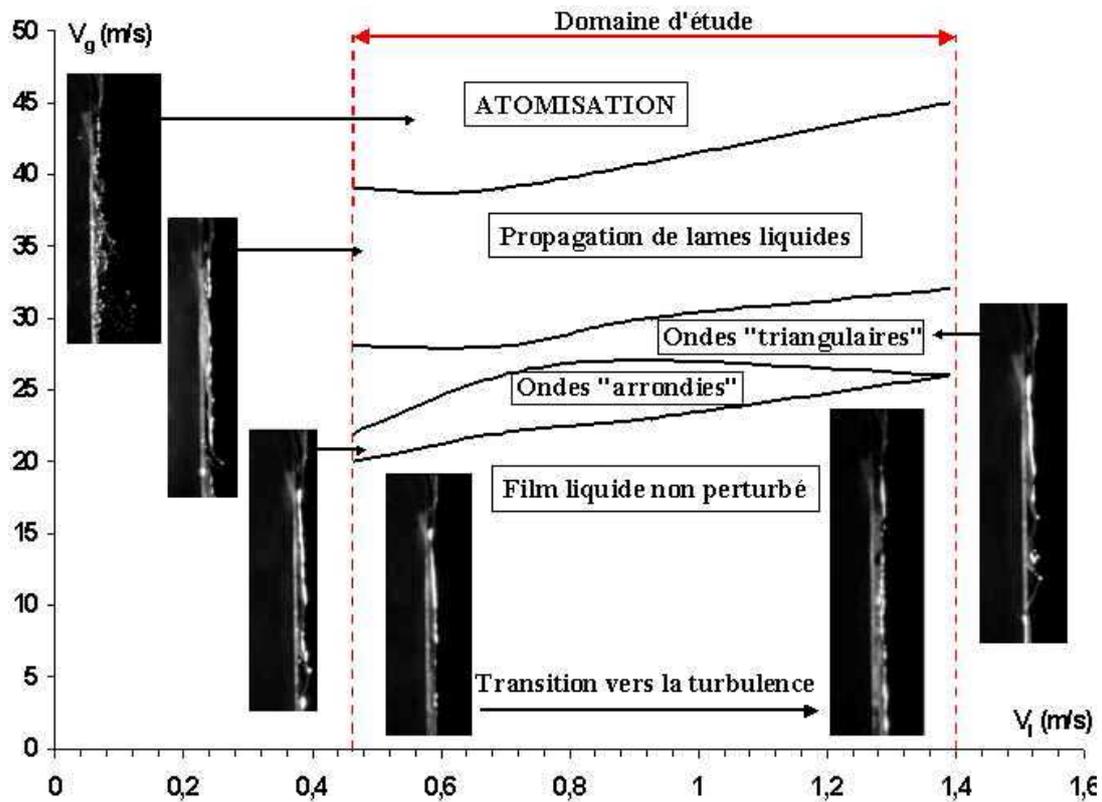


Figure C.14 : Régimes de comportement du film liquide en fonction des vitesses liquide et gaz
 – $h_l=300\mu m$ – Vues de profil

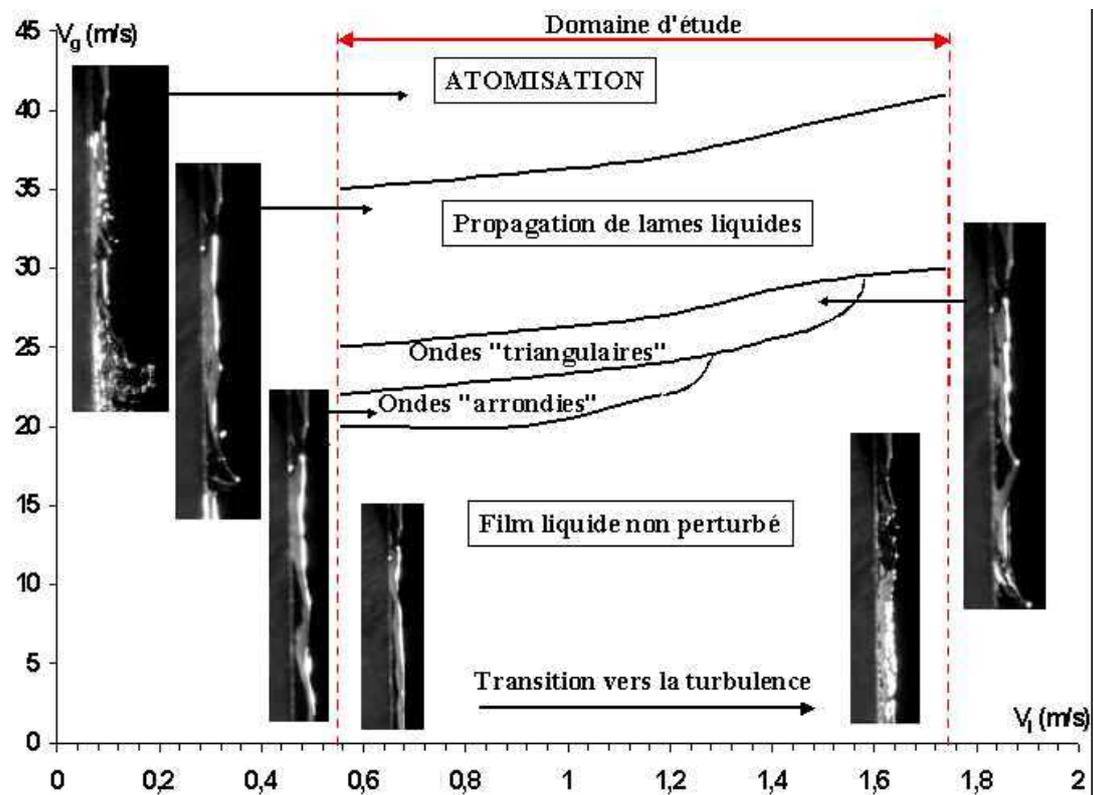


Figure C.15 : Régimes de comportement du film liquide en fonction des vitesses liquide et gaz
 – $h_l=1mm$ – Vues de profil

Les différences de transition entre les comportements des deux épaisseurs de film étudiées sont mises en évidence sur la Figure C.16.

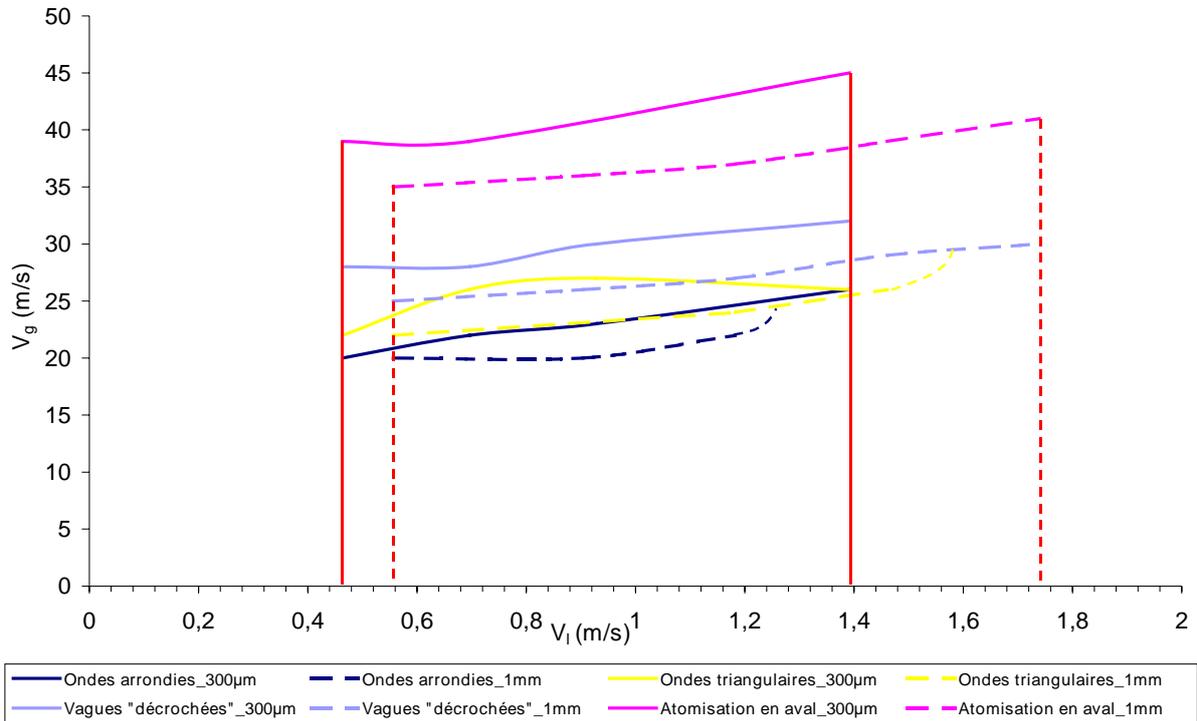


Figure C.16 : Comparaison des transitions entre les différents régimes de comportement des films liquides de 300µm et 1mm

On remarque que la frontière marquant la transition vers un régime plus déstabilisé pour le film de 300µm (traits continus) est toujours au dessus de celle du film de 1 mm (traits pointillés) et ce quel que soit le régime.

On confirme également grâce à ces visualisations de profil du film liquide qu'une technique de forçage de la pulvérisation est nécessaire à faible vitesse d'air puisque pour $V_g < 35 \text{ m/s}$ l'atomisation n'a débutée pour aucun des deux films liquides.

I.2. Evolution de l'enveloppe d'un film liquide en fonction des conditions d'injection et de cisaillement

Dans ce paragraphe, nous proposons de comparer les profils de luminance moyenne des films de 300µm et 1mm à des vitesses liquide et gaz similaires. La vitesse liquide est choisie fixe et égale à 0,93m/s. Les vitesses d'air sélectionnées sont égales à 10m/s, 40m/s, 70m/s et enfin 100m/s.

D'après les cartographies présentées dans le paragraphe précédent pour $V_g = 10 \text{ m/s}$ et $V_l = 0,93 \text{ m/s}$, les deux films liquides s'écoulent sur la surface de prefilming sans être perturbés. Le film de 300µm peut néanmoins présenter de petites irrégularités en surface dues à la valeur de la vitesse liquide. Puis pour $V_g = 40 \text{ m/s}$, des lames liquides se propagent à la surface du film de 300µm tandis que l'atomisation débute pour le film de 1mm. A $V_g = 70 \text{ m/s}$ et 100m/s les deux films liquides sont pulvérisés en un brouillard de gouttes et nous pourrions ainsi évaluer la différence entre ces processus pour les deux épaisseurs de film.

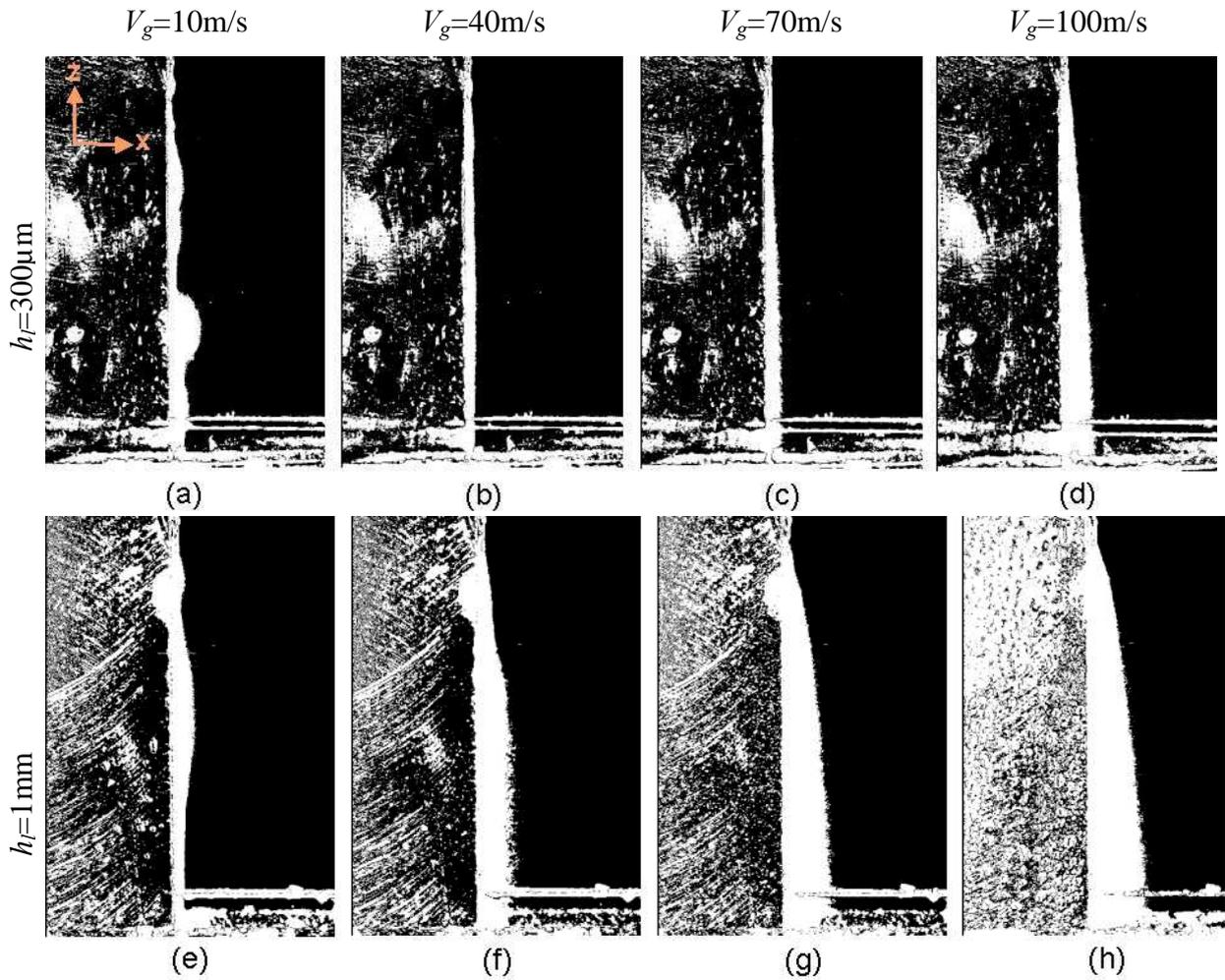


Figure C.17 : Evolution du profil de luminance moyenne en fonction de V_g et de h_l – $V_l=0,93m/s$

On remarque sur l'image (a) de la Figure C.17 que le film liquide présente une forme bombée vers l'aval. Cela correspond au point où les deux bords du film liquide convergent. Si l'on compare les images (c) et (g) et les images (d) et (h) entre elles, on note que pour une épaisseur de film liquide donnée, accroître la vitesse de l'air augmente logiquement le flux de gouttes arrachées à la surface liquide, et donc l'enveloppe du brouillard. De plus, pour des conditions de vitesses liquide et gaz fixes, accroître l'épaisseur du film permet de former un brouillard de gouttes plus important. On peut également noter la structure bombée du film liquide juste après l'injection qui s'atténue quand la vitesse d'air est augmentée. Cet aspect est dû à la géométrie de la maquette d'injection présentée en partie B.

Pour mieux rendre compte de ces différences d'enveloppes, leurs profils sont représentés sur le graphique suivant.

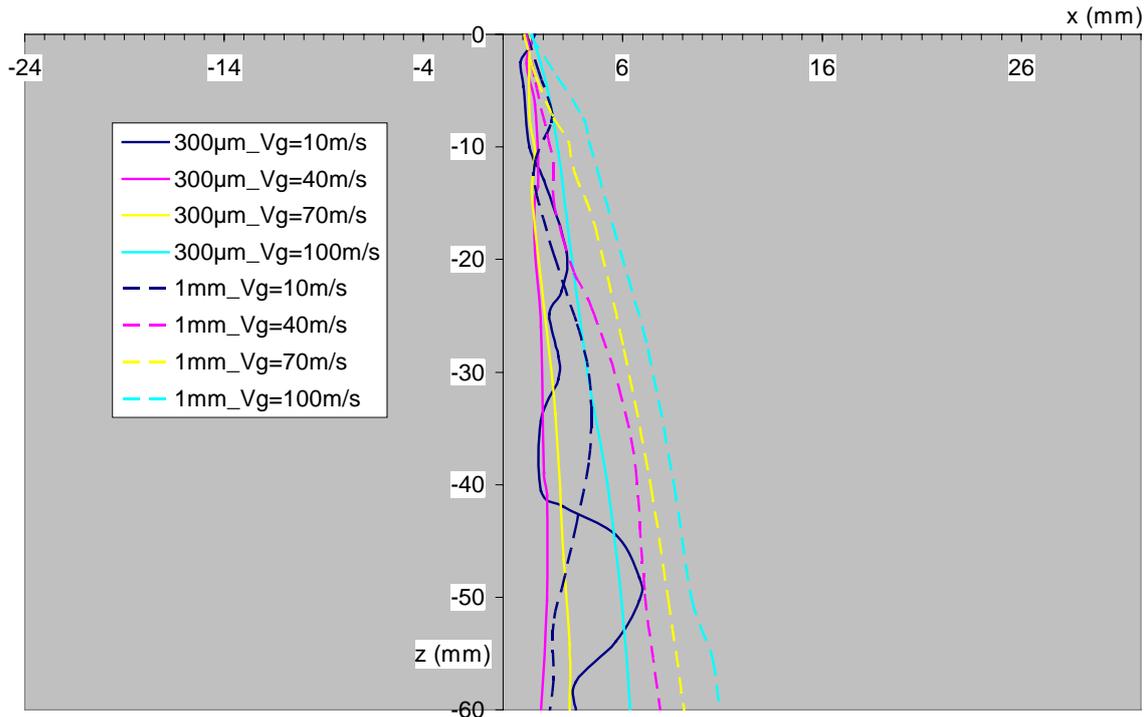


Figure C.18 : Evolution de l'enveloppe du brouillard – $V_l=0,93\text{m/s}$ – $h_l=300\mu\text{m}$ et 1mm – $V_g=10, 40, 70$ et 100m/s

Lorsque l'on regarde les valeurs minimales de l'enveloppe suivant l'axe x on remarque que celles-ci sont toujours supérieures ou égales à 1mm , et ce quelle que soit l'épaisseur du film liquide. Il faut cependant garder à l'esprit que ces moyennes de luminance sont effectuées en observant le film de profil, l'épaisseur que l'on mesure, en particulier aux faibles vitesses d'air, ne correspond pas à celle du film liquide mais à celle des bords de celui-ci. Nous avons vu lors de l'étude du film de face, qu'il était délimité par deux bourrelets liquides ayant une épaisseur supérieure à celle du film. Ces bourrelets s'atténuent à mesure que la vitesse d'air est augmentée mais en contrepartie des instabilités de surface se développent, modifiant elles aussi l'épaisseur initiale du film liquide. C'est pourquoi la largeur de l'enveloppe est supérieure à l'épaisseur initiale du film liquide aux faibles vitesses d'air.

Quand V_g est supérieure à 70m/s , le film liquide est pulvérisé, c'est donc l'enveloppe du brouillard de gouttes résultant que l'on mesure. On rappelle que l'épaisseur de vorticité est de l'ordre de $0,4\text{mm}$ lorsque la vitesse d'air est égale à 70m/s et qu'elle décroît quand V_g est accrue (voir le paragraphe B.IV.2.4). Quelle que soit l'épaisseur du film liquide, le brouillard de gouttes pénètre donc l'écoulement moyen lorsqu'il y a pulvérisation.

Approfondir l'analyse des profils de luminance moyenne pourrait donc fournir de précieuses informations sur la structure du spray en fonction des conditions d'injection et de cisaillement. Cette étude ne sera pas développée ici, ces profils ayant été réalisés afin d'estimer l'impact de la méthode active sur le brouillard de gouttes.

Le comportement qualitatif du film liquide ayant été étudié, le prochain paragraphe a pour objet d'étudier quantitativement le développement des instabilités dues à la contrainte de cisaillement à l'interface gaz-liquide.

I.3. Evolution des longueurs d'ondes des instabilités en fonction des conditions d'injection et de cisaillement

La mesure des longueurs d'ondes des instabilités devait initialement être effectuée manuellement. Seulement devant la disparité des résultats obtenus une méthode de mesure automatique a été mise en place. Le premier paragraphe de cette partie détaille le principe de la technique automatique de mesure des longueurs d'ondes, les résultats obtenus et leur analyse sont exposés dans le second paragraphe.

I.3.1. Procédure de mesure

La première procédure mise en place pour l'évaluation des longueurs d'ondes consistait à mesurer manuellement l'espacement entre deux ondes successives sur une image. Cette opération s'est toutefois avérée très fastidieuse pour des résultats peu concluants. En effet, une séquence comprenant 50 images devait être examinée pour chaque couple V_l-V_g , sachant que 5 vitesses liquide différentes ont chacune été combinées avec 10 valeurs de la vitesse gaz. Pour une épaisseur de film liquide 2500 images étaient donc à examiner pour y relever des longueurs d'ondes longitudinales et transverses. Cette procédure étant non automatique, la sélection opérée par l'expérimentateur sur chaque image que ce soit pour l'identification d'une onde ou le placement des curseurs pour la mesure de sa longueur risquaient de fausser les résultats.

Après examen des 2500 images du film de $300\mu\text{m}$ d'épaisseur, le fort écart type entre les longueurs mesurées dans des conditions de vitesses liquide et gaz similaires nous a incité à établir une procédure automatique d'analyse des images à partir du logiciel IMAGE pour obtenir des résultats plus représentatifs.

Cette procédure consiste à définir une fenêtre de mesure sur chaque première image des séquences. Comme nous l'avons vu dans le paragraphe consacré aux régimes de comportement en vue de face, le film peut présenter une largeur variable en fonction des conditions d'injection et de cisaillement. Il est donc nécessaire de définir les dimensions de la fenêtre pour chaque nouveau couple V_l-V_g (Figure C.19).

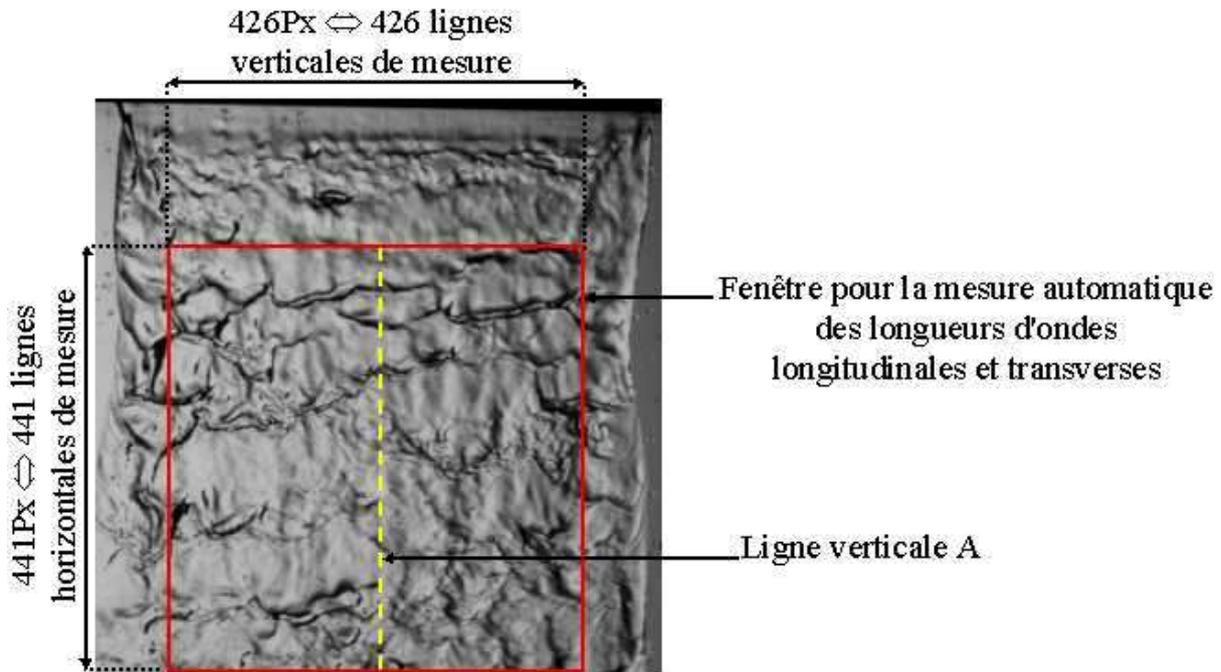


Figure C.19 : Sélection de la fenêtre pour la mesure automatique des longueurs d'ondes –
Définition de la ligne de mesure verticale A – $h_l=300\mu\text{m}$ – $V_g=40\text{m/s}$ – $V_l=2.32\text{m/s}$ – 1^{ère}
image d'une séquence de 50 images

Le logiciel établit alors des profils de luminance suivant chacune des lignes (horizontal) et colonnes (vertical) de l'image (Figure C.20). Le signal récupéré sur chaque ligne et colonne est auto-corrélé. Le résultat de l'auto-corrélation donne une courbe présentant des sommets successifs dont les abscisses respectives semblent séparées d'une distance relativement constante (Figure C.20).

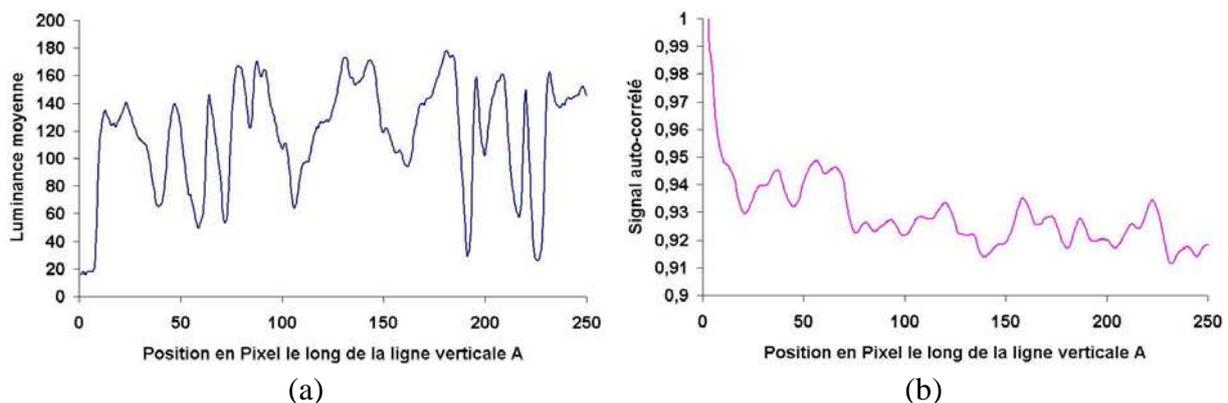


Figure C.20 : Colonne A, (a) : Profil de luminance moyenne – (b) : Signal auto-corrélé

Un numéro est attribué à chacun des sommets et sa position en Pixel le long de la colonne (ou de la ligne) est relevée. Les coordonnées de chacun des sommets d'un signal sont tracées et approximées par une fonction affine dont le coefficient directeur n'est autre que la longueur d'onde mesurée suivant une ligne ou colonne donnée (Figure C.21).

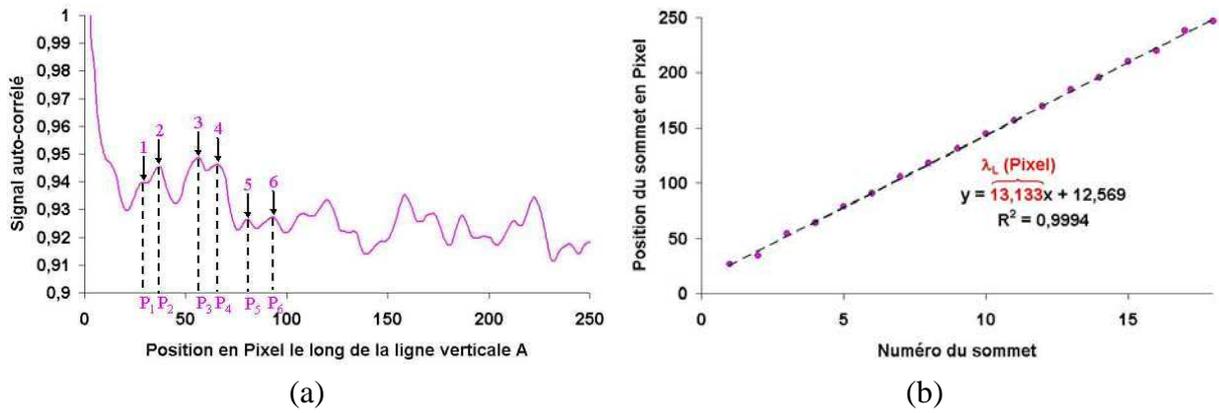


Figure C.21 : Colonne A, (a) : Position en Pixel de chacun des sommets – (b) : Position en Pixel de chaque sommet, détermination de la longueur d'onde longitudinale le long de la colonne A

Les longueurs d'ondes sont ainsi relevées sur chacune des lignes horizontales (longueurs d'ondes transverses) ou colonnes verticales (longueurs d'ondes longitudinales) de l'image, cette opération étant répétée pour chacune des 50 images de la séquence. Les résultats sont compilés dans un dossier où l'on détermine la valeur moyenne et l'écart type sur l'ensemble des résultats, on dispose alors des longueurs d'ondes longitudinales et transverses moyennes caractéristiques de la déstabilisation d'un film liquide ayant une épaisseur et une vitesse d'écoulement données et perturbé par un écoulement d'air à une vitesse fixe.

En répétant cette procédure pour toutes les séquences, l'influence des vitesses liquide et gazeuse et de l'épaisseur du film liquide sur le développement des ondes de surface dues au cisaillement peut alors être évaluée. Les résultats sont présentés dans le prochain paragraphe.

Des classes de valeurs de la longueur d'onde et les fréquences associées sont également déterminées pour chaque séquence d'images, on dispose alors d'un histogramme sur la répartition des longueurs d'ondes. Les histogrammes obtenus pour les longueurs d'ondes longitudinales et transverses dans le cas d'un film de $300\mu\text{m}$ s'écoulant à 2.32m/s et perturbé par un écoulement d'air à 40m/s sont respectivement présentés en Figure C.22 (a) et (b).

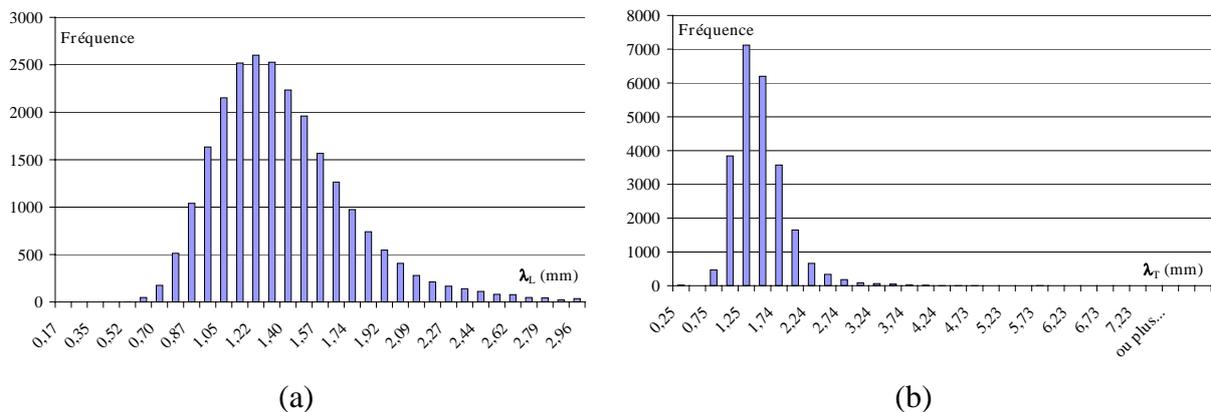


Figure C.22 : Histogramme de répartition des longueurs d'ondes longitudinales (a) et transverses (b) sur une séquence de 50 images – $h_l=300\mu\text{m}$ – $V_g=40\text{m/s}$ – $V_l=2.32\text{m/s}$

Nous avons présenté lors de l'étude bibliographique l'hypothèse communément admise sur la formation des gouttes à partir des ligaments liquides. Posséder des informations

sur la distribution des longueurs d'ondes transverses pourrait donc aider à comprendre les distributions granulométriques mesurées dans le brouillard de gouttes résultant ou favoriser leur prédiction. En effet si l'histogramme de longueurs d'ondes est étendu, alors il devrait en être de même pour celui des tailles de gouttes et inversement. Il faut toutefois également tenir compte des mécanismes de brisure secondaire ou bien s'assurer que les mesures de taille de gouttes sont réalisées suffisamment en amont pour s'en affranchir.

Les résultats de ces campagnes d'analyse pour des films de $300\mu\text{m}$ et 1mm sont présentés dans les paragraphes suivants. Le premier traitera de l'évolution de la longueur d'onde longitudinale en fonction des épaisseurs et vitesses liquides et de la vitesse de l'écoulement d'air. Après analyse, nos résultats seront confrontés aux résultats théoriques et expérimentaux d'études antérieures présentés dans la partie A. C'est selon cette même méthodologie que les résultats concernant les instabilités transverses seront examinés dans le second paragraphe.

I.3.2. Evolution de la longueur d'onde longitudinale

Les théories présentées lors de l'état de l'art n'indiquent pas d'influence de la vitesse liquide sur les longueurs d'ondes. Pour s'en assurer la longueur d'onde longitudinale est tracée, pour différentes valeurs de V_g , en fonction de la vitesse liquide pour le film de $300\mu\text{m}$ (Figure C.23).

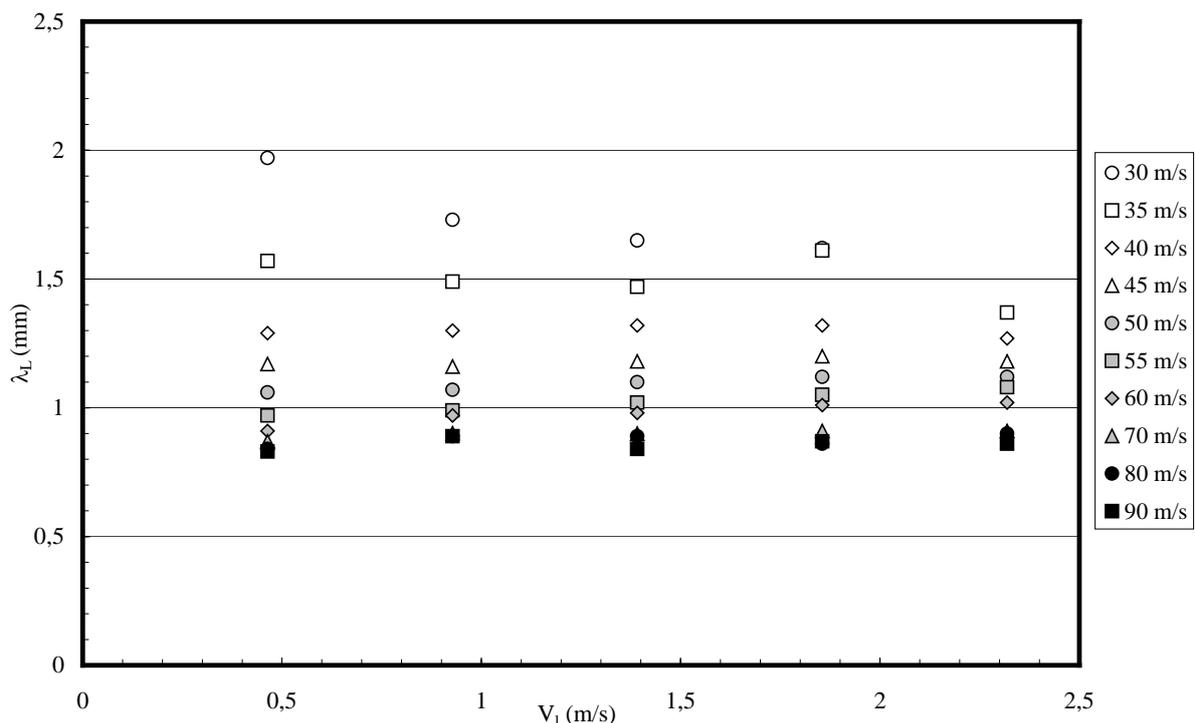


Figure C.23 : Evolution de la longueur d'onde longitudinale en fonction de la vitesse d'injection liquide – $h_l=300\mu\text{m}$ – $30\text{ m/s} < V_g < 90\text{m/s}$

On remarque que pour les faibles vitesses d'air la longueur d'onde n'est pas constante. Pour $V_g=30\text{m/s}$ et 35m/s , la longueur d'onde longitudinale décroît lorsque la vitesse liquide augmente et ce de façon plus prononcée pour $V_g=30\text{m/s}$. Si l'on se réfère à la Figure C.5 sur la classification des régimes de comportements liquides en vues de face, on observe qu'à ces faibles vitesses d'air, plusieurs comportements ont été isolés en fonction de la vitesse liquide.

Ainsi, pour $V_g=30\text{m/s}$ et $0.5\text{m/s}<V_l<1\text{m/s}$, le film s'élargit et la zone perturbée remonte vers l'amont. Quand V_l est à nouveau augmentée, le film liquide devient turbulent et les reliefs irréguliers apparaissant progressivement à la surface peuvent influencer sur les mesures de longueur d'onde. C'est à ces changements dans la morphologie du film, beaucoup moins nombreux et conséquents dès lors que $V_g>40\text{m/s}$, que nous attribuons l'influence de la vitesse liquide.

L'influence de la vitesse liquide peut également être liée à la gamme de rapport de quantité de mouvement M sur laquelle cette tendance a été observée. Ben Rayana (2006) observe le même type de phénomène pour un film de 10mm d'épaisseur lorsque $M<5$, dans notre cas, pour $30\text{m/s}<V_g<35\text{m/s}$ et $0.5\text{m/s}<V_l<2.32\text{m/s}$, nous avons $0.2<M<6$.

Des mesures supplémentaires à des vitesses d'air plus faibles pourraient confirmer cette tendance.

L'évolution de λ_L est maintenant tracée en fonction de la vitesse de l'écoulement d'air pour les deux épaisseurs de film liquide étudiées.

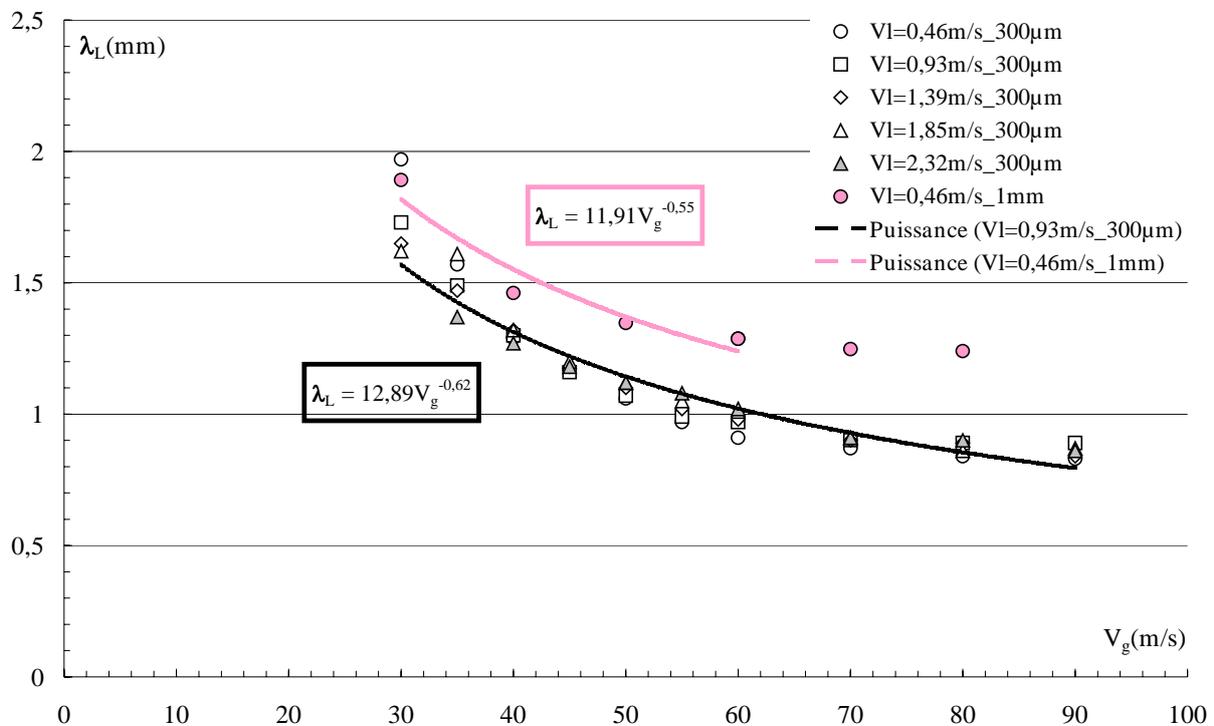


Figure C.24 : Evolution de la longueur d'onde longitudinale en fonction de la vitesse d'air – $h_l=300\mu\text{m}$ et 1mm

Les premières observations sont que λ_L augmente avec h_l et décroît quand V_g augmente. D'après le modèle de Raynal, λ_L évolue en δ_ω et nous avons vu que $\delta_\omega \propto V_g^{-1/2}$. Les exposants sont dans notre cas comparables à ces attentes même si l'accord n'est pas parfait. Toutefois, les prédictions de Raynal ne font pas intervenir l'épaisseur du film. Or, on constate que l'épaisseur du film liquide a une influence significative sur les longueurs d'ondes mesurées. C'est donc un paramètre pertinent qui n'avait jusqu'à présent pas été mis en évidence, les études antérieures sur l'atomisation assistée ayant été menées pour une unique épaisseur de film liquide. On remarque enfin que pour $V_g>60-70\text{m/s}$ et pour le film millimétrique, la variation de la longueur d'onde longitudinale avec la vitesse d'air s'atténue, voire disparaît : on atteint là un cas limite où la longueur d'onde devient du même ordre que l'épaisseur du film. Les deux derniers points n'ont donc pas été pris en considération lorsque

la courbe de tendance de type puissance a été ajoutée à la série de données.

La corrélation établie par Raynal indique une évolution des longueurs d'ondes longitudinales linéaire en fonction de δ_ω , nous avons donc tracé nos points expérimentaux en fonction de ce paramètre sur la figure suivante.

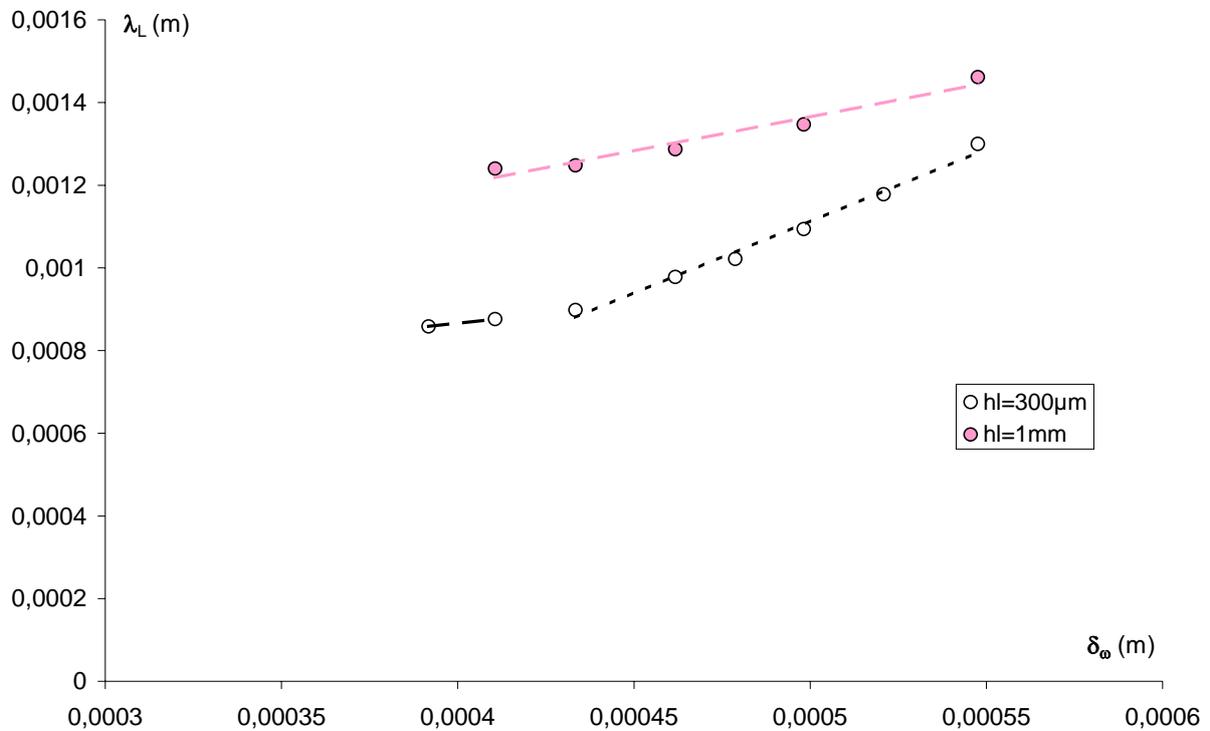


Figure C.25 : Evolution de la longueur d'onde longitudinale en fonction de l'épaisseur de vortacité pour les films de $300 \mu\text{m}$ et 1 mm – $40 \text{ m/s} < V_g < 90 \text{ m/s}$

Afin de nous affranchir de l'influence de la vitesse liquide, seule les mesures obtenues pour des vitesses d'air supérieures ou égales à 40 m/s ont été prises en compte. De plus, les longueurs d'ondes mesurées aux différentes vitesses d'injection étant très proches nous en avons déterminé une valeur moyenne pour chaque vitesse gaz.

La linéarité de l'évolution de la longueur d'onde longitudinale en fonction de l'épaisseur de vortacité est consistante avec le modèle développé par Raynal. Cette dépendance prouve que l'épaisseur de vortacité gaz joue bien un rôle dans le mécanisme de déstabilisation.

L'influence de l'épaisseur du film liquide peut être confirmée en ajoutant les données expérimentales de Ben Rayana (2006) à nos valeurs (Figure C.26).

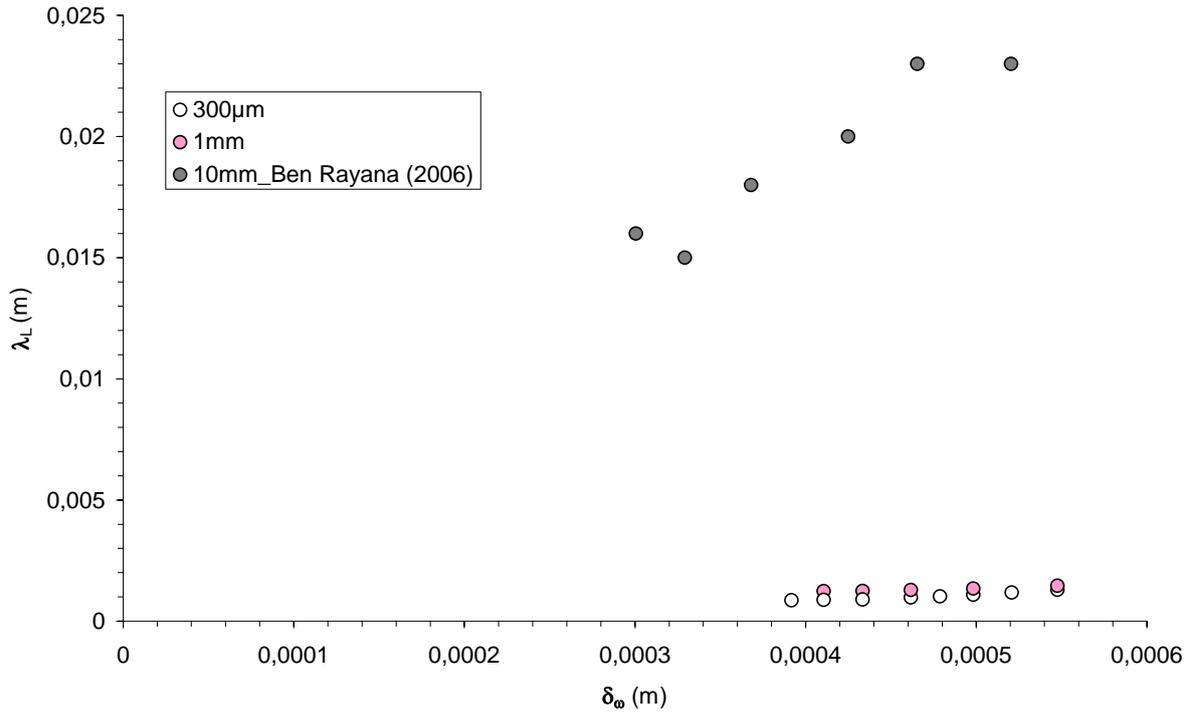


Figure C.26 : Evolution de la longueur d'onde longitudinale en fonction de l'épaisseur de vorticité – $h_l=300\mu\text{m}$ et 1mm – $h_l=10\text{mm}$: Ben Rayana (2006)

Toutefois, en traçant ces mêmes points expérimentaux en fonction de $\delta_\omega \sqrt{\frac{\rho_l}{\rho_g}}$, il apparaît que le préfacteur C_L vaut $C_L=0.06$ pour le film de 1mm et $C_L=0.12$ pour le film de $300\mu\text{m}$, ce qui est très inférieur (d'un facteur au moins 10) aux résultats de Ben Rayana *et al.* (2005, 2006) qui l'estiment de l'ordre de 1,6 pour un film de 10mm . On confirme ici que le modèle d'instabilité de Kelvin-Helmholtz proposé par Raynal n'est pas directement transposable à notre situation, et que d'autre part l'influence de l'épaisseur du film liquide doit être incorporée. Il est donc possible qu'une instabilité de nature différente se développe.

Afin de tester la pertinence d'autres modes d'instabilités proposés dans la littérature, les mesures ont été tracées sous forme de nombres d'ondes rapportés soit à l'épaisseur du film, soit à l'épaisseur de vorticité. Il apparaît clairement que les ondes produites sont des ondes longues ($2\pi h_l/\lambda_L$ est toujours supérieur à l'unité).

Parmi les études de ce type d'ondes se développant sur des films minces et en présence d'un cisaillement par le gaz, celle d'Asali et Hanratti (1993) se rapproche de nos conditions. En prenant en compte la contribution de la contrainte visqueuse au sein de la phase liquide (et donc en faisant intervenir la viscosité du liquide), ces auteurs prédisent un nombre d'onde $2\pi h_l/\lambda_L$ variant entre 0,3 et 0,4, qui augmente légèrement avec la vitesse liquide et qui varie lentement avec la contrainte de cisaillement. Il est clair que les nombres d'ondes observés n'entrent pas dans cette gamme.

Une déstabilisation du film en présence d'une épaisseur de vorticité localisée dans le seul film liquide conduit, en supposant que le gradient de vitesse s'étale sur toute la profondeur du film, à un nombre d'onde $2\pi h_l/\lambda_L=1,2$ (Raynal 1997, Boeck et Zaleski 2005). C'est la limite inférieure de toutes nos observations.

Enfin, en considérant des couches limites dans les deux phases et en tenant compte des contraintes visqueuses au sein d'une nappe liquide de profondeur illimitée, Boeck et Zaleski

(2005) aboutissent à des nombres d'ondes les plus amplifiés donnés par $2\pi\delta_\omega/\lambda_L$ de l'ordre de 0,7. Leurs résultats indiquent aussi une nette augmentation des nombres d'ondes avec le nombre de Weber fondé sur δ_ω . Ce dernier évolue entre 9 et 50 dans nos conditions, alors que les résultats théoriques ne sont disponibles que pour Weber=1 ou 10.

Même si ce dernier scénario semble se rapprocher des observations, nous ne disposons pas de suffisamment d'éléments pour identifier avec certitude le mécanisme d'instabilité à l'œuvre dans nos conditions expérimentales. Il semble toutefois clair que le différentiel de vitesse entre phases est suffisamment élevé pour que les effets de pression contribuent de façon significative à la déstabilisation de l'interface. En ce sens, le mécanisme de déstabilisation de type Kelvin-Helmholtz semble bien présent. Pour autant, le couplage des contraintes visqueuses tangentielles à l'interface apparaît aussi comme important, et cette condition affecte d'autant plus le champ de vitesse liquide que le film est mince.

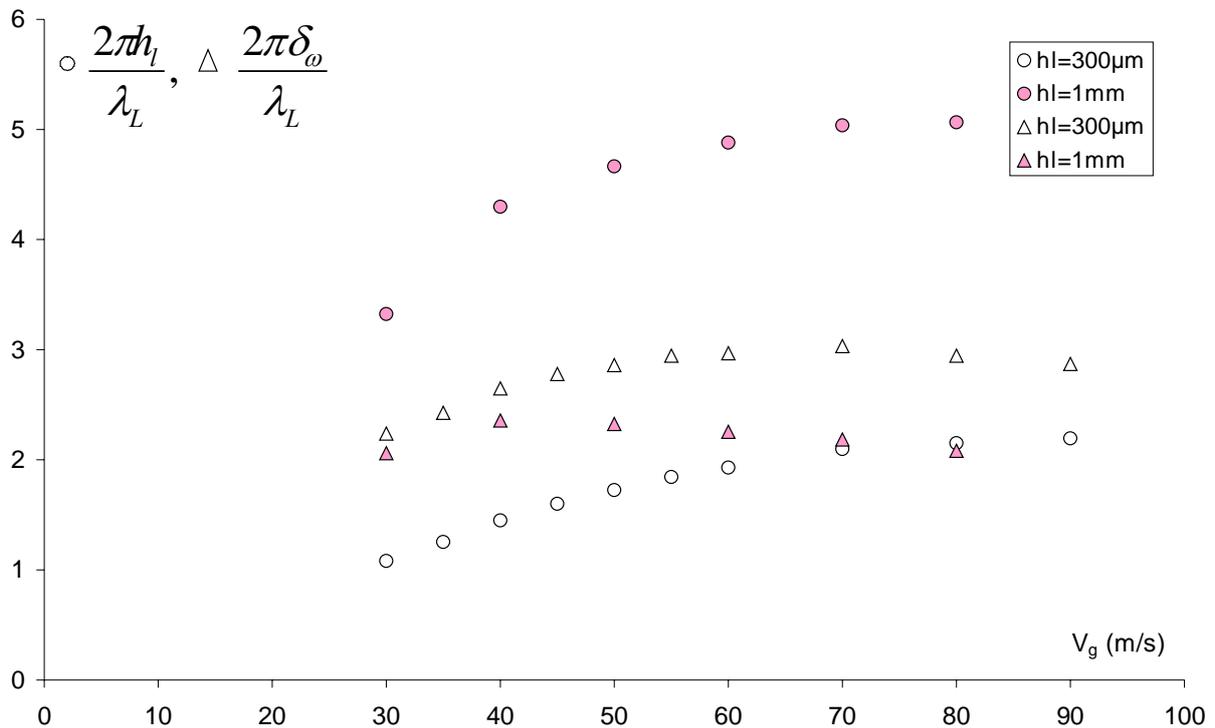


Figure C.27 : Evolution du produit du nombre d'onde par l'épaisseur de film ou l'épaisseur de vorticité en fonction de la vitesse d'air

On constate donc que la longueur d'onde longitudinale évolue quasiment linéairement avec l'épaisseur de vorticité gaz mais, et c'est un résultat nouveau, est aussi fortement dépendante de l'épaisseur du film liquide. Nous n'avons toutefois pu identifier d'analyse de stabilité permettant de décrire l'ensemble de nos observations, ce qui laisse ouverte la question du mécanisme intervenant dans nos conditions. Des mesures complémentaires portant sur la vitesse convective ou la fréquence ainsi que sur le taux d'amplification seraient utiles pour faciliter l'identification précise de ces mécanismes.

I.3.3. Evolution de la longueur d'onde transverse

Comme dans le paragraphe précédent, l'évolution de λ_T est tracée pour différentes valeurs de V_g , en fonction de la vitesse liquide, toujours pour le film de 300µm.

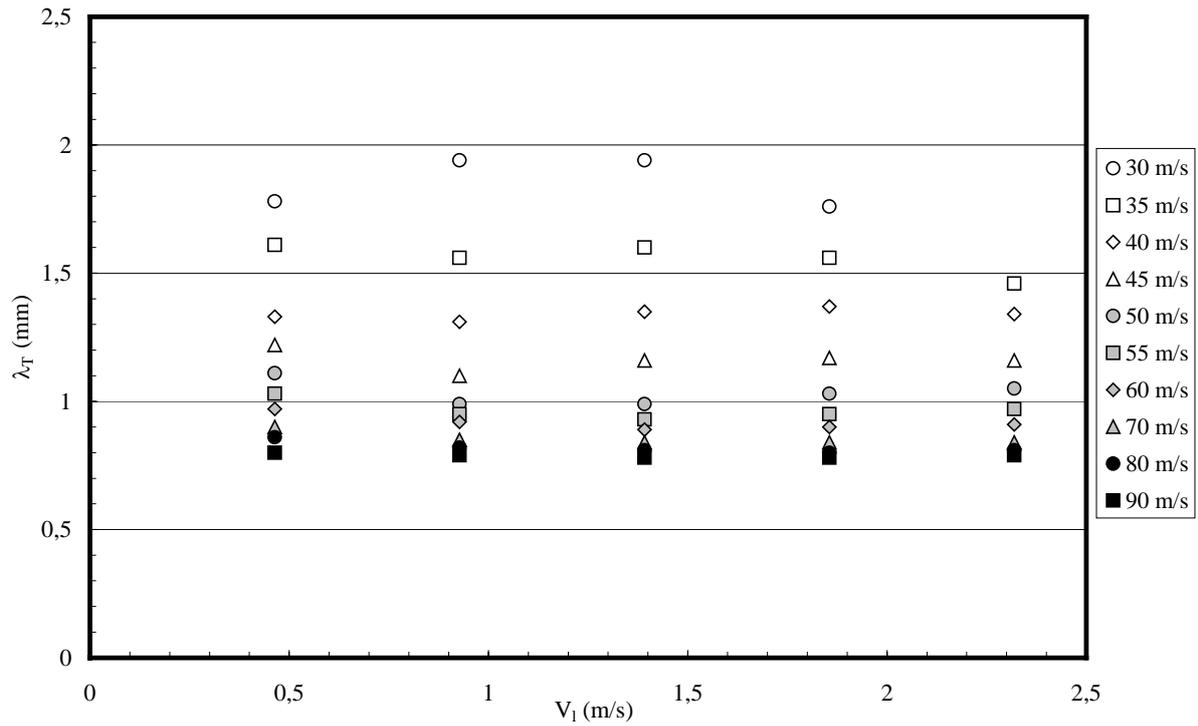


Figure C.28 : Evolution de la longueur d'onde transverse en fonction de la vitesse d'injection liquide – $h_l=300\mu m$ – $30\text{ m/s} < V_g < 90\text{ m/s}$

Là encore, les valeurs de λ_T mesurées à faibles vitesses d'air ne se maintiennent pas à une valeur constante mais varient avec la vitesse liquide. On remarque en effet que pour $V_g=30\text{ m/s}$, la longueur d'onde transverse augmente pour $0,46\text{m/s} < V_l < 0,93\text{m/s}$, se stabilise quand $0,93\text{m/s} < V_l < 1,4\text{m/s}$ et enfin décroît pour $1,4\text{m/s} < V_l < 1,85\text{m/s}$.

Si l'on trace l'évolution de λ_T en fonction de V_g cette fois on observe bien une décroissance qui semble également suivre une courbe en puissance de V_g .

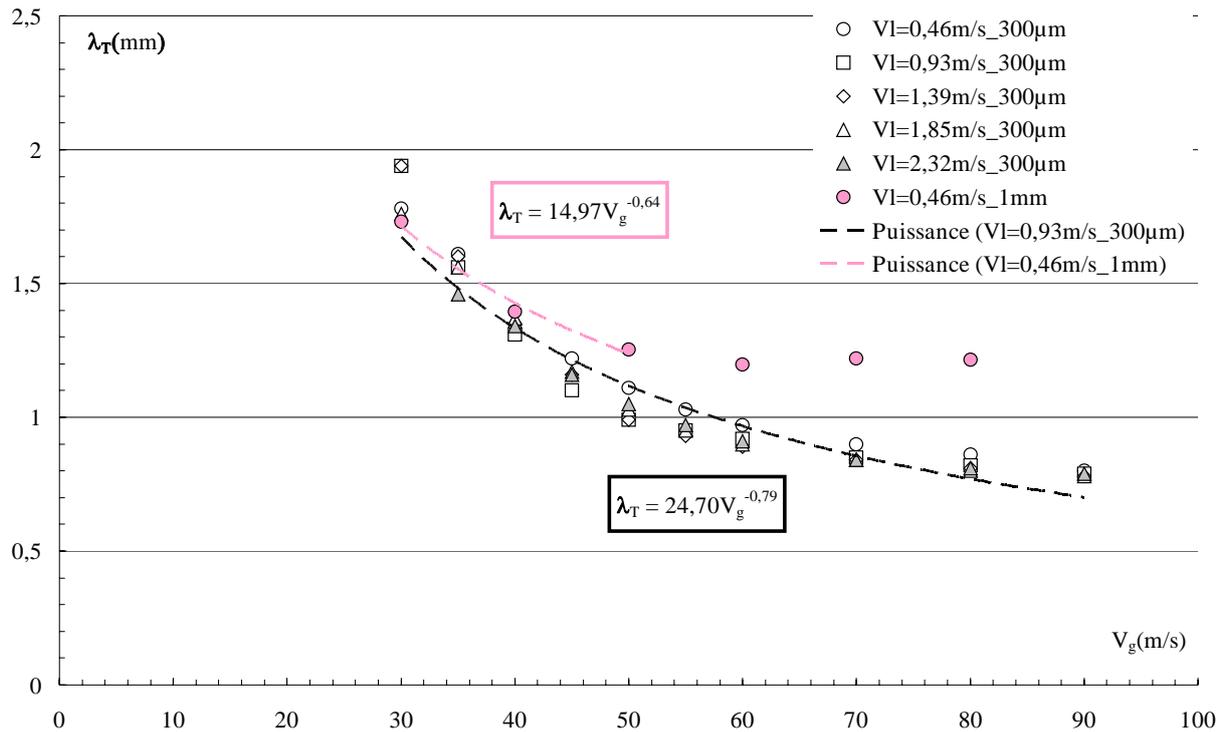


Figure C.29 : Evolution de la longueur d'onde transverse en fonction de la vitesse d'air – $h_l=300\mu\text{m}$ et 1mm

Les corrélations développées dans la littérature indiquent, suivant les auteurs, des dépendances de la longueur d'onde transverse en V_g^{-1} ou en $V_g^{-5/4}$ (voir la partie A.). Dans le premier cas, on considère que les ondes transverses se forment suite à une déstabilisation de type Faraday. Dans le second cas l'hypothèse d'une instabilité de Rayleigh-Taylor est cette fois envisagée pour expliquer leur développement. Les exposants des courbes d'approximations puissances sont inférieurs à ceux attendus par chacune des théories et ne permettent donc pas pour l'instant de conclure quand à la théorie la plus pertinente pour expliquer la formation des instabilités transverses dans notre cas.

Les trois dernières mesures de la longueur d'onde transverse pour le film de 1mm n'ont pas été prises en compte lorsque la courbe de tendance en puissance a été ajoutée à la série de données. On remarque en effet que comme dans le cas des ondes longitudinales on atteint le cas limite où λ_T est de l'ordre de h_l ce qui influe probablement sur la dynamique du mécanisme instable.

Nous avons tracé nos points expérimentaux et ceux obtenus par Hong (2003) et Ben Rayana (2006) pour des films de 10mm d'épaisseur en fonction du paramètre $(V_g - V_c)^{-1} V_g^{-1/4}$. Ce paramètre pilote la longueur d'onde transverse : il provient de la théorie des instabilités de Rayleigh-Taylor pour évaluer la longueur d'onde transverse combinée à celle de Kelvin-Helmholtz avec raccord de vitesse dans le gaz pour la prédiction de la longueur d'onde axiale.

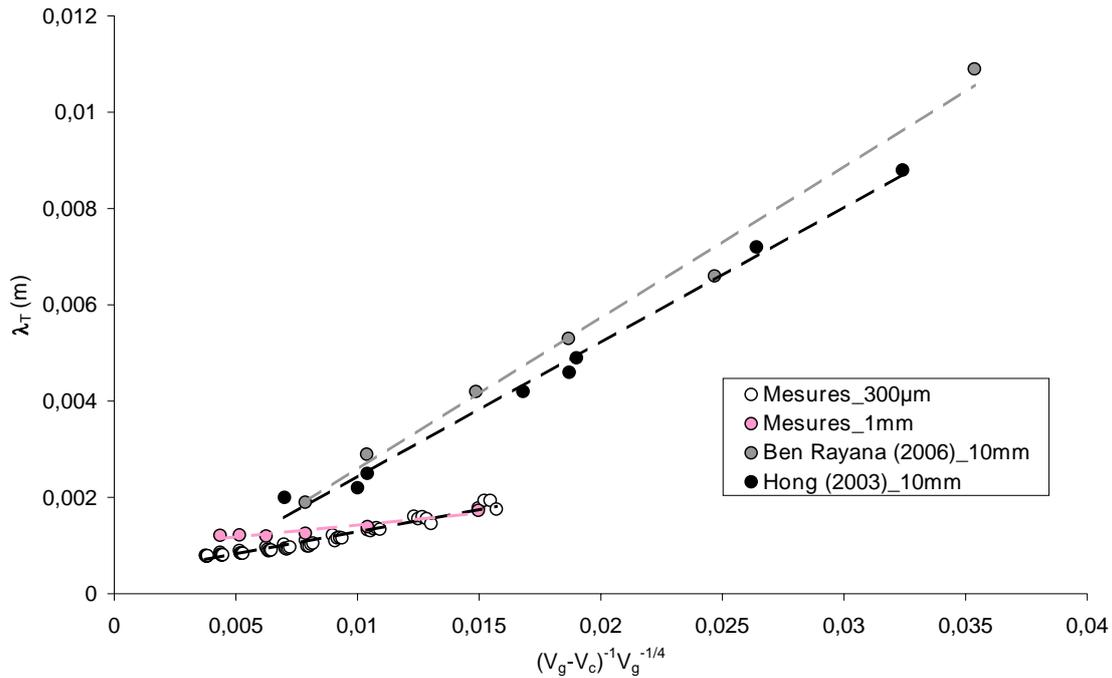


Figure C.30 : Evolution de la longueur d'onde transverse en fonction de $(V_g - V_c)^{-1} V_g^{-1/4}$

On remarque d'une part que la différence entre les valeurs des longueurs mesurées pour les différentes épaisseurs de film liquide est moindre que pour les longueurs d'ondes longitudinales (un facteur 2 dans ce cas contre un facteur 10 dans le cas longitudinal). D'autre part, nos résultats présentent une évolution linéaire satisfaisante avec le paramètre $(V_g - V_c)^{-1} V_g^{-1/4}$, ce qui indique qu'au premier ordre le modèle phénoménologique de Hong *et al.* apparaît comme transposable au cas des films minces. Cet accord provient essentiellement du fait que la longueur d'onde axiale est proportionnelle à l'épaisseur de vorticité gaz comme nous venons de le voir, et implique donc que la longueur d'onde transverse est bien pilotée par un mécanisme de type Rayleigh-Taylor. Nous reviendrons ultérieurement sur l'origine des instabilités transverses. Toutefois, bien que l'accord soit encourageant, les écarts de pentes sont très significatifs : ils illustrent l'influence drastique de l'épaisseur du film qui n'est pas prise en compte dans le modèle de Hong *et al.*, ce qui suggère aussi que certains paramètres cachés, tels que la viscosité de la phase liquide, pourraient aussi intervenir.

Il est également intéressant de noter que les valeurs des longueurs d'ondes longitudinales et transverses sont très proches dans notre cas. On a en effet $\frac{\lambda_L}{\lambda_T} \approx 1$ pour $30\text{m/s} < V_g < 90\text{m/s}$ et $h_f = 300\mu\text{m}$ et 1mm . Si l'on calcule le même rapport avec les données expérimentales de Ben Rayana (2006), cette fois $\frac{\lambda_L}{\lambda_T} \approx 5$ pour $20\text{m/s} < V_g < 50\text{m/s}$ et $h_f = 10\text{mm}$.

La différence entre ces rapports confirme que l'épaisseur du film liquide n'affecte que le développement des ondes longitudinales.

Après avoir quantifié le développement des ondes de surface qui mènent à la pulvérisation du film, l'étude de la distribution granulométrique du brouillard est présentée dans le paragraphe suivant.

I.4. Etude granulométrique du brouillard de gouttes en fonction des conditions d'injection et de cisaillement

Les différentes positions de mesure des tailles de gouttes ont été présentées dans la partie B. L'intérêt de varier la distance entre la position du faisceau et l'injection liquide était d'établir si la distribution granulométrique évoluait quand les mesures étaient effectuées plus en aval. Une évolution axiale des tailles de gouttes mesurées peut être due à une évolution spatiale du film liquide ou bien une évolution du brouillard de gouttes en raison des mécanismes de pulvérisation secondaire.

Les résultats ne montrent pas d'évolution de la distribution granulométrique avec la position du faisceau de mesure excepté pour la position la plus aval du film de $300\mu\text{m}$ qui présente non pas des diamètres de gouttes très différents mais une dépendance à la vitesse liquide que nous n'avons pas observée dans les autres configurations expérimentales.

La Figure C.31 trace l'évolution des tailles de gouttes mesurées en fonction de la vitesse d'air pour plusieurs vitesses d'injection liquide.

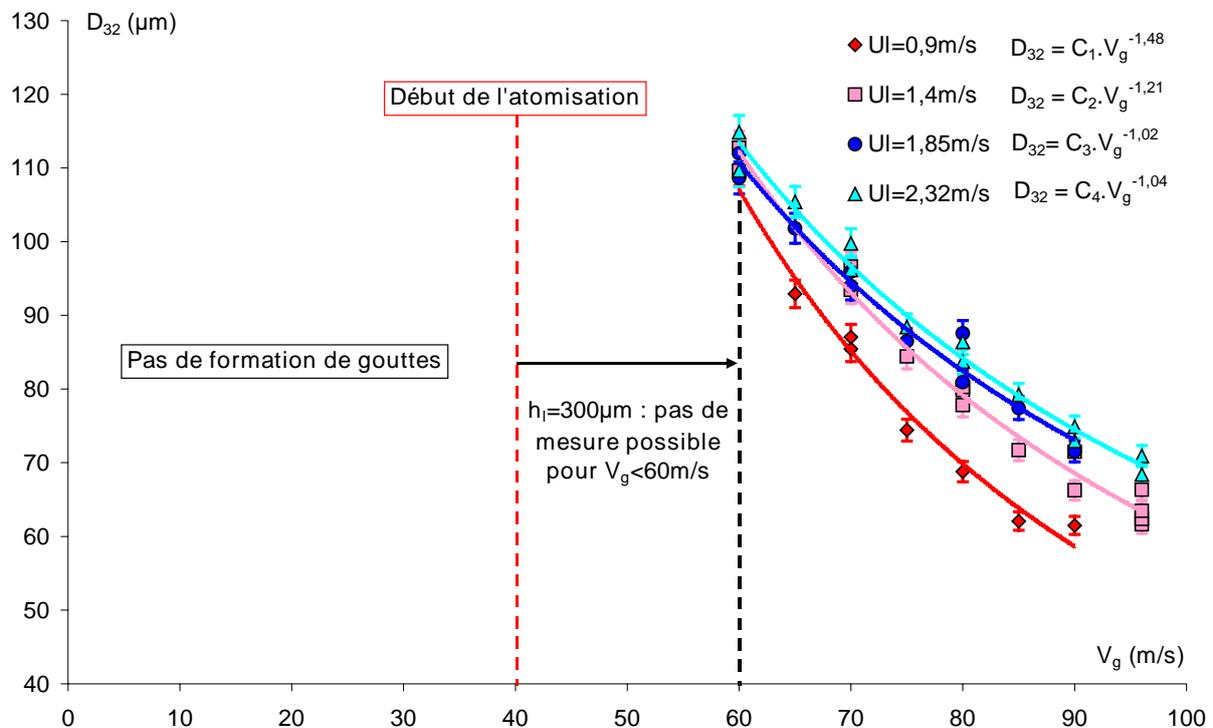


Figure C.31 : Evolution du D_{32} en fonction de V_g pour plusieurs valeurs de $V_l - h_l = 300\mu\text{m}$ - Position P1 et P2

Avant de s'intéresser à l'influence de la vitesse d'injection liquide, notons que nous obtenons effectivement une décroissance du D_{32} quand la vitesse de l'écoulement d'air est augmentée et que les mesures avec le granulomètre Malvern ne sont possibles qu'à partir d'une vitesse gaz de 60m/s . Nous avons vu lors de l'étude du comportement du film liquide que la pulvérisation débutait pour des vitesses d'air de l'ordre de 40m/s pour le film de $300\mu\text{m}$. Il faut toutefois préciser qu'il s'agit de l'apparition de la pulvérisation. Or pour réaliser des mesures avec le Malvern, même à de très faibles valeurs de signal laser absorbé, il faut une quantité de gouttes suffisante.

On observe également que les tailles de gouttes sont très élevées pour des vitesses d'air inférieures à 80m/s ce qui confirme la nécessité de développer un système générant de plus

petites gouttes aux vitesses d'air caractéristiques des fonctionnements bas régimes des moteurs.

Enfin la dépendance à la vitesse gaz est illustrée par des courbes de tendances de type puissance. Les exposants sont compris entre -1.02 et -1.48 à comparer avec les résultats antérieurs de Hong (2003) et Varga (2002) qui relèvent des exposants allant de -1.2 à -1.3. Bien que présentant une légère dispersion nos résultats sur les diamètres de gouttes semblent consistants avec ces travaux.

Afin de souligner l'influence de la vitesse liquide, des courbes de tendances de type puissance ont été attribuées à chaque série de mesure. Pour $V_g=60\text{m/s}$ les points de mesures des différentes vitesses restent relativement groupés, néanmoins, à mesure que la vitesse d'air est augmentée, les courbes de tendances semblent diverger, les D_{32} mesurés augmentant avec la vitesse liquide pour une vitesse d'air fixe. Cette variation est confirmée sur la figure suivante qui présente l'évolution du D_{32} avec la vitesse liquide pour les différentes vitesses gaz étudiées.

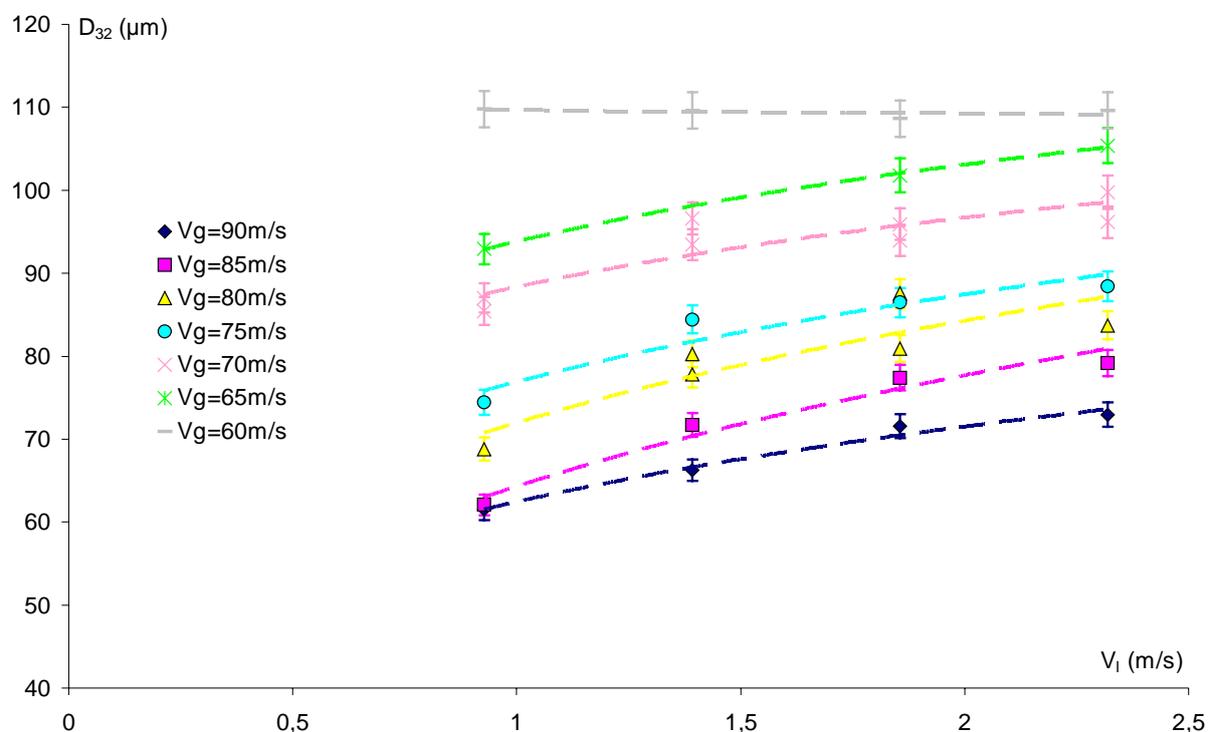


Figure C.32 : Evolution du D_{32} en fonction de V_1 pour plusieurs valeurs de $V_g - h_l=300\mu\text{m}$ - Position P1

Nous attribuons ce phénomène à l'évolution spatiale du film liquide. Nous avons vu dans la partie I.1 que lorsque la pulvérisation du film liquide débute, elle se produit à l'aval et remonte progressivement vers l'amont à mesure que la vitesse d'air est augmentée (évolution de la longueur d'atomisation avec V_g). Nous avons également expliqué qu'il était nécessaire d'avoir une certaine quantité de liquide pulvérisé pour permettre les mesures Malvern. Donc à $V_g=60\text{m/s}$, bien que d'après les résultats de la partie I.1, la pulvérisation ait lieu près de la sortie de l'injecteur, elle est tout juste suffisante pour permettre des mesures en aval. Lorsque la vitesse d'air est augmentée, la quantité de liquide atomisé s'accroît en remontant vers l'amont. A la position de mesure P1 l'épaisseur de film liquide est donc amenuisée, une certaine quantité ayant été pulvérisée en amont, les gouttes formées ont par conséquent une plus petite taille. On conçoit en effet que si une très fine couche liquide recouvrant la surface de Plexiglas est perturbée par un écoulement d'air à forte vitesse, seules de très fines

particules liquides seront formées.

C'est donc ce processus d'assèchement qui pourrait être à l'origine des variations de taille de gouttes. Si l'on regarde l'écart entre les valeurs du D_{32} à 90m/s, on remarque qu'il tend à s'amenuiser à mesure que la vitesse liquide est accrue. Comme nous l'avons abordé précédemment, accroître la vitesse liquide à une vitesse d'air fixe implique la réduction du taux de cisaillement et par conséquent de la densité de gouttes pulvérisées en amont. Ceci confirme notre explication puisque si la pulvérisation à l'amont est amoindrie, l'assèchement de la paroi l'est également au niveau de la position de mesure P1. Nous avons initialement pensé qu'il était possible qu'en plus de cette réduction de l'épaisseur du film vers l'aval, les gouttes formées en amont, et passant donc par le faisceau laser, aient été sujettes à des mécanismes d'atomisation secondaire qui auraient réduit leur taille. Cette hypothèse n'est toutefois pas correcte puisque cette tendance n'a pas été observée pour le film de 1mm à la position de mesure la plus en aval.

La figure suivante représente l'évolution du D_{32} en fonction de la vitesse d'air à plusieurs vitesses d'injection liquide pour le film de 1mm et dans la position de mesure la plus aval.

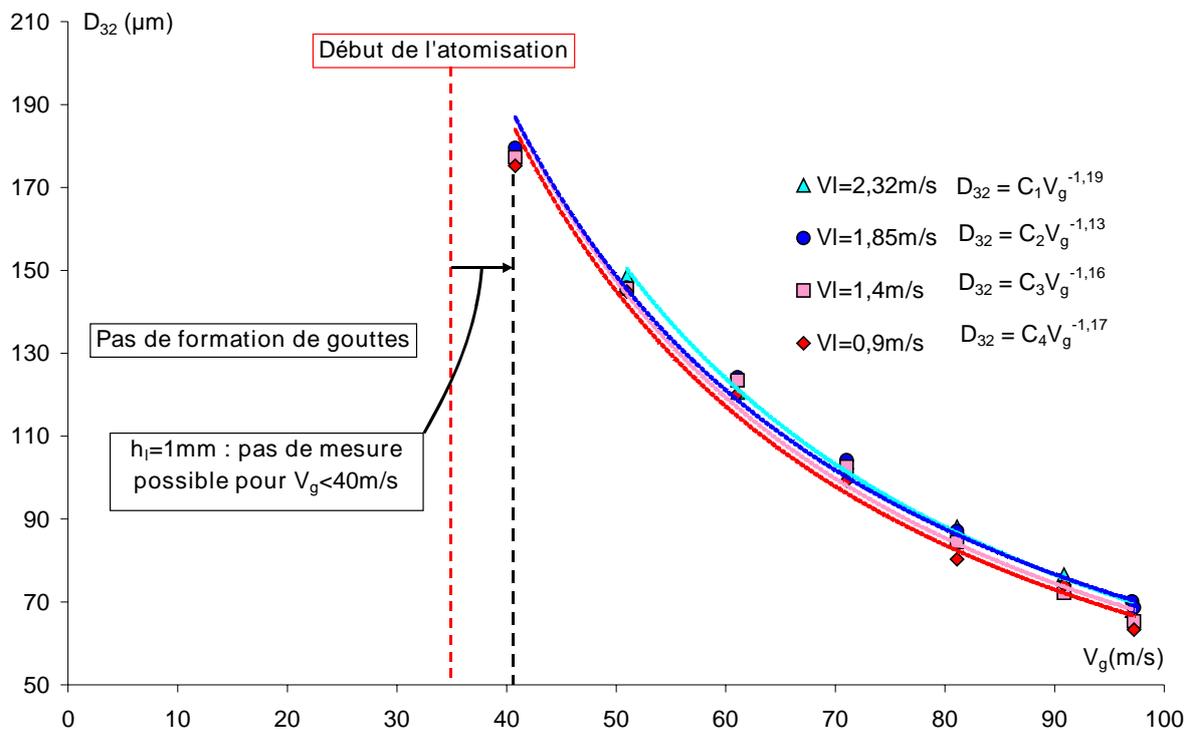


Figure C.33 : Evolution du D_{32} en fonction de V_g pour plusieurs valeurs de $V_l - h_l=1mm$ - Position P1bis

On observe tout d'abord que les tailles de gouttes mesurées sont cette fois indépendantes de la vitesse liquide mais restent élevées même pour des vitesses de gaz relativement importantes ($D_{32} \approx 80 \mu m$ quand $V_g = 80 m/s$). De plus la vitesse minimale de l'écoulement d'air à partir de laquelle le Malvern fonctionne est inférieure à celle du film de $300 \mu m$ et égale à $40 m/s$ comme l'indique notre étude du comportement du film liquide.

Les études expérimentales antérieures effectuées sur la pulvérisation d'un film liquide prédisent une évolution du D_{32} en V_g^{-n} avec $1.2 < n < 1.25$ (Hong, 2003) et $n \approx 1.3$ (Varga,

2002). Les équations des courbes de tendances de type puissance attribuées à chaque série et indiquées sur le graphique montrent que nos résultats sont en accord avec ces précédentes études.

Nous avons observé une influence plus ou moins importante de l'épaisseur du film liquide sur les longueurs d'ondes des instabilités longitudinales et transverses. La figure suivante représente nos résultats expérimentaux pour les films de 300 μ m et 1mm associés aux mesures de Ben Rayana sur un film de 10mm d'épaisseur.

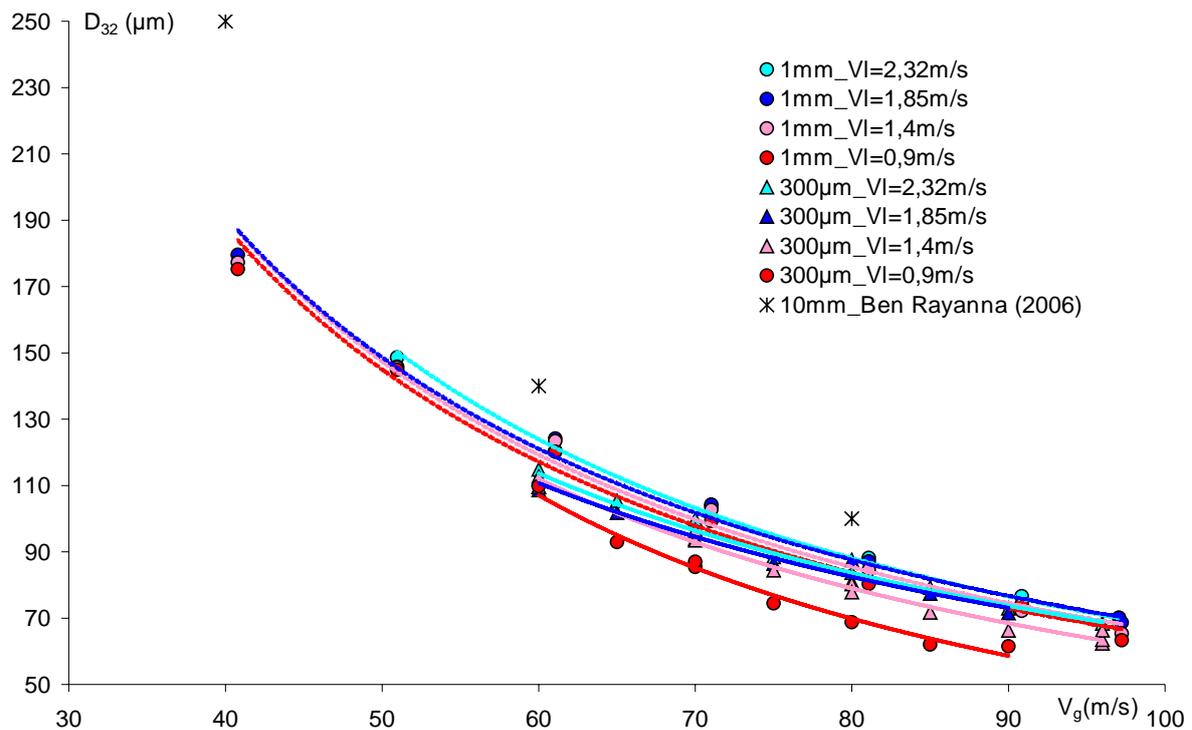


Figure C.34 : Comparaisons des mesures de D_{32} pour trois épaisseurs liquides : 300 μ m, 1mm et 10mm

On constate une différence entre les diamètres mesurés dans le cas d'un film de 10mm et ceux issus de nos expériences. Bien que moins évidente, il existe également une différence entre nos résultats pour les films de 1mm et 300 μ m. Le tableau suivant indique une valeur moyenne du D_{32} pour trois vitesses d'air et les trois épaisseur liquides en question.

Tableau C.1 : Valeurs du D_{32} (μ m) en fonction de V_g et h_l

	$V_g = 40\text{m/s}$	$V_g = 60\text{m/s}$	$V_g = 80\text{m/s}$
$h_l = 0.3\text{mm}$	-	110	80
$h_l = 1\text{mm}$	180	120	85
$h_l = 10\text{mm}$	250	140	100

Les résultats de l'étude expérimentale menée sur le cisaillement d'un film liquide de faible épaisseur par un écoulement d'air co-courant livrent de nouvelles informations. En particulier, l'influence de l'épaisseur du film sur le développement des ondes de surface instables qui n'avait été mise en lumière à ce jour.

En outre, les mesures de diamètres de gouttes mettent en avant l'inefficacité du

processus de cisaillement à obtenir un brouillard de gouttes fin à de faibles vitesses de l'écoulement d'air. L'utilisation d'une méthode active pour remédier à ce problème pourrait donc s'avérer être une solution appréciable.

Les raisonnements présentés dans ce rapport impliquent une dépendance des tailles de gouttes aux dimensions des ligaments, elles-mêmes liées aux longueurs d'ondes longitudinales et transverses. En effet la longueur d'onde longitudinale influe sur l'épaisseur des ligaments qui s'y développent par les instabilités transverses. Quant aux instabilités transverses, leur longueur d'onde détermine la largeur des ligaments.

Nous proposons dans un premier temps de tracer les valeurs du D_{32} mesurées à des vitesses d'air et de liquide variables pour les films de 1mm et 300 μ m en fonction des longueurs d'ondes longitudinales et transverses elles aussi mesurées dans ces mêmes conditions de fonctionnement variables (Figure C.35 et Figure C.36).

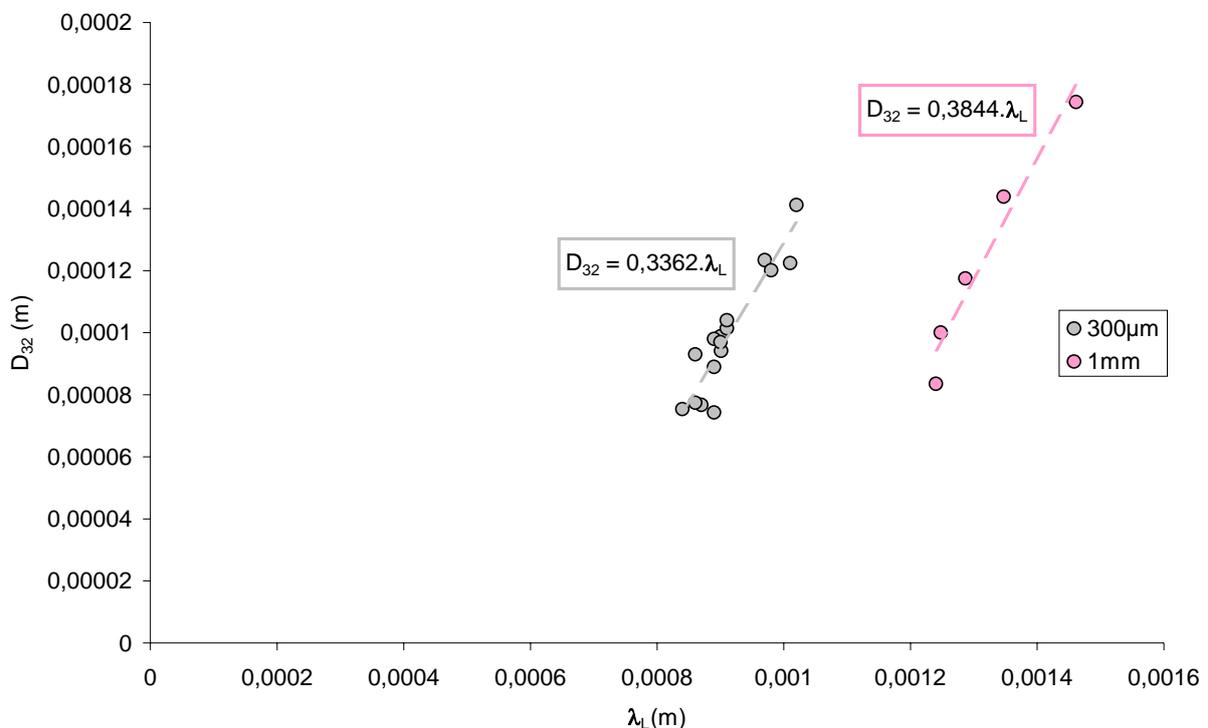


Figure C.35 : Evolution du D_{32} en fonction de la longueur d'onde longitudinale – $h_f=300\mu\text{m}$: $0.9\text{m/s} < V_f < 2.32\text{m/s}$, $60\text{m/s} < V_g < 90\text{m/s}$ – $h_f=1\text{mm}$: $V_f=0.46\text{m/s}$, $40\text{m/s} < V_g < 90\text{m/s}$

On constate tout d'abord que l'approximation par une fonction affine donne de bons résultats, la dépendance des tailles de gouttes à la longueur d'onde longitudinale est donc linéaire et relativement similaire quelle que soit l'épaisseur d'un film liquide.

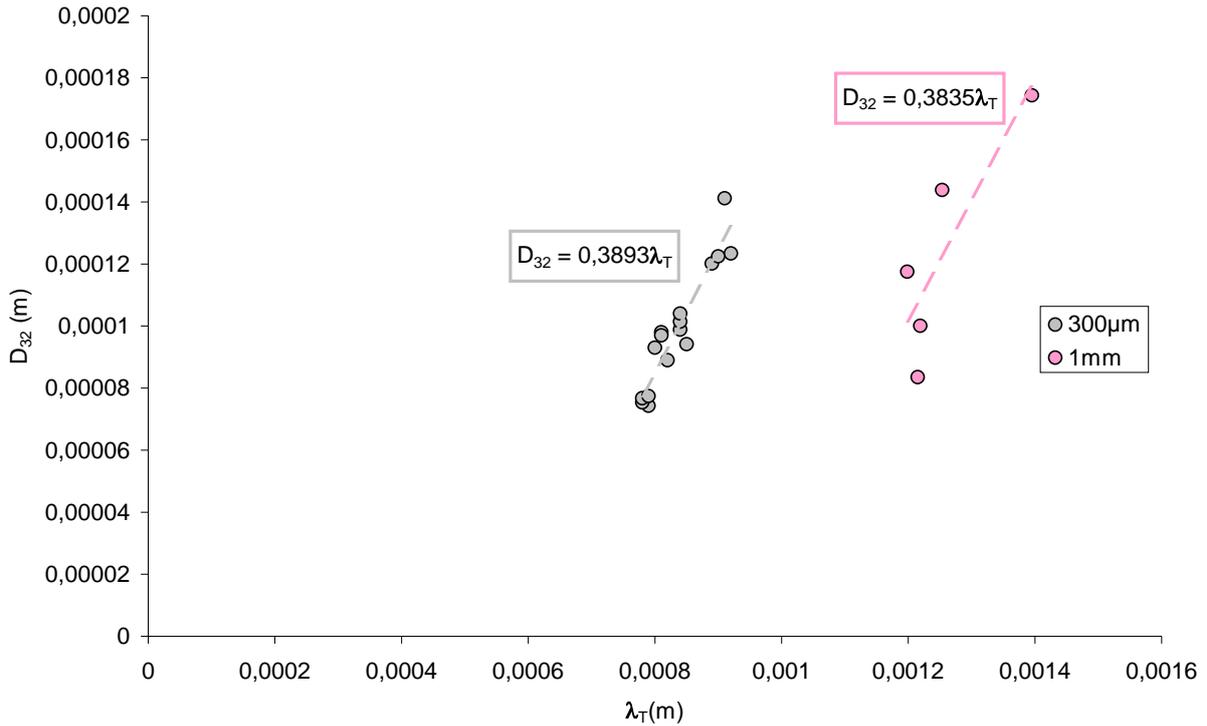


Figure C.36 : Evolution du D_{32} en fonction de la longueur d'onde transverse – $h_f=300\mu\text{m}$: $0.9\text{m/s}<V_f<2.32\text{m/s}$, $60\text{m/s}<V_g<90\text{m/s}$ – $h_f=1\text{mm}$: $V_f=0.46\text{m/s}$, $40\text{m/s}<V_g<90\text{m/s}$

Là encore l'évolution linéaire entre le D_{32} et la longueur d'onde transverse est relativement satisfaisante, d'autant que les deux distributions présentent des dépendances similaires.

On confirme donc ici que le diamètre des gouttes et les longueurs des ondes à l'origine de la formation des gouttes sont fortement corrélés ce qui confirme les théories développées jusqu'à présent quant au mécanisme de formation des brouillards de gouttes dans le cas d'un film liquide cisailé par un écoulement d'air co-courant. On illustre ici l'intérêt de bien comprendre et maîtriser le développement des instabilités de surface menant à la formation du brouillard de gouttes puisque ce sont ces mécanismes qui pilotent la taille des gouttes formées.

Nous avons ensuite évalué le paramètre α_n qui on le rappelle est égal au rapport de la longueur d'onde longitudinale ramenée à l'épaisseur de la vague sur laquelle se développe les instabilités transverses. Pour cela nous revenons à la théorie développée par Hong et présentée dans la partie A. qui permet d'exprimer la longueur d'onde transverse en fonction de la longueur d'onde longitudinale. On rappelle que l'auteur considère que les ondes transverses se développent par un mécanisme d'instabilités de type Rayleigh-Taylor. D'après la théorie des instabilités de Rayleigh-Taylor, la longueur d'onde la plus amplifiée s'exprime :

$$\lambda_{RT} = 2\pi \sqrt{\frac{3\sigma}{\rho_l a}} \quad (\text{Chandrasekhar, 1981}) \text{ où } a \text{ est l'accélération subie par l'onde longitudinale.}$$

Hong propose d'écrire l'accélération comme suit : $a = \frac{F}{m_n} = \frac{1}{2} \cdot \frac{C_d \rho_g}{\rho_l} \cdot \frac{(V_g - V_c)^2}{\alpha_n \lambda_L}$, d'où la

$$\text{longueur d'onde transverse : } \lambda_T = 2\pi \sqrt{\frac{6\sigma\alpha_n}{C_d \rho_g}} \cdot \frac{\lambda_L^{1/2}}{V_g - V_c} \text{ avec } b = \alpha_n \cdot \lambda_L \text{ où } b \text{ est l'épaisseur de}$$

la lame liquide formée par l'instabilité primaire.

La figure suivante représente l'évolution de λ_T en fonction de $\frac{\lambda_L^{1/2}}{V_g - V_c}$ avec les valeurs de λ_T et λ_L que nous avons déterminées expérimentalement.

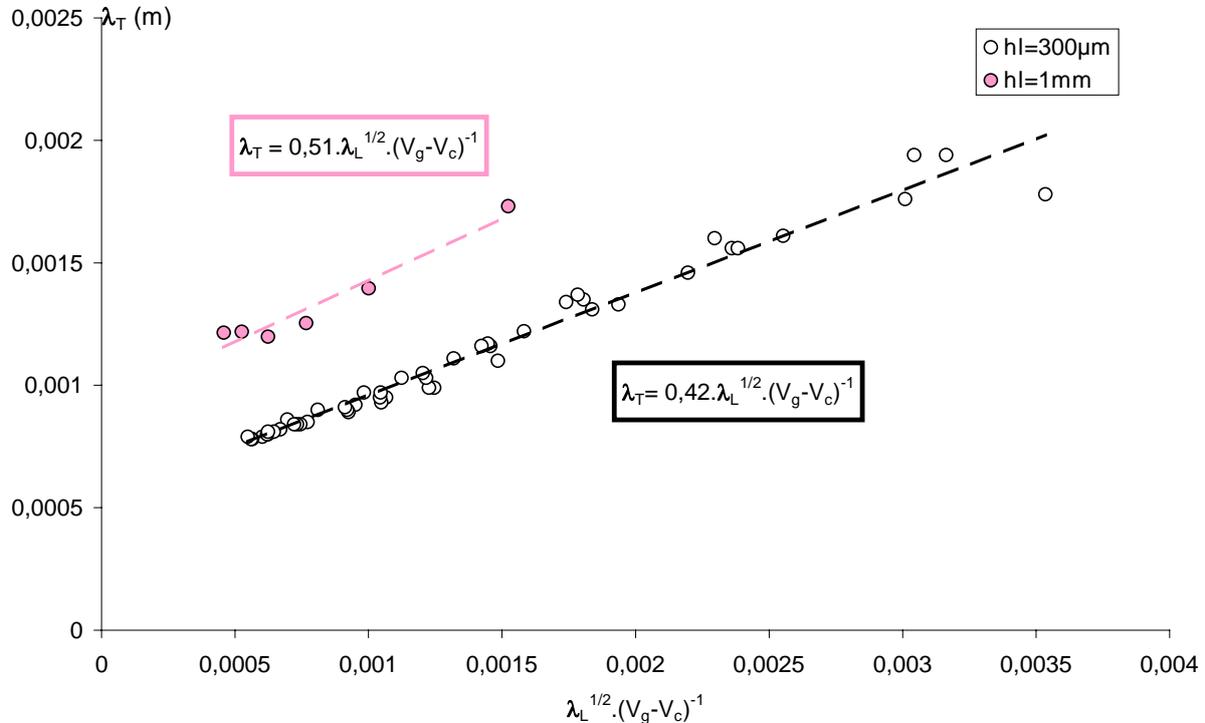


Figure C.37 : Evolution de λ_T en fonction de $\frac{\lambda_L^{1/2}}{V_g - V_c}$ avec les valeurs de λ_T et λ_L déterminées expérimentalement

Nous avons vu dans le paragraphe I.1.2 que l'accélération effective subie par les ondes longitudinales du film de $300 \mu\text{m}$ n'est pas égale à V_g mais à une fraction de V_g pondérée d'un facteur $\frac{A}{\delta_\omega}$ où A correspond à l'amplitude des ondes longitudinales. Afin de déterminer α_n de façon plus rigoureuse, les valeurs de V_c et V_g de l'axe des abscisses ont été déterminées avec le facteur correctif $\frac{A}{\delta_\omega}$ pour le film de $300 \mu\text{m}$, A étant calculé par la corrélation établie par Giroud-Garapon présentée en début de chapitre. Le facteur correctif réduit la valeur de V_g de 35 à 55%. Pour le film de 1 mm la valeur de la vitesse d'air n'a pas été corrigée puisque, comme nous l'avons mis en évidence, l'amplitude d'oscillation des ondes pour le film de 1 mm est supérieure à l'épaisseur de vorticité.

On constate tout d'abord que l'introduction de nos valeurs de la longueur d'onde transverse dans le modèle développé par Hong présente de très bons résultats. Ceci conforte l'hypothèse selon laquelle un mécanisme d'instabilités de type Rayleigh-Taylor est à l'origine de la formation des ondes transverses.

Les séries de points expérimentaux sont approximées par des fonctions affines dont les

coefficients directeurs sont égaux à : $2\pi \sqrt{\frac{6\sigma\alpha_n}{C_d\rho_g}}$, on peut donc déterminer α_n puis l'évolution de l'épaisseur du ligament en fonction de la longueur d'onde longitudinale (C_d a été pris égal à 1).

Tableau C.2 : Valeur moyenne du paramètre α_n en fonction de l'épaisseur de film liquide

Epaisseur de film (m)	$2\pi \sqrt{\frac{6\sigma\alpha_n}{C_d\rho_g}}$	$\bar{\alpha}_n$
300.10^{-6}	0.42	0.012
1.10^{-3}	0.51	0.018

La figure suivante trace l'évolution de α_n , calculé à partir de la relation $\lambda_T = 2\pi \sqrt{\frac{6\sigma\alpha_n}{C_d\rho_g}} \cdot \frac{\lambda_L^{1/2}}{V_g - V_c}$, pour chacun des points de mesure, en fonction de la vitesse de l'écoulement d'air.

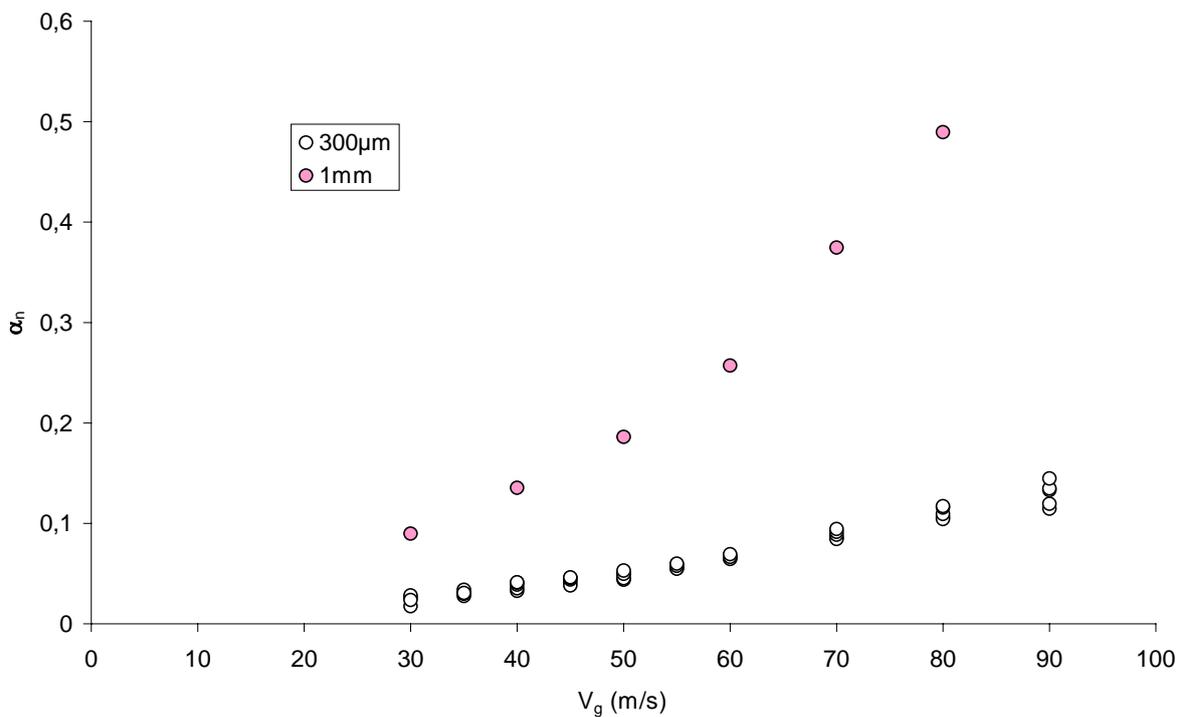


Figure C.38 : Evolution de α_n en fonction de V_g pour les deux épaisseurs de film liquide

Mentionnons que les trois données à plus forte vitesse gaz pour $h_f=1\text{mm}$, qui correspondent à des longueurs d'onde proches de h_f et donc à une influence marquée sur support solide ne sont probablement pas significatives. Pour les autres, la croissance de α_n avec V_g est synonyme d'un épluchage de plus en plus important du film liquide par l'écoulement d'air. Ceci nous indique que l'évolution de la structure des vagues avec l'écoulement d'air, en particulier la part de l'amplitude de l'onde qui pénètre l'écoulement d'air, est significative et que cette évolution n'est pas incluse dans les modèles proposés. A noter que α_n a été estimé constant et de l'ordre de 0,1 par Ben Rayana pour des valeurs élevées du

rapport de quantité de mouvement M .

Avant d'aborder la seconde partie expérimentale de cette thèse qui concerne la caractérisation d'une méthode active et le résultat de son application à notre maquette d'injection, un résumé des principaux résultats obtenus sur la partie sans excitation est proposé.

I.5. Conclusions sur l'étude expérimentale de la déstabilisation d'un film liquide par un écoulement d'air co-courant

Un film liquide se pulvérise en un brouillard de gouttes après avoir été perturbé par un écoulement d'air. D'après les travaux de différents auteurs sur cette thématique, le passage de l'état de film à celui de brouillard de gouttes est le résultat d'au moins deux mécanismes instables successifs. Dans un premier temps des ondes longitudinales sont générées à l'interface liquide/gaz en raison de la différence de vitesse entre les deux phases. Puis une instabilité transverse se développe le long de ces ondes longitudinales provoquant la formation de ligaments liquides. Enfin, toujours en raison de l'accélération aérodynamique, les ligaments liquides sont étirés et se brisent pour former des gouttes.

Ces trois mécanismes ont fait l'objet :

- a) D'études qualitatives avec l'identification et la classification de comportements du film liquide en fonction des conditions de vitesses d'air et de liquide variables. Des grandeurs caractéristiques à certains comportements ont été mesurées et leurs évolutions étudiées en fonction des conditions expérimentales.
- b) D'études quantitatives propres à chaque mécanisme. Les longueurs d'ondes des instabilités ont été mesurées et les résultats confrontés aux théories proposées dans la littérature. La distribution granulométrique du brouillard de goutte a été quantifiée.
- c) D'une confrontation. Les tailles de gouttes mesurées ont en effet été comparées aux grandeurs caractéristiques des ondes longitudinales et transverses qui sont à l'origine de la formation du brouillard de gouttes.

Les résultats montrent que :

- a) Les films de $300\mu\text{m}$ et 1mm présentent des comportements similaires dus à l'influence de la vitesse liquide ou de la vitesse d'air, néanmoins, chacun de ces comportements est "retardé" dans le cas du film de $300\mu\text{m}$, c'est à dire qu'une vitesse de cisaillement plus importante est nécessaire pour atteindre la formation, l'amplification ou la rupture des ondes de surface. L'application d'une corrélation déterminée par Giroud-Garapon montre que l'amplitude des ondes de surface longitudinales est inférieure à l'épaisseur de vorticité si bien que l'accélération subie par les ondes ne correspond qu'à une fraction de V_g . Une comparaison entre des images réalisées dans des conditions de vitesses similaires pour chacune des épaisseurs de film, indiquent que l'amplitude des ondes est supérieure pour le film de 1mm par rapport au film de $300\mu\text{m}$, l'accélération est donc également supérieure pour les ondes générées sur le film de 1mm . C'est ce que selon nous

explique que le film de 1mm se déstabilise plus rapidement dans des conditions de vitesses gaz et liquide identiques. Des mesures rigoureuses de l'amplitude d'oscillation des ondes permettraient de valider cette théorie.

- b) L'évolution des longueurs d'ondes mesurées met en lumière plusieurs tendances que nous n'avions pas relevées dans la littérature.

D'une part l'influence de la vitesse liquide aux faibles vitesses d'air que nous attribuons à des transitions dans le comportement du film liquide. A mesure que V_g est augmentée, le film s'ouvre (il est initialement convergent) et une zone fortement perturbée remonte vers l'amont, la vitesse liquide pilote certains changements dans la morphologie du film qui peuvent affecter le développement des ondes de surface. A partir d'une certaine vitesse d'air, l'évolution du film est moindre et donc moins influencée par la vitesse liquide. Cette tendance peut aussi être attribuée à la faible valeur du rapport de quantité de mouvement M calculé dans ces conditions.

D'autre part, les longueurs d'ondes et particulièrement la longueur d'onde longitudinale augmentent avec l'épaisseur du film liquide. Les mesures effectuées pour des films de 300 μ m et 1mm donnent en effet des résultats ayant des dépendances semblables à la vitesse d'air mais des ordres de grandeur différents. Une comparaison avec des valeurs mesurées dans le cas d'un film de 10mm confirme cette tendance. On relève un rapport 10 entre les valeurs de λ_L des films de 1mm et 10mm et un rapport 2 entre les valeurs de λ_T des films de 1mm et 10mm. Or les théories développées jusqu'à présent ne tiennent pas compte du facteur épaisseur liquide. Nous n'avons pu déterminer de lois d'évolution pendant cette étude, la base de données pour le film de 1mm doit en effet être complétée et des mesures à des épaisseurs de film supplémentaires effectuées. Il apparaît également que le mécanisme à l'origine du développement des ondes longitudinales n'est pas du type Kelvin-Helmholtz piloté par la seule épaisseur de vorticité gaz, et donc que le modèle développé par Raynal n'est pas transposable en l'état au cas des films minces. Plusieurs résultats semblent en effet indiquer que le couplage entre contraintes tangentielles intervient : une étude de sensibilité de la longueur d'onde à la viscosité de la phase liquide permettrait de tester ce point.

La distribution granulométrique du brouillard a quant à elle mis en évidence l'évolution spatiale du film liquide de 300 μ m vers l'aval, avec aux vitesses d'air élevées, un phénomène d'assèchement de la paroi qui influe sur la taille des gouttes mesurées.

A des positions de mesure plus en amont, on constate d'une part que l'évolution de la distribution granulométrique est consistante avec les études antérieures et d'autre part que le diamètre des gouttes formées à des vitesses d'air inférieures à 70m/s est élevé. Ces résultats appuient le recourt à une technique active forçant la pulvérisation aux faibles vitesses d'air.

- c) La forte dépendance des tailles de gouttes aux caractéristiques des ondes instables menant à leur formation a été mise en évidence même si des conclusions sur la quantification de cette dépendance n'ont pu être obtenues à présent. Pour compléter ces résultats et éventuellement parvenir à une loi prédisant la taille des gouttes formées à partir des caractéristiques des écoulements de gaz et de liquide de nouvelles mesures sont nécessaires.

Cette confrontation des résultats a également permis de valider le modèle

développé par Hong sur le mécanisme instable à l'origine des ondes transverses.

La suite de ce chapitre consacré aux résultats expérimentaux est dédiée à l'étude de la méthode active mise en place dans le cadre de cette thèse. Cette méthode fera dans un premier temps l'objet d'une analyse à part entière, son installation sur le système d'injection et le résultat de la combinaison des deux mécanismes de pulvérisation seront abordés à la fin de ce rapport de thèse.

II. Atomisation d'une masse liquide par oscillation forcée

Comme lors de l'étude du film liquide soumis à cisaillement aérodynamique, les investigations expérimentales ont en premier lieu été de nature qualitative. La première partie de ce paragraphe sera consacrée à la présentation des mécanismes d'atomisation rencontrés lors de la mise en oscillation forcée d'une masse liquide. L'analyse quantitative de ce mécanisme de rupture s'est limitée à l'étude de la distribution granulométrique du brouillard de gouttes résultant en fonction des propriétés du liquide et de l'excitation, l'analyse des ondes de surface instables ayant été écartée. Les résultats sur les diamètres de gouttes seront présentés dans la seconde partie de ce paragraphe.

II.1. Mécanismes d'atomisation

Nous avons vu lors de l'étude bibliographique qu'il existait trois hypothèses principales quant au processus d'atomisation ultrasonique : la déstabilisation d'ondes capillaires, la cavitation et la combinaison de ces deux principes.

Des séquences d'images ont été réalisées sur la pulvérisation d'une masse liquide par oscillation forcée qu'elle repose horizontalement sur la surface vibrante ou s'écoule verticalement et de façon affleurante à celle-ci.

II.1.1. Dispositif actif horizontal

Lors de nos premiers essais, nous parvenions à déstabiliser une masse liquide en envoyant à l'actionneur piézo-électrique une excitation à 18kHz, les ondes de Faraday apparaissaient à la surface de la goutte pour une tension de l'ordre de 140mV, pour obtenir l'atomisation une hausse de la tension de 10 à 20mV était nécessaire.

Bien que nous ne les ayons pas mesurées, les longueurs d'ondes étaient facilement visibles à l'œil et de l'ordre de 1mm. De même, lorsqu'une tension suffisante était appliquée, le diamètre des gouttes formées semblait relativement important. Des analyses, qui seront présentées dans le paragraphe II.2, l'ont évalué comme étant supérieur à 200 μ m. Ces deux ordres de grandeur sont en complet désaccord avec les prédictions ou mesures issues d'études antérieures. En effet, en appliquant les formules de Lang (1962) sur la longueur d'onde et la taille des gouttes nous devrions respectivement mesurer, à une fréquence d'excitation de 18kHz, des longueurs d'ondes de l'ordre de 0,2mm et des tailles de gouttes de l'ordre de 60 μ m. Enfin, à ce point de fonctionnement la vibration de la poutre était parfaitement audible ce qui devrait au contraire s'avérer difficile pour l'oreille humaine à des fréquences si élevées.

C'est la caractérisation du dispositif actif par le vibromètre laser qui nous a fourni une explication. En effet, lorsque l'actionneur est excité à une fréquence de l'ordre de 18kHz, la réponse en fréquence de la poutre (voir B.II.2.2) montre qu'en plus du mode à 18kHz, le

mode à 1,2kHz est lui aussi sollicité. Nous avons alors réglé cette « basse » fréquence sur notre générateur, reconnu la fréquence de vibration entendue précédemment mais ne sommes pas parvenus à nébuliser la masse liquide. Il est probable que, dans ces nouvelles conditions, l'accélération critique n'ait pas été atteinte. Il semblerait donc que la pulvérisation préalablement observée à 18kHz provienne du couplage entre les deux modes de vibration de la poutre. En effet, d'après nos observations et nos mesures de longueurs d'ondes et de tailles de gouttes, la déstabilisation « vue » par la masse liquide correspond à une fréquence de 1,2kHz. Il est donc possible que ce soit la combinaison des deux modes qui permette de dépasser l'accélération critique.

Par soucis de clarté, l'ensemble des résultats obtenus dans ces conditions sera référencé comme une excitation à 1,2kHz.

La figure suivante décompose une séquence d'images réalisée lors de l'excitation à tension croissante et fréquence fixe et égale à 1,2kHz, d'une masse liquide d'environ 20mm de long reposant sur toute la largeur de la poutre (10mm).

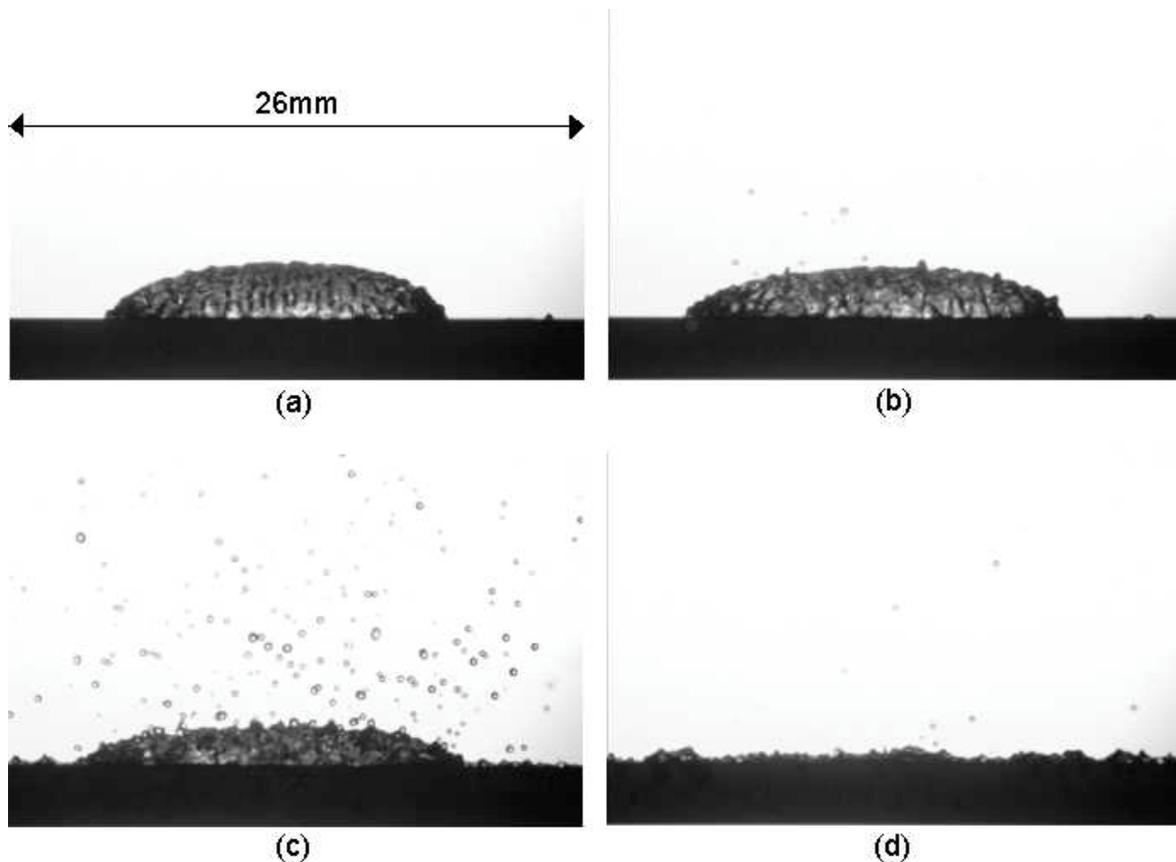


Figure C.39 : Décomposition du mécanisme d'atomisation à 1,2kHz, $U=140\text{mV}$ à 160mV de (a) vers (d) – durée de la séquence : 4 secondes

L'image (a) correspond au début de la séquence, la tension est alors proche de 140mV. Un entrecroisement d'ondes capillaires avec alternance de crêtes et de creux se développe à la surface de la masse liquide. Lorsque la tension d'excitation et donc l'amplitude d'oscillation sont accrues (Figure C.39 (b)) la masse liquide semble s'aplanir le long de la poutre, on remarque également l'émergence plus ample de certaines crêtes et la présence de quelques gouttes. L'atomisation a débuté mais présente un très faible rendement. Une nouvelle augmentation de l'amplitude d'oscillation (Figure C.39 (c)) amplifie le mécanisme d'atomisation, la surface de la masse liquide semble chaotique et son volume réduit suite aux

détachements de nombreuses gouttes. On confirme ici qu'à fréquence fixée, c'est la tension d'alimentation de l'actionneur, donc l'amplitude d'oscillation de la poutre, qui permet d'atteindre la pulvérisation et d'en contrôler l'efficacité. L'image (d) est la dernière de la séquence qui en compte 100 au total. La masse liquide a presque entièrement été pulvérisée par l'oscillation forcée appliquée. Il est possible d'estimer le flux atomisé lors de cette séquence. La masse de liquide est assimilée à un parallélépipède rectangle reposant sur la poutre. Le volume liquide subsistant sur la poutre à la fin de la séquence de 100 images a également été déterminé. La valeur du flux atomisé pendant cette séquence est alors égale à 0.25kg/h.

Nous avons pu isoler sur une image de cette séquence trois des stades du détachement d'une goutte à partir d'une crête (Figure C.40).

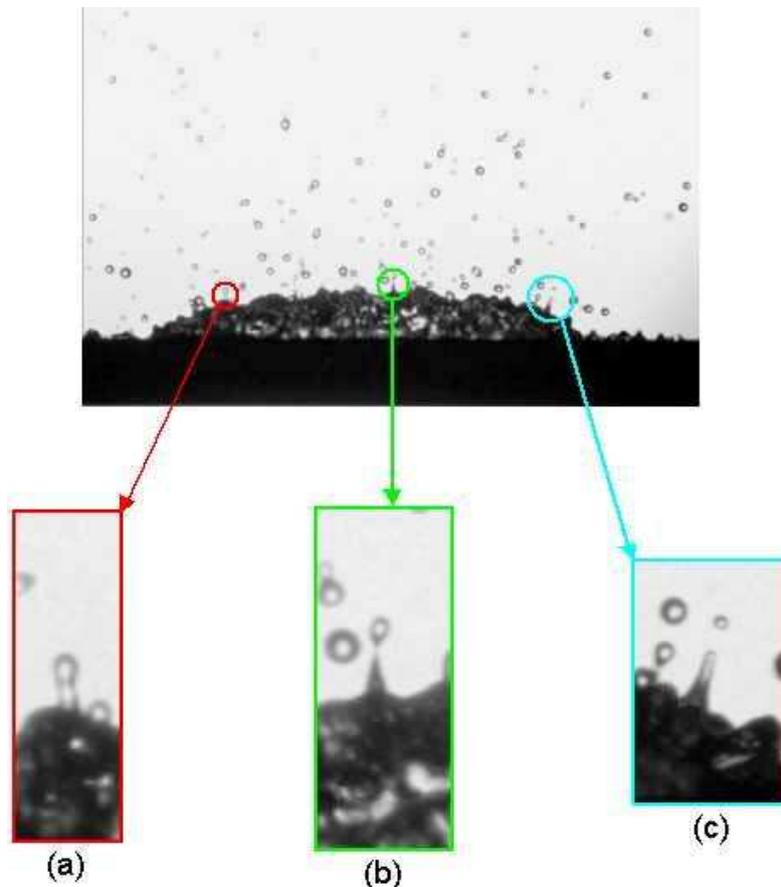


Figure C.40 : Formation de gouttes depuis les crêtes des ondes capillaires – $f=1,2\text{kHz}$ -
 $U \cong 150\text{mV}$

L'image (a) montre la formation d'une goutte en bout de crête avec une réduction de section entre la future goutte et la crête, phénomène caractéristique au développement d'instabilités de Rayleigh dans un jet liquide. Avec l'accélération la goutte se détache de la crête, l'image (b) correspond probablement à l'instant suivant le détachement puisque l'on discerne des formes pointues en bas de la goutte et en haut de la crête. Enfin, la goutte formée s'éloigne de la masse liquide et acquiert une forme arrondie (Figure C.40 (c)). On distingue également sur l'image (c) le début de formation d'une nouvelle goutte depuis la même crête.

On retrouve donc à cette fréquence de fonctionnement le mécanisme d'atomisation

ultrasonique reposant sur le développement d'ondes capillaires à la surface liquide puis sur l'étirement et la rupture des crêtes des ondes en raison de l'accélération apportée au fluide. Toujours sur le dispositif actif seul et en position horizontale, nous avons pu isoler un mécanisme de rupture différent dans d'autres conditions de fonctionnement.

Les images présentées en Figure C.41 sont tirées d'une séquence réalisée à une fréquence et une tension d'excitation respectives de 16,46kHz et 161mV.

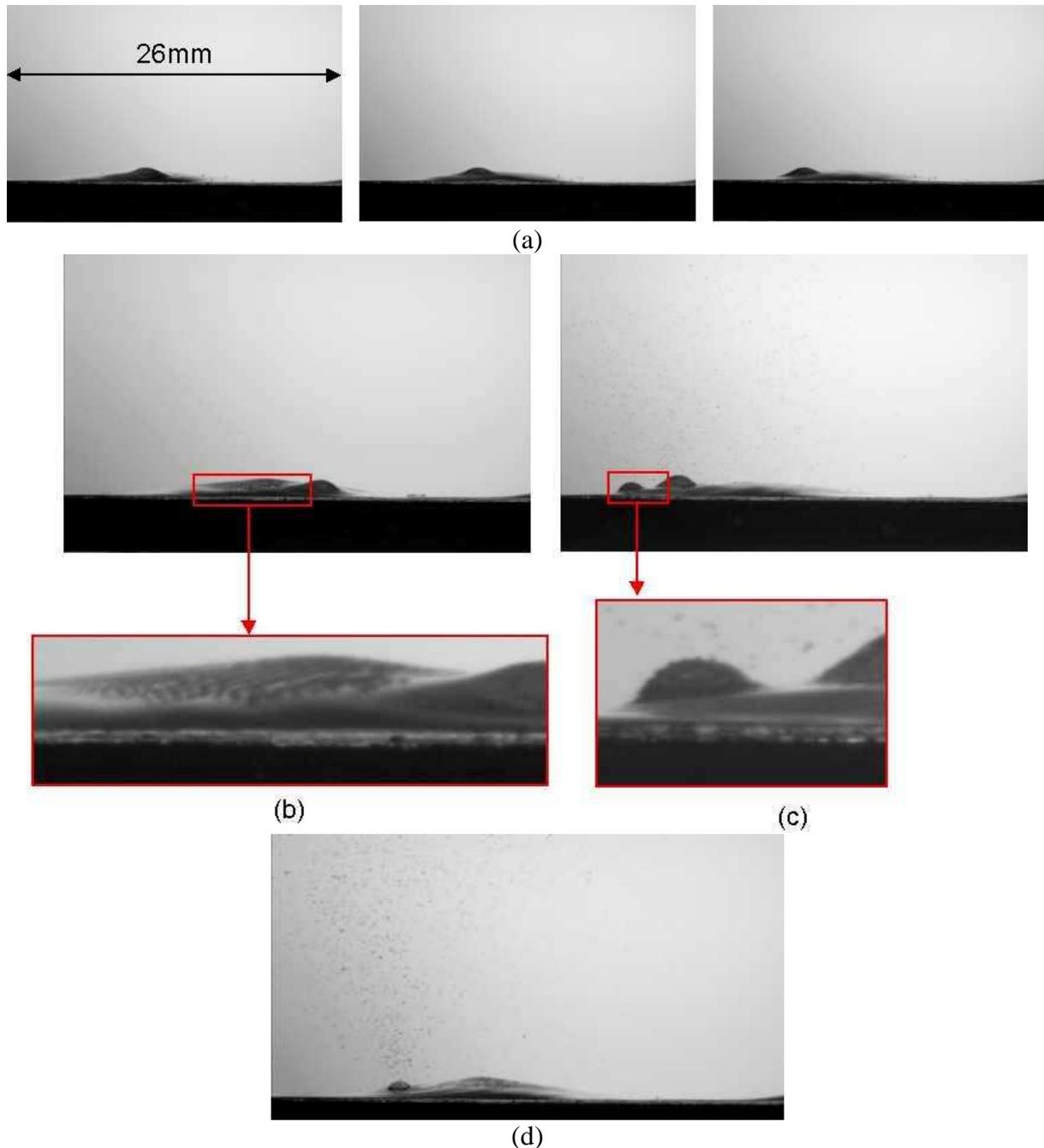


Figure C.41 : Excitation d'une masse liquide, pulvérisation par action couplée des ondes capillaires et des bulles de cavitation – $f=16,46\text{kHz}$ – $U=161\text{mV}$ – (a) : Déplacement d'une bulle de cavitation dans la couche liquide (3 images successives de la séquence) – (b) : ondes capillaires à la surface du liquide – (c) : ondes capillaires à la surface d'une bulle de cavitation, formations de quelques gouttelettes – (d) : éjection de gouttelettes depuis la surface instable d'une bulle de cavitation

On peut y observer la formation et le déplacement au sein de la couche liquide de bulles de cavitation (Figure C.41 (a)), des phénomènes de coalescence de bulles ont également été observés. Comme mis en évidence sur la Figure C.41, des instabilités similaires à un entrecroisement d'ondes capillaires se développent à la surface liquide (b) et donc à la surface des bulles de cavitation (c) en mouvement sous cette surface. Comme on le voit des gouttelettes se forment depuis les ondes se trouvant à la surface des bulles de cavitation (Figure C.41 (c) et (d)), mais en aucun cas les ondes à la surface de la couche liquide sans bulle n'éjectent de gouttes. Les bulles de cavitation exciteraient donc les crêtes des ondes de surface et favoriseraient ainsi l'éjection de gouttes tandis que les éléments de la surface où se développent des ondes sans que des bulles ne s'y trouvent, ne parviennent pas à former des gouttes. Le temps d'émission de gouttelettes par les bulles de cavitation avant leur éclatement a été estimé sur certaines séquences et est de l'ordre de 0,5ms à 0,8ms. Les bulles de cavitation n'éclatent donc pas instantanément après leur formation, elles excitent les crêtes des ondes capillaires pendant un certain laps de temps.

Lors de nos observations, deux caractéristiques supplémentaires ont été remarquées sans qu'elles soient visibles sur les 100 images composant la séquence présentée en Figure C.41. C'est pourquoi nous avons choisi de présenter des images issues de deux autres séquences, réalisées dans des conditions d'excitation légèrement différentes et en exploitant un autre principe de visualisation. Les images sont toutefois issues de séquences illustrant le même mécanisme de pulvérisation.

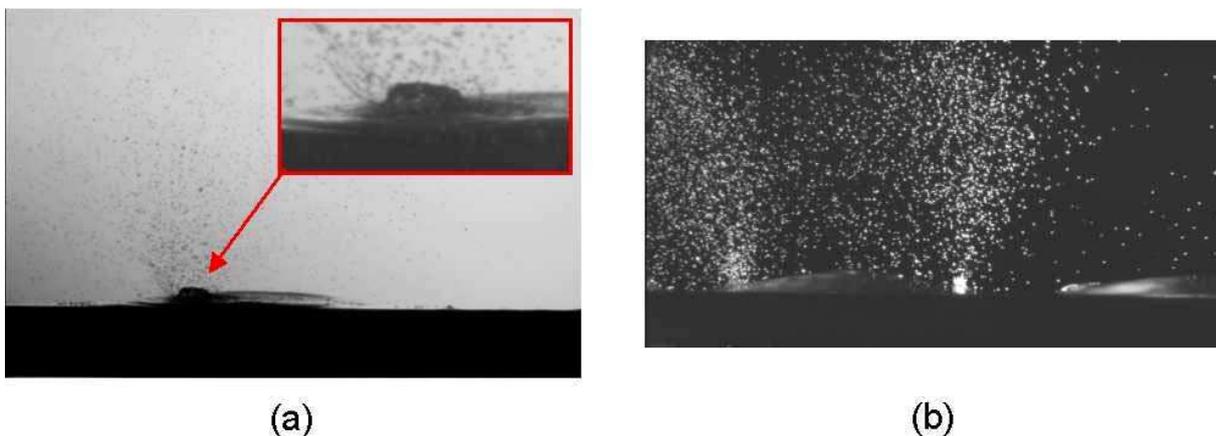


Figure C.42 : Excitation d'une masse liquide, pulvérisation par action couplée des ondes capillaires et des bulles de cavitation – (a) : $f=16,62\text{kHz}$ – $U=160\text{mV}$, éclatement d'une bulle de cavitation à la surface – (b) : $f=16,92\text{kHz}$ – $U=120\text{mV}$, allure du brouillard de gouttes

On peut observer sur l'image (a) que la bulle de cavitation peut imploser et ainsi faire éclater la surface de la masse liquide tout en continuant de former des gouttelettes présentant des diamètres semblables à celles formées depuis la bulle mais avant éclatement. En comparaison du précédent mécanisme à « basse » fréquence nous avons été surpris par la très grande densité de gouttes produites depuis un élément de surface de la masse liquide correspondant à la surface d'une bulle de cavitation. La fréquence étant plus élevée les gouttes formées sont par conséquent plus petites. Ces deux caractéristiques du brouillard de gouttes sont présentées sur l'image (b) où cette fois, au lieu de travailler en niveau de gris, nous avons visualisé la scène de façon à isoler la lumière émise par les gouttes éjectées.

Après avoir pulvérisé une masse liquide par déstabilisation d'ondes capillaires (excitation à 1,2kHz) il semblerait que nous ayons isolé un mécanisme couplant les ondes capillaires aux bulles de cavitation. Les gouttes sont en effet exclusivement éjectées des bulles

de cavitation ce qui tendrait à confirmer l'hypothèse conjointe qui stipule que les bulles de cavitation déclenche la pulvérisation en excitant les crêtes des ondes capillaires.

Le dispositif actif a ensuite été orienté de sorte qu'un liquide s'écoulant verticalement vers le bas effleure la surface oscillante de la poutre.

Les images de la Figure C.43 sont issues d'une séquence réalisée dans des conditions de « basse » fréquence similaire au premier cas présenté dans ce paragraphe. Les images de la Figure C.44 sont quant à elles issues d'une séquence réalisée à une fréquence d'excitation de 13,3kHz.

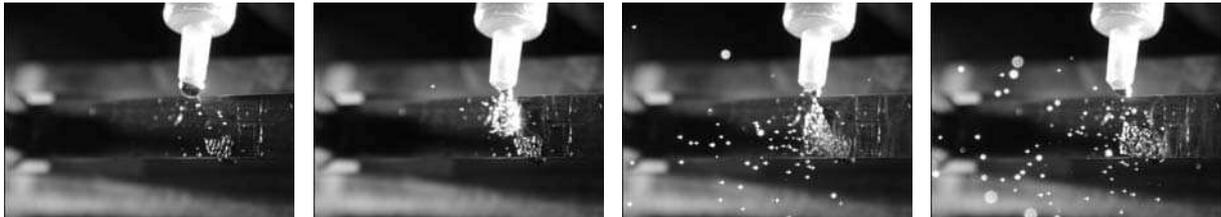


Figure C.43 : 4 images successives d'une séquence – $f=1,2\text{kHz}$ – $U=160\text{mV}$ – Dispositif actif en position verticale – temps écoulé entre la 1^{ère} et la 4^{ème} image : 0.16 seconde

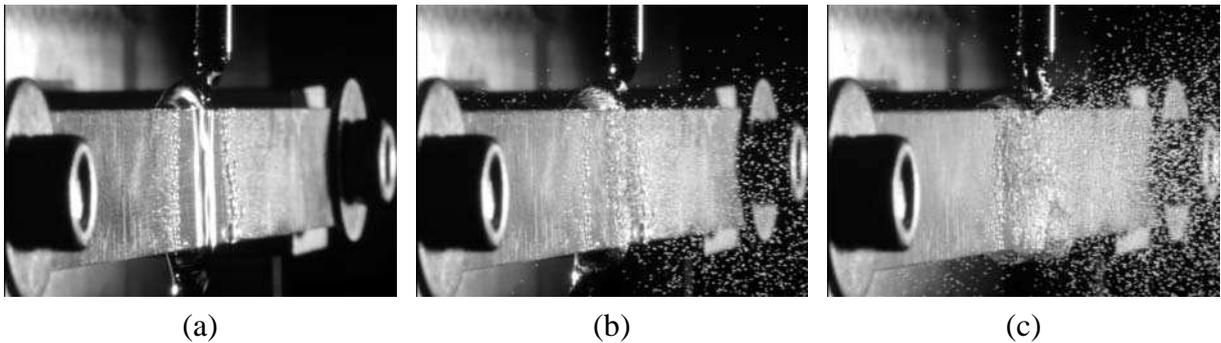


Figure C.44 : Atomisation ultrasonique : 3 images d'une séquence – $f=13.35\text{kHz}$ – $U=110\text{mV}$ – diamètre du jet : 1,64mm – $Q_m=2,5\text{kg/h}$ – (a) : système actif éteint – (b) : instant de la mise en route du système actif – (c) : atomisation intégrale et fine du jet liquide - temps écoulé entre images (a) et (c) : 3.2 secondes

La première observation est que bien qu'il s'écoule verticalement le liquide est nébulisé. Il s'agit d'une information nouvelle dans la mesure où à notre connaissance l'ensemble des études menées à ce jour concerne des films liquides au repos sur une surface oscillante ou ne présentant pas de vitesse d'écoulement. Cette information est également cruciale puisque nous avons maintenant la confirmation qu'un film liquide préalablement formé, s'écoulant verticalement à une vitesse donnée, sera nébulisé lorsqu'il entrera en contact avec une surface soumise à une oscillation forcée.

Si l'on regarde les images de chaque séquence indépendamment, on observe dans le premier cas (Figure C.43) que dès qu'elle heurte la surface active, la goutte est nébulisée en gouttelettes dont le diamètre semble proche de celui des gouttelettes formées à la même fréquence en position horizontale. On remarque également qu'une partie du volume initial n'est pas nébulisée mais reste "accrochée" à la surface active, probablement par l'action du mode transverse couplé au mode à 1,2kHz dans ces conditions d'excitation.

L'image (a) de la Figure C.44 est prise alors que le système actif est éteint. Le jet liquide de diamètre 1,64mm est injecté à un débit de 2,5kg/h et est affleurant à la surface de la poutre. L'image (b) est l'image 11/80 de la séquence et correspond à l'instant précis où le système est mis en route. Le liquide s'écoulant verticalement est instantanément nébulisé en

un brouillard dense de fines gouttelettes. L'image (c) est la 80/80 de la séquence, elle démontre que le système actif nébulise en continu l'intégralité d'un film liquide. La séquence n'est composée que de 80 images mais lors des tests le système a été activé pendant un laps de temps supérieur à celui nécessaire pour réaliser la séquence (plusieurs dizaines de secondes). La pulvérisation du jet liquide a été continue et intégrale tant que le système actif était allumé.

Ces premiers résultats qualitatifs sur le fonctionnement de notre dispositif actif nous ont d'une part permis d'isoler deux des mécanismes de pulvérisation ultrasonique référencés dans la littérature à ce jour et d'autre part de démontrer de nouvelles propriétés de ce principe. Nous avons en effet pu montrer qu'il était possible de pulvériser un film liquide par le principe de la pulvérisation ultrasonique lorsque celui-ci s'écoule verticalement à une vitesse significative et pour des conditions aux limites libres, le film n'étant pas contraint latéralement. Lorsqu'il vient affleurer une surface soumise à une oscillation dans la direction perpendiculaire à celle d'écoulement du film, ce dernier est instantanément et intégralement nébulisé en un brouillard de gouttelettes dont la densité et la distribution en tailles sont fonction des conditions d'excitation.

L'étape suivante a consisté à étudier quantitativement l'évolution des diamètres de gouttes et de la densité du spray en fonction des conditions d'excitation. Des mesures ont été réalisées avec un granulomètre Malvern, les résultats sont présentés dans le paragraphe suivant.

II.2. Influence des propriétés physiques du liquide et des paramètres d'excitation sur les caractéristiques du brouillard de gouttes

Si l'on se reporte aux corrélations développées lors de précédentes études, les facteurs influant sur le mécanisme de pulvérisation ultrasonique sont les propriétés du fluide nébulisé et les conditions d'excitation imposées à ce même fluide.

Nous avons donc choisi de tester différentes solutions préalablement présentées dans la partie B. à plusieurs fréquences et tensions d'excitation. Le tableau suivant rappelle les compositions et propriétés des différentes solutions. Il semble que la tension de surface dynamique σ/ρ soit, avec la fréquence, le principal paramètre pilotant la taille des gouttes formées, c'est pourquoi il a été inclus dans le tableau.

Tableau C.3 : Rappel des propriétés physiques des liquides nébulisés par la pulvérisation ultrasonique

Solution	Composition	σ (N/m)	ρ (kg/m ³)	ν ($\times 10^{-6}$) (m ² /s)	μ ($\times 10^{-6}$) (kg/m.s)	$(\sigma/\rho) \cdot 10^{-5}$ (m ³ /s ²)
1	Ethanol (25°C)	0.02412	785.04	1.368	1074	3.07
2	Eau + savon (25°C)	0.02843	997.048	0.89	887	2.85
3	Eau du robinet (25°C)	0.07653	997.048	0.89	887	7.67
4	Eau + 10% d'éthanol (20°C)*	0.04753	981.9	1.53	1501	4.84
5	Kérosène	0.02323	792.97	1.3913	1103.26	2.93

* : Handbook of Chemistry and Physics, CRC Press, 84th Edition 2003-2004.

Les résultats présentés dans cette partie ne concerneront pas systématiquement

l'ensemble des solutions. Les investigations n'ont en effet pas été réalisées pour chacune des solutions disponibles et nous proposons dans les graphiques les résultats illustrant au mieux les phénomènes observés pendant cette étude et éventuellement comparables à ceux de précédentes études.

Les résultats présentés sur l'influence des conditions d'excitation et des propriétés physiques du liquide excité ont été obtenus pour le dispositif actif seul. Le montage sur la maquette d'injection ajoute des contraintes de réglages géométriques supplémentaires qui rendent les expériences plus délicates et difficilement reproductibles. En outre la maquette ne peut être alimentée qu'avec de l'eau et exclut donc l'étude de d'autres liquides. C'est pourquoi nous avons dans un premier temps étudié l'influence des paramètres d'excitation et des propriétés physiques du liquide sur le dispositif actif seul.

Influence de la fréquence d'excitation

La Figure C.45 illustre l'évolution des valeurs du D_{32} et du D_{10} que nous avons mesurées ou relevées dans la littérature en fonction de la fréquence d'excitation pour de l'eau. D'après les précédents travaux, le diamètre des gouttes dépend de la fréquence selon la formule : $D = cste \cdot f^{-2/3}$ où la constante dépend des propriétés physiques du liquide excité (Lang 1962, Dobre 2003). Cette loi a également été tracée sur la figure suivante.

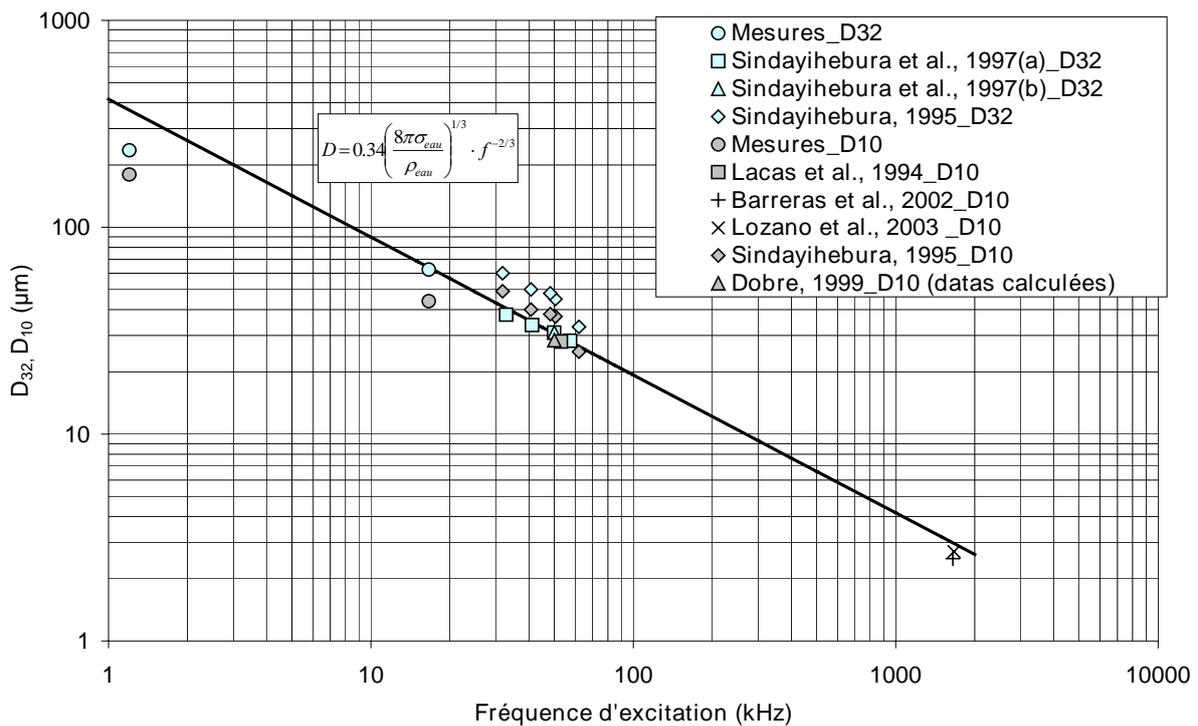


Figure C.45 : D_{32} et D_{10} mesurés pour l'eau aux fréquences d'excitation de 1.2kHz et 16,6kHz – Comparaison avec des résultats de la littérature

La décroissance des diamètres que nous mesurons est en accord avec la loi tracée en trait plein tout comme les résultats des autres auteurs. Nos valeurs de diamètres sont légèrement inférieures pour $f=1,2\text{kHz}$, probablement en raison du couplage de modes évoqué précédemment et qui semble être responsable de la nébulisation.

Influence de la tension d'excitation

La figure suivante présente les valeurs du diamètre moyen de Sauter mesuré pour l'éthanol à une fréquence d'excitation fixe et égale à 16.6kHz en faisant varier la tension d'alimentation de l'actionneur.

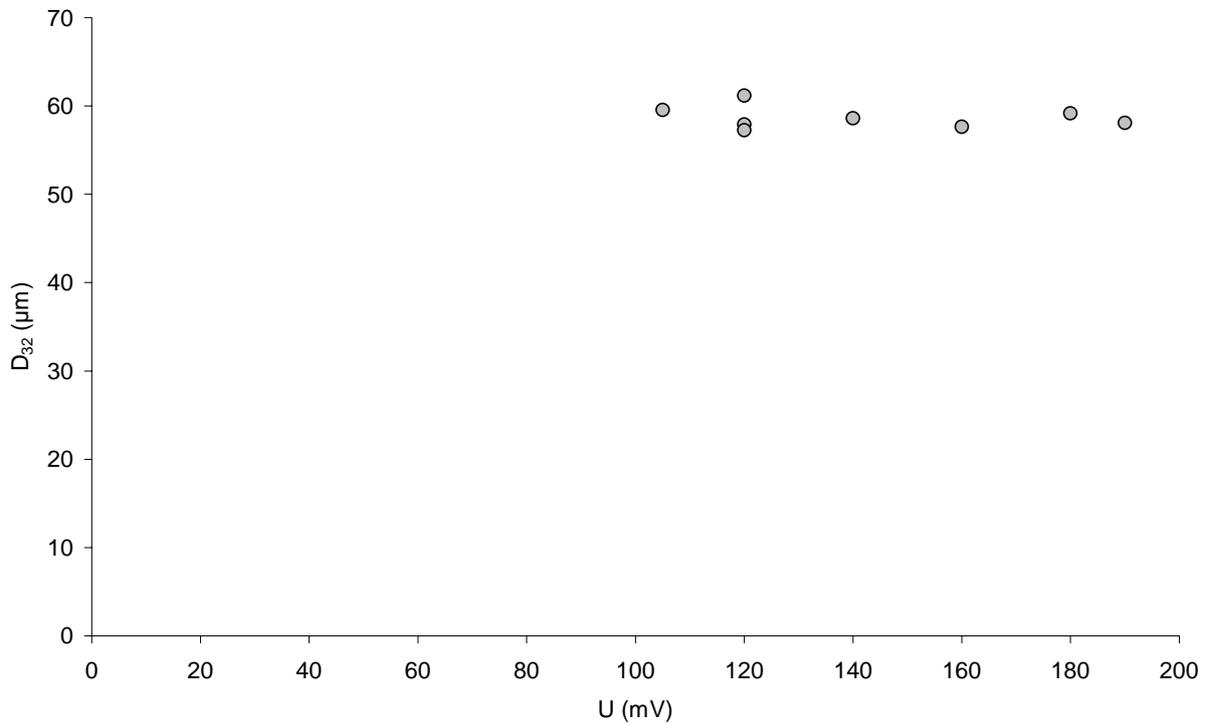


Figure C.46 : Evolution du D_{32} en fonction de la tension d'alimentation de l'actionneur pour l'éthanol – $f=16.6\text{kHz}$

La taille des gouttes formées reste relativement constante quelle que soit la tension appliquée à l'actionneur. Or, nous avons vérifié pour une gamme de fréquences plus faibles que l'amplitude de la vibration était bien proportionnelle à la tension appliquée. En supposant que ce résultat reste valide aux fréquences de travail sélectionnées, nous confirmons que la taille des gouttes est insensible à l'accélération et que seule intervient la fréquence.

Par ailleurs, nous avons remarqué lors du traitement de ces résultats que le pourcentage de signal laser transmis diminuait à mesure que la tension d'alimentation était haussée. Nous rappelons que plus la transmission, notée T , diminue plus l'absorption du faisceau laser augmente et donc plus dense est le spray.

Nous avons donc tracé l'évolution du paramètre $(I-T)$, indicatif de la concentration en gouttes du spray en fonction de la tension d'excitation qui est directement proportionnelle à l'accélération imposée au film liquide comme nous l'avons montré précédemment (Figure C.47).

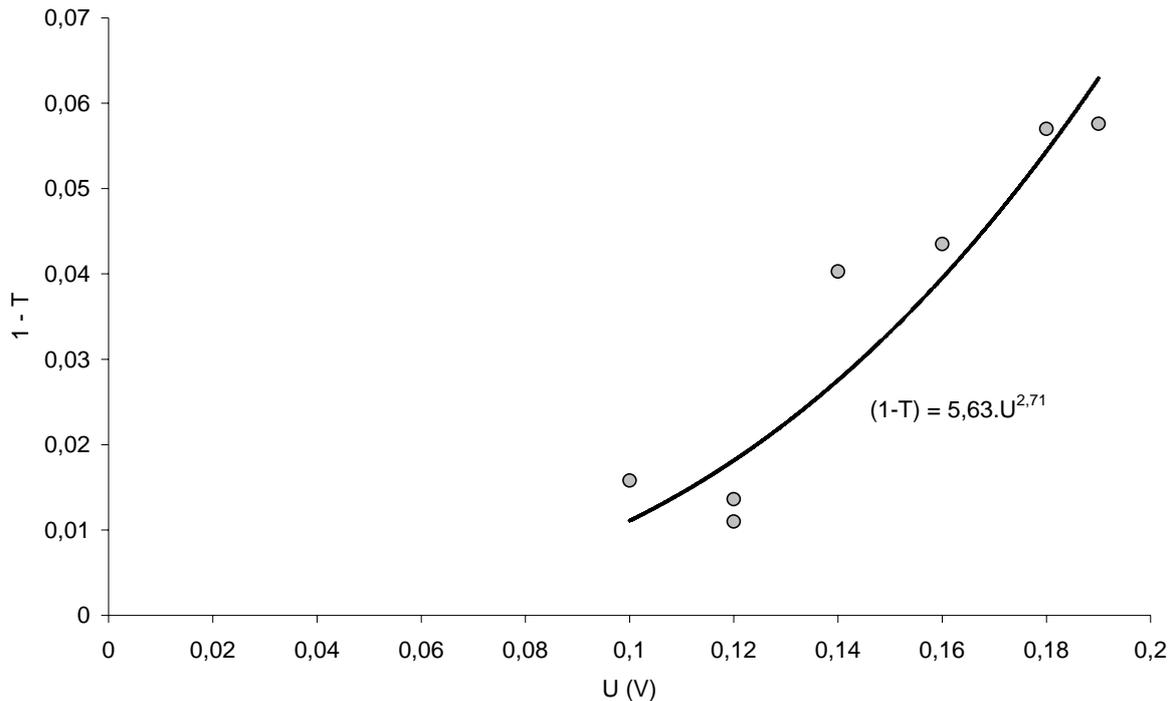


Figure C.47 : Evolution de $(1-T)$ en fonction de la tension d'alimentation de l'actionneur pour l'éthanol – $f=16,6\text{kHz}$

Il apparaît donc que plus nous élevons la tension d'alimentation de l'actionneur et donc l'accélération imposée au film, plus la concentration de gouttes produites par la méthode active est importante. On retrouve ici les résultats de Goodridge *et al.* (1999) sur la densité de gouttes produites par la pulvérisation ultrasonique en fonction de l'accélération imposée au fluide. Lors de cette étude, les auteurs définissent le paramètre ε tel que : $\varepsilon = (a - a_c)/a_c$ et déterminent la loi d'évolution expérimentale : $\Phi = 0.039 \cdot \varepsilon^{2.8}$ où Φ est le flux de gouttes produites. La dépendance du flux au paramètre ε dans le cas de Goodridge *et al.* est donc similaire à la dépendance de notre paramètre $(1-T)$ à la tension d'excitation.

Ces résultats sont très intéressants vis-à-vis de l'exploitation pratique d'un actionneur puisqu'ils confirment que les caractéristiques de l'excitation que sont la fréquence et la tension sont donc deux paramètres agissant indépendamment sur les caractéristiques du brouillard de gouttes. La fréquence pilote le diamètre des gouttes formées tandis que la tension, qui règle l'amplitude des oscillations et donc l'accélération imposée au liquide, influe sur le flux de gouttes éjectées.

Influence des propriétés physiques du fluide

La figure suivante représente l'évolution des D_{32} mesurés lors de nos expériences en fonction du paramètre $(\sigma/\rho)^{1/3}$. Des résultats issus d'études antérieures réalisées pour des fluides ayant des propriétés physiques variables sont également tracés sur le graphique.

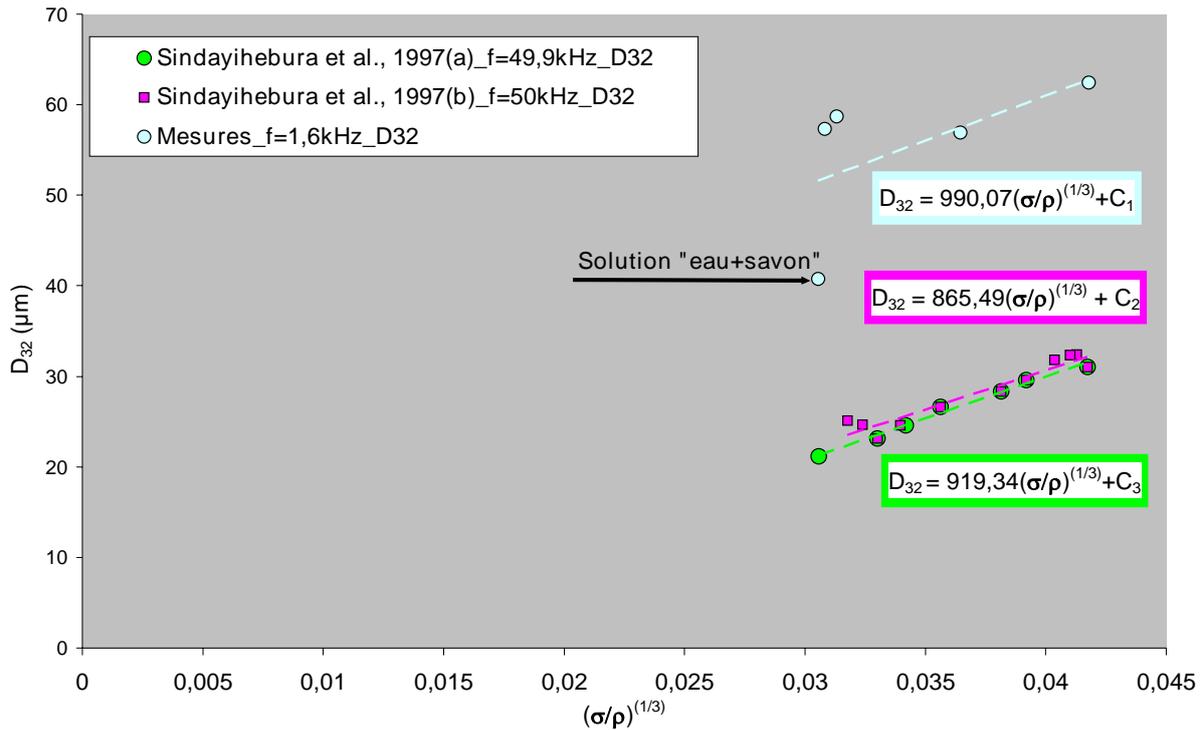


Figure C.48 : Evolution du D_{32} en fonction de $(\sigma/\rho)^{1/3}$ pour les 5 solutions testées – $f=16.6\text{kHz}$

Tableau C.4 : Données expérimentales sur les D_{32} mesurés pour différentes solutions

Fréquence (kHz)	Solution	D_{32} (μm)
16.615	Eau	62
16.8	Kérosène	57
16.8	Ethanol	59
16.67	Eau + 10% d'éthanol	57
16.5	Eau + savon	41

Les résultats de la littérature ont été obtenus à des fréquences d'excitation plus élevées ce qui explique que les diamètres mesurés soient plus faibles. Cependant la dépendance des diamètres de gouttes formées par la pulvérisation ultrasonique avec le paramètre $(\sigma/\rho)^{1/3}$ devrait être linéaire pour chacune des études présentées dans ce graphique. Des courbes de tendances de type linéaire ont donc été attribuées à chaque série de mesure et leurs équations notées sur le graphique. Les droites en pointillées de chaque série devraient être parallèles et les coefficients directeurs relativement proches. A cet égard, nos résultats et leur comparaison avec des données de la littérature paraissent donc satisfaisants. Seule la donnée relative à la pulvérisation forcée d'une solution d'eau mélangée à quelques gouttes de savon s'écarte des comportements observés en fluides réputés propres (le point correspondant a été repéré sur le graphique). Le diamètre mesuré étant faible par rapport aux autres résultats de nos essais, le coefficient directeur de notre courbe de tendance se trouve surestimé. La valeur du rapport σ/ρ de cette solution reste relativement proche des autres solutions que nous avons testées et pourtant les gouttes présentent des diamètres de l'ordre de $40\mu\text{m}$ quand les autres solutions forment des gouttes de l'ordre de $60\mu\text{m}$. Nous avons abordé auparavant la propriétés des molécules des solutions tensioactives, du type de celle que nous avons utilisée, qui se concentrent à la surface du liquide. Lors de la mesure de la tension de surface de cette solution nous en avons évalué la valeur moyenne, il est toutefois fort possible qu'elle soit plus

faible à la surface où se concentre les molécules et augmente à mesure que l'on s'enfonce dans la couche liquide. Les gouttes étant formées depuis les crêtes des ondes de surface instables, leur dépendance à σ se fait selon sa valeur à la surface et non la valeur moyenne mesurée, c'est pourquoi les gouttes sont plus petites que ce que prédisent les corrélations appliquées à la valeur moyenne de σ .

La figure suivante compile nos mesures du D_{32} pour les différentes solutions et fréquences testées sur le dispositif actif. Les résultats de Sindayihebura *et al.* sont à nouveau inclus, ainsi que la loi empirique établie par Lang (1962). Le point de mesure correspondant à la solution "eau+savon" a été exclu.

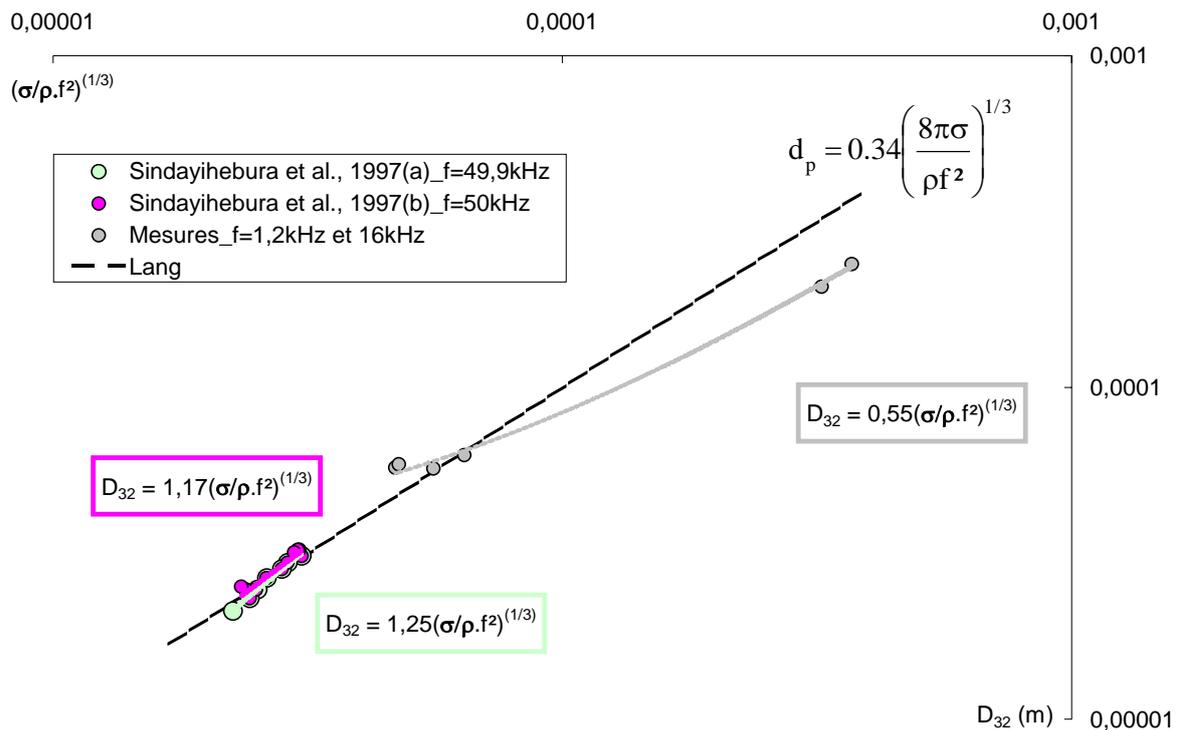


Figure C.49 : Evolution du D_{32} en fonction de $(\sigma/\rho.f^2)^{1/3}$ pour les 5 solutions testées – $f=1.2\text{kHz}$ et 16.6kHz – Comparaison avec la corrélation établie par Lang (1962) et les résultats expérimentaux de Sindayihebura *et al.* (1997 (a) et (b))

Le préfacteur dans notre cas est légèrement inférieur à celui déterminé par Lang. Comme nous l'avons abordé précédemment les diamètres mesurés à la fréquence de 1.2kHz sont probablement influencés par le couplage de modes de vibration identifié dans ces conditions de travail et tendent donc à réduire la pente de la fonction affine d'approximation.

La suite des mesures de tailles de gouttes a été réalisée lorsque le dispositif actif était fixé sur la surface de prefilming de la maquette d'injection. Nous avons ainsi pu évaluer l'influence de nouveaux paramètres que sont les vitesses des écoulements liquide et gaz.

III. Mise en vibration de la surface de prefilming d'un injecteur airblast et effet sur les caractéristiques du brouillard de gouttes

Comme nous l'avons évoqué dans la partie B., le montage du système sur la maquette d'injection impose des contraintes sur le fonctionnement de ce même système. Nous avons en effet remarqué que l'oscillation de la poutre semblait entravée et s'avérait donc moins efficace. De plus les contraintes liées aux différents réglages géométriques nécessaires dans cette configuration influent sur les fréquences et amplitudes des modes de vibration de la poutre. Nous avons toutefois pu réaliser des mesures à différentes vitesses liquides présentées en Figure C.50. Le film perturbé a une épaisseur de $300\mu\text{m}$ et la fréquence d'excitation est égale à $14,8\text{kHz}$.

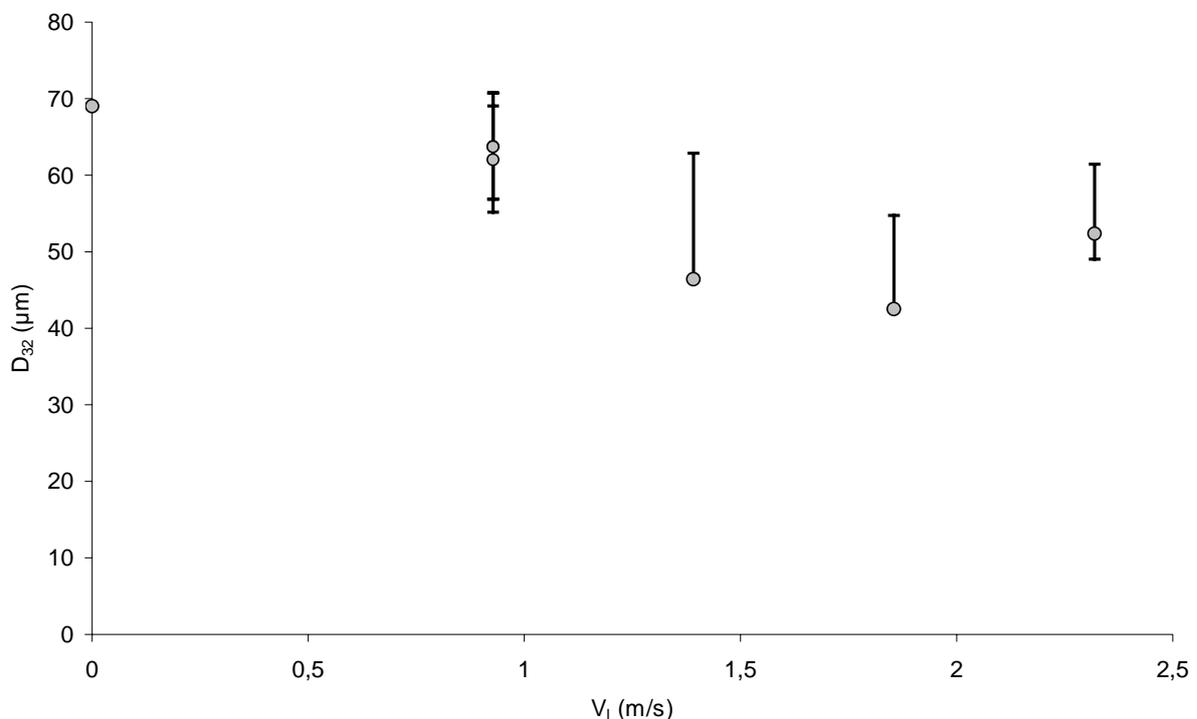


Figure C.50 : Evolution du D_{32} en fonction de la vitesse d'injection liquide – eau – $f=14,8\text{kHz}$ – $U=80\text{mV}$ – sans écoulement d'air

Les résultats présentés ont été obtenus en appliquant une tension de 80mV à l'actionneur, les expérimentations sur l'influence de la vitesse d'injection ont néanmoins été répétées pour plusieurs tensions d'alimentation (30mV , 40mV , 50mV et 60mV). Les tailles de gouttes mesurées à une vitesse liquide donnée présentaient une certaine dispersion entre les résultats des différentes tensions d'alimentation alors que nous avons montré au début de ce paragraphe que la tension n'a pas d'influence sur les tailles de gouttes formées. Cette dispersion peut être attribuée à l'influence des réglages géométriques effectués avant chaque série de mesure pour ajuster le parallélisme et l'équidistance des arêtes de la poutre par rapport à celles de son épaulement. Les barres d'incertitudes attribuées à chaque point illustrent l'écart entre les valeurs minimales et maximales obtenues aux différentes tensions d'excitation.

Le point d'abscisse $V_1=0\text{m/s}$ a été calculé à partir de la relation de Lang donnant la

taille des gouttes formées en fonction de la fréquence d'excitation et des propriétés du liquide.

Le diamètre est assez peu sensible à la vitesse du liquide. Une légère tendance à la décroissance se dessine néanmoins pour le D_{32} à mesure que la vitesse d'injection liquide, et donc le nombre de Reynolds liquide augmentent. Cette constatation expérimentale est à mettre en parallèle avec l'analyse théorique réalisée par Woods et Lin (1995) et présentée dans le chapitre dédié à l'état de l'art. Ces auteurs considèrent un film liquide s'écoulant sur une plaque inclinée et soumis à des oscillations forcées normales à la direction de l'écoulement, et ils démontrent l'existence de couplages entre les trois types d'ondes : les ondes dues à la gravité, des ondes de cisaillement et enfin des ondes de Faraday. Pour un film vertical, leurs simulations montrent que la présence d'une excitation normale au film affecte le développement des ondes longues qui prévalent en l'absence de forçage. En particulier, leur taux de croissance diminue avec l'amplitude du forçage (et ces ondes peuvent même être inhibés) et simultanément, les nombres d'onde les plus amplifiés se décalent vers de plus faibles valeurs. Dans leur exemple, le nombre d'onde défini comme $2\pi h/\lambda$, et qui vaut 0,4 en l'absence de forçage, peut diminuer d'un facteur 2 lorsque l'amplitude de l'excitation devient de l'ordre du quart de l'épaisseur du film. Même s'il est difficile de transposer ce résultat à notre expérience (où les nombres d'ondes sans forçage Faraday sont plutôt de l'ordre de l'unité), la tendance observée sur la Figure C.50 est bien la même, à savoir une diminution du diamètre lorsque l'actionneur est en fonctionnement.

Concernant l'évolution avec la vitesse liquide, Woods et Lin (1995) indiquent que le couplage entre ondes longues dues au cisaillement et instabilités de Faraday peut conduire à une sorte de résonance qui favorise la croissance des ondes de Faraday sur une petite plage de nombres d'ondes. Cette résonance semble d'autant plus marquée que le nombre de Reynolds liquide est fort. En revanche, augmenter ce nombre de Reynolds liquide affecte de façon marginale le nombre d'onde le plus amplifié, comportement qui ne peut donc expliquer les évolutions illustrées sur la figure. Il faut toutefois souligner que cette résonance n'a été analysée que pour un film sur une plaque très peu inclinée par rapport à l'horizontale (1°) et que nous ne disposons pas de résultats équivalents pour un film vertical. L'expérience menée ici semble indiquer, aux incertitudes et problèmes de reproductibilité près, un effet non négligeable de la vitesse liquide : cette tendance mérite d'être confirmée par de nouvelles expériences présentant une influence moindre des conditions de réglages géométriques et prenant en compte une plus large gamme de variation des paramètres.

Enfin, nous avons vu précédemment que le principe de la pulvérisation ultrasonique s'applique également à un film liquide en mouvement. Le graphique précédent montre qu'il est efficace pour des gammes de vitesses d'injection liquide comprises entre 0,9m/s et 2,4m/s.

L'étape suivante consiste donc à valider cette technique active en présence d'un écoulement d'air. L'application finale touche en effet au fonctionnement à bas régime des moteurs aéronautiques, c'est-à-dire des vitesses d'air inférieures ou égales à 30m/s. Il faut donc nous assurer de l'aptitude de la technique active à fonctionner dans ces conditions et évaluer une éventuelle influence de l'écoulement d'air sur la formation du brouillard de gouttes par oscillation forcée.

Des mesures de tailles de gouttes, répétées pour plusieurs valeurs de la tension d'alimentation de l'actionneur, ont été menées à une fréquence d'excitation de 14,8kHz, à une vitesse d'injection de 0,93m/s et en présence d'un faible écoulement d'air ($V_g \leq 10$ m/s). Les résultats sont présentés sur la figure suivante.

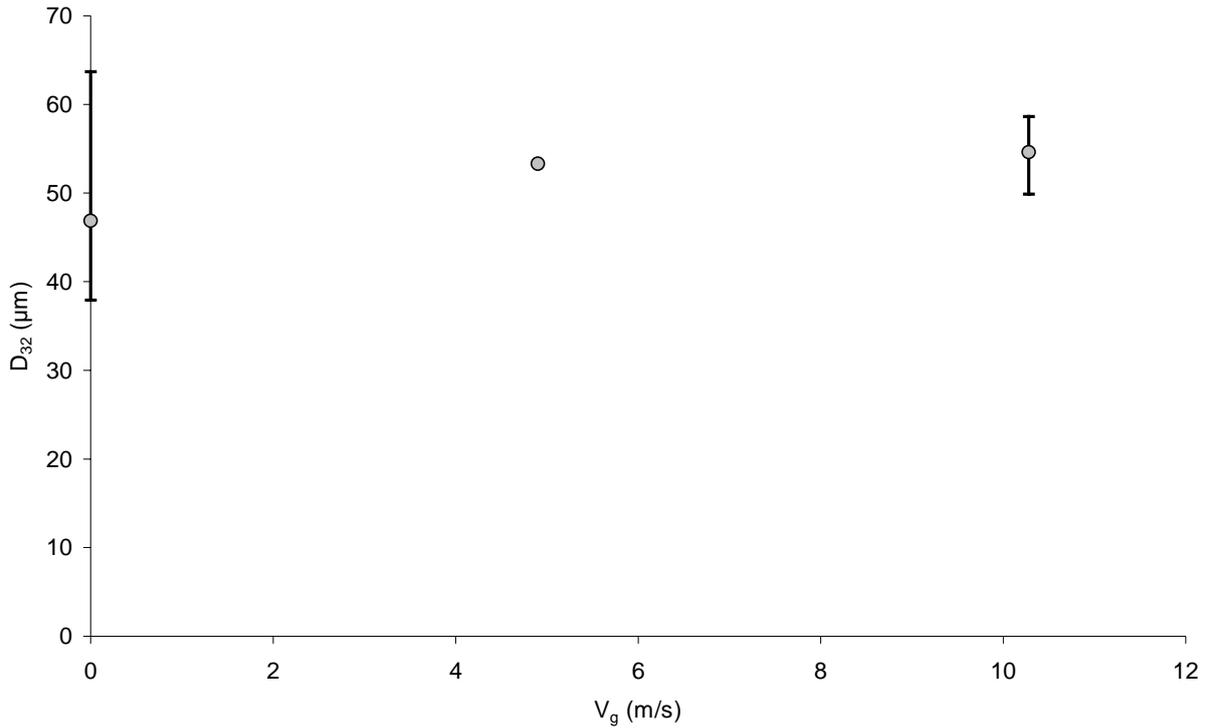


Figure C.51 : Evolution du D_{32} en fonction de la vitesse de l'écoulement d'air co-courant – eau
 – $f=14,8\text{kHz}$ – $U=80\text{mV}$ – $V_f=0,93\text{m/s}$

Dans ces conditions, la méthode active fonctionne et les diamètres de gouttes formées ne présentent pas d'évolution avec la vitesse de l'air. Lors de cette série de mesures nous n'avons pas augmenté la vitesse d'air au-delà de 10m/s, d'autres investigations ont été menées pour des vitesses d'air plus élevées, les résultats seront présentés à la fin de ce chapitre. En parallèle des mesures de tailles de gouttes à faible vitesse d'air, des profils de luminance moyenne ont également été effectués pour étudier l'influence de la technique active sur l'enveloppe du brouillard de gouttes. Les résultats sont résumés dans la figure suivante. Le rectangle en points jaunes figure la position et les dimensions de la poutre active.

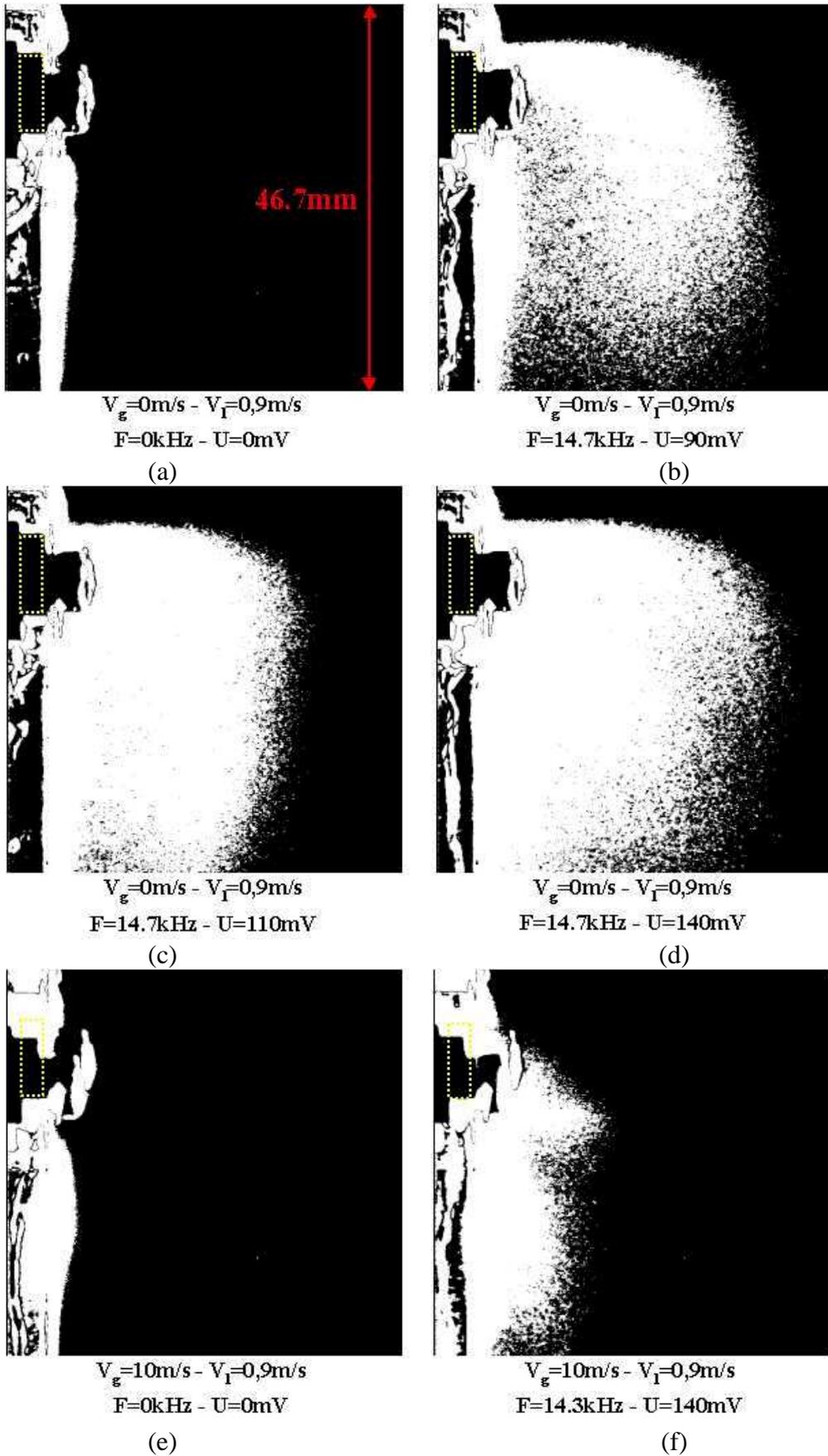


Figure C.52 : Evolution de l'enveloppe du brouillard de gouttes – $V_I=0,9\text{m/s} - V_g=0-10\text{m/s} - f=14,7-14,3\text{kHz} - U=0-90-110-140\text{mV}$

Les images (a) à (d) ont été obtenues sans écoulement d'air mais avec une excitation de puissance croissante. L'image (a) montre l'enveloppe du film sans excitation. Il s'agit alors d'un film liquide convergent délimité par des bords épais qui donnent cet aspect bombé à l'enveloppe. Il n'y a bien entendu pas de formation de gouttelettes dans ces conditions. Les cartographies présentées sur les

Figure C.5 et Figure C.14 permettent de visualiser l'aspect du film liquide dans ces conditions de vitesses liquide et gaz. Lorsque la méthode active est mise en action, un brouillard de gouttes dense et présentant une pénétration relativement bonne se forme. Accroître la tension d'alimentation de l'actionneur intensifie la densité du brouillard. Comme précédemment, le profil de l'enveloppe du spray a été tracé (Figure C.53) pour chacun des cas, permettant ainsi une meilleure appréciation du gain en surface que présente une excitation plus puissante.

Les images (e) et (f) ont été réalisées en présence d'un écoulement d'air à 10 m/s. Là encore l'enveloppe du brouillard est nettement modifiée en présence d'excitation forcée. Le pic de l'enveloppe correspond à l'emplacement de la surface oscillante, l'écoulement d'air entraîne les gouttes vers l'aval ce qui explique que l'enveloppe soit moins large qu'en (d). La fréquence d'excitation est légèrement décalée, des ajustements ayant été opérés sur le positionnement de la poutre entre les profils de luminance moyenne (a) à (d) et les profils (e) et (f).

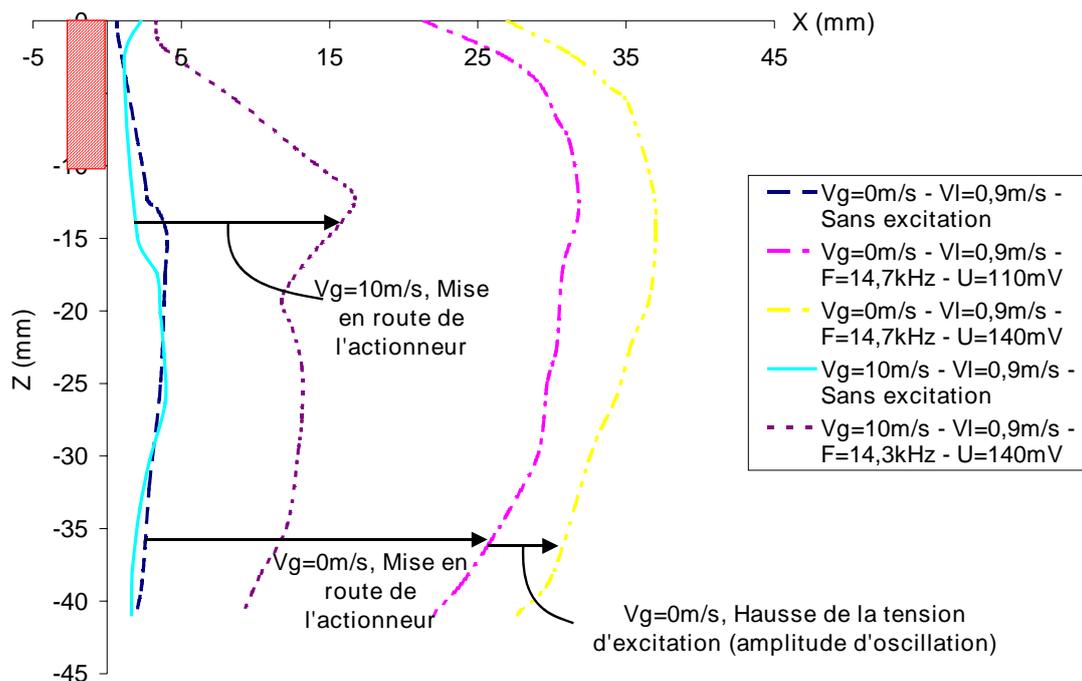


Figure C.53 : Evolution de l'enveloppe du film – $V_l=0,9\text{m/s}$ – $V_g=0-10\text{m/s}$ – $F=14,7-14,3\text{kHz}$ – $U=0-90-110-140\text{mV}$

Jusqu'à présent, nos investigations ont permis de valider notre montage par rapport aux principes de la pulvérisation d'un liquide par oscillation forcée et aux corrélations s'y rattachant. Nous avons montré que ce mécanisme de rupture d'une masse liquide en un brouillard de goutte s'appliquait également au cas d'un film liquide pourvu d'une vitesse d'écoulement non nulle et par ailleurs soumis à un écoulement d'air co-courant de faible vitesse. L'ensemble de ces résultats valide donc la faisabilité de cette technique active agissant au niveau des surfaces de prefilming des injecteurs airblast des moteurs aéronautiques.

Pour confirmer la faisabilité du principe proposé, nous avons voulu tester la combinaison des deux mécanismes de rupture que nous avons jusqu'à présent analysés indépendamment l'un de l'autre dans ce travail. L'expérience a consisté à augmenter la vitesse de l'écoulement d'air, pour une vitesse liquide fixe et sans excitation, jusqu'à ce que le granulomètre détecte et mesure des tailles de gouttes formées par les instabilités de cisaillement. Le mécanisme de formation de gouttes par cisaillement du film liquide est alors enclenché. Puis nous avons alimenté l'actionneur, et donc appliqué la technique active au film liquide. Le résultat est présenté sur la figure suivante.

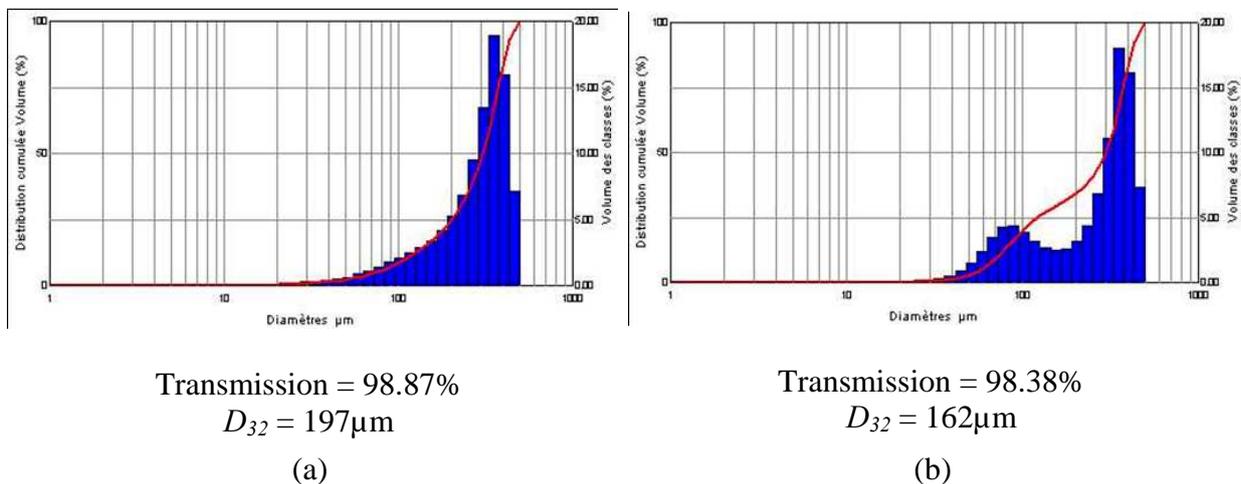


Figure C.54 : Effet de la technique active sur la distribution granulométrique du brouillard de gouttes – $V_g=60\text{m/s}$ – $h_l=300\mu\text{m}$ – $V_l=0.9\text{m/s}$ – (a) : sans excitation – (b) : avec excitation : $F=15.4\text{kHz}$ – $U=140\text{mV}$

L'image (a) est la distribution granulométrique mesurée par le Malvern en présence de cisaillement uniquement correspondant aux conditions de fonctionnement pour lesquelles l'atomisation par cisaillement débute. Les données de transmission et de D_{32} sont également indiquées dans chaque cas.

Ces résultats sont cohérents avec les résultats de l'étude granulométrique présentée dans la partie I.4 de ce chapitre. La mise en route de la méthode active modifie la distribution granulométrique mesurée par le Malvern (Figure C.54 (b)). On constate en effet l'émergence de mesures de gouttes de plus petite taille (de l'ordre de $70\mu\text{m}$) tandis que les gouttes à fort diamètre dues aux instabilités de cisaillement sont toujours présentes. La valeur du D_{32} moyen s'avère alors réduite de 20% en présence d'excitation. En outre, le pourcentage de signal laser transmis est réduit et bien que cette diminution soit faible, elle n'en reste pas moins significative d'un accroissement de la densité de gouttes produites.

Il apparaît donc que les deux mécanismes de rupture peuvent coexister et influencer significativement sur la densité et la distribution granulométrique du brouillard de gouttes.

Nous avons montré qu'un film liquide s'écoulant à une vitesse donnée peut être atomisé par des instabilités de Faraday. En présence d'un écoulement d'air ayant une vitesse relativement élevée (60m/s), la mise en action de la méthode active modifie significativement les caractéristiques de la distribution granulométrique due au seul cisaillement, et permet en particulier de réduire le diamètre moyen des gouttes produites.

Ainsi, la proposition initiale de combiner des instabilités de type Faraday avec l'atomisation par cisaillement s'avère pertinente, et sa faisabilité est démontrée.

A l'issue de cette étude, plusieurs questions restent cependant ouvertes.

En premier lieu, les méthodes de mesure employées n'ont pas permis d'accéder aux flux de gouttes produites, de sorte qu'il n'a pas été possible de quantifier la part du flux liée à l'excitation Faraday en fonction de la vitesse d'air pour différents niveaux de l'accélération imposée par l'actionneur. Or de telles mesures sont accessibles à l'aide de métrologies disponibles (du type prélèvement ou mesure par sondes optiques), et leur mise en œuvre ne pose donc aucune difficulté de principe. Ces données sur les flux de gouttes sont pertinentes pour optimiser les caractéristiques d'un actionneur adapté aux systèmes d'injection des moteurs aéronautiques

Par ailleurs, nous avons anticipé le fait qu'à faible vitesse gaz l'excitation Faraday pouvait contribuer à une modification du processus d'atomisation par cisaillement en imposant simplement une déformation de l'interface. Ce scénario n'a pas pu être testé puisque, pour les films minces considérés, l'atomisation par cisaillement ne s'est avérée effective qu'à très fortes vitesses du gaz. Afin d'évaluer si générer des instabilités de Faraday à la surface d'un film liquide soumis à la propagation d'ondes longitudinales et transverses favorise les mécanismes de rupture par cisaillement, il sera nécessaire de se placer dans des conditions telles que l'instabilité par cisaillement apparaisse à des vitesses de gaz plus faibles.

De façon générale, le programme de recherche entamé ici mérite d'être poursuivi afin d'examiner et de mieux quantifier le couplage entre la méthode active, modulable en fréquence et en amplitude, et les instabilités dues au cisaillement pour différents régimes.

Enfin, il s'agira aussi d'examiner les problèmes techniques liés à la transposition de cet actionneur sur un injecteur réel.

CONCLUSION ET PERSPECTIVES

Les moteurs aéronautiques équipant avions et hélicoptères requièrent une sécurité sans faille, l'application de normes concernant la réduction des émissions polluantes depuis l'entrée en vigueur du protocole de Kyoto en février 2005, tout en maintenant des coûts compétitifs à la réalisation aussi bien qu'à la maintenance.

Le respect de ces contraintes est étroitement lié à la qualité de la combustion, elle-même dépendante de la capacité des systèmes d'injection à former un brouillard de gouttes de carburant aussi fin et homogène que possible.

Cependant les principes physiques exploités sur les injecteurs de type airblast actuellement en service ne permettent pas d'assurer la qualité de pulvérisation exigée à tous les régimes de fonctionnement de l'appareil. Les limitations sont particulièrement critiques aux bas régimes qui correspondent typiquement à des vitesses d'air inférieures à 30-40m/s. Les solutions employées jusqu'à présent pour y remédier ne parviennent à satisfaire l'ensemble des contraintes de fonctionnement abordées précédemment qu'au prix d'une complexité accrue (présence d'un second système d'injection par exemple). C'est pourquoi la mise au point d'un nouveau système d'injection capable de fonctionner efficacement sur une large plage de conditions d'écoulement s'avère nécessaire : ce travail de recherche s'inscrit dans cette problématique, avec pour objectifs de proposer et de valider un nouveau concept d'injecteur.

Afin de proposer un nouveau mécanisme d'injection efficace quel que soit le régime de fonctionnement d'un moteur aéronautique, un travail de recherche bibliographique approfondi a été nécessaire pour déterminer le ou les principes physiques les plus pertinents. Etant donné le savoir-faire accumulé sur les injecteurs assistés, il ne s'agissait pas ici de remettre en question ce concept qui donne satisfaction lors du décollage ainsi qu'en régime de croisière. Nous avons donc plutôt cherché à accroître la plage de bon fonctionnement de ce type d'injecteur. En préalable, un état de l'art a été dressé sur le fonctionnement des injecteurs assistés en insistant notamment sur les mécanismes pilotant la pulvérisation d'un film liquide cisailé par un écoulement d'air co-courant.

Concernant le choix de l'actionneur, plutôt que de tenter de moduler les instabilités se développant naturellement en injection assistée, il nous a semblé plus avantageux de sélectionner une méthode d'atomisation exploitant un principe différent. La solution qui nous a semblé la plus prometteuse et que nous avons retenue pour notre étude, consiste à forcer la pulvérisation d'un liquide en lui imposant une oscillation perpendiculaire à son interface, de fréquence et d'amplitude réglables. Ce principe, déjà exploité dans les injecteurs ultrasoniques utilisés dans d'autres secteurs industriels (sprays médicaux, fabrication de poudres de métaux, recouvrement ou décontamination de surfaces), repose sur la croissance d'ondes de surface instables dites ondes de Faraday. Ces instabilités conduisent à la rupture de la masse liquide en un brouillard de gouttes dont la distribution granulométrique et le flux dépendent respectivement de la fréquence et de l'amplitude d'excitation. Cette méthode permet donc de disposer de deux degrés de liberté, ce qui offre le double avantage de pouvoir à la fois

optimiser et piloter la pulvérisation du carburant.

Sa mise en œuvre nécessite un support solide pour transmettre les vibrations au liquide, ce rôle revient naturellement à la surface de prefilming présente sur les injecteurs aérodynamiques équipant les moteurs aéronautiques. Comme son nom l'indique, cette partie de l'injecteur sert à structurer le carburant sous la forme d'une fine nappe annulaire cisailée de part et d'autre par des écoulements d'air.

Le projet que nous avons développé dans cette thèse consiste donc en un injecteur offrant la possibilité de combiner deux mécanismes de pulvérisation complémentaires :

- La pulvérisation par oscillation forcée normale à l'interface lorsque la vitesse de l'écoulement d'air est faible (allumage au sol et ré-allumage en altitude du moteur, mode taxi)
- La pulvérisation par cisaillement aérodynamique lorsque l'écoulement d'air a une vitesse suffisamment élevée (décollage et régime de croisière)

Ce concept soulevait *a priori* un certain nombre de questions. Tout d'abord, il n'existait pas, au démarrage de ce travail, de résultats expérimentaux validant l'application du principe de pulvérisation ultrasonique à un film liquide pourvu d'une vitesse de déplacement significative. La question se posait donc de savoir si, en raison de la vitesse d'écoulement du film, les ondes de surface auraient le temps de se développer et de se déstabiliser en gouttes. Au cas où la déstabilisation serait effective, il s'agissait d'examiner dans quelle mesure les tailles et les flux de gouttes pouvaient être altérés par la présence d'un écoulement. Enfin, le couplage des deux mécanismes d'instabilités, de type Faraday d'une part et par cisaillement de l'interface d'autre part, n'a de sens que si l'effet global s'en trouve amélioré. Là encore, nous n'avions au début de la thèse aucune information concernant la capacité d'un tel couplage à générer un brouillard de gouttes suffisamment fin et dense, et ce quelles que soient les conditions de fonctionnement.

Une fois les axes de travail définis, nous avons organisé l'étude autour de trois étapes principales :

- L'analyse de la situation de référence, à savoir celle d'un film liquide fin cisailé par un écoulement d'air co-courant (en omettant volontairement la rotation de la phase gaz),
- la qualification de l'actionneur dans des conditions simples mais en présence d'un écoulement liquide,
- l'analyse du couplage entre les deux mécanismes d'instabilités.

Pour cela, nous avons conçu une maquette figurant la surface de prefilming d'un injecteur, le dispositif actif qui y sera inséré et enfin un banc expérimental permettant de tester l'ensemble dans des conditions d'injection représentatives des systèmes réels.

L'écoulement aérodynamique a fait l'objet d'une analyse détaillée par Anémométrie Doppler Laser afin de contrôler son homogénéité sur toute la section de sortie et de mesurer ses grandeurs caractéristiques, dont en particulier sa couche limite et son niveau de turbulence. Ce travail était nécessaire pour s'assurer que l'écoulement d'air était bien bidimensionnel et ne présentait pas d'anomalie susceptible de perturber le mécanisme de cisaillement. De plus, l'étude bibliographique ayant mis en évidence l'épaisseur de vorticités de la phase gazeuse comme paramètre pilote du développement des instabilités, connaître son évolution en fonction de la vitesse d'air était primordial.

Une fois le banc qualifié, l'étude de la déstabilisation d'un film liquide d'épaisseur et de vitesse variables par un écoulement d'air co-courant lui aussi de vitesse variable a été menée. Nous avons analysé le développement et la croissance des ondes de surface avant de nous concentrer sur la distribution granulométrique et l'enveloppe moyenne du spray résultant.

Des visualisations effectuées de face et de profil sur le film liquide ont permis d'isoler plusieurs comportements caractéristiques au film, d'en quantifier certains et enfin d'en présenter une cartographie en fonction des vitesses d'eau et d'air et ce pour chacune des épaisseurs de film. Une différence significative entre les films de 1mm et de 300 μ m d'épaisseur a ainsi été mise en évidence : la naissance des ondes de surface, leur croissance et donc le démarrage de l'atomisation (en termes de vitesse gaz aussi bien qu'en terme de localisation en aval de l'injection) se trouvent nettement retardés quand l'épaisseur du film est réduite.

Pour la mesure des longueurs d'ondes longitudinales et transverses, une procédure automatique basée sur le traitement par auto-corrélation du signal de luminance relevé sur chaque ligne horizontale et verticale d'une image du film déstabilisé a été mise en place.

Les résultats obtenus confirment le rôle de l'épaisseur du film liquide sur le développement des ondes de surface longitudinales. Il s'avère que les longueurs d'ondes longitudinales diminuent avec l'épaisseur du film liquide tout en restant supérieures à cette épaisseur. De plus, leur valeur est inférieure d'un facteur 10 à celles produites par l'instabilité de Kelvin-Helmholtz avec épaisseur de vorticité finie dans le gaz et qui ont été observées sur des nappes liquides épaisses et pour de forts rapports de pression dynamique. Les écarts à cette instabilité peuvent être d'une part imputable à un rôle accru de la phase liquide lorsque le rapport de pression dynamique devient d'ordre unité. En outre, il est possible qu'un mécanisme d'instabilité interfaciale faisant intervenir les contraintes d'origine visqueuse plutôt que les écarts de pression soit à l'œuvre pour certaines des conditions analysées, et en particulier pour le film de 300 μ m aux plus faibles vitesses gaz. L'origine du mécanisme d'instabilité reste à identifier ainsi que les conditions critiques en termes d'épaisseur de film liquide et de vitesses phasiques à partir desquelles la transition entre ce mécanisme et celui de Kelvin-Helmholtz intervient.

L'évolution des longueurs d'onde transverses avec les conditions d'écoulements traduit une sensibilité de l'épaisseur du film liquide bien moindre que la longueur d'onde axiale. Nous avons en effet montré que le comportement des longueurs d'ondes transverses présente une bonne concordance avec les précédents travaux qui imputent leur origine aux développements d'instabilités de Rayleigh-Taylor dues à l'accélération axiale des crêtes liquides induite par le champ gaz. Il semble toutefois que la structure des vagues évolue de façon significative avec la vitesse gaz ce qui affecte la masse de liquide atomisé : sur cette question, l'examen du flux atomisé pourrait apporter de précieuses indications.

Une campagne de mesure de la granulométrie du spray a été effectuée pour plusieurs distances en aval de l'injection liquide, pour les deux épaisseurs de film, et ce dans des conditions d'injection et de cisaillement variables. Pour le film de 300 μ m, une influence de la vitesse liquide a été mise en lumière et expliquée par l'évolution spatiale du film liquide. En dehors de ce cas, les résultats ont montré un bon accord avec les tendances observées lors de précédentes études concernant la dépendance du diamètre moyen à la vitesse d'air, les évolutions constatées suivant des lois du type $D_{32} \propto V_g^{-n}$ avec $1 < n < 1,3$. En outre, nous avons montré que les tailles des gouttes sont bien pilotées par les longueurs d'ondes des instabilités. Il s'avère enfin que les tailles moyennes de gouttes sont légèrement plus faibles à mesure que l'épaisseur de film diminue. Les grandes tailles de gouttes mesurées aux faibles vitesses d'air ($D_{32} \geq 100\mu$ m) confortent la nécessité de développer un concept d'un injecteur capable de délivrer de fines gouttelettes en l'absence d'un champ aérodynamique fort.

L'actionneur proposé a ensuite été mis en œuvre. Avant de tester le système combinant deux procédés de pulvérisation que nous avons défini, le travail de recherche a consisté à valider notre actionneur par comparaison avec les résultats d'études antérieures menées sur les seuls injecteurs ultrasoniques. Les mécanismes de rupture basés sur la théorie des ondes capillaires et l'hypothèse d'action conjointe de ces ondes avec les bulles de cavitation ont ainsi été identifiés. L'analyse des influences respectives de la fréquence et des propriétés physiques du liquide nébulisé sur la taille moyenne des gouttes a confirmé la validité, pour nos conditions, de la relation établie par Lang avec un préfacteur légèrement différent. Nous avons montré que la taille des gouttes reste bien indépendante de l'accélération imposée. Enfin, une évaluation indirecte du flux indique une dépendance du débit atomisé avec le cube de l'accélération, ce qui est consistant avec les résultats disponibles dans la littérature.

La technique active a ensuite été appliquée à la surface de prefilming d'un injecteur. Il s'est avéré qu'en raison des nombreux couplages identifiés entre les pièces le constituant et des réglages géométriques à opérer régulièrement sur le dispositif actif pour en ajuster le positionnement, l'implantation de l'actionneur sur la maquette altérerait les modes de vibrations. Bien que le contrôle précis des conditions d'expériences en particulier en terme d'amplitude de vibration se soit avéré plus délicat, nous avons néanmoins démontré que ce mécanisme d'atomisation s'appliquait également au cas d'un film liquide s'écoulant à une vitesse non nulle. Les instabilités parviennent à se développer et des gouttes à s'éjecter lorsque le film passe au niveau de la surface active et ce pour des vitesses d'écoulement inférieures ou égales à 2,5m/s. Il semblerait même qu'accroître la vitesse liquide tendrait à réduire le diamètre des gouttes formées tandis qu'un écoulement d'air à faible vitesse ne présente quant à lui pas d'influence. Des mesures de taille de gouttes réalisées dans ces conditions indiquent un D_{32} de l'ordre de 55 μ m, le principe actif appliqué à la surface de prefilming permet donc de former des gouttes ayant un faible diamètre avec un écoulement d'air absent ou faible.

Enfin, une expérience réalisée à une vitesse d'air suffisamment élevée pour que l'atomisation par cisaillement ait débuté, montre que la mise en route de la méthode active d'une part diminue le diamètre moyen des gouttes formées et d'autre part modifie la concentration du brouillard ainsi que sa répartition spatiale. Il s'avère donc possible de coupler les deux mécanismes de pulvérisation tout en améliorant les performances de l'injecteur. Soulignons cependant qu'un élément important du point de vue de l'application et qui n'a pas été quantifié concerne le flux de gouttes générées par pulvérisation ultrasonique en présence d'un écoulement liquide.

A l'occasion de cette étude, nous avons ainsi montré que la combinaison des mécanismes de rupture par cisaillement et par oscillation forcée dans un injecteur airblast, en faisant de la zone de prefilming une surface active, constitue une solution potentiellement efficace pour remédier aux lacunes de ce type d'injecteur dans les régimes de faible écoulement aérodynamique. Au-delà de sa faisabilité désormais acquise, ce concept d'injecteur s'avère concrètement réalisable et potentiellement transposable à un injecteur industriel. Il est bon de souligner à ce propos que les résultats présentés ont été acquis pour une puissance modérée injectée dans l'actionneur (de l'ordre de quelques Watts). La question peut-être la plus délicate porte sur l'adaptation de cette technique de forçage à des géométries axisymétriques.

De nombreuses perspectives s'ouvrent à l'issue de ce travail.

En premier lieu, les différentes possibilités qu'offre le banc diphasique que nous avons construit n'ont pas été entièrement exploitées. En particulier, une maquette ayant une

épaisseur de film liquide intermédiaire et égale à $600\mu\text{m}$ a également été conçue mais non exploitée. De même, la veine de Plexiglas optionnelle permettant d'accroître l'épaisseur de la couche limite n'a pas été utilisée. Or, des conditions d'expériences balayant une plus large gamme de paramètres sont susceptibles de fournir de nouvelles informations permettant d'améliorer la compréhension des mécanismes d'épluchage de films liquides minces par un écoulement d'air co-courant. A cet égard, il serait très utile d'exploiter les options du montage actuel pour disposer de plusieurs couples épaisseur de film liquide / épaisseur de vorticité. En outre, pour clarifier l'origine des instabilités axiales observées, il serait utile de quantifier les vitesses convectives ainsi que les taux d'amplification, variables qui sont accessibles avec les techniques de mesures disponibles.

Par ailleurs, la définition et la mise en œuvre du dispositif actif ouvre également de nombreuses perspectives au niveau de son application. L'étude mérite d'être complétée par une caractérisation plus précise de l'actionneur après implantation sur la section d'essai. En outre, nous n'avons pas quantifié les flux de gouttes : cette variable serait très utile pour évaluer les rôles respectifs de l'actionneur et des conditions d'atomisation en fonction de l'amplitude et de la fréquence et des conditions d'écoulements.

Sur le plan de la conception de l'actionneur, des améliorations sont envisageables. En particulier, une collaboration avec un laboratoire tel que le LPMO pour la mise au point d'actionneurs mieux contrôlés apparaît nécessaire. Leur savoir-faire sur les technologies piézo-électriques et nos connaissances sur les contraintes auxquelles la technique active doit répondre devraient permettre la fabrication d'une surface de prefilming en céramique piézo-électrique. Directement insérable au niveau de la maquette d'injection, elle permettrait de s'affranchir des couplages entre structures mais également des nombreux réglages géométriques influant eux aussi sur les modes de vibration.

ANNEXE 1

Dans le paragraphe A.II.2.2, l'étude de stabilité linéaire d'une masse liquide contenue dans un récipient et soumise à une oscillation normale forcée est présentée d'après les travaux de Benjamin et Ursell (1954).

Cette annexe a pour objectif de détailler les étapes de calcul sur la décomposition des paramètres ζ , $\left(\frac{\partial \zeta^2}{\partial x^2} + \frac{\partial \zeta^2}{\partial y^2}\right)$ et ϕ sur la base des fonctions S_m .

Rappel des équations établies dans le paragraphe A.II.2.2:

$$\text{Equation de continuité : } \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} = 0 \quad (A-20)$$

Expressions linéarisées de l'équation de mouvement et de la condition cinématique :

$$\frac{\sigma}{\rho} \left(\frac{\partial^2 \zeta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \zeta}{\partial y^2} \right) + \left(\frac{\partial \phi}{\partial t} \right)_{z=0} - (g - f' \cos \omega t) \zeta = 0 \quad (A-26)$$

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} = w = \frac{\partial \phi}{\partial z} \quad (A-27)$$

Conditions aux limites :

$$u = v = 0 \text{ sur les parois latérales} \Leftrightarrow \frac{\partial \phi}{\partial n} = 0 \quad (A-23)$$

$$w = 0 \text{ sur le fond du récipient} \Leftrightarrow \frac{\partial \phi}{\partial z} = 0 \quad (A-24)$$

Décomposition de $\left(\frac{\partial \zeta^2}{\partial x^2} + \frac{\partial \zeta^2}{\partial y^2}\right)$ sur la base des fonctions S_m :

$$\text{On note } \zeta \text{ sous la forme : } \boxed{\zeta(x, y, t) = \sum_0^{\infty} a_m(t) S_m(x, y)} \quad (A-28), \text{ avec } a_m \text{ coefficient}$$

de la décomposition de ζ sur la base des S_m .

En appliquant le Laplacien 2D $(\Delta_{2D} \zeta(x, y, t) = \frac{\partial \zeta^2}{\partial x^2} + \frac{\partial \zeta^2}{\partial y^2})$ à (A-28), on obtient :

$$\Delta_{2D} \zeta(x, y, t) = \Delta_{2D} \sum_0^{\infty} a_m(t) S_m(x, y)$$

Δ_{2D} étant un opérateur linéaire et les coefficients a_m ne dépendants pas de x et y :

$$\Delta_{2D} \left(\sum a_m S_m \right) = \sum_0^{\infty} a_m(t) \Delta_{2D} S_m(x, y) \quad (1)$$

$$\text{Et : } \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + k_m^2 \right) S_m(x, y) = 0 \Leftrightarrow \Delta_{2D} S_m(x, y) = -k_m^2 S_m(x, y)$$

L'expression (1) s'écrit alors :

$$\Delta_{2D} \zeta(x, y, t) = \frac{\partial \zeta^2}{\partial x^2} + \frac{\partial \zeta^2}{\partial y^2} = - \sum_0^{\infty} a_m(t) k_m^2 S_m(x, y) \quad (\text{équation A-29})$$

Décomposition de ϕ sur les fonctions S_m :

Posons : $\phi(x, y, z, t) = \sum_0^{\infty} b_m(t, z) S_m(x, y)$ (2) avec b_m coefficient de la décomposition de ϕ sur la base des S_m .

Grâce à la linéarité de l'opérateur $\frac{\partial^2}{\partial z^2}$, on peut écrire : $\frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} = \sum_0^{\infty} \frac{\partial^2 b_m}{\partial z^2} S_m$

$$(A-20) \Leftrightarrow \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} = - \left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} \right) = -\Delta_{2D} \phi$$

$$\text{Donc } -\Delta_{2D} \phi = \sum_0^{\infty} \frac{\partial^2 b_m}{\partial z^2} \cdot S_m \quad (3)$$

$$\text{Et : } (2) \Leftrightarrow \Delta_{2D} \phi = - \sum_0^{\infty} b_m k_m^2 S_m \quad (4)$$

(3) et (4) impliquent : $\sum_0^{\infty} \frac{\partial^2 b_m}{\partial z^2} \cdot S_m = \sum_0^{\infty} b_m k_m^2 S_m \Leftrightarrow \frac{\partial^2 b_m}{\partial z^2} = b_m k_m^2$ (5) ($\forall m$) par indépendance linéaire des fonctions S_m .

L'équation (5) est une équation différentielle dont les solutions ont la forme :

$$b_m = \alpha e^{k_m z} + \beta e^{-k_m z} \quad (6)$$

La condition cinématique (équation A-29) et la condition limite sur le fond du réservoir (équation A-24) impliquent respectivement :

$$\text{en } z=0 : \frac{\partial b_m}{\partial z} = \frac{\partial a_m}{\partial t} \quad (7)$$

$$\text{en } z=h : \frac{\partial b_m}{\partial z} = 0 \quad (8)$$

$$\text{Les équation (6) et (7) impliquent en } z=0 : \alpha k_m - \beta k_m = \frac{\partial a_m}{\partial t} \quad (9)$$

Et les équations (6) et (8) impliquent en $z=h$: $\alpha k_m e^{k_m h} - \beta k_m e^{-k_m h} = 0$ (10), α et β étant déterminés par la résolution du système composés des équations (9) et (10) :

$$\alpha = \beta e^{-2k_m h} \quad \text{et} \quad \beta = \frac{1}{k_m} \cdot \frac{\partial a_m}{\partial t} \cdot \frac{1}{e^{-2k_m h} - 1}.$$

Lorsqu'on remplace ces expressions de α et β dans (6), on déduit :

$$b_m = \frac{1}{k_m} \cdot \frac{\partial a_m}{\partial t} \cdot \frac{\cosh(k_m(z-h))}{\sinh(k_m h)}$$

En remplaçant dans l'équation (2) :

$$\phi(x, y, z, t) = - \sum_1^{\infty} \frac{da_m(t)}{dt} \frac{\cosh k_m(h-z)}{k_m \sinh k_m h} S_m(x, y) + G(t) \quad (A-30)$$

ANNEXE 2

	Turbomeca	
	Conditions stabilisées au sol	Conditions d'allumage altitude
$P_{\text{sortie Comp.}}$	10 à 15 b.	1 à 0.5 b.
$T_{\text{sortie Comp.}}$	600 à 700 K	230 à 300 K
V_{air}	70 à 100 m/s	25 à 40 m/s
$V_{\text{kérosène}}$	<5 m/s	<1 m/s
$T_{\text{kérosène}}$	20 à 80°C	$T_{\text{mini}} = -40^\circ\text{C}$
$M = \frac{\rho_g V_g^2}{\rho_l V_l^2}$	4 < M < 470	0.43 < M < 291

	Snecma Moteurs	
	Conditions normales au sol	Conditions normales au ré-allumage en altitude
$P_{\text{sortie Comp.}}$	1 à 4 b.	0.4 b.
$T_{\text{sortie Comp.}}$	800 – 850 K	-40°C
V_{air}	30 à 70 m/s	20 à 30 m/s
Débit kérosène	10 kg/h/inj.	10 kg/h/inj.
$T_{\text{kérosène}}$	-40°C	-40°C
$M = \frac{\rho_g V_g^2}{\rho_l V_l^2}$	9 < M < 114	3.15 < M < 7.1

REFERENCES

Abdel-Hameed H., El-Salmawy H., ElGhazaly H. and Elkotb M.M., *Spray behaviour under the effect of superimposed electrostatic charge*, International Conference on Liquid Atomization and Spray Systems (ICLASS), Pasadena, 2000

Alzuaga S., *Manipulation de gouttes de liquides par des méthodes acoustiques*, Thèse en Sciences pour l'ingénieur, Université de Franche-Comté, No.1041, 2004

Alzuaga S., Manceau J.F. and Bastien F., *Motion of droplets on solid surface using acoustic radiation pressure*, Journal of sound and vibration, Vol.282, pp.151-162, 2005

Arcoumanis C., Gavaises M. and French B., *Effect of fuel injection processes on the structure of diesel sprays*, SAE Paper 970799, pp.323-358, 1997

Artana G., Romat H. and Touchard G., *Study of a high-velocity liquid jet stressed by an electric field*, Physics of Fluids, Vol.10, No.11, pp.2922-2931, 1998

Asali J.C. and Hanratty T.J., *Ripples generated on a liquid film at high gas velocities*, Int. J. Multiphase Flow, Vol.19, No.2, pp.229-243, 1993

Balachandran W., Hu D., Yule A.J., Shrimpton J.S. and Watkins A.P., *Electrostatically produced fuel sprays for combustion applications*, International Conference on Liquid Atomization and Spray Systems (ICLASS), Rouen, 1994

Baluteau M., *Production de gouttes par accélération harmonique d'une surface libre : seuil critique et distributions de tailles*, Rapport de stage de DEA effectué au LEGI, 2001

Barreras F., Amaveda H. and Lozano A., *Transient high-frequency ultrasonic water atomization*, Experiments in Fluid, Vol.33, pp.405 – 413, 2002

Barrero A., Lopez-Herrera J. and Loscertales I.G., *Recent advances in electroatomization*, Institute for Liquid Atomization and Spray Systems (ILASS), Zaragoza, 2002

Barrio R.A., Aragon J.L., Varea C, Torres M, Jimenez I. and Montero de Espinosa F., *Robust symmetric patterns in the Faraday experiment*, Physical Review E, Vol.56, pp.4222-4230, 1997

Bellman R. and Pennington R.H., *Effects of surface tension and viscosity on Taylor instability*, Quant. Appl. Math., Vol.12, 1954

Ben Rayana F., Cartellier A. et Hopfinger E., *Atomisation primaire en injection diphasique assistée : rôle de la géométrie*, 17^{ème} Congrès Français de Mécanique, Troyes, Septembre 2005

Ben Rayana F., Cartellier A., Hopfinger E., *Assisted atomization of a liquid layer : investigation of the parameters affecting the mean drop size prediction*, ICLASS, Kyoto Japan, 2006

Bendig L., *New developments of ultrasonic atomizers*, International Conference on Liquid Atomization and Spray Systems (ICLASS), 1988

Benjamin T.B., JFM, Vol.2, p.554, 1957

Benjamin T.B. and Scott J.C., *Gravity capillary waves with edge constraints*, J. Fluid Mech, Vol. 2, pp.241-267, 1979

Benjamin T.B. and Ursell F., *The stability of the plane free surface of a liquid in vertical periodic motion*, Pr. Roy. Soc. Lond., Vol.A255, pp.505-515, 1954

Berger L.H., *Ultrasonic liquid atomization – Theory and application*, Partridge Hill Publishers, Hyde Park, NY, 1998

Betchov and Szewczyk, *Stability of a shear layer between parallel streams*, Physics of fluids, Vol.6, No.10, pp.1391-1396, 1963

Bindal V.N., Jain S.K. and Kumar Y., *Performance characteristics of an ultrasonic atomizer*, Indian J. Technol. Vol.24, pp.153-156, 1986

Boeck T. and Zaleski S., *Viscous versus inviscid instability of two phase mixing layers with continuous velocity profile*, Phys. Fluids, Vol.17, 2005

Bouguislavskii Y.Y. et Eknadiosyants O.K., *Physical mechanism of the acoustic atomization of a liquid*, Soviet Phys. Acous., 1969

Brenn G., Prebeg Z. and Yarin A.L., *Spray formation through liquid sheet break up controlled by vibrational excitation*, Institute for Liquid Atomization and Spray Systems (ILASS), Zaragoza, 2002

Burby M., Nasr G.G. and Cox T., *Application of sprays in the painting and coating of materials with acoustic properties*, ICLASS 2006, 27/08-01/09 Kyoto, Japan, 2006(a)

Burby M., Nasr G.G., Yule A.J. and Hughes T., *Spray characterisation and performance tests for an ultrasonic atomizer in the decontamination process*, ICLASS 2006, 27/08-01/09 Kyoto, Japan, 2006(b)

Carentz H., *Etude de la pulvérisation d'une nappe liquide mince*, Thèse de l'université Pierre et Marie Curie (Paris VI), 2000

Carvalho I.S., Heitor M.V. and Santos D., *Liquid film disintegration mechanisms*, 3rd Int. Conf. On Multiphase Flow, Lyon, France, 1998

Carvalho I.S., Heitor M.V. and Santos D., *Liquid film disintegration regimes and proposed correlations*, International Journal of Multiphase Flow, 28, pp.773-789, 2002

Cavaliere A., Ragucci R., Beretta F. and Allouis C., *Atomization and combustion of a simple electrospray*, Institute for Liquid Atomization and Spray Systems (ILASS), Zaragoza, 2002

- Chandrasekhar, S., *Hydrodynamic and hydromagnetic stability*, Clarendon Press Edition, 1961
- Chin R.W., Abernathy F.H., Bertschy J.R., JFM, Vol.168, p.501, 1986
- Chung I.P., Dunn-Rankin D. and Ganji A., *Characterisation of a spray from an ultrasonically modulated nozzle*, Atomization and Sprays, Vol.7, pp.295-315, 1997
- Chung I.P., Presser C. and Dressler J.L., *Effect of piezoelectric transducer modulation on liquid sheet disintegration*, Atomization and Sprays, Vol.8, pp.479-502, 1998
- Clark M.M., *Drop breakup in a turbulent flow – I. Conceptual and modelling considerations*, CES 43 (3), pp.671-679, 1988(a)
- Clark M.M., *Drop breakup in a turbulent flow – II. Experiments in a small liquid vessel*, CES 43 (3), pp.681-692, 1988(b)
- Comolet R., *Mécanique expérimentale des fluides, Tome II, Dynamique des fluides réels, Turbomachines*, 3^{ème} édition, Masson, 1982
- Cowley J.M., *Diffraction physics*, Elsevier, 1975
- Crapper G.D. and Dombrowski N., *A note on the effect of forced disturbances on the stability of thin liquid sheets and on the resulting drop size*, Int. J. Multiphase Flow, Vol.10, No.6, pp.731-736, 1984
- DeBruin G.J., J. Eng. Maths, Vol.8, p.259, 1974
- Dimotakis P.E., *Two-dimensional shear layer entrainment*, AIAA 24 (11), pp.1791-1796, 1986
- Dobre M., *Caractérisation stochastique des sprays ultrasoniques : Le Formalisme d'Entropie Maximale*, Thèse de doctorat, Université Catholique de Louvains, 2003
- Dobre M. and Bolle L., *Visualisation and analysis of liquid film surface patterns formed on ultrasonic atomisers*, Institute for Liquid Atomization and Spray Systems (ILASS), Toulouse, 1999
- Donnelly T.D., Hogan J., Mugler A., Schommer N., Schubmehl M., Bernoff A.J. and Forrest B., *An experimental study of micron-scale aerosols produced via ultrasonic atomization*, Physics of Fluids, Vol.16, pp.2843-2851, 2004
- Drazin P.G., *The stability of a shear layer in an unbounded heterogeneous inviscid fluid*, JFM, Vol.4, No.2, pp.214-224, 1958
- Drazin P.G. and Reid W.H., *Hydrodynamic stability*, Cambridge University Press, 1981
- Dreus W.D., *Flüssigkeitszerstäubung durch Ultraschall*, Elektronik, Vol.10, pp.83-87, 1979

- Edwards W.S. and Fauve S., *Patterns and quasi-patterns in the Faraday experiment*, JFM, Vol.278, pp.123-148, 1994
- Eisenmenger W., *Dynamic properties of the surface tension of water and aqueous solutions of surface-active agents with standing capillary waves in the frequency ranged from 10kHz to 1,5MHz*, Acoustica, Vol.9, pp.327-340, 1959
- Ekndiosyants O.K., *Role of cavitation in the process of liquid atomization in an ultrasonic fountain*, Sov. Phys. Acoust. 14, pp.80-84, 1968
- Entov V.M. and Yarin A.L., *The dynamics of thin liquid jets in air*, JFM, Vol.140, pp.91-111, 1984
- Faraday M., *On the forms and states assumed by fluids in contact with vibrating elastic surface*, Phil. Trans R. Soc. Lond., Vol.52, pp.319-340, 1831
- Fernandes E.C., Heitor M.V. and Sivadas V., *Towards controlled liquid atomization*
- Floryan J.M., Davis S.H. et Kelly R.E., Phys. Fluids, Vol.30, p.983, 1987
- Fogler H.S. and Timmerhaus K.D., *Ultrasonic atomization studies*, J. Acoust. Soc. Am., Vol.39, pp.515-518, 1965
- Fraser R.P. and Eisenklam P., *Research into the performance of atomizers for liquids*, Imp. Coll. Chem. Eng. Soc. J., Vol.7, pp.52-68, 1953
- Gaster M., *A note on the relation between temporally-increasing and spatially-increasing disturbances in hydrodynamic stability*, JFM, Vol.14, pp.222-224, 1962
- Giffen E. and Muraszew A., *The atomization of liquid fuels*, John Wiley and Sons, New-York, 1953
- Girardot L., Losfeld G., Micheli F., Perotto M., Soares Morgadinho R. et Soulevant D., *Mise en œuvre de la Vélocimétrie Laser à Franges au Département d'Aérodynamique Fondamentale et Expérimentale*, Rapport Technique ONERA N° RT 193/1865 DAFE/N, Janvier 1999
- Giroud-Garapon S., *Etude du comportement d'un film liquide dans les chambres de combustion de statoréacteurs et/ou turboréacteurs*, Thèse de doctorat, ONERA, Toulouse, 2003
- Giuliani F., *Etude du comportement d'un système d'injection de turbomachine en régime pulsatoire forcé*, Thèse de doctorat ENSAE, 2002
- Gordon D.G., *Mechanism and speed of breakup of drops*, J. Appl. Phys, Vol.30, No.11, pp.1759-1761, 1959
- Goodridge C.L. , Tao Shi W. and Lathrop D.P., *Threshold dynamics of singular gravity-capillary waves*, Physical Review Letters, Vol.76, pp. 824-1827, 1996

- Goodridge C.L., Tao Shi W., Hentschel H.G.E. and Lathrop D.P., *Viscous effects in droplet-ejecting capillary waves*, Physical Review E, Vol.56, pp.472-475, 1997
- Goodridge C.L., Hentschel H.G.E. and Lathrop D.P., *Breaking Faraday waves : critical slowing of droplet ejection rates*, Physical Review Letters, Vol.82, pp.3062-3065, 1999
- Graham-Eagle J.G., *A new method for calculating eigenvalues with application to gravity-capillary waves with edge constraints*, Math. Proc. Camb. Phil. Soc. Vol.94, pp.553-564, 1983
- Helmholtz H., *On discontinuous movements of fluids*, Philosophical magazine, Vol.36, pp.337-346, 1868
- Hinze J.O., *Fundamentals of the hydrodynamic mechanism of splitting in dispersion processes*, AIChE J., Vol.1, No.3, pp.289-295, 1955
- Hong M., Cartellier A. and Hopfinger E.J., *Atomization and mixing in coaxial injection*, 4th International Conference on Launcher Technology, Liège, Belgique, 2002
- Hong M., *Atomisation et mélange dans les jets coaxiaux liquide-gaz*, Thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Grenoble, 2003
- Hsiang L.P. and Faeth G.M., *Near limit drop deformation and secondary breakup*, Int. J. Multiphase Flow, Vol.18, pp.635-652, 1992
- Huebner A.L., *Disintegration of charged liquid jets*, Journal of Fluid Mech., Vol.38, part.4, pp.679-688, 1969
- Hwang S.S., Liu Z. and Reitz R.D., *Breakup mechanism and drag coefficients of high speed vaporizing liquid drops*, Atomization and Sprays, Vol.6, pp.353-376, 1996
- James A.J., Vukasinovic B., Smith M.K. and Glazer A., *Vibration-induced drop atomization and bursting*, JFM, Vol.476, pp.1-28, 2003
- Jameson L.K. and Cohen B., *Optimization of atomized liquid sprays by use of ultrasound*, ILASS Americas, Madison, Wi, 2002
- Lord Kelvin, Phil. Mag., Vol.XI II, p.375, 1871
- Kelvin L., *Hydrokinetic solutions and observations*, Philosophical magazine, Vol.42, pp.362-377, 1871
- Klüsener O., *The injection process in compressorless diesel engines*, VDI Z., Vol.77, No.7, 1933
- Kogan V., *On the EHD atomization mechanism*, International Conference on Liquid Atomization and Spray Systems (ICLASS), Sorrento, 2003
- Kolmogorov A.N., *On the disintegration of drops in a turbulent flow*, Dokl. Akad. Nauk SSSR, Vol.66, pp.825-828, 1949

- Lacas F., Versaevel P., Scouflaire P. and Cœur-joly G., *Design and performance of an ultrasonic atomization system for experimental combustion application*, Part. Part. Syst. Charac. II, pp.166-171, 1994
- Landau L.D. and Lifshitz E.M., *Fluids Mechanics*, Pergamon Pree, New York, 1987
- Lane W.R., *Shatter of drops in streams of air*, Ind. Eng. Chem., Vol.43, No.6, pp.1312-1317, 1951
- Lang R.J., *Ultrasonic atomisation of liquids*, J. Acoust. Soc. Am. 34, pp.6-8, 1962
- Larricq C., *Etude de la Pulvérisation Assistée en air d'un nappe liquide - Influence d'un vent ionique sur les instabilités hydrodynamiques*, Thèse de doctorat de l'Ecole Nationale Supérieure de l'Aérodynamique et de l'Espace, 2006
- Lee C.S. and Reitz R.D., *Effect of liquid properties on the breakup mechanism of high speed liquid drops*, Atomization and Sprays, Vol.11, pp.1-19, 2001
- Lefebvre A.H., *Atomization and sprays*, Hemisphere Publishing Corporation, 1989
- Lin S.P., *Phys Fluids* Vol.60, p.308, 1967
- Liu Z. and Reitz D., *An analysis of the distortion and breakup mechanism of high speed liquid drops*, Int. J. Multiphase Flow, Vol.23, No.4, pp.631-650, 1997
- Lozano A., Call C.J., Dopazo C. and Garcia-Olivares A., *Experimental and numerical study of the atomization of a planar liquid sheet*, Atomization and Spray, Vol.6, pp.77-94, 1996
- Lozano A., Barreras F., Hauke G., and Dopazo C., *Longitudinal instabilities in an air-blasted liquid sheet*, JFM, Vol.437, pp.143- 173, 2001
- Lozano A, Amaveda H., Barreras F. and Jorda X., *High-Frequency Ultrasonic Atomization With Pulsed Excitation*, Journal of Fluids Engineering, Vol.125, 2003
- Lupeau A., *Etude et modélisation du comportement d'un écoulement annulaire dispersé. Application à la mesure de débit de gaz humide à l'aide d'un débitmètre à venturi*, Thèse de Doctorat, ENSAE, 2005.
- Mansour A. and Chigier N., *Disintegration of liquid sheets*, Phys. Fluids A., Vol.2 (5), pp.706-719, 1990
- Mansour A. and Chigier N., *Dynamic behavior of liquid sheets*, Phys. Fluids A., Vol.3 (12), pp.2971-2980, 1991
- Marchand M., Ramond A., Plazanet M. and Millan P., *Expérience sur la marche descendante 2D du DMAE en configuration turbulente*, Technical report, ONERA, RF 1/5300.28 DMAE, 1998

- Marmottant P. *Atomisation d'un liquide par un courant gazeux*, Thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Grenoble, 2001
- Marmottant P. and Villermaux E., *Fragmentation of stretched liquid ligaments*, Physics of Fluids, Vol.16, No.8, pp.2732-2741, 2004(a)
- Marmottant P. and Villermaux E., *On spray formation*, JFM, 498, pp.73-11, 2004(b)
- Matthiessen L., Ann. Phys., Lpz., 1868
- Matthiessen L., Ann. Phys., Lpz., 1870
- Michalke A., *On the inviscid instability of the hyperbolic-tangent velocity profile*, JFM, 19, pp.543-556, 1964
- Michalke A., *On spatially growing disturbances in an inviscid shear layer*, JFM, 23 (3), pp.521-544, 1965
- Mie G., *Beiträge zur optik trüber medien, speziell kolloidaler metallösungen*, Ann. Phys., Vol. 25, pp.377-455, 1908
- Moreau E., *Application des plasmas non thermiques au contrôle des écoulements*, Mémoire d'habilitation à la recherche, 2004
- Onofri F., *Etat de l'art de la granulométrie laser en mécanique des fluides*, Proc. 9^{ème} Congrès Francophone de Vélocimétrie Laser, 2004
- Oron A., Davis S.H. and Bankoff S.G., *Long-scale evolution of thin liquid films*, Review of Modern Physics, Vol.69, No.3, 1997
- Oron A. and Rosenau P., *Formation of patterns induced by thermocapillarity and gravity*, J. Phys. (France) II 2, pp.131-146, 1992
- Peskin R.L. and Raco R.J., *Ultrasonic atomization of liquids*, The Journal of Acoustical Society of America, Vol.35, No.9, pp.1378-1381, 1963
- Pilch M. and Erdman C., *Use of breakup time data and velocity history data to predict the maximum size of stable fragments for acceleration-induced breakup of a liquid drop*, Int. J. Multiphase Flow, Vol.13, pp.741-757, 1987
- Pohlman R., Heisler K. and Cichos M., *Powdering aluminium and aluminium alloys by ultrasound*, Ultrasonics, Vol.12, pp.11-15, 1974
- Priol L., Louste C., Romat H., *Influence of an injection of electric charges on the stability of a viscous jet of diesel oil in atomisation regime*, ILASS, Nottingham, 2004
- Pumphrey H.C. and Crum L.A., *Acoustic emissions associated with drop impacts*, Sea Surface Sound, Edition B.R. Kerman, pp.463-483, Kluwer, 1988

Pyrtle F.III., *Vibration induced droplet generation from a liquid layer for evaporative cooling in a heat transfer cell*, PhD. Thesis, Georgia Institute of Technology, 2005

Ragucci R., Cavaliere A., Muscetta P. and Noviello C., *Stability domains of electrohydrodynamical atomisers*, Institute for Liquid Atomization and Spray Systems (ILASS), Toulouse, 1999

Rajan R. and Pandit A.B., *Correlations to predict droplet size in ultrasonic atomisation*, Ultrasonics, Vol.39, pp.235-255, 2001

Lord Rayleigh, *Phil. Mag.*, 1883

Raynal L., *Instabilité et entraînement à l'interface d'une couche de mélange liquide-gaz*, Thèse de l'Université Joseph Fourier, Grenoble, 1997

Raynal L., *Pulvérisation assistée d'un jet liquide par un jet de gaz : étude des mécanismes de brisure primaire*, Rapport final ref. n° 93.8111.000.094 DGA, 1998

Reynolds O., *On the theory of lubrication and its application to mister Beauchamp Tower's experiments, including an experimental determination of the viscosity of olive oil*, *Phil. Trans. R. Soc. London*, Vol.177, pp.157-234, 1886

Romat H., Braud P., Callens N. and Louste C., *Modification of the constitution of a high speed jet of diesel oil by positiv or negativ electrification*, Institute of Physics Conference Series, 2003

Sehili M., Romat H., *Modification of the size and the velocity of droplets for a diesel oil speed jet induced by an electric field*, IEEE/CEIDP, Cancun, Quintana Roo, Mexique, 2002

Shimuzu T., Kusuzawa H., Itoh M. and Takano H., *Drug atomization with vibrating-mesh nebulizer for dry-eye and allergy diseases*, ICLASS 2006, 27/08-01/09 Kyoto, Japan, 2006

Shrimpton J.S. and Yule A.J., *Electrohydrodynamics of charge injection atomization : regimes and fundamental limits*, *Atomization and Sprays*, Vol.13, pp.173-190, 2003

Siegler C., Lozano A. and Barreras F., *Effects of acoustically forcing the air stream on an air-blasted liquid sheet*, ICLASS 2006, 27/08-01/09 Kyoto, Japan, 2006

Simmons H.C., *The atomization of liquids, principles and methods*, Parker Hannifin Report No.7901/2-0, 1979

Sindayihebura D., *Pulvérisation ultrasonique de films liquides de faible épaisseur*, PH. D. Thesis, Université Catholique de Louvain, 1995

Sindayihebura D et Bolle L., *Theoretical and experimental study of the behaviour of liquid film free surfaces driven by transverse ultrasonic vibrations*, *Comp. Mod. Od Free and Mov. Bound. Prob. III*, Bled, pp.66-74, 1995

Sindayihebura D., Cousin J. and Dumouchel C., *Experimental and theoretical study of sprays produced by ultrasonic atomisers*, *Part. Part. Syst. Charact.*, Vol.14, pp.93-101, 1997(a)

Sindayihebura D., Dobre M. and Bolle L., *Experimental study of thin liquid film ultrasonic atomization*, Conférence ExHFT, Bruxelles, 1997(b)

Sivadas V. and Heitor M.V., *Visualization studies of an acoustically excited liquid sheet*, Annals of the New York Academy of Sciences 972, pp.292-298, 2002

Sivadas V., Fernandes E.C., Heitor M.V., *Acoustically excited air-assisted liquid sheets*, Experiments in Fluids 34, pp.736-743, 2003

Sollner K., *The mechanism of the formation of fogs by ultrasonic waves*, Transactions of the Faraday Society, Vol.32, pp.1532-1536, 1936

Sorokin V.I., *The effect of fountain formation at the surface of a vertically oscillating liquid*, Soviet Physical Acoustics, Vol.3, pp.281-291, 1957

Spraytec User Manual - Issue 1.00 (MAN0368)

Stapper B.E., Sowa W.A. and Samuelsen G.S., *An experimental study of the breakup of a two-dimensional liquid sheet in the presence of co-flow air shear*, AIAA Paper 90-0461, 1990

Swithenbank J., Beer J.M.J., Taylor D.S., Abbot D. and McCreath G.C., *A laser diagnostic technique for the measurement of droplet and particle size distribution*, AIAA 76-69, 1976

Takahashi F. and Schmoll W.J., *Characteristics of a velocity-modulated pressure swirl atomizing spray*, Journal of Propulsion and Power, Vol.11, No.5, pp.955-963, 1995

Thorpe S.A., *Experiments on the instability of stratified shear flows : immiscible fluids*, JFM, Vol.39, pp.25-48, 1971

Topp M.N., *Ultrasonic atomization – a photographic study of the mechanisms of disintegration*, Aerosol. Sci., Vol.4, pp.17-25, 1973

Topp M.N. and Eisenklam P., *Industrial and medical uses of ultrasonic atomizers*, Ultrasonics, Vol.10, pp.127-133, 1972

Tsai S.C., Childs P. and Luu P., *Ultrasound modulated two-fluid atomization of a water jet*, AIChE. J., Vol.42, pp.3340-3350, 1996

Varga C., *Initial breakup of a small diameter liquid jet by a high speed gas stream*, Thèse de UCSD, San Diego, 2002

Warburton G.B., *The vibration of rectangular plates*, Proc. Of the Institution of Mech. Eng. Ser. A., 168, 1954

Wilcox R.L. and Tate R.W., *Liquid atomization in high intensity sound field*, A.I.Ch.E. Journal, Vol.11, No.1, pp.69-72, 1965

Woods D.R. and Lin S.P., *Instability of a liquid film flow over a vibrating inclined plane*, JFM, Vol.294, pp.391-407, 1995

Yiantsios S.G. and Higgins B.G., *Rayleigh-Taylor instability in thin viscous films*, Phys. Fluids A1, pp.1484-1501, 1989

Yiantsios S.G. and Higgins B.G., *Rupture of thin films: nonlinear stability analysis*, J. Colloid Interface Sci. 147, pp.341-350, 1991

Yih C.S., Phys. Fluids, Vol.6, p.321, 1963

Yule A.J. and Al-Suleimani Y., *On droplet formation from capillary waves on a vibrating surface*, Proc. R. Soc. Lond. A, 456, pp.1069-1085, 2000

Zhao F.Q., Lai M.C., Amer A.A. and Dressler J.L., *Atomization characteristics of pressure-modulated automotive port injector sprays*, Atomization and Sprays, Vol.6, pp.461-483, 1996

Les moteurs aéronautiques équipant avions et hélicoptères requièrent une sécurité sans faille, l'application de normes sur la réduction des émissions polluantes établies dans le protocole de Kyoto, tout en maintenant des coûts compétitifs à la réalisation aussi bien qu'à la maintenance. Le respect de ces contraintes est étroitement lié à la qualité de la combustion, elle-même dépendante de la capacité des systèmes d'injection à former un brouillard de gouttes de carburant aussi fin et homogène que possible. Cependant les principes physiques (instabilités de cisaillement) exploités sur les injecteurs aérodynamiques actuellement en service ne permettent pas d'assurer la qualité de pulvérisation exigée à tous les régimes de fonctionnement de l'appareil, particulièrement aux bas régimes qui correspondent typiquement à des vitesses d'air inférieures à 30-40m/s.

C'est pourquoi la mise au point d'un nouveau système d'injection capable de fonctionner efficacement sur une large plage de conditions d'écoulement s'avère nécessaire. Le travail de thèse s'inscrit dans cette problématique, avec pour objectifs de proposer et de valider un nouveau concept d'injecteur couplant aux instabilités de cisaillement un second mécanisme instable efficace lorsque l'écoulement aérodynamique est faible ou inexistant.

La solution retenue consiste à soumettre un film liquide mince s'écoulant sur une paroi à une excitation dirigée perpendiculairement à l'interface air/liquide à l'aide d'un actionneur. Cette excitation produit en surface une instabilité de Faraday qui est à l'origine de la formation de gouttes dont les caractéristiques de tailles et de flux sont directement liées aux paramètres de l'excitation (fréquence et amplitude d'oscillation).

Le travail comprend dans un premier temps une étude des instabilités naturelles liées au cisaillement entre l'air et le liquide (Kelvin-Helmholtz) et de l'atomisation résultante. Dans un second temps une étude de l'actionneur et de l'effet de l'excitation sur l'interface du film et sur la production de gouttes en surface a été effectuée.

Mots clés : Atomisation liquide, Injecteur aérodynamique, Injecteur ultrasonique, Instabilités de cisaillement, Kelvin-Helmholtz, Instabilités de Faraday, Méthodes actives.

Aircraft and helicopter engines require an unfailing working which complies with emission standards set in the Kyoto protocol and in the same time low cost for production and maintenance. To meet those requirements, injectors have to insure a good pulverization, and consequently an efficient combustion, with a fine and homogeneous particle size distribution. In aeronautical engines, the liquid fuel is atomized by shearing instabilities in a spray of droplets by airblast injectors. Nevertheless, for some operating conditions such as ignition or high-altitude re-ignition when air velocity, pressure and temperature are reduced, the pulverization quality of airblast atomizers is poor.

Therefore aircraft manufacturers are currently developing new injection systems efficient on larger working range. The aims of the Ph.D. are to develop and to demonstrate the validity of a new injector concept which combine to the shearing instabilities a second destabilizing mechanism which is efficient when the aerodynamic field is weak or nonexistent.

So we chose to submit a thin liquid film flowing on a plate to a normal oscillating excitation through an actuator. As a result, Faraday's instabilities are generated at the interface leading to the production of droplets whose size and flux characteristics are dependant on the excitation parameters (oscillation frequency and amplitude).

The first step consisted in analyzing the breakup of a thin liquid film stressed by a co-current gas stream (Kelvin-Helmholtz instabilities) and the characteristics of the resultant spray of droplets. Then the effect of the excitation on the liquid/gas interface and on the droplet production were investigated.

Keywords : Liquid Atomization, Airblast injectors, Ultrasonic atomizers, Shear instabilities, Kelvin-Helmholtz, Faraday Instabilities, Active methods.



10, avenue Édouard-Belin - BP 54032 - 31055 Toulouse cedex 4 - France
Tél : 33 (0)5 62 17 80 80 - Fax : 33 (0)5 62 17 83 30 - <http://www.supaero.fr>
Établissement public à caractère administratif sous tutelle du ministère de la Défense