



HAL
open science

Etude expérimentale du comportement linéaire et non linéaire d'une flamme diphasique soumise à une excitation acoustique

Anthony Desclaux

► **To cite this version:**

Anthony Desclaux. Etude expérimentale du comportement linéaire et non linéaire d'une flamme diphasique soumise à une excitation acoustique. Sciences de l'ingénieur [physics]. UNIVERSITE DE TOULOUSE, 2020. Français. NNT: . tel-03011585

HAL Id: tel-03011585

<https://hal.science/tel-03011585>

Submitted on 18 Nov 2020

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

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

THÈSE

En vue de l'obtention du
DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par l'Institut Supérieur de l'Aéronautique et de l'Espace

Présentée et soutenue par

Anthony DESCLAUX

Le 12 juin 2020

**Etude expérimentale du comportement linéaire et non linéaire
d'une flamme diphasique soumise à une excitation acoustique.
Mise en œuvre d'une méthode de contrôle adaptative.**

Ecole doctorale : **MEGEP - Mécanique, Energétique, Génie civil, Procédés**

Spécialité : **Dynamique des fluides**

Unité de recherche :

ISAE-ONERA EDyF Energétique et Dynamique des Fluides

Thèse dirigée par

Pierre GAJAN et Frank SIMON

Jury

Mme FRANÇOISE BAILLOT, Rapporteur

M. Franck RICHECOEUR, Rapporteur

M. Yannis HARDALUPAS, Examineur

M. Pierre GAJAN, Directeur de thèse

M. Frank SIMON, Co-directeur de thèse

M. Thierry SCHULLER, Président

ONERA

THE FRENCH AEROSPACE LAB

Remerciements

Dans le cadre de mon travail de thèse, je souhaite adresser mes remerciements aux personnes qui ont contribué à cette formidable aventure.

Tout d'abord, j'adresse mes sincères remerciements à Thierry Schuller pour avoir présidé le jury de soutenance et pour l'intérêt qu'il a porté à mon travail. En particulier, je remercie Françoise Baillot et Franck Richecoeur d'avoir porté un grand intérêt à ce manuscrit en acceptant de le rapporter. Je tiens également à remercier Yannis Hardalupas pour avoir examiné ce manuscrit et pour l'intérêt qu'il a porté à mes travaux.

Je tiens à exprimer ma reconnaissance à mon duo de directeurs de thèse Pierre Gajan et Frank Simon. Je leur suis reconnaissant pour la confiance qu'ils m'ont témoigné, le temps qu'ils m'ont consacré, leur soutien ainsi que la mise à disposition de leurs compétences complémentaires. J'ai tant appris avec eux, je tiens à leur témoigner ma profonde gratitude pour cette formidable aventure.

Je remercie Pierre Millan, puis Jérôme Antoine, pour m'avoir accueilli à l'ONERA au sein du département DMPE. Je souhaite également témoigner ma gratitude à l'ensemble du personnel du département pour la bonne ambiance qu'ils y font régner, leur disponibilité et leur aide. Ce temps passé au DMPE m'a permis de rencontrer des personnes remarquables autant parmi les doctorants que les permanents. Je vous remercie tous des moments passés en votre compagnie. Mes pensées vont en premier à ceux qui m'ont donné un coup de pouce et soutenu : Nico, Delphine, Geoffroy, Berthou, Olivier, Ghislain, Valentin, Estelle, Jean-Luc, Jean-Mathieu, Ysolde et Davide.

J'adresse mes chaleureux remerciements à toute l'équipe du LACOM avec qui j'ai traversé de nombreuses péripéties et sans qui rien n'aurait été possible. Fred, Julien et Mikael, un immense MERCI à vous trois et espérant vous revoir bientôt.

Au delà des collaborations scientifiques, j'ai également une pensée pour ceux qui ont partagé mon quotidien au laboratoire. Je tiens particulièrement à remercier Thomas mon dealer de bière et grand ami ainsi que Pierre « Bon matin » mon coloc et co-bureau. Je remercie Pierre Doublié mon vrai faux Croate, Virgil son compréhensif co-bureau, Swann à qui je dois le surnom de Val et Thibault mon optimiste préféré. Je salue, avec un grand sourire en y repensant, toute l'équipe « do Brazil » : Jeff (c'est mon Jeff), Batiste (il est où ?), Mathias (une petite Caïpi ?) et enfin le professeur Xavier qui malheureusement n'était avec nous que par la pensée.

Ces trois années de thèse ont été jalonnées de joies et d'accomplissement mais aussi d'énormes déceptions. Pour chacun de mes échecs, j'ai toujours trouvé un soutien indéfectible de ma famille et de mes amis qui ont su me redonner force et courage. Je remercie du fond du cœur mes grands-parents, ma marraine, mes oncles et tantes, ma sœur ainsi que mes parents. Tous, à votre manière, vous m'avez supporté et aimé même dans mes moments les plus difficiles.

La famille n'est pas cantonnée au lien du sang. Je ne serais pas la personne que je suis aujourd'hui je suis sans mes amis et mes proches. Je remercie mon aimée qui m'a soutenue dans cette ultime année, Théo qui vient du ciel et le G -10 : Geoff, Alex, Michou, Tibeau De la Hogue, Guena, Fafa et Simon. Ensemble nous nous sommes construits et au fil du temps nous avons bâti un groupe aux liens solides et rempli de bienveillance. Nul besoin d'en dire plus car eux même ils « sachent ». *Force et Honneur les fratés !*

Mes derniers mots sont pour mon père et ma mère qui depuis ma naissance jusqu'au dernier point de ce manuscrit se sont dévoués et m'ont porté. C'est à vous que je dédie cette thèse. Aujourd'hui, il faut se satisfaire que ce travail soit enfin achevé. Mais demain, il faut oublier car l'aventure ne fait que commencer...

« Si tu as de la chance, traverse. Si tu as de la destinée, avance. »

Proverbe Grec

TABLE DES MATIERES

Table des figures	7
Nomenclature	13
Introduction	16
1 Contexte de l'étude.....	16
2 Objectif de la thèse	21
3 Plan du manuscrit	23
Partie I État de l'art sur l'établissement des instabilités de combustion dans les foyers aéronautiques.....	25
<i>Chapitre 1 : Description du fonctionnement des chambres de combustion</i>	<i>27</i>
1 Chambres de combustion.....	27
2 Injection de combustible liquide	28
2.1 Caractéristiques du kérosène.....	28
2.2 Systèmes usuels d'injection	28
2.3 Comment réduire les émissions polluantes des moteurs aéronautiques ?.....	30
3 Conception des chambres de combustion de nouvelles générations.....	31
4 Injection de carburant dans les systèmes LPP.....	32
5 Nouvelles contraintes engendrées par les chambres LPP	33
6 Conclusions sur ce chapitre	34
<i>Chapitre 2 : État de l'art sur les instabilités de combustion</i>	<i>35</i>
1 Origine des instabilités de combustion.....	35
2 Principaux mécanismes intervenant dans le couplage $p' - q'$	36
2.1 Fluctuation de pression induite par la flamme	37
2.2 Origine des fluctuations du taux de dégagement de chaleur	37
3 Influence de la phase liquide.....	38
4 Modélisation et prévision des instabilités de combustion.....	43

4.1	<i>Méthodes de prévision des instabilités de combustion</i>	43
4.2	<i>Prise en compte de la réponse de la flamme</i>	44
5	Conclusions sur ce chapitre	45
Partie II Étude de l'influence de perturbations acoustiques sur le comportement de l'injection de carburant liquide		
49		
<i>Chapitre 1 : État de l'art sur le comportement d'un jet liquide cisailé par un écoulement d'air transverse</i>		
53		
1	Comportement d'un jet liquide dans un écoulement transverse d'air non-modulé acoustiquement	53
1.1	<i>Nombres caractéristiques</i>	54
1.2	<i>Injection liquide</i>	55
1.3	<i>Régimes d'atomisation</i>	56
1.4	<i>Trajectoire du jet liquide et position du point de rupture de la colonne liquide</i>	60
1.4.1	<i>Trajectoire du jet liquide</i>	60
1.4.2	<i>Coordonnées du point de rupture de la colonne liquide</i>	62
1.4.3	<i>Caractéristiques du brouillard de gouttes</i>	64
2	Comportement d'un LJICF en présence d'excitations acoustiques	67
2.1	<i>Influence sur le comportement d'un jet liquide sans écoulement d'air</i>	67
2.2	<i>Influence sur le comportement d'un jet liquide avec écoulement d'air</i>	68
3	Conclusions sur ce chapitre	71
<i>Chapitre 2 : Mise en œuvre du montage expérimental sigma et définition des conditions d'essais</i>		
72		
1	Cahier des charges	72
2	Conditions de fonctionnement d'un injecteur multipoint	73
3	Description du montage expérimental SIGMA	74
3.1	<i>Description du banc d'essais</i>	74
3.2	<i>Description de la maquette</i>	74
3.3	<i>Injection liquide</i>	75
4	Similitudes des conditions expérimentales de fonctionnement	77
5	Conclusion sur ce chapitre	78
<i>Chapitre 3 : Moyens et méthodes expérimentales utilisées pour la caractérisation de l'écoulement diphasique en présence d'une excitation acoustique</i>		
79		
1	Plan d'expérience	79
2	Méthode d'excitation utilisée et Chaîne acoustique mise en œuvre	80

3	Détermination de la distribution de vitesse acoustique dans la maquette	81
4	Moyens et méthodes utilisés pour la caractérisation de l'écoulement transverse d'air et du brouillard de gouttes.....	81
4.1	<i>Matériel utilisé.....</i>	81
4.2	<i>Mesures réalisées</i>	82
4.2.1	<i>Grilles de mesures pour la caractérisation aérodynamique</i>	82
4.2.2	<i>Grilles de mesures pour la caractérisation du brouillard de gouttes</i>	82
5	Moyens et méthodes pour la caractérisation du jet liquide.....	83
5.1	<i>Matériel utilisé.....</i>	83
5.2	<i>Méthodes de post-traitement des images.....</i>	84
6	Synchronisation des données et traitement en moyenne de phase.....	85
6.1	<i>Application au système PDA.....</i>	85
6.2	<i>Application au capteur microphonique</i>	87
6.3	<i>Application aux visualisations.....</i>	87
7	Conclusion sur ce chapitre.....	88
	<i>Chapitre 4 : Analyse du comportement de l'injection liquide et du brouillard de gouttes en présence de perturbations acoustiques.....</i>	89
1	Définition de la condition d'excitation	89
1.1	<i>Modélisation acoustique.....</i>	89
1.2	<i>Caractérisation acoustique du montage SIGMA.....</i>	91
1.3	<i>Détermination expérimentale du coefficient de réflexion en sortie de la maquette....</i>	92
1.4	<i>Choix des conditions d'excitation.....</i>	95
2	Caractérisation aéro-acoustique du montage expérimental.....	97
2.1	<i>Champ de vitesse mesuré par LDA.....</i>	97
2.2	<i>Comparaison avec le modèle acoustique</i>	100
2.3	<i>Conclusion sur la caractérisation aéro-acoustique du montage SIGMA.....</i>	101
3	Analyse de l'influence de perturbations acoustiques sur le comportement du LJCF	102
3.1	<i>Caractéristiques du comportement du LJCF</i>	102
3.1.1	<i>Régimes d'atomisation.....</i>	102
3.1.2	<i>Caractérisation du comportement du jet</i>	102
3.2	<i>Caractérisation du jet liquide en écoulement transverse excité acoustiquement.....</i>	106
3.2.1	<i>Analyse qualitative de la réponse du jet à la modulation de l'écoulement d'air transverse</i>	106
3.2.2	<i>Analyse de la réponse du jet liquide par traitement en moyenne de phase</i>	108

4	Analyse du comportement du brouillard issu de l'atomisation du LJICF excité acoustiquement.....	111
4.1	<i>Distribution du brouillard de gouttes dans un plan transversal</i>	<i>112</i>
4.2	<i>Distribution du brouillard de gouttes dans le plan longitudinal</i>	<i>115</i>
4.3	<i>Résumé de l'analyse de l'écoulement diphasique dans la maquette.....</i>	<i>121</i>
5	Conclusions sur ce chapitre	121
Partie III Étude de l'influence de la modification du comportement de l'injection de carburant liquide sur la réponse de la flamme		
125		
<i>Chapitre 1 : Modélisation et méthode de détermination de la réponse d'une flamme</i>		
<i>129</i>		
1	Modélisation de la réponse de la flamme par FDF	129
2	Détermination expérimentale de la FDF.....	130
2.1	<i>Mesures acoustiques</i>	<i>130</i>
2.2	<i>Mesures acoustiques et optiques</i>	<i>131</i>
2.2.1	<i>Mesures laser</i>	<i>133</i>
2.2.2	<i>Mesures de chimiluminescence.....</i>	<i>135</i>
3	Conclusions sur ce chapitre	139
<i>Chapitre 2 : Mise en œuvre du montage expérimental et définition des conditions d'essais .</i>		
<i>140</i>		
1	Cahier des charges	140
2	Description du montage expérimental LOTAR.....	141
3	Système d'injection.....	143
4	Modulation de l'écoulement d'air.....	145
5	Conditions expérimentales de fonctionnement	148
6	Conclusion sur ce chapitre	149
<i>Chapitre 3 : Moyens et méthodes expérimentales utilisées pour l'analyse de la réponse de la flamme.....</i>		
<i>150</i>		
1	Détermination de la réponse fréquentielle de la flamme (FDF).....	150
1.1	<i>Méthode de détermination de la FDF.....</i>	<i>150</i>
1.2	<i>Moyens de diagnostics mis en œuvre pour la mesure des fonctions de transferts de flammes</i>	<i>151</i>
2	Détermination des fluctuations de vitesse acoustique.....	152
2.1	<i>Moyens utilisés.....</i>	<i>152</i>
2.2	<i>Méthodes employées.....</i>	<i>153</i>
2.2.1	<i>Détermination de la vitesse acoustique à la position II</i>	<i>153</i>

2.2.2	Mesure de la fonction de transfert <i>HIII, I</i> par inversion des microphones.....	154
3	Détermination des fluctuations du taux de dégagement de chaleur	156
3.1	<i>Méthode de détermination des fluctuations du taux de dégagement de chaleur par mesures de chimiluminescence.....</i>	156
3.2	<i>Mise en œuvre de l'instrument de mesure</i>	157
3.2.1	Outils de diagnostic.....	157
3.2.2	Dispositif expérimental.....	159
3.3	<i>Procédures et incertitudes de mesures.....</i>	160
3.3.1	Influence du dépôt de suies sur les hublots.....	160
3.3.2	Méthodes de détermination des émissions de fond « large bande » dues au <i>CO2</i> * 161	
4	Conclusion sur ce chapitre.....	162
	<i>Chapitre 4 : Analyse de la réponse de la flamme.....</i>	163
1	Caractérisation de l'écoulement réactif.....	163
1.1	<i>Caractérisation du brouillard de gouttes.....</i>	163
1.1.1	Caractérisation du système d'injection en non-confiné	164
1.1.2	Caractérisation du système d'injection en confiné	167
1.2	<i>Caractérisation de la stabilité du montage LOTAR</i>	169
1.2.1	Conditions de fonctionnement	169
1.2.2	Moyens et méthodes utilisés.....	170
1.2.3	Cartographie de stabilité	171
2	Analyse de la réponse de la flamme alimentée par la zone pilote	173
2.1	<i>Détermination des fluctuations de vitesse acoustique de l'écoulement d'air incident</i> 174	
2.2	<i>Détermination des fluctuations du taux de dégagement de chaleur par mesures de chimiluminescence.....</i>	174
2.2.1	Conditions de fonctionnement pour l'étalonnage	175
2.2.2	Influence de l'émission de fond de type « large bande »	175
2.2.3	Analyse des mesures de chimiluminescence en fonction des conditions d'injection et du débit massique d'air	177
2.2.4	Étalonnage des mesures de chimiluminescence en fonction des conditions d'essais 179	
2.3	<i>Analyse de la fluctuation du taux de dégagement de chaleur.....</i>	181
2.4	<i>Réponse fréquentielle de la flamme (FDF).....</i>	183
3	Analyse de la réponse de la flamme alimentée par la zone pilote et multipoint.....	188
3.1	<i>Détermination des fluctuations de vitesse acoustique de l'écoulement d'air incident</i> 188	
3.2	<i>Détermination des fluctuations du taux de dégagement de chaleur par mesures de chimiluminescence.....</i>	189
3.3	<i>Analyse de la fluctuation du rayonnement du radical <i>OH</i> *</i>	190

3.4	<i>Réponse fréquentielle de la flamme</i>	191
4	Conclusion sur ce chapitre	194
	Conclusions et perspectives	198
	BIBLIOGRAPHIE	201
	Annexes	213
	Annexe A	214
	Annexe B	215
1	Modélisation acoustique	215
1.1	<i>Équations bilan pour un fluide idéal</i>	215
1.2	<i>Équation de Helmholtz</i>	217
1.3	<i>Propagation guidée</i>	218
1.3.1	Modes propres de la conduite.....	218
1.4	<i>Description du modèle utilisé</i>	220
1.4.1	Approximation unidimensionnelle.....	220
2	Mesure de la fluctuation de vitesse acoustique par méthode indirecte	223
	Annexe C	226
1	Moyen de diagnostic de l'écoulement aérodynamique et de la phase dispersée	226
1.1	<i>Principe général de la mesure</i>	226
1.2	<i>Mesure de la vitesse</i>	227
1.3	<i>Détermination du diamètre</i>	228

TABLE DES FIGURES

Figure 1 : Schéma de principe d'un turboréacteur double corps/flux, d'après (Vicentini, 2016).....	17
Figure 2 : Schématisation du cycle thermodynamique d'une turbine à gaz – Cycle idéal de Joule-Brayton, d'après (Vicentini, 2016).....	17
Figure 3 : Schéma d'un injecteur de type simplex, extrait de Ashgriz (Ashgriz, 2011).....	29
Figure 4 : Schéma de principe d'un injecteur de type Air-blast swirlé, avec pré-filming.....	30
Figure 5 : Évolution des émissions de polluants (CO et NOx) en fonction de la richesse.....	30
Figure 6 : Émissions du CO (tirets), des NOx (pointillés) et de la température adiabatique de flamme (trait plein) en fonction de la richesse.....	31
Figure 7 : Configuration RQL, d'après Vicentini (Vicentini, 2016).....	32
Figure 8 : Schéma de principe d'un système LPP constitué d'un dispositif d'injection, une zone pré-mélangée et d'une chambre de combustion, d'après Vicentini (Vicentini, 2016).....	32
Figure 9 : Représentation schématique d'un système d'injection de type TAPS (Apeloig, 2013).....	33
Figure 10 : Évolution de la réponse de la flamme à une oscillation de richesse en fonction de la richesse moyenne, d'après Lieuwen et Zinn (Lieuwen & Zinn, 1998).....	34
Figure 11 : Boucle de couplage à l'origine des instabilités thermoacoustiques, d'après Candel (Candel, et al., 2012). La réponse de la flamme est représentée par la fonction $F(\omega, u')$	36
Figure 12 : Images en moyenne de phase obtenues à partir d'un brouillard soumis à un écoulement d'air pulsé. Gauche : Images du brouillard. Droite : Interaction entre le brouillard et le détachement tourbillonnaire, d'après Giuliani (Giuliani, et al., 2002).....	39
Figure 13 : Vitesse moyenne de propagation des ondes de densité de gouttes en fonction de la taille des gouttes, d'après Gajan et al. (Gajan, et al., 2007).....	40
Figure 14 : Positions instantanées des gouttes obtenues à l'aide du modèle de transport BBO (Gajan, et al., 2007).....	40
Figure 15 : Évolution longitudinale de l'amplitude de l'onde de concentration des gouttes en fonction de leur taille (Gajan, et al., 2007).....	41
Figure 16 : Évolution temporelle de la distribution spatiale de kérosène au cours d'un cycle d'instabilités de combustion, d'après Apeloig et al. (Apeloig, et al., 2014).....	42
Figure 17 : Représentation schématique du comportement du jet à l'intérieur de la zone multipoint en fonction de l'évolution temporelle du rapport de flux de quantité de mouvement J, d'après Apeloig et al. (Apeloig, et al., 2014).....	42
Figure 18 : Boucle de couplage à l'origine des instabilités thermo-acoustiques, dans le cas d'une injection de carburant liquide, adapté de Gajan et al. (Gajan, et al., 2016).....	43
Figure 19 : Schéma explicatif des caractéristiques d'un jet en écoulement transverse, d'après No et al. (No, 2015).....	53
Figure 20 : Régimes d'injection de jet liquide dans un milieu au repos, adapté de Wu et al. (Wu, et al., 1994), d'après Swann Thuillet (Thuillet, 2018).....	55
Figure 21 : Schéma d'un jet liquide en écoulement gazeux transverse, d'après Bourmand et Birouk (Bourmand & Birouk, 2016).....	56
Figure 22 : Différents régimes d'atomisation d'après les travaux de Sallam et al. (Sallam, et al., 2004). Le liquide est injecté depuis la paroi supérieure et l'air circule de droite à gauche. (a) $Wea = 0$; (b) $Wea = 3$; (c) $Wea = 8$; (d) $Wea = 60$; (e) $Wea = 110$	57

Figure 23 : Mode d'atomisation et formation de gouttes secondaires provenant d'une colonne liquide en fonction du Weber aérodynamique, d'après Chen et al. (Chen, 2017).	58
Figure 24 : Régimes d'atomisation du LJICF en fonction du nombre de Weber et du nombre d'Ohnesorge, selon Sallam et al (Sallam, et al., 2004).	59
Figure 25 : Différents régimes d'atomisation en fonction de J et Wea , d'après Wu et al (Wu, et al., 1997).	59
Figure 26 : (a) : Évolution de la trajectoire du jet en fonction de Wea . (b) : Évolution de la position d'un point de la trajectoire du jet ($x/d=8$) en fonction de Wea .	61
Figure 27 : Comparaison de trajectoire du jet liquide pour différentes corrélations. ($d_j=1\text{mm}$; $J=10$; $Wea=13.9$). (a) : Corrélations ne tenant compte que de j . (b) : Corrélations tenant compte de J et Wea (No, 2015).	61
Figure 28 : Comparaison de détermination de la trajectoire extérieure et centrale du jet liquide, d'après Bellofiore et al (Bellofiore, et al., 2008).	62
Figure 29 : Schéma explicatif de la détermination du point de rupture de la colonne liquide, adapté des travaux de Wu et al (Wu, et al., 1997).	62
Figure 30 : Coordonnées normalisées du point de rupture ybd_j et xbd_j en fonction du paramètre J (Wu, et al., 1997).	63
Figure 31 : Section transverse du jet liquide : (a) Mécanisme d'instabilités hydrodynamiques. (b) : Mécanisme BLS, d'après Behzad et al (Behzad, et al., 2015) et Bourmand et Birouk (Broumand & Birouk, 2016).	65
Figure 32 : Diamètres des ligaments et des gouttes formées à partir de la surface du jet liquide, d'après Sallam et al (Sallam, et al., 2004).	66
Figure 33 : Contour de (a) SMD (μm), (b) flux volumique et (c) vitesse axiale moyenne des gouttes ($\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$) dans le plan transverse ($xd_j=30$) pour $Wea=96.2$, $J=5.2$ et $Va=123.1\text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$.	67
Figure 34 : Influence de la position de l'injection du liquide, par rapport à la position des nœuds de pression, sur le comportement du jet liquide. L'injection du liquide est réalisée à partir de la paroi supérieure. Images issues des travaux de Carpentier et al (Carpentier, et al., 2009).	68
Figure 35 : Phénomènes de battement du jet liquide et du brouillard de gouttes observés dans le cadre des études d' Anderson et al (Anderson, et al., 2001).	69
Figure 36 : Évolution de la distribution du nombre de gouttes par tailles en fonction de la phase d'excitation, d'après Song et al (Song, et al., 2013).	69
Figure 37 : Influence de la fréquence (a) et du niveau d'excitation (b) sur la réponse du jet, d'après Sharma et Lee (Sharma & Lee, 2018).	70
Figure 38 : Description du montage expérimental SIGMA.	74
Figure 39 : Représentation de la maquette SIGMA réalisée dans le cadre du stage de Doublet (Doublet, 2015).	75
Figure 40 : Géométrie de l'injecteur intégré à la maquette.	76
Figure 41 : Photos de l'installation des optiques utilisés lors de la caractérisation aérodynamique du montage SIGMA.	82
Figure 42 : Grille de mesure pour la caractérisation aérodynamique.	82
Figure 43 : Grille de mesure pour la caractérisation du brouillard de gouttes.	83
Figure 44 : Montages optiques utilisés pour les visualisations.	84
Figure 45 : Exemples d'images instantanées (a) et moyennes (b) obtenues par ombroscopie.	85
Figure 46 : Principe du traitement des données en moyenne de phase pour le PDA : (a) Détermination de l'origine temporelle des périodes. (b) Datation de l'arrivée des particules à partir de la synchronisation.	86
Figure 47 : Principe du traitement des données en moyenne de phase pour les mesures de fluctuations de pression : Détermination de l'amplitude et de la phase du signal des fluctuations de pression (corrigées) par rapport au signal d'excitation de la sirène.	87

Figure 48 : Principe du traitement des données en moyenne de phase pour les visualisations : Datation des images acquises.....	87
Figure 49 : Schéma du domaine modélisé.	91
Figure 50 : Schéma explicatif de la méthode de détermination du coefficient de réflexion R en sortie de la maquette.	93
Figure 51 : Distribution de la pression et de la vitesse acoustique dans la maquette et une partie du tube amont pour les trois valeurs de fréquence de résonance, (trait noir) : position de l'injecteur ; (a) $f=106$ Hz ; (b) $f=177$ Hz ; (c) $f=246$ Hz.	95
Figure 52 : Profils de vitesses obtenus par mesures LDA à l'amont du convergent à $y/d_j = -99$, $x/d_j = 0$	97
Figure 53 : Profils de vitesse obtenus par mesures LDA : (a) profils à l'amont du jet $y/d_j = -12.5$, $x/d_j = 0$; (b) profils à l'amont du jet $y/d_j = -7.5$, $x/d_j = 0$; (c) profils au niveau du jet $y/d_j = 0$, $x/d_j = 0$	98
Figure 54 : Profils de la vitesse longitudinale pour différentes positions longitudinales (y) et pour une hauteur normalisée de ($z/d_j = 5$, $x/d_j = 0$).	99
Figure 55 : Signaux de vitesse en fonction la phase imposée par la sirène ($z/d_j = 5$, $x/d_j = 0$).	100
Figure 56 : Évolution du déphasage entre le signal de vitesse et le signal de référence imposé par la sirène, en fonction de la position longitudinale de la maquette.	100
Figure 57 : Distribution longitudinale de la pression (en bleu) et de la vitesse (en rouge) acoustique dans la maquette. Les carrés (bleu) sont les mesures de pressions réalisées dans la maquette ; les losanges (rouge) les mesures de la vitesse acoustique longitudinale obtenues par mesures LDA.	101
Figure 58 : Mise en évidence des différents régimes d'atomisation en fonction du nombre de Weber.	102
Figure 59 : Effet du paramètre J sur la trajectoire du jet : (a) $J = 8.1$, (b) $J = 12.2$, (c) $J = 18.3$ ($We_a = 128$).	103
Figure 60 : Trajectoire du jet en fonction du paramètre J.	104
Figure 61 : Influence du confinement sur la trajectoire du jet liquide, d'après Thuillet (Thuillet, 2018).	104
Figure 62 : Distance longitudinale du point de rupture de la colonne liquide en fonction de J, pour de l'eau injectée par un injecteur de 2mm de diamètre, adapté des travaux de Wu et al (Wu, et al., 1997) : (Bleu) Wu et al ; (Rouge) l'étude présentée.	105
Figure 63 : Visualisations instantanées de la réponse du jet en écoulement transverse d'air modulé ($We_a = 208$, $J = 8.1$, $f = 177$ Hz).	106
Figure 64 : Grille d'analyse pour les images obtenues par ombroscopie, les points bleus représentent la position des capteurs virtuels.	107
Figure 65 : Densité spectrale de puissance, en unité arbitraire, du signal d'intensité lumineuse, pour le capteur virtuel placé en $y/d_j = 5$ et $z/d_j = 6$	107
Figure 66 : Mise en évidence du comportement instationnaire du jet liquide à partir d'images en moyenne de phase ($J = 8.1$; $We_a = 208$).	108
Figure 67 : Évolution de l'enveloppe extérieure du jet en fonction de la phase de la perturbation acoustique.	108
Figure 68 : Relation de phase entre le signal de vitesse imposé au niveau de l'injection liquide et le comportement du jet.	109
Figure 69 : Relation de phase entre l'évolution du point de rupture de la colonne liquide et l'accélération horizontale de battement du jet.	110
Figure 70 : Évolution de la distribution de tailles de gouttes pendant une période de pulsation. Les niveaux de couleur correspondent à la composante longitudinale de la vitesse ($z/d_j = 7,5$; $y/d_j = 2,5$; $x/d_j = 0$).	111
Figure 71 : Profils de flux volumique global suivant l'axe x ($y/d_j = 40$; $z/d_j = 7,5$).	112
Figure 72 : Profils de vitesse de goutte par classe suivant l'axe x ($y/d_j = 40$; $z/d_j = 7,5$).	113
Figure 73 : Évolution suivant l'axe x de l'amplitude du signal de vitesse de gouttes ($y/d_j = 40$; $z/d_j = 7,5$).	113
Figure 74 : Évolution suivant l'axe x de la phase du signal de vitesse de gouttes ($y/d_j = 40$; $z/d_j = 7,5$).	114
Figure 75 : Évolution suivant l'axe x de l'amplitude du signal du taux de nombre de gouttes par classe ..	114

Figure 76 : Évolution de la vitesse moyenne longitudinale de goutte suivant l'axe y à $x/d_j = 0$ et $z/d_j = 7,5$. (haut) : Ensemble des gouttes ; (bas) par classe de goutte.	115
Figure 77 : Comportement cyclique de la vitesse des gouttes à l'aval du point d'injection du liquide.	116
Figure 78 : Comportement cyclique du nombre de gouttes à l'aval du point.....	116
Figure 79 : Évolution de la phase des signaux de densité de gouttes à l'aval.	117
Figure 80 : Signaux de vitesse de goutte en fonction de la classe de taille et de la position dans la maquette ($x/d_j = 0$; $z/d_j = 7,5$).....	117
Figure 81 : Évolution longitudinale de l'amplitude du signal de vitesse des gouttes en fonction de leur taille ($x/d_j = 0$; $z/d_j = 7,5$).....	118
Figure 82 : Évolution du signal de vitesse pour toutes tailles de gouttes $26 \leq y/d_j \leq 30$ ($x/d_j = 0$; $z/d_j = 7,5$).	118
Figure 83 : Évolution de la phase du signal de vitesse de goutte pour différentes classes de tailles et positions dans la maquette ($x/d_j = 0$; $z/d_j = 7,5$).	119
Figure 84 : Signaux du nombre de gouttes en fonction de la classe de taille et de la position dans la maquette. ($x/d_j = 0$; $z/d_j = 7,5$).....	120
Figure 85 : Évolution longitudinale de l'amplitude du signal du nombre des gouttes par tailles.....	120
Figure 86 : Diagramme de cinétique réactionnelle pour une combustion méthane/air pré-mélangée, d'après Najm et al (Najm, et al., 1998)	132
Figure 87 : Comparaison d'un profil temporel de la concentration de HCO, du produit $[OH] \times [CH_2O]$ et du HRR simulé lors de l'interaction d'un tourbillon avec une flamme méthane/air pré-mélangée, d'après Paul et al (Paul & Najm, 1998).....	134
Figure 88 : Gain (haut) et phase (bas) de la FDF en fonction de la fréquence pour différents niveaux de forçage des fluctuations de vitesse acoustique. (Gauche) Reconstruction par la méthode purement acoustique. (Droite) : Reconstruction par la méthode couplant mesures des fluctuations de vitesse acoustique et le signal de chimiluminescence de OH^* . D'après Gaudron et al (Gaudron, et al., 2019).....	137
Figure 89 : Banc LACOM du centre ONERA au Fauga-Mauzac.	141
Figure 90 : Schéma du montage LOTAR installé sur le LACOM.	142
Figure 91 : (haut) Chambre de combustion refroidie par un système d'alimentation en eau. (bas) Montage de l'injecteur : (gauche) Partie aval. (droite) Partie amont.....	142
Figure 92 : Conduite mobile (trombone) placée à l'aval de la chambre de combustion et raccordée au tube d'échappement.	143
Figure 93 : Système d'injection TLC : (a) Canne d'injection non profilée avec six points d'injections pour le montage à pression atmosphérique sur le LOTAR. (b) Injecteur monté sur le fond de chambre.....	144
Figure 94 : Schéma du système d'injection TLC.	144
Figure 95 : Sirène mise en place à l'amont du montage LOTAR : (haut) Photo du montage. (milieu) représentation 3D (CAO). (bas) Dessin technique représentant la vue en coupe latérale de la sirène.....	146
Figure 96 : Schéma de principe du fonctionnement de la sirène, d'après Guiliani et al (Giuliani, et al., 2002).	147
Figure 97 : Évolution de l'amplitude de pulsation en fonction du paramètre châssis angle.....	147
Figure 98 : Dispositif expérimental mise en œuvre pour la mesure de la réponse fréquentielle de la flamme.....	151
Figure 99 : Représentation schématique de la position des microphones montés sur le montage LOTAR à l'amont de la chambre de combustion.....	152
Figure 100 : Guide d'ondes.	153
Figure 101 : Configuration des deux séries de mesures adoptées pour la méthode d'inversion des microphones.	154
Figure 102 : Montage de l'instrument de mesure de la chimiluminescence des différents radicaux par photomultiplicateurs.....	157

Figure 103 : Dispositif expérimental mis en place pour la mesure du taux de dégagement de chaleur sur le LOTAR.	159
Figure 104 : Évolution du spectre moyen du rayonnement de la flamme au cours du temps pour $GER = 0,71$ et $ma = 100 g.s - 1$ (pilote seul). (Rouge) $t = 0$ min, (bleu) $t = 20$ min, (vert) $t = 40$ min.	161
Figure 105 : Exemple d'évolution du spectre moyen du rayonnement de la flamme en fonction de la richesse globale utilisé pour évaluer la contamination de OH^* et CH^* par CO_2^* ($GER = 0,4 - 0,7$ et $ma = 100 g.s - 1$).	162
Figure 106 : Repère considéré, en sortie d'injecteur, pour les mesures PDA.	164
Figure 107 : Profils de vitesses axiales de l'air (noir) et des gouttes (rouge) selon les traversées horizontales (y) (symboles pleins) et verticales (z) (symboles vides). (a) Pour le plan transverse à $x = 8$ mm. (b) Pour le plan transverse à $x = 30$ mm.	165
Figure 108 : Profils de vitesse transverse de l'air (noir) et des gouttes (rouge). (symboles pleins) Vitesses tangentielles. (symboles vides) Vitesses radiales : (a) Pour le plan transverse à $x = 8$ mm. (b) Pour le plan transverse à $x = 30$ mm.	166
Figure 109 : Profils du SMD (noir) et du flux volumique (rouge) des gouttes selon les traversées horizontales (y) (symboles pleins) et verticales (z) (symboles vides). (a) Pour le plan transverse à $x = 8$ mm. (b) Pour le plan transverse à $x = 30$ mm.	167
Figure 110 : Caractérisation du brouillard de gouttes en fonction de la position radiale dans le plan transverse situé à $x = 25$ mm de l'injecteur. (a) Profils de vitesse axiale. (b) Profils de vitesse tangentielle et radiale. (c) Profils SMD (rouge) et flux volumique (noir).	168
Figure 111 : Définition des longueurs d'échappement interne (IEL) utilisées pour caractériser l'écoulement réactif.	169
Figure 112 : Montage employé pour déterminer les conditions de stabilité de la flamme.	171
Figure 113 : Méthode expérimentale utilisée pour caractériser le régime de stabilité de la flamme : Évolution de l'inter-corrélation entre le signal de chimiluminescence de OH^* et le signal de pression en fonction du GER ($mMP = 0.9 g.s - 1$; $IEL = 1955 mm$).	171
Figure 114 : Cartographie de stabilité de la flamme en fonction du GER et de la FSP (losange vert : régime flamme stable ; losange rouge : régime flamme instable) (a) $IEL = 1955 mm$; (b) $IEL = 2405 mm$	172
Figure 115 : Étalonnage des fluctuations de vitesse de l'écoulement d'air en fonction de l'amplitude réglable de la sirène pour la gamme de fréquences considérée.	174
Figure 116 : Évolution des spectres d'émission en fonction de la richesse pour quatre débits massiques d'air : (a) $ma = 90 g.s - 1$, (b) $ma = 100 g.s - 1$, (c) $ma = 110 g.s - 1$, (d) $ma = 115 g.s - 1$	176
Figure 117 : Évolution de l'intensité moyenne de la chimiluminescence locale des radicaux OH^* (a et b), CH^* (c et d) et CO_2^* (e et f) en fonction du GER (colonne de gauche) et du débit massique d'air (colonne de droite).	178
Figure 118 : Évolution de l'intensité moyenne des rapports OH^*/CH^* (a et b) et OH^*/CO_2^* (c et d) en fonction du GER (colonne de gauche) et du débit massique d'air (colonne de droite).	179
Figure 119 : Détermination de l'erreur commise entre le calcul de la richesse globale (a) et du débit massique d'air (b) à partir des mesures de chimiluminescence et les valeurs de références utilisées pour l'étalonnage.	181
Figure 120 : Valeurs moyennes du débit massique d'air et de la richesse globale déterminées à partir de l'émission de chimiluminescence de la flamme (les courbes en vert représentent les conditions réelles utilisées lors des essais).	182
Figure 121 : Influence de la fréquence et de l'amplitude d'excitation (u/l) sur les fluctuations relatives du taux de dégagement de chaleur.	183
Figure 122 : Évolution de l'amplitude (a) et de la phase (b) de la fonction descriptive de flamme en fonction des fluctuations de vitesse acoustique pour la gamme de fréquences considérée.	185

Figure 123 : Évolution de l'amplitude (a) et de la phase (b) de la fonction descriptive de flamme en fonction de la fréquence d'excitation pour la gamme d'amplitude d'excitation considérée. (c) Exemple d'interpolation pour la détermination de la pente des courbes.	186
Figure 124 : Évolution du retard entre l'excitation acoustique et la réponse de la flamme en fonction du niveau d'excitation.	187
Figure 125 : Étalonnage des fluctuations de vitesse de l'écoulement d'air en fonction de l'amplitude réglable de la sirène pour la gamme de fréquences considérée.....	189
Figure 126 : Évolution de l'émission de chimiluminescence des radicaux OH^* , CH^* , C_2^* et CO_2^* en fonction de la distribution de carburant entre les deux zones d'injection (FSP) pour des conditions de débit massique d'air et de richesse globale fixées ($ma = 100 \text{ g.s}^{-1}$ et $GER = 0,66$).	189
Figure 127 : Influence de la fréquence et de l'amplitude d'excitation sur les fluctuations de l'émission du radical OH^*	190
Figure 128 : Évolution de l'amplitude (a) et de la phase (b) de la fonction descriptive de flamme en fonction des fluctuations de vitesse acoustique pour la gamme de fréquence considérée.	191
Figure 129 : Évolution de la phase de la fonction de transfert en fonction de la fréquence d'excitation. .	192
Figure 130 : Évolution du retard entre l'excitation acoustique et la réponse de la flamme en fonction du niveau d'excitation. (rond rouge) : Configuration utilisant les deux zones d'injection. (carré bleu) : Configuration utilisant l'injecteur pilote uniquement.	193
Figure 131 : Schéma de la conduite 2D avec des parois planes et rigides.	218
Figure 132 : Conduite à section constante.....	221
Figure 133 : Conduite à section variable.....	222
Figure 134 : Principe du tri-d'onde.....	223
Figure 135 : Principe de la mesure PDA : (a) Figure d'interfrange définissant le volume de mesure. (b) Bouffée Doppler.....	226
Figure 136 : Schéma de principe d'un système PDA à une seule composante.	227
Figure 137 : Principe de la granulométrie phase Doppler : (a) Principe de diffusion de la lumière par une particule sphérique et (b) Configuration géométrique de la technique, issue de la documentation DANTEC Dynamics	228
Figure 138 : Mesure du déphasage des bouffées Doppler.	229
Figure 139 : Relation phase/diamètre et saut de phase.....	230

NOMENCLATURE

Caractères latins :

c	Vitesse du son	m.s^{-1}
c_v	Chaleur spécifique massique à volume constant	$\text{J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$
d	Diamètre	m
f	Fréquence	Hz
k	Nombre d'onde	m^{-1}
\dot{m}	Débit massique	Kg.s^{-1}
P	Pression	Pa
p	Fluctuations de pression acoustique	Pa
q	Taux de dégagement de chaleur	W
Q	Dégagement de chaleur	W
u, v	Fluctuations de vitesse acoustique	m.s^{-1}
u'_{ac}	Fluctuation de vitesse de goutte	m.s^{-1}
A	Amplitude de la fonction de transfert de flamme	$\text{m}^{-1}.\text{s}$
D	Taille de goutte	m
D_{ref}	Diamètre section efficace	m
D_{10}	Diamètre moyen arithmétique	m
D_{32}	Diamètre moyen de Sauter	m
H	Hauteur	m
I	Intensité lumineuse	
L	Longueur	m
U, V	Vitesse	m.s^{-1}
U_d	Vitesse moyenne de goutte	m.s^{-1}
U_0	Vitesse débitante	m.s^{-1}
T	Température	K

Nombres sans dimension :

J	Rapport de quantité de mouvement
M	Nombre de Mach
Oh	Nombre de Ohnesone
Ra	Indice de Rayleigh
Re	Nombre de Reynolds
St	Nombre de Strouhald
We	Nombre de Weber

Caractères grecs :

γ	Rapport de chaleur spécifique	
λ	Longueur d'onde	m
μ	Viscosité dynamique	Pa.s
ν	Viscosité cinématique	$m^2.s^{-1}$
ϑ	Taux de modulation	
ρ	Masse volumique	$kg.m^{-3}$
σ	Tension de surface	$N.m^{-1}$
τ	Temps de retard	s
t_b	Temps de rupture de la colonne liquide	s
τ_p	Temps de réponse de la goutte	s
ϕ	Richesse	
φ	Phase	deg (°)

Acronymes :

FDF	Fonction Descriptive de Flamme	
FTF	Fonction de Transfert de Flamme	
FSP	« Fuel Split Parameter » ou Distribution du carburant	%
GER	« Global Equivalent Ratio » ou Richesse globale	

HRR	« Heat Release Rate » ou Taux de dégagement de chaleur	W
IEL	« Inlet Exhaust Length » ou Longueur interne d'échappement	m
LDA	« Laser Doppler Anémométrie » ou Anémométrie Laser	
LES	« Large Eddy Simulation » ou Simulation aux grandes échelles	
PCI	Pouvoir Calorifique Inférieur	MJ.kg ⁻¹
PDA	Phase Doppler Analyser	
PLIF	Planar Laser Induced Fluorescence	
PM	Photomultiplicateur	
RMS	« Root Mean Square » ou Écart-type	

INTRODUCTION

1 Contexte de l'étude

Au cours des dernières années le transport aérien est devenu un acteur majeur du développement social et économique à travers le monde. En effet, depuis 2010 le trafic aérien ne cesse d'augmenter. L'aviation transporte plus de passagers que jamais et la demande de transport de fret a atteint son plus haut niveau en à peine plus d'une décennie. En 2017, 4.1 milliards de passagers ont choisi l'avion comme mode transport et 59.9 millions de tonnes de marchandises ont été transportées (IATA, 2018). Les prévisions fournies par l'Association International du Transport Aérien (IATA) pour l'année 2018 indiquent une augmentation de 6% pour le transport de passagers et de 4.5% pour le transport de fret par rapport à l'année 2017. Ces rapports indiquent également que cette tendance va se poursuivre. D'après les prévisions, la fréquence du trafic devrait avoir doublée à l'horizon 2050. Malheureusement, ces chiffres impressionnants s'accompagnent également d'une augmentation des émissions de polluants due à celle du trafic. Dans un contexte de raréfaction des réserves de pétrole et de dérèglement climatique, la réduction de l'empreinte environnementale du trafic aérien est devenue un enjeu politique et économique majeur. Aussi de nouvelles rigueurs environnementales ont été imposées par l'ACARE (Advisory Council for Aeronautics Research in Europe (ACARE, 2011)) aux différents acteurs de l'industrie aéronautique. Ces contraintes concernent particulièrement : les émissions de polluants, la consommation de carburant et la réduction du bruit.

Concernant les émissions polluantes, les efforts se focalisent principalement sur les gaz impactant le climat tels que les gaz à effet de serre (CO_2) ou les gaz nocifs pour la santé (NO_x , CO). Ainsi, la consommation de carburant ainsi que les émissions de CO_2 doivent diminuer de 50 % et la production d'oxydes d'azote (NO_x), gaz contribuant à l'effet de serre, doit être réduite de 80 %. Pour atteindre ces objectifs, des efforts importants de recherche et de développement sont actuellement engagés dans l'industrie aéronautique. Une première solution envisagée est l'utilisation d'énergies alternatives aux hydrocarbures, en particulier l'électricité d'origine solaire ou produite par des piles à combustibles embarquées. Néanmoins, la mise en pratique de ces nouvelles technologies sur des avions commerciaux ne semble pas envisageable à court ou moyen terme. Par conséquent, les principaux moyens mis en œuvre reposent sur l'amélioration et l'optimisation des technologies déjà existantes dont l'allègement de la masse structurale de l'avion, l'amélioration de l'aérodynamique et la réduction de la consommation et des émissions polluantes des moteurs.

Par définition, un moteur aéronautique est un système aérobie à flux continu permettant de délivrer un travail mécanique ou une force de poussée à un aéronef. On distingue deux types de système de propulsion : d'une part les moteurs à réaction, comme par exemple les turbo réacteurs, et d'autre part, les moteurs à hélices comme les turbopropulseurs ou les turbomoteurs. Dans le domaine de l'aviation civil, ce sont les turbo réacteurs à double corps (deux corps compresseur/turbine permettant une vitesse de rotation adaptée des différents

composants moteurs) et à double flux (une partie de l'air admis contourne le générateur de gaz et se mélange avec les gaz d'échappement à la sortie) qui sont les plus répandus. Ces types de moteurs permettent une réduction importante de la consommation et du bruit aux vitesses subsoniques. Un exemple de ce type de configuration moteur (double corps/flux), aussi appelé « turbofan », est présenté à la Figure 1.

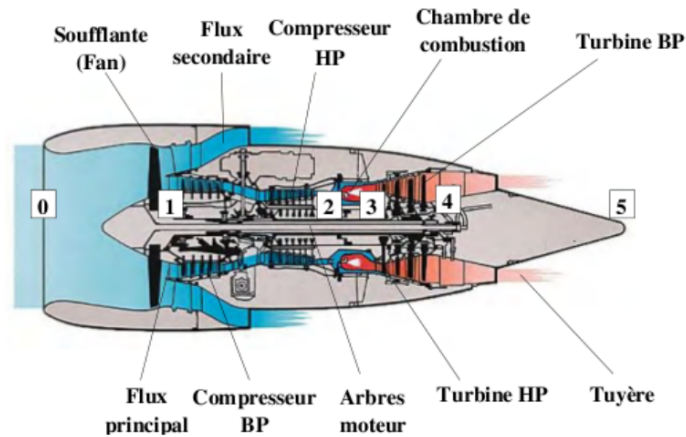


Figure 1 : Schéma de principe d'un turboréacteur double corps/flux, d'après (Vicentini, 2016).

L'architecture d'un « turbofan » s'articule autour de cinq éléments principaux :

1. Une **soufflante** (hélice carénée) assurant l'admission des gaz frais au sein du moteur et produisant la majeure partie de la poussée.
2. Une succession d'**étages compresseurs** permettant une augmentation de la pression de l'air, afin d'assurer des conditions optimales pour la combustion.
3. Une **chambre de combustion**, au sein de laquelle le mélange air/carburant est injecté et enflammé (combustion) permettant une élévation de la température de l'air en sortie.
4. Une succession d'**étages turbines** assurant la détente des gaz brûlés et la récupération de l'énergie mécanique permettant d'entraîner les compresseurs et la soufflante.
5. Une **tuyère** permettant d'achever la détente des gaz en sortie de moteur et qui fournit une poussée résiduelle par la propulsion d'un jet chaud haute vitesse.

Le fonctionnement de ce turboréacteur peut être résumé à partir du cycle thermodynamique de Joule-Brayton. Ce cycle illustré Figure 2 se décompose en trois étapes : une compression isentropique, une combustion isobare et une détente isentropique.

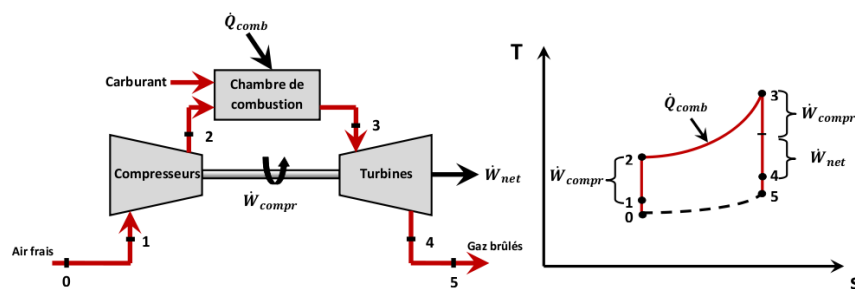


Figure 2 : Schématisation du cycle thermodynamique d'une turbine à gaz – Cycle idéal de Joule-Brayton, d'après (Vicentini, 2016).

Il est possible d'observer à partir de cette figure que l'efficacité d'un tel cycle dépend de celle du travail fourni par le compresseur et par combustion. D'une part, le travail du compresseur est d'autant plus grand que le rapport de pression entre sa sortie et son entrée, $\beta_{\text{comp}} = P_2 / P_1$, est important. D'autre part, l'efficacité du cycle thermodynamique augmente avec la température en entrée de turbine (T_3) (sortie de chambre de combustion). Ainsi, il apparaît que la combustion n'est que l'un des facteurs permettant d'améliorer le rendement global des turboréacteurs. Néanmoins la réduction des émissions polluantes reste exclusivement liée à l'amélioration de l'efficacité du processus de combustion et à l'optimisation de la conception des chambres.

Une chambre de combustion aéronautique est à la fois le lieu de la préparation du mélange air/carburant et celui de sa combustion continue. Elle doit assurer la stabilité de la flamme, le fonctionnement du moteur dans une large plage de débit et d'applications (allumage, décollage, ré-allumage, régime de croisière, etc...) et une bonne qualité du processus de combustion tout en supportant de très fortes contraintes thermiques. Elle fonctionne avec des hydrocarbures liquides injectés de manière continue sous la forme d'un brouillard de gouttes. L'écoulement d'air est généralement mis en rotation par une vrille, on parle alors d'écoulement swirlé, ce qui permet d'améliorer le mélange entre le combustible et l'air mais aussi d'obtenir une flamme plus compacte. On est alors en présence de flammes diphasiques turbulentes non pré-mélangées. Dans ces conditions, la distribution spatiale du mélange air/carburant gazeux est inhomogène et le processus de combustion est particulièrement sensible à la qualité locale de ce mélange. Ainsi, la dispersion du carburant, son évaporation et le mélange avec l'air jouent un rôle déterminant sur la qualité du processus de combustion et sur la formation d'espèces polluantes.

De manière générale, les niveaux de production des oxydes d'azotes (NO_x) sont principalement liés à la température de la flamme induite par la réaction de combustion. La production de monoxyde de carbone (CO), quant à elle, dépend de la qualité de la réaction chimique d'oxydo-réduction (combustion). La réaction de combustion et sa température sont deux paramètres intrinsèquement liés à la richesse du mélange air/carburant. Ce paramètre est caractérisé par le rapport entre les débits de carburant et d'air injectés pour réaliser la combustion. Une valeur de richesse égale à 1 correspond alors à une combustion dite complète ou stœchiométrique (la réaction chimique est à l'équilibre stœchiométrique). Une valeur inférieure à l'unité correspond à un excès d'air, ce régime est défini comme une combustion pauvre, et une valeur supérieure correspond à un excès de carburant, ce régime est défini comme une combustion riche. Ainsi, l'une des solutions proposées est le fonctionnement des chambres de combustion en régime pauvre afin d'abaisser la température de la flamme pour réduire la formation des NO_x thermiques tout en limitant la production d'oxyde de carbone (CO). Pour cela, différentes architectures de chambre de combustion utilisant la combustion étagée globalement pauvre (« Rich-burn Quick-quench Lean-burn » RQL) ou la combustion pauvre pré-mélangée et pré-vaporisée (« Lean Premixed Prevaporized » LPP) ont été développées. En particulier, le principe de fonctionnement des chambres de combustion LPP est attractif et est considéré comme prometteur, car il permet une bonne réduction et un bon contrôle des émissions de CO et de NO_x . Dans ces dernières, le carburant est d'abord atomisé dans un excès d'air, puis totalement évaporé et mélangé dans une première zone située en

amont de la zone de combustion. Ce procédé a pour conséquence de limiter et de mieux contrôler la production de CO. En aval de cette zone de pré-mélange la combustion est alors réalisée en régime pauvre afin de réduire la température de flamme, donc la production de NO_x. Toutefois, pour un débit de carburant équivalent, ces systèmes nécessitent un apport en air plus important au niveau de l'injection, ce qui a pour effet de limiter l'air disponible pour le refroidissement des parois de la chambre. Pour pallier ce problème, un système de refroidissement mettant en œuvre une injection d'air froid est réalisé via la mise en place de parois multi-perforées dans la chambre de combustion.

D'un point de vue général, les systèmes thermodynamiques confinés, siège d'une source de chaleur interne, tels que les chambres de combustion des turboréacteurs, sont prédisposés à l'apparition d'instabilités de combustion. Jusqu'à présent, les foyers de combustion des turbomachines « conventionnelles », fonctionnant avec une combustion stœchiométrique, présentaient peu de problèmes liés aux instabilités de combustion. Néanmoins, suite au développement des chambres de combustion de type « LPP », une sensibilité à des phénomènes instationnaires a pu être observée. Il a été constaté, d'une part, que l'utilisation de parois multi-perforées avait pour conséquence de modifier la réflexion des ondes de pression dans la chambre et donc de limiter la dissipation de l'énergie acoustique. D'autre part, le fonctionnement en régime pauvre, quant à lui, a pour effet d'accroître la réponse instationnaire de la flamme à des oscillations de richesse issues de l'injection. Ainsi, ces modifications engendrées par ce type d'architecture favorisent le risque d'apparition des instabilités de combustion. Ces dernières perturbent alors le fonctionnement des moteurs, accroissent le flux de chaleur aux parois et entraînent des comportements vibratoires de la structure et une usure des pièces mécaniques et dans des cas extrêmes conduisent à des dommages irréversibles. La capacité de prévision de ces instabilités de combustion, dès les premières étapes de la conception d'un moteur, est donc un enjeu industriel de premier plan. Ainsi, la compréhension des phénomènes de couplage à l'origine des instabilités de combustion est primordiale et doit permettre la mise en place de méthodologies de calcul permettant d'évaluer le risque d'apparition de ces dernières.

Ces instabilités résultent d'un couplage entre le champ de fluctuations de pression p' (ou de vitesse v') acoustique et le taux de dégagement de chaleur instationnaire q' de la flamme. Ce couplage peut alors entraîner une forte amplification des oscillations de pression et de température dans le foyer et conduire aux effets indésirables précédemment décrits. L'intérêt des chercheurs pour ce phénomène n'est pas récent et remonte au du XIX^{ème} siècle. Bien qu'à l'origine, il ne fût pas ainsi nommé, la première étude expérimentale relative aux instabilités thermo-acoustiques a été réalisée par Higgins (Higgins, 1802) en 1777 (rapporté en 1802) et par Pieter Rijke (Rijke, 1859). Par la suite, le processus d'instabilité thermo-acoustique a été théorisé, en 1878, à travers les travaux menés par Lord Rayleigh (Rayleigh, 1878). Cependant, ce n'est qu'à partir de la deuxième moitié du XX^{ème} siècle, notamment à travers les travaux de Putnam et Denis (Putnam & Dennis, 1956) et de Nicoud et Poinot (Nicoud & Poinot, 2005), que la communauté scientifique s'est intéressée à formaliser la théorie de Lord Rayleigh, en particulier dans le cas applicatif des installations industrielles de grandes dimensions telles que les moteurs fusée ou les turbines à gaz. Ces travaux mettent en évidence le rôle clé du déphasage entre les fluctuations de pression et de dégagement de chaleur qui peut

être relié à un temps caractéristique adimensionné par la période des oscillations. Ainsi, l'amplification des phénomènes est favorisée lorsque ces deux grandeurs oscillent en phase.

Depuis la fin du 20^{ème} siècle, avec l'apparition des contraintes associées aux turbomachines aéronautiques, la communauté scientifique s'est à nouveau focalisée sur la compréhension des phénomènes d'instabilités de combustion liés à l'injection de carburant liquide dans les foyers. Des recherches menées par Sattlemayer ([Sattlemayer, 2003](#)), Eckstein et al. ([Eckstein, et al., 2006](#)), Chisty ([Chishty, 2005](#)) ou encore Gajan et Giuliani ([Giuliani, 2002](#)) ; ([Gajan, et al., 2007](#)) à l'ONERA, ont permis de montrer que des phénomènes supplémentaires tels que l'atomisation du carburant liquide, le transport des gouttes ainsi que leur évaporation interviennent dans l'établissement des instabilités de combustion. Ces études mettent notamment en évidence l'apparition de front de gouttes en relation avec les fluctuations de vitesse dans l'écoulement ou encore l'existence d'une influence importante de l'acoustique sur l'atomisation du carburant liquide. En particulier, Apeloig ([Apeloig, 2013](#)) a établi expérimentalement l'importance de l'atomisation des systèmes d'injection de type « multipoint », utilisés dans les chambres de type « LPP », dans l'établissement des instabilités de combustion. Dans ces derniers, le carburant est injecté au sein d'un écoulement d'air à forte vitesse sous forme de jets liquides. Sous l'action du cisaillement important engendré par l'écart de vitesse entre les phases en présence, les jets sont pulvérisés sous forme de gouttes qui vont être transportées vers la zone de combustion tout en s'évaporant. Les oscillations de pression d'origine acoustique liées au caractère instationnaire de la flamme peuvent modifier localement le comportement des jets composant l'injecteur, impliquant alors des modifications des processus d'atomisation, de transport et d'évaporation du carburant, créant ainsi des inhomogénéités spatiales et temporelles de richesse. En interagissant avec la flamme, ces derniers vont en retour créer des oscillations de dégagement de chaleur, générant ainsi une nouvelle boucle de couplage entre l'acoustique et la réponse de la flamme. Les différents processus intervenant entre l'injection et la combustion possèdent leur propre temps caractéristique et leur dynamique va contribuer au décalage temporel global séparant les fluctuations de pression et de dégagement de chaleur. Ces mécanismes ont ainsi un rôle dans l'amplification ou l'amortissement des instabilités de combustion.

En parallèle, de nombreuses études ([DOWLING, 1997](#)) ; ([Polifke, et al., 2001](#)) ; ([Nicoud & Poinsot, 2005](#)) ; ([Palies, 2010](#)) ont été menées pour modéliser et pour développer des outils de simulation numérique permettant de prévoir l'apparition d'instabilités et de tenter de les prévenir. Ces outils de type « bas ordre », généralement basés sur la résolution des équations d'Helmholtz, nécessitent un modèle pour décrire la réponse de la flamme. Le point clé de ces approches est donc la modélisation de la relation de phase et d'amplitude existant entre les perturbations acoustiques et les fluctuations du dégagement de chaleur. Ces analyses montrent également que les phénomènes non linéaires intervenant dans la réponse de la flamme doivent être considérés pour une prévision précise du risque d'apparition des instabilités thermo-acoustiques et de leurs conséquences sur le fonctionnement de la chambre de combustion. Jusqu'à présent, le comportement instationnaire d'une flamme engendré par une excitation acoustique était déterminé à partir d'expériences réalisées sur des configurations simplifiées, principalement à basse pression. L'application de ces analyses à des conditions réalistes n'est pas simple, car la pression, la température et la nature du carburant peuvent modifier, même légèrement, la position et la structure de la flamme, ce qui, finalement, peut

avoir une influence drastique sur la relation de phase entre p' et q' . Afin d'améliorer l'identification de cette réponse, des méthodes récentes basées sur des simulations LES ont été proposées. Néanmoins, ces simulations doivent tenir compte de tous les phénomènes individuels impliqués dans le couplage p' - q' , afin de déterminer correctement la réponse de la flamme en phase et en amplitude. Pour les applications liées à la propulsion aéronautique, les outils numériques doivent ainsi reproduire précisément le comportement de la phase liquide.

C'est dans ce cadre que l'ONERA a mis en place un projet intitulé « Simulation des Instabilités de combustion Générées dans les Moteurs Aéronautiques et spatiaux (SIGMA) ». L'objectif est de valider et améliorer ses propres outils de simulation en confrontant les résultats obtenus à des bases de données expérimentales suffisamment détaillées pour bien définir les conditions aux limites et fournir des informations précises sur les phénomènes observés. Dans ce projet, les simulations diphasiques réactives sont réalisées à l'aide de l'approche multi-fluide développée dans le code Multi Physique ONERA « CEDRE ».

Comme indiqué ci-dessus, le projet SIGMA est centré sur les applications dédiées aux moteurs aéronautiques fonctionnant avec une injection de carburant liquide. Le mode d'injection choisi correspond à un injecteur étagé représentatif des systèmes rencontrés dans les chambres de combustion fonctionnant en régime pauvre. Il est composé d'une zone centrale dite « pilote », constituée d'un injecteur à pression, permettant de stabiliser la flamme, et d'une zone périphérique dite « multipoints », constituée de multi-jets atomisés par un écoulement d'air transverse, permettant de fournir les débits de carburant nécessaires pour les phases de décollage et de croisière. Pour ces configurations, la détermination de la réponse de la flamme à partir de simulations LES ne peut être réalisée que si le comportement instable de la phase liquide est précisément modélisé. L'évaluation de la capacité de l'approche multi-fluide développée dans le code CEDRE à reproduire précisément, le comportement dynamique de la phase liquide, fait l'objet d'une première étape du projet. Une fois cette étape de validation réalisée, le calcul complet de l'injecteur en réactif peut être mené afin de déterminer la réponse de la flamme à une excitation acoustique. Ceci fait l'objet d'une seconde tâche du projet SIGMA.

2 Objectif de la thèse

La mise en place et l'analyse des bases de données expérimentales nécessaires à la validation des simulations réalisées dans ces deux tâches fait l'objet du travail présenté dans ce mémoire.

Concernant la première tâche, les travaux menés dans cette thèse s'inscrivent dans la continuité des observations réalisées par Apeloig (Apeloig, 2013). Ce dernier avait mis en évidence le rôle du comportement instationnaire des jets de liquide à l'intérieur de la zone multipoints dans le couplage entre l'acoustique et la combustion. L'étude des phénomènes intervenant dans l'injecteur industriel n'étant pas facilement réalisable, un montage expérimental simplifié nommé SIGMA a été conçu. Ce montage se concentre sur un seul point d'injection, représentatif d'un des jets composant cette zone d'injection. Il a été défini à partir de similitudes afin de conserver les principales caractéristiques et de reproduire les

phénomènes observés par Apeloig (Apeloig, 2013) sur l'injecteur industriel. Les objectifs de cette étude expérimentale sont :

- Reproduire et mettre en évidence l'influence de perturbations acoustiques sur le comportement de l'injection de carburant liquide dans le cas d'un injecteur réel multipoint.
- Identifier les principaux phénomènes mis en œuvre.
- Caractériser le couplage de l'injection d'un jet liquide et du brouillard de gouttes engendré par son atomisation avec les modulations acoustiques de l'écoulement gazeux.
- Mettre en place une base de données expérimentale permettant : D'une part, de développer des modèles nécessaires aux simulations numériques menées en parallèle dans le cadre de la thèse de Thuillet (Thuillet, 2018), d'autre part de valider les résultats de ces simulations.

Pour la seconde tâche, les travaux se concentrent sur l'analyse du comportement de la flamme obtenue à l'aval de l'injecteur réel pour deux configurations d'injection (zone pilote seule ; zones pilote et multipoint en simultanée). Cette partie se focalise, en particulier, sur l'analyse de l'influence du mode d'injection de carburant liquide dans la réponse non-linéaire de la flamme, quand cette dernière est soumise à une excitation acoustique. À l'issue de cette thèse, ces résultats seront utilisés pour, d'une part valider les simulations LES réactives et, d'autre part, fournir un modèle de description du comportement de la flamme à un code de simulation « bas ordre » développé à l'ONERA par Huet. Les objectifs de ce travail expérimental sont :

- Caractériser la réponse non-linéaire de flammes diphasique kérosène/air turbulente non pré-mélangées, produites par de l'injecteur réel et soumises à des modulations acoustiques, en terme de fonction de transfert de flamme généralisée « Flame Describing Function » (FDF).
- Étudier les mécanismes qui contrôlent la réponse de ce type de flammes, en particulier, le rôle de l'injection liquide de carburant.
- Analyser le rôle du mode d'injection (zone pilote seule et zone pilote et multipoint en simultanée) sur la réponse de la flamme en utilisant notamment les analyses réalisées lors de la première tâche expérimentale.

3 Plan du manuscrit

La présentation de ce travail de thèse est organisée en trois parties scindées en plusieurs chapitres. Un bref résumé de ces trois parties est détaillé ci-dessous.

Partie I : État de l'art sur l'établissement des instabilités de combustion dans les foyers aéronautiques

La première partie de ce manuscrit est consacrée à l'analyse des phénomènes intervenants dans l'établissement des instabilités de combustion dans les chambres de combustion aéronautiques. L'objectif est d'établir le rôle du système d'injection de carburant liquide dans l'établissement des instabilités de combustion et de présenter les méthodologies de calcul permettant d'évaluer le risque d'apparition de ces dernières. Pour cela, une analyse bibliographique est réalisée dans cette partie, cette dernière est divisée en deux chapitres. Dans le [Chapitre 1](#), l'architecture générale des chambres de combustion aéronautiques est d'abord décrite ([Section 1](#) et [2](#)). Puis, les nouveaux concepts développés pour réduire les émissions polluantes sont introduits dans la [Section 3](#). Enfin, les particularités du système d'injection composant ces foyers et les contraintes liées aux risques d'apparition des instabilités de combustion sont présentés dans la [Section 4](#) et [5](#). Le [Chapitre 2](#) est dédié à la compréhension et à l'analyse des phénomènes intervenant dans l'établissement des instabilités de combustion. Les principaux mécanismes impliqués dans le couplage thermo-acoustique sont d'abord décrits dans la [Section 2](#). Puis, l'influence de l'injection de carburant liquide dans ce processus est détaillée dans la [Section 3](#). Enfin, les méthodologies de calcul permettant d'évaluer le risque d'apparition des instabilités sont présentées dans la [Section 4](#).

Partie II : Étude de l'influence de perturbations acoustiques sur le comportement de l'injection de carburant liquide

Cette partie est consacrée à l'étude du rôle du comportement instationnaire des jets liquides à l'intérieur de la zone d'injection multipoint ([Apeloig, 2013](#)) dans le couplage entre l'acoustique et la combustion. L'objectif est d'analyser précisément l'influence de perturbations acoustiques sur le comportement de l'injection de carburant liquide (jets + brouillard) pour valider les simulations numériques menées dans le cadre du projet SIGMA. L'étude des phénomènes intervenant dans la zone « multipoint » de l'injecteur n'étant pas facilement réalisable, un montage expérimental simplifié a été conçu. Ce montage correspond à la configuration d'un jet liquide injecté transversalement dans un écoulement d'air excité acoustiquement (LJIOCF). Pour reproduire l'influence de perturbations acoustiques sur le comportement de l'injection liquide, il est d'abord nécessaire de s'intéresser aux principales caractéristiques rencontrées dans ce type d'écoulement diphasique. Pour cela, un état de l'art détaillé, concernant la caractérisation du comportement et de l'atomisation d'un LJIOCF est présenté dans la [Chapitre 1](#). La mise en œuvre du montage expérimental ainsi que les conditions nominales de fonctionnement, définies à partir de similitudes, sont décrites dans le [Chapitre 2](#). Les moyens et méthodes expérimentales utilisées pour étudier le comportement du jet liquide et du brouillard de gouttes, en fonction de la perturbation acoustique, sont présentés

dans le [Chapitre 3](#). Enfin, le couplage entre ces différents phénomènes est analysé dans le [Chapitre 4](#).

Partie III : Étude de l'influence de la modification du comportement de l'injection de carburant liquide sur la réponse de la flamme

Les travaux présentés dans cette partie se concentrent sur l'analyse du comportement de la flamme obtenue à l'aval de l'injecteur réel pour deux configurations d'injection (zone pilote seule ; zones pilote et multipoint en simultanée). L'objectif est de développer une base de données expérimentales permettant, d'une part, de valider les simulations LES réactives et, d'autre part, de fournir un modèle de description du comportement de la flamme à un code de simulation « bas ordre » développé à l'ONERA par [Huet](#). Pour cela, les approches publiées dans la littérature pour déterminer expérimentalement la réponse d'une flamme excitée acoustiquement (FDF) sont présentées dans le [Chapitre 1](#). Puis, le montage expérimental LOTAR mis œuvre pour cette étude est décrit dans le [Chapitre 2](#). Il utilise un injecteur réaliste composé de deux zones d'injection produisant une flamme turbulente swirlée kérosène/air. Il est équipé d'une sirène permettant de moduler l'écoulement d'air à différentes fréquences et niveaux d'excitation. La détermination de la réponse de la flamme, en fonction de la fréquence et du niveau des fluctuations de l'écoulement d'air incident, est réalisée à l'aide de fonctions de transferts de flamme (FDF). Ces dernières sont déterminées en reliant les fluctuations de vitesse de l'écoulement incident et les fluctuations du taux de dégagement de chaleur. Ces deux grandeurs sont obtenues respectivement par le biais de mesures microphoniques en amont du système d'injection et par des mesures de chimiluminescence au niveau de la flamme ([Chapitre 3](#)). Dans le [Chapitre 4](#), le brouillard de gouttes produit par l'injecteur (PDA) et les conditions de stabilité de l'écoulement réactif sont d'abord caractérisés. Puis, la réponse de la flamme est déterminée et analysée, en fonction de la fréquence et du niveau d'excitation, pour les deux configurations d'injection. Enfin, les temps caractéristiques des perturbations pour atteindre la flamme sont déterminés et comparés afin de déduire l'influence du mode d'injection, en particulier de la zone multipoint, sur la réponse de la flamme.

PARTIE I

ÉTAT DE L'ART SUR L'ETABLISSEMENT DES INSTABILITES DE COMBUSTION DANS LES FOYERS AERONAUTIQUES

Cette première partie propose un état de l'art des connaissances sur les instabilités de combustion rencontrées au sein des chambres de combustion aéronautiques ainsi que sur les phénomènes physiques intervenant dans leur apparition. Jusqu'à présent, les foyers de combustion des turbomachines « conventionnelles » présentaient peu de problèmes liés aux instabilités de combustion. Néanmoins, suite au développement des chambres de combustion de type « LPP », une sensibilité à des phénomènes instationnaires a pu être observée. La capacité de prévision de ces instabilités de combustion, dès les premières étapes de la conception d'un moteur, est donc un enjeu industriel majeur. Ainsi, cette partie est consacrée à la compréhension des phénomènes de couplage à l'origine des instabilités de combustion et aux méthodologies de calcul permettant d'évaluer le risque d'apparition de ces dernières. Par ailleurs, cette partie permettra de justifier les approches et les travaux réalisés dans cette thèse ainsi que de souligner les progressions ajoutées par cette dernière ([Partie II](#) et [Partie III](#)).

Pour comprendre les nouvelles contraintes engendrées dans les chambres de combustion LPP, un état de l'art des technologies déjà existantes est d'abord présenté dans le [Chapitre 1](#) afin d'introduire les nouveaux concepts développés dans ces foyers ([Section 1](#) et [2](#)). Le principe de fonctionnement de ces chambres est décrit dans la [Section 3](#). Puis, un intérêt particulier est porté au système d'injection dans la [Section 4](#). Enfin, l'origine du risque d'apparition des instabilités de combustion dans ces systèmes est détaillée dans la [Section 5](#).

Pour comprendre et analyser les différents processus physiques intervenant dans l'établissement des instabilités de combustion, un état de l'art des connaissances sur ce sujet est réalisé dans le [Chapitre 2](#). Dans la [Section 1](#), un bilan des phénomènes intervenant dans l'établissement des instabilités thermo-acoustiques est réalisé au travers d'études académiques et de travaux liés à des applications industrielles. Bien que les processus à l'origine de ces instabilités soient relativement bien décrits dans le cas applicatif des turbines à gaz, ils ne sont pas clairement identifiés dans le cas des foyers aéronautiques où le carburant est injecté sous forme liquide. Une analyse des récentes études consacrées au rôle de la phase liquide est donc proposée dans la [Section 3](#). Enfin, dans le but de préciser les objectifs du travail expérimental réalisé dans cette thèse, la [Section 4](#) est consacrée aux outils et aux modèles développés pour anticiper le risque d'apparition des instabilités de combustion.

<i>Chapitre 1 : Description du fonctionnement des chambres de combustion</i>	
.....27	
1	Chambres de combustion..... 27
2	Injection de combustible liquide 28
2.1	<i>Caractéristiques du kérosène 28</i>
2.2	<i>Systèmes usuels d'injection..... 28</i>
2.3	<i>Comment réduire les émissions polluantes des moteurs aéronautiques ? 30</i>
3	Conception des chambres de combustion de nouvelles générations..... 31
4	Injection de carburant dans les systèmes LPP 32
5	Nouvelles contraintes engendrées par les chambres LPP 33
6	Conclusions sur ce chapitre..... 34
<i>Chapitre 2 : Etat de l'art sur les instabilités de combustion35</i>	
1	Origine des instabilités de combustion 35
2	Principaux mécanismes intervenant dans le couplage $p' - q'$ 36
2.1	<i>Fluctuation de pression induite par la flamme 37</i>
2.2	<i>Origine des fluctuations de dégagement de chaleur 37</i>
3	Influence de la phase liquide..... 38
4	Modélisation et prévision des instabilités de combustion..... 43
4.1	<i>Méthodes de prévision des instabilités de combustion..... 43</i>
4.2	<i>Prise en compte de la réponse de la flamme 44</i>
5	Conclusions sur ce chapitre..... 45

CHAPITRE 1 :

DESCRIPTION DU FONCTIONNEMENT DES CHAMBRES DE COMBUSTION

L'objectif de ce chapitre est de préciser le contexte industriel évoqué dans l'[Introduction](#). Tout d'abord, un état de l'art des technologies déjà existantes est présenté afin d'introduire les nouveaux concepts de chambre de combustion développés par les industriels pour réduire les émissions polluantes des turboréacteurs. Puis, une description détaillée des chambres de combustion LPP est réalisée. Enfin, un intérêt particulier est porté aux systèmes d'injection composant ces chambres dans le but de comprendre leur fonctionnement et leur rôle dans l'établissement des instabilités de combustion.

1 Chambres de combustion

La chambre de combustion est à la fois le lieu de la préparation du mélange air/carburant et celui de sa combustion continue. Elle doit assurer la stabilité de la flamme, le fonctionnement du moteur dans une large plage de débit et d'applications (allumage, décollage, ré-allumage, régime de croisière, etc...) et une bonne qualité du processus de combustion tout en supportant de très fortes contraintes thermiques. De manière générale, on peut distinguer deux zones de fonctionnement dans une chambre de combustion :

- La zone primaire, dans laquelle l'air est admis et le carburant injecté de façon à obtenir un mélange permettant une bonne combustion. Ici, la vitesse d'écoulement étant supérieure à la vitesse de propagation du front de flamme, des zones de mélange riche et de re-circulation sont créées afin de maintenir la flamme. Elle est alors définie comme accrochée.
- La zone secondaire, où les gaz issus de la zone primaire sont dilués afin de diminuer la température avant d'être admis dans la turbine. Cette dilution s'opère par l'ajout d'un débit d'air (gaz frais) secondaire, qui permet d'obtenir une bonne répartition de température et un refroidissement des parois.

Il existe différents types de chambres de combustion, le plus souvent de forme annulaire dans le cas des turbomachines aéronautiques. Ces dernières peuvent être classées en deux catégories en fonction de l'encombrement et de l'application :

- Les chambres annulaires plus conventionnelles, où l'écoulement d'air est dit direct. Celles-ci sont bien adaptées aux turboréacteurs mais impliquent une longueur conséquente. Ces systèmes sont plutôt dédiés aux applications types avions.
- Les chambres à écoulement inversé sont coudées de façon à inverser l'écoulement d'air. Cette configuration présente l'avantage d'être plus compacte, ce qui en fait un élément clé pour les applications types hélicoptère.

Enfin, même si la qualité de la combustion est en partie liée à la géométrie de la chambre, elle dépend surtout de la qualité du mélange, donc de l'injection de carburant.

La section suivante est donc consacrée aux différentes technologies permettant de générer un écoulement dispersé favorable à une combustion de qualité.

2 Injection de combustible liquide

Dans le domaine de l'aviation, en particulier civile, le combustible est stocké sous forme liquide. L'utilisation d'un carburant sous forme liquide plutôt que gazeux présente l'avantage de s'affranchir de réservoirs pressurisés (lourds et encombrants), de simplifier et rendre plus économique la procédure de ravitaillement des avions, mais aussi de diminuer les risques en cas d'accident.

Pour être brûlé efficacement dans les foyers de turbomachine, le carburant doit être admis dans la chambre de combustion de façon à obtenir une homogénéisation rapide et efficace du mélange air/carburant. L'injection de carburant et sa composition conditionnent donc le fonctionnement, la stabilité et la nature de la combustion.

2.1 Caractéristiques du kérosène

En général, les turboréacteurs utilisent comme combustible le kérosène, aussi connu sous l'appellation Jet-A1. Son usage est principalement dû à son fort pouvoir calorifique de $43 \text{ MJ}\cdot\text{kg}^{-1}$, en moyenne pour le Jet-A1 mais aussi à son point de congélation très bas (-50°C), compatible avec les conditions de température rencontrées en vol à haute altitude.

Le kérosène est un mélange d'hydrocarbures contenant des alcanes ($\text{C}_n\text{H}_{2n+2}$) obtenues par raffinage du pétrole dont les chaînes carbonées vont de 8 à 16 carbones (C_8 à C_{16}). Typiquement, ce mélange contient entre 70% et 85% d'alcane sous forme linéaire (n-alcane), ramifié (iso-alcane) et cyclique (cyclo-alcane). La combustion de ces alcanes permet d'obtenir un dégagement de chaleur par unité de masse important ainsi qu'une combustion avec peu de suie, car le rapport entre le nombre d'atomes de carbone et d'hydrogène est faible. Les cyclo-alcane ont un dégagement de chaleur par unité de masse plus faible et un rapport du nombre d'atomes de carbone et d'hydrogène plus élevé mais sont essentiels. Ils permettent d'abaisser le point de congélation du mélange d'hydrocarbure. Le kérosène contient également des aromatiques (mono- et di-aromatiques), dans des proportions variables mais maximales de 25%. Ces aromatiques contrairement aux alcanes ne sont pas saturés et donc favorisent la création de suie. Enfin, le kérosène présente aussi des traces de sulfates, d'oxygène et d'azote, qui ont un rôle important sur les propriétés de lubrification. Pour plus de précisions, le lecteur peut se référer à la revue de synthèse de Aviation Fuels Technical Review ([Review, 2010](#)).

2.2 Systèmes usuels d'injection

La fonction principale d'un injecteur est l'atomisation du carburant au sein de la chambre de combustion. L'atomisation désigne l'action de fragmenter en fines gouttelettes une masse liquide initialement continue. Ce processus nécessite donc l'apport d'une énergie capable de vaincre les forces de cohésion du liquide liées à la tension de surface. Dans les brûleurs, le rendement de combustion est d'autant plus grand que l'atomisation du carburant est fine. La combustion y est plus complète et mieux maîtrisée. Ce procédé augmente la surface d'échange entre le liquide injecté et le gaz où est réalisée l'injection. L'augmentation de cette surface d'échange permet par la suite d'accélérer l'évaporation du carburant et de favoriser le mélange

gazeux air/carburant pour la combustion. Le processus d'atomisation peut être distingué en deux phases :

- L'atomisation primaire : ce processus se produit dès la sortie de l'injecteur. Le système d'injection y génère un cœur liquide sous forme de nappe ou de jet, qui va se déstabiliser pour former des ligaments et des gouttes de grandes tailles.
- L'atomisation secondaire : sous l'action de forces aérodynamiques, les grosses structures engendrées par l'atomisation primaire sont pulvérisées en gouttelettes de petites dimensions.

Il existe aujourd'hui une grande variété de technologies d'injection, mais elles reposent toutes sur le même principe : produire une grande vitesse relative entre le liquide à atomiser et le gaz. Il n'est présenté ici que les injecteurs les plus couramment utilisés dans les chambres de combustion aéronautiques. Pour plus de détails, le lecteur est invité à consulter les revues de Lefebvre (Lefebvre, 1983) et de Ashgriz (Ashgriz, 2011).

Injecteur à pression : basé sur l'injection de carburant sous pression dans un milieu gazeux au repos ou à faible vitesse. L'objectif est de forcer l'éjection de carburant à travers un orifice de petite dimension. Un des systèmes les plus communs est l'injecteur « simplex », lequel est constitué d'un tourbillonneur (swirler) qui permet d'imposer un moment angulaire au carburant avant la pulvérisation, afin d'améliorer le mécanisme d'atomisation en sortie du gicleur (cf. Figure 3).

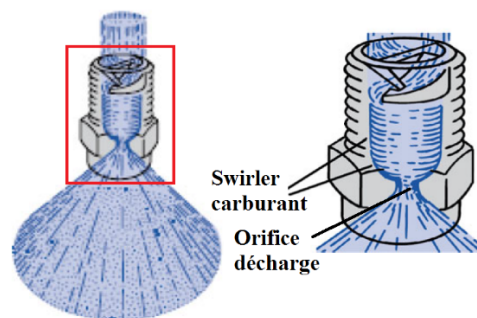


Figure 3 : Schéma d'un injecteur de type simplex, extrait de Ashgriz (Ashgriz, 2011)

Lorsque l'orifice est suffisamment petit, ces injecteurs permettent de générer une atomisation fine et contrôlée. Toutefois, leur évolution est aujourd'hui limitée du fait de la difficulté de concevoir des orifices plus étroits avec une pression d'injection suffisante pour obtenir un débit élevé, nécessaire aux chambres de combustion aéronautiques.

Injecteur aéromécanique : de type « air-blast », le carburant liquide est injecté à faible vitesse sous forme d'une nappe ou d'un jet cisailé par un écoulement gazeux à haute vitesse (Figure 4). Ce type d'injecteur est simple à mettre en place et peu onéreux. Il présente l'avantage de s'appliquer simplement au cas des turboréacteurs car les injecteurs y disposent d'un apport d'air à haute vitesse provenant du compresseur. De manière générale, ce type de technologie offre une bonne qualité d'atomisation. Cependant, il est difficile de les concevoir et de prédire la qualité de cette dernière. En effet, il n'existe pas de comportement universel à ce type d'injecteur car leur fonctionnement peut dépendre fortement des conditions d'utilisation.

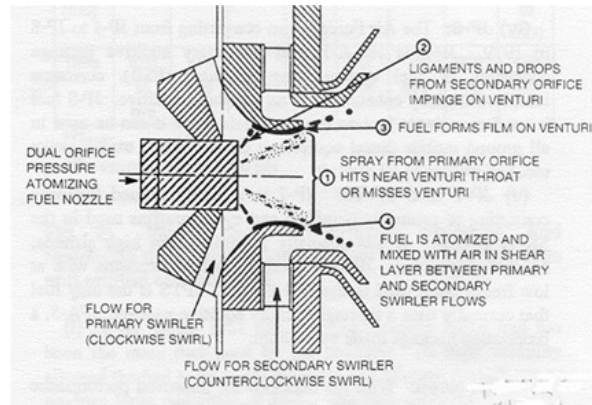


Figure 4 : Schéma de principe d'un injecteur de type Air-blast swirlé, avec pré-filming.

Le contexte industriel et la description globale des turbomachines actuelles étant présentés, la suite de cette partie est consacrée à la présentation des moyens envisagés pour la réduction des émissions polluantes de ces systèmes.

2.3 Comment réduire les émissions polluantes des moteurs aéronautiques ?

De manière générale, les niveaux de production des oxydes d'azotes (NO_x) sont principalement liés à la température de la flamme induite par la réaction de combustion. La production de monoxyde de carbone (CO), quant à elle, dépend de la qualité de la réaction chimique d'oxydo-réduction (combustion). La réaction de combustion et sa température sont deux paramètres intrinsèquement liés à la richesse du mélange air/carburant. L'évolution des émissions de NO_x et de CO en fonction de la richesse est présentée sur la Figure 5. Il est possible d'observer que les productions de NO_x et de CO évoluent de manière inversées en fonction de la richesse. La production de CO est minimale à la stœchiométrie (pour une valeur de richesse de 1) et augmente à mesure que l'on s'éloigne de l'unité. Ce résultat est lié à la nature de la réaction chimique de combustion qui est complète à la stœchiométrie et qui est de plus en plus incomplète pour des valeurs extrêmes de richesse. De manière inversée, les minimums de production de NO_x sont atteints pour des valeurs extrêmes de richesse et le maximum de production est atteint à la stœchiométrie.

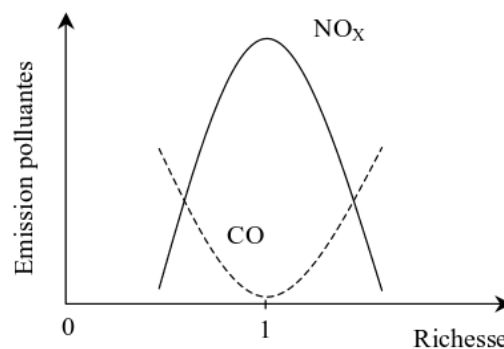


Figure 5 : Évolution des émissions de polluants (CO et NO_x) en fonction de la richesse

A partir de ce constat, les motoristes ont concentré leurs efforts sur les régimes de fonctionnement des chambres de combustion. L'une des solutions proposées est un fonctionnement en régime pauvre. L'objectif dans ce cas est d'abaisser la température de la flamme pour réduire la formation des NO_x thermiques tout en limitant la production d'oxyde de carbone (CO). L'évolution des émissions de CO, de NO_x et la température adiabatique de flamme en fonction de la richesse pour un fonctionnement en régime pauvre est présentée sur la Figure 6. La zone des valeurs de richesse permettant de respecter les standards des nouvelles réglementations environnementales est encadrée par des lignes en pointillées rouges.

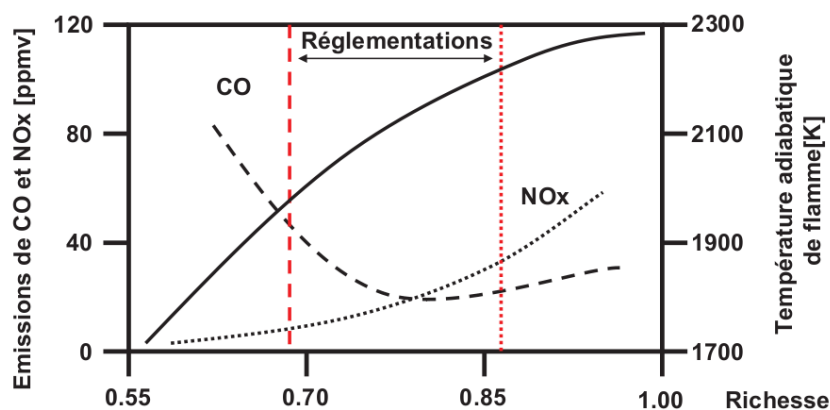


Figure 6 : Émissions du CO (tirets), des NO_x (pointillés) et de la température adiabatique de flamme (trait plein) en fonction de la richesse.

Au vu de ces résultats (Figure 6), il semble difficile de réduire conjointement les émissions de NO_x et de CO. C'est pourquoi, différentes architectures de chambre de combustion utilisant la combustion étagée globalement pauvre (« Rich-burn Quick-quench Lean-burn » RQL) ou la combustion pauvre pré-mélangée et pré-vaporisée (« Lean Premixed Prevaporized » LPP) ont été développées.

3 Conception des chambres de combustion de nouvelles générations

Dans les systèmes RQL (cf. Figure 7), la combustion s'opère d'abord dans une première zone, située en sortie du système d'injection, en régime riche (le carburant est en excès par rapport au comburant). Puis dans une deuxième zone, une injection supplémentaire d'air permet de poursuivre la combustion en régime pauvre. Enfin, en sortie de chambre un nouveau jet d'air est injecté afin de diluer d'autant plus le mélange, d'abaisser et d'homogénéiser la température des gaz chauds (brûlés) en entrée de turbine. Cette configuration présente l'avantage d'éviter la zone de richesse intermédiaire, autour de la stoechiométrie, où la production de NO_x est maximale (cf. Figure 5). De plus, la combustion en régime riche dans la zone primaire assure un haut degré de stabilité de combustion, ce qui permet une large plage de fonctionnement pour le moteur. Toutefois, l'inconvénient de cette configuration vient de la difficulté de maîtriser la qualité et la rapidité du mélange air/carburant au niveau de

l'injection. De ce fait, si le mélange n'est pas optimal, ce système peut engendrer une forte production de CO ou encore des inhomogénéités thermiques aux parois dans la zone primaire. En particulier, la présence de zones plus ou moins riches peut, également, favoriser la production de suies ou engendrer la formation de NO_x thermiques.

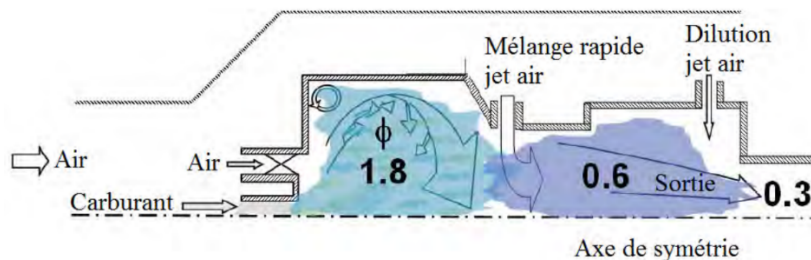


Figure 7 : Configuration RQL, d'après Vicentini (Vicentini, 2016).

Dans les systèmes LPP, le carburant est d'abord atomisé, puis totalement évaporé et mélangé à l'air dans une première zone située en amont de la zone de combustion (cf. Figure 8), ce qui augmente l'efficacité du mélange et donc du processus de combustion. Ce procédé a pour conséquence de limiter et de mieux contrôler la production de CO. En aval de cette zone de pré-mélange la combustion est alors réalisée en régime pauvre afin de réduire la température de flamme, donc la production de NO_x. Le principe de fonctionnement de ces chambres de combustion est attractif et est considéré comme prometteur, car il permet une bonne réduction et un bon contrôle des émissions de CO et de NO_x. Toutefois, pour un débit de carburant équivalent, ces systèmes nécessitent un apport en air plus important au niveau de l'injection, ce qui a pour effet de limiter l'air disponible pour le refroidissement des parois de la chambre. Pour pallier ce problème, un système de refroidissement mettant en œuvre une injection d'air froid est réalisé via la mise en place de parois multi-perforées dans la chambre de combustion.

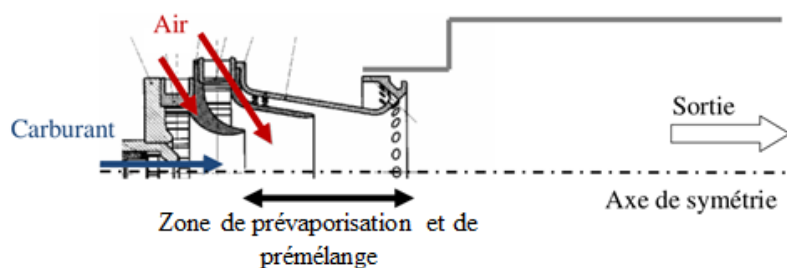


Figure 8 : Schéma de principe d'un système LPP constitué d'un dispositif d'injection, une zone pré-mélangée et d'une chambre de combustion, d'après Vicentini (Vicentini, 2016).

4 Injection de carburant dans les systèmes LPP

Les systèmes d'injection pauvre font l'objet d'un grand intérêt pour leur potentiel de réduction d'émissions polluantes et de contrôle du processus de combustion. Cependant, ils souffrent notamment de problèmes d'extinction, en particulier quand le moteur fonctionne à bas régime. Pour surmonter cette limitation, l'une des évolutions retenues est l'utilisation de

système d'injection étagé. Ce type de système consiste à regrouper deux systèmes d'injections en un, l'un pour assurer le fonctionnement du moteur à bas régime et l'autre pour fournir des puissances plus importantes pour des régimes plus élevés. Les injecteurs de type TAPS (Twin Annular Premixed Swirler) sont représentatifs de ce que l'on peut rencontrer dans les chambres de combustion LPP de dernière génération (Figure 9). Ce sont des injecteurs étagés qui utilisent un double circuit de carburant. Ils sont composés, d'une part, d'un injecteur à pression situé au centre du système, appelé injecteur pilote, permettant d'accrocher la flamme et le fonctionnement à bas régime. D'autre part, d'un injecteur multipoint en forme de couronne situé à la périphérie de l'injecteur pilote et composé de plusieurs jets liquides permettant de fournir les débits de carburant nécessaires aux phases de décollage et de croisière. C'est sur ce type d'injecteur, et en particulier sur leurs implications dans l'apparition des instabilités de combustion dans les systèmes LPP, que va se concentrer cette étude.

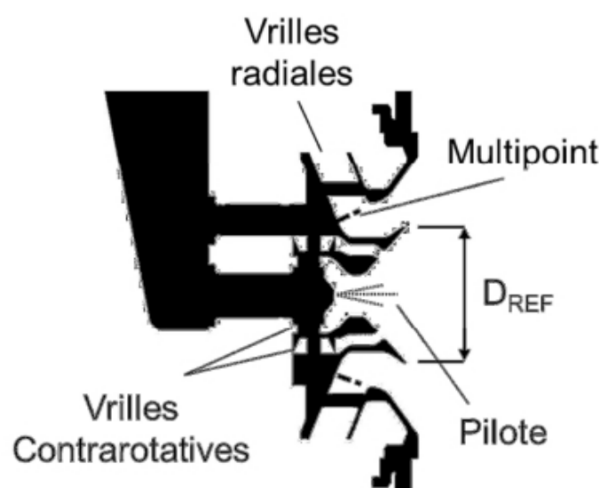


Figure 9 : Représentation schématique d'un système d'injection de type TAPS (Apeloig, 2013).

5 Nouvelles contraintes engendrées par les chambres LPP

L'utilisation de la technologie LPP au sein des moteurs aéronautiques présente des avantages indéniables vis-à-vis de la réduction des émissions d'espèces polluantes. La clé du développement de ce système est la réalisation du mélange air/carburant. Dans ce cas, le système d'injection joue un rôle essentiel. Il doit permettre une atomisation fine et contrôlée du carburant liquide afin d'optimiser l'évaporation des gouttes et le mélange air/carburant en régime pauvre. Néanmoins, il a été constaté que l'utilisation de parois multi-perforées avait pour conséquence de modifier la réflexion des ondes de pression dans la chambre et donc de limiter la dissipation de l'énergie acoustique. De plus, Lieuwen et Zinn (Lieuwen & Zinn, 1998) indiquent que le fonctionnement en régime pauvre, quant à lui, a pour effet d'accroître la réponse instationnaire de la flamme à des oscillations de richesse issues de l'injection (Figure 10). Ainsi, l'utilisation de parois multi-perforées couplée à un fonctionnement en régime pauvre rend ce type d'architecture plus sensible à des phénomènes instationnaires, et favorise le risque d'apparition des instabilités de combustion.

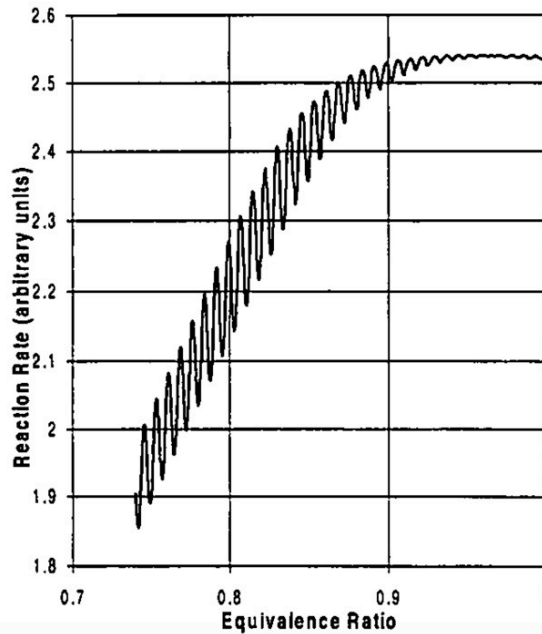


Figure 10 : Évolution de la réponse de la flamme à une oscillation de richesse en fonction de la richesse moyenne, d'après Lieuwen et Zinn (Lieuwen & Zinn, 1998).

6 Conclusions sur ce chapitre

Dans ce chapitre, un état de l'art des technologies déjà existantes a été détaillé afin d'introduire les nouveaux concepts de chambre de combustion développés par les industriels pour réduire les émissions polluantes des turboréacteurs. Parmi les nouvelles architectures de chambres de combustion, la technologie LPP présente des avantages indéniables vis-à-vis des nouvelles contraintes environnementales. La clé du développement de ce système est la réalisation du mélange air/carburant en régime pauvre. Dans ce cas, le système d'injection joue un rôle essentiel. Toutefois, pour alimenter la flamme avec un débit de carburant équivalent, ces systèmes nécessitent un apport en air plus important ce qui a pour effet de limiter l'air disponible pour le refroidissement des parois de la chambre. Pour pallier ce problème, un système de refroidissement mettant en œuvre une injection d'air froid est réalisé via la mise en place de parois multi-perforées dans la chambre de combustion. Néanmoins, il a été constaté que l'utilisation de parois multi-perforées avait pour conséquence de limiter la dissipation de l'énergie acoustique dans la chambre. De plus, le fonctionnement en régime pauvre accroît la réponse instationnaire de la flamme à des oscillations de richesse issues de l'injection, favorisant ainsi le risque d'apparition des instabilités de combustion. Ces instabilités peuvent conduire à de sérieux endommagements du foyer ainsi qu'à des dysfonctionnements du moteur. En conclusion, dans le cas des systèmes propulsifs fonctionnant avec un carburant liquide, la compréhension des phénomènes à l'origine de l'apparition des instabilités de combustion est un enjeu majeur et doit permettre la mise en place de méthodologies de calcul pour évaluer les risques d'apparition de ces dernières. C'est pourquoi, le chapitre suivant est consacré à l'étude

des phénomènes à l'origine de l'établissement des instabilités de combustion et aux méthodologies de calcul permettant de les prévenir.

CHAPITRE 2 :

ÉTAT DE L'ART SUR LES INSTABILITES DE COMBUSTION

Ce chapitre présente un aperçu général des travaux consacrés aux instabilités thermo-acoustiques, depuis leurs découvertes jusqu'au développement de méthodes permettant de prévoir leur apparition. Après avoir décrit l'origine de ces phénomènes, un bilan des différents processus intervenant dans l'établissement des instabilités de combustion est réalisé au travers d'études académiques et de travaux liés à des applications industrielles telles que les turbines à gaz. Bien que les processus à l'origine de ces instabilités soient décrits et étudiés dans le cas applicatif des turbines à gaz, ils ne sont pas clairement identifiés dans le cas des foyers aéronautiques où le carburant est injecté sous forme liquide à l'amont de la zone de combustion. Une analyse des récentes études consacrées au rôle de la phase liquide est donc proposée dans une troisième partie afin de bien identifier les mécanismes spécifiques impliqués dans ce type de configuration. La dernière partie de ce chapitre est consacrée aux outils et aux modèles développés pour anticiper le risque d'apparition de ces phénomènes.

1 Origine des instabilités de combustion

Les systèmes thermodynamiques confinés, siège d'une source de chaleur interne sont prédisposés à l'apparition d'instabilités dites thermo-acoustiques ou instabilités de combustion lorsque la source de chaleur est issue d'un processus de combustion. Ces instabilités sont des phénomènes physiques observés dans nombre de foyers de combustion allant de la chaudière domestique aux moteurs fusé en passant par les foyers aéronautiques. Elles sont dues à un couplage entre le dégagement de chaleur instationnaire et les oscillations de pression ou de vitesse acoustique. Elles entraînent une forte amplification des oscillations de pression et température qui peuvent conduire à l'endommagement ou au dysfonctionnement des foyers.

Le couplage existant est décrit sous la forme d'une boucle fermée d'interaction réciproque entre le champ acoustique et le dégagement de chaleur, comme le montre schématiquement la Figure 11. La stabilité du système de combustion dépend du critère de Rayleigh étendu R_a , défini notamment par Putman et Dennis (Putnam & Dennis, 1956) ou Nicoud et Poinso (Nicoud & Poinso, 2005) (Eq.(1)). Il compare le terme source de production d'énergie acoustique par la flamme avec les flux acoustiques au niveau des surfaces limitant le système considéré. Le terme source dépend de la relation de phase entre la pression et les oscillations de dégagement de chaleur dans la chambre de combustion, imposée par les différents délais apparaissant dans le couplage $p' - q'$.

$$R_a = \frac{1}{T} \left(\int_T \frac{\gamma - 1}{\gamma \bar{p}} \iiint_{\Omega} p' q' dV - \iint_{\Sigma} p' v' dA \right) dt > 0 \quad (1)$$

Dans l'équation (1), γ est le coefficient isentropique ; p', u', q' sont respectivement les fluctuations de pression, de vitesse et de taux de dégagement de chaleur volumique; T est la période du cycle d'instabilité ; \bar{p} est la pression moyenne dans le volume de contrôle Ω définissant le système délimité par sa surface de contrôle Σ . dV et dA sont respectivement les variables d'intégration de volume et de surface. Ainsi l'énergie acoustique augmente seulement si le terme de production d'énergie acoustique dû à la combustion est plus grand que les flux acoustiques sortant du domaine au niveau des surfaces d'entrée et de sortie du brûleur Σ . L'évaluation expérimentale de ces flux est difficile et peu de travaux ont été consacrés à leur influence (Tran et al., 2009). Néanmoins, des méthodes expérimentales basées sur des mesures à microphones multiples ou des mesures LDA et microphones sont utilisées pour identifier ces termes dans le cas de « liner » permettant d'amortir l'énergie acoustique à l'intérieur des moteurs aéronautiques (Minotti et al, 2007)¹.

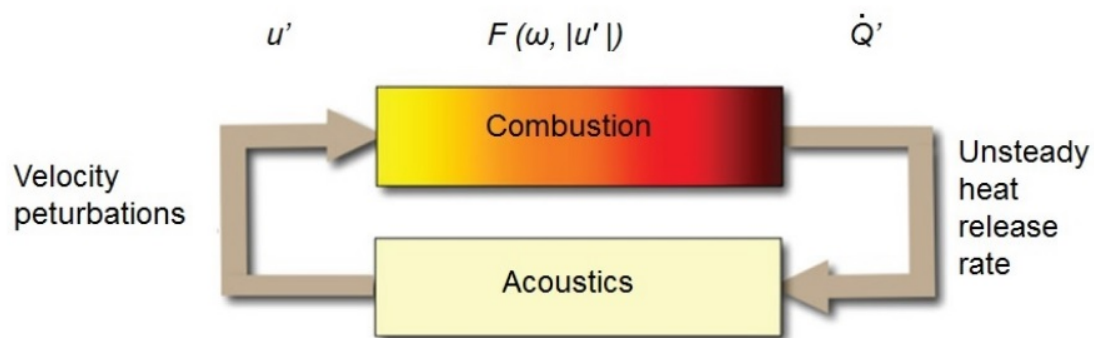


Figure 11 : Boucle de couplage à l'origine des instabilités thermoacoustiques, d'après Candel (Candel, et al., 2012). La réponse de la flamme est représentée par la fonction $F(\omega, |u'|)$.

2 Principaux mécanismes intervenant dans le couplage $p' - q'$

Bien qu'intrinsèquement présentes dans le processus de combustion, les fluctuations du dégagement de chaleur peuvent avoir pour origine des oscillations locales de pression, de vitesse ou de richesse. De même ces fluctuations engendrent directement ou indirectement des fluctuations de pression et de vitesse qui se propagent dans le volume de la chambre et se réfléchissent ou s'amortissent au niveau des surfaces délimitant le système. Ces mécanismes décrits par (Ducruix, et al., 2003), apparaissent indirectement dans la Figure 11 décrivant la boucle de couplage à l'origine et au maintien des instabilités de combustion. Cette boucle comprend ainsi deux chemins, le premier correspondant à la création d'onde de pression à partir de fluctuations de dégagement de chaleur et le second à la production de fluctuations de dégagement de chaleur à partir d'oscillations d'origine acoustiques. Ces différents mécanismes, décrits par (Gajan, et al., 2016) et détaillés dans le rapport bibliographique de Desclaux (Desclaux, 2017), sont repris dans les sections suivantes.

¹ Minotti A., Simon F., Gantié F. (2007), Characterization of an acoustic liner by means of Laser Doppler Velocimetry in a subsonic flow, Aerospace Science and Technology, 12, 398–407, doi:10.1016/j.ast.2007.09.007

2.1 Fluctuation de pression induite par la flamme

La partie inférieure de la boucle de couplage présentée sur la Figure 11 représente la production des fluctuations de pression (ou de vitesse) à partir du dégagement de chaleur instable au niveau de la flamme. Strahle (Strahle, 1971) indique que la génération du son est intrinsèquement reliée à l'expansion du gaz induite par les fluctuations du dégagement de chaleur. Conjointement, des fluctuations de pression peuvent survenir lorsque des ondes d'entropie ou de vorticité, provenant de la flamme instable ou de l'écoulement en amont, interagissent avec une modification brutale de la section d'écoulement ((Marble & Candel, 1977), (Polifke, et al., 2001) (Huet & Giauque, 2013). Pour les applications aéronautiques, le nombre de Mach dans la chambre de combustion étant faible, la convection des ondes d'entropie ou de vorticité engendre des délais importants entre le taux de dégagement de chaleur instable, q' , et les fluctuations de pression, p' . Ainsi les temps caractéristiques induits par ces mécanismes sont nettement plus importants que l'échelle de temps associée au mécanisme de production directe de fluctuation de pression par la flamme. Le rôle de ces ondes dans la production de pression dépend fortement de leur dispersion lors de leur transport entre la zone réactive et la sortie de la chambre de combustion. Sattelmeyer (Sattelmeyer, 2003) montre que le temps de convection associé limite cet effet dans de nombreuses applications.

Les fluctuations de pression et de vitesse acoustiques se propagent sous forme d'ondes dans le domaine et interagissent avec les frontières. Lors de leur propagation, des pertes d'énergie ou des réflexions apparaissent qui dépendent de la fréquence, du mode de propagation et des conditions locales (nombre de Mach, caractéristiques de surface, etc.). Selon les caractéristiques de l'écoulement (température, nombre de Mach) et les conditions limites, des ondes stationnaires caractérisées par leur longueur d'onde, leur distribution spatiale et leur amplitude se produisent dans le domaine volumique. Elles correspondent à des modes propres particuliers, qui peuvent être déduits d'une analyse acoustique basée sur la résolution des équations de Helmholtz ou d'Euler linéarisées (Nicoud et al, 2007, Dowling, 1997, Noray et al, 2008, Silva et al., 2013).

2.2 Origine des fluctuations du taux de dégagement de chaleur

La production des fluctuations de dégagement de chaleur de p' ou u' n'est pas aussi explicite et elle dépend des caractéristiques du système de combustion. Ces oscillations peuvent avoir pour origine des modifications locales de la surface de la flamme. Dans le cas de flammes prémélangées, de telles modifications pouvant être liées à la présence des structures turbulentes ou tourbillonnaires, et à leurs interactions avec des parois, contrôlent le mélange entre les gaz frais et non brûlés et la vitesse de réaction dans la flamme (Ducruix, et al., 2003). Noiray et al. (Baillot et al., 1992, Noiray et al., 2008) notent que dans certaines configurations, ces variations de surface de flamme sont induites par des oscillations de vitesse en amont. Les principaux mécanismes reliant les fluctuations de dégagement de chaleur aux structures tourbillonnaires formées dans les couches de cisaillement ont été décrits par Gutmark (Gutmark, 1997). Ainsi des gaz frais ou des zones riches en carburant sont piégés au centre des tourbillons, tandis que la flamme est située à leur périphérie. Lors des interactions entre deux structures adjacentes ou

avec une paroi, un mélange rapide se produit, ce qui entraîne un point de dégagement de chaleur. De nombreux travaux réalisés sur des jets ou des écoulements cisailés de type « élargissement brusque » montrent que la formation de ces tourbillons dans les couches de cisaillement peut être pilotée par des excitations acoustiques externes. Ce pilotage dépend du niveau d'excitation imposé. Ainsi, en présence d'instabilités de combustion caractérisées par de forts niveaux acoustiques, un fort couplage apparaît entre les oscillations d'origine acoustique et les fluctuations du dégagement de chaleur.

Les fluctuations de dégagement de chaleur peuvent également provenir de l'interaction entre des régions présentant des concentrations air/carburant non homogènes et la flamme (Hermeth, 2013). Pour une flamme pré-mélangée, ces inhomogénéités sont dues à des oscillations de pression à proximité de l'injection induisant une oscillation du débit de carburant et donc du mélange air/carburant local. Les mêmes phénomènes peuvent également être observés avec un débit d'injection constant mais une vitesse d'air oscillante. Ces inhomogénéités se propagent vers la zone de combustion (Lieuwen & Zinn, 1998) induisant un retard lié à la vitesse de transport des gaz frais entre le point d'injection et l'emplacement de la flamme.

3 Influence de la phase liquide

De manière générale, dans les foyers de combustion, les fluctuations du taux de dégagement de chaleur ne sont pas directement générées par des fluctuations de la pression acoustique. En effet, dans la plupart des cas les longueurs d'onde de ces perturbations sont supérieures à la dimension caractéristique de la flamme (Ducruix, et al., 2003). Ainsi, les variations de pression induisent principalement des fluctuations de la vitesse de l'écoulement ou des fluctuations de richesse (Lieuwen & Zinn, 1998) ; (Sattelmayer, 2003) ; (Ducruix, et al., 2003) ; (Kim & Hochgreb, 2011)). Dans la littérature, de nombreux travaux consacrés aux instabilités de combustion considèrent des flammes gaz/gaz pré-mélangées ou de diffusion. L'utilisation d'un combustible liquide induit des phénomènes supplémentaires liés à l'atomisation, au transport et à l'évaporation du carburant puis à sa combustion. Ces différents mécanismes modifient le couplage entre les fluctuations acoustiques et les fluctuations de dégagement de chaleur. Eckstein et al. (Eckstein et al., 2006) ont analysé le brouillard généré par un système d'injection de type *air-blast* soumis à des fluctuations périodiques de la vitesse de l'air. Ils observent que la taille des gouttes issues de la pulvérisation du carburant variait périodiquement à la même fréquence que l'excitation. Ils expliquent que, pour un débit de liquide donné, une vitesse d'air élevée, le brouillard résultant est caractérisé par un grand nombre de petites gouttes, alors qu'inversement, une faible vitesse d'air produit une petite quantité de grosses gouttelettes. Ainsi, lorsque des instabilités de combustion se produisent, les fluctuations périodiques de vitesse à l'intérieur du système d'injection créent une oscillation périodique de la distribution en taille des gouttes constituant le brouillard. Cette oscillation est ensuite transportée vers la flamme sous forme d'une onde de densité de gouttes. Pendant cette phase de convection, les zones constituées de petites gouttes, augmentant la surface d'échange entre les deux phases, produisent une plus grande quantité de vapeur de carburant que les zones caractérisées majoritairement par de grosses gouttes. Par conséquent, une onde de

richesse apparaît, qui interagit avec la flamme pour produire une oscillation périodique de dégagement de chaleur (Gajan et al., 2016).

A l'ONERA, d'autres travaux ont été consacrés à l'analyse du transport d'un brouillard de gouttes, en présence d'une excitation acoustique (Giuliani et al., 2002, Gajan et al., 2007). Dans ces deux cas pour lesquels le mode de production du brouillard et d'excitation étaient différents, des ondes de densité de gouttes convectées vers l'aval sont observées (Figure 12).

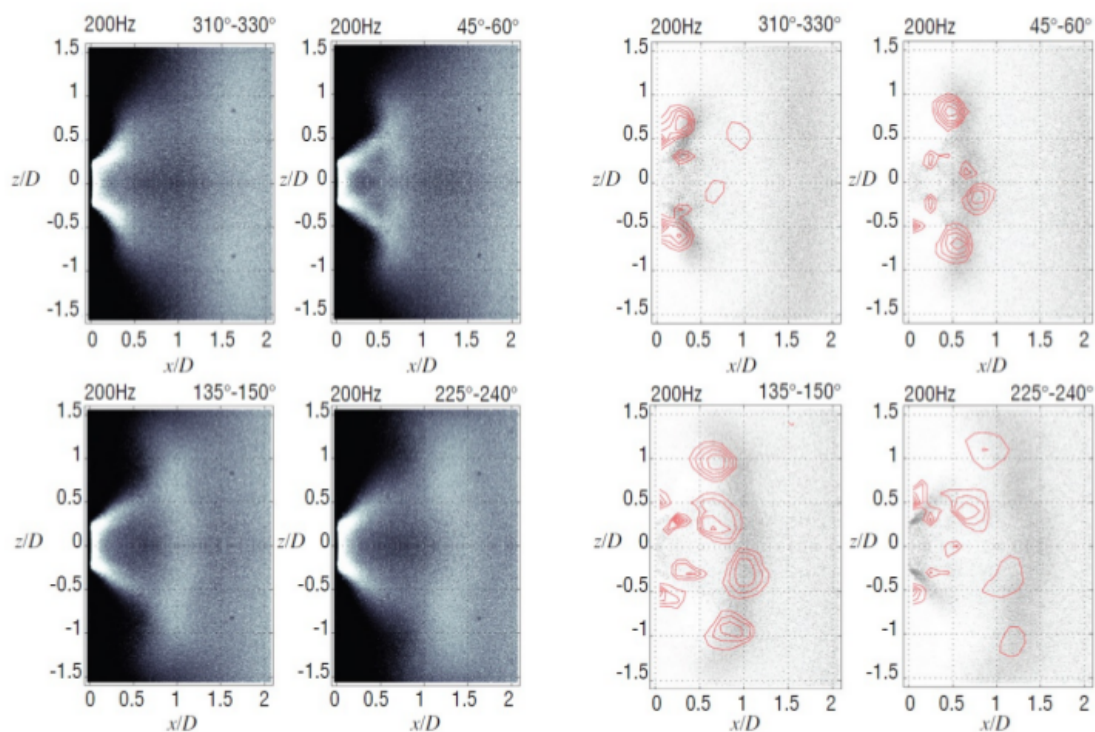


Figure 12 : Images en moyenne de phase obtenues à partir d'un brouillard soumis à un écoulement d'air pulsé. Gauche : Images du brouillard. Droite : Interaction entre le brouillard et le détachement tourbillonnaire, d'après Giuliani (Giuliani, et al., 2002).

Giuliani (Giuliani, 2002) met en évidence une forte interaction entre les fronts de concentration des gouttes et le déplacement de tourbillons annulaires formés dans la couche de cisaillement (Figure 12). La vitesse de convection de l'onde de densité des gouttes est approximativement égale à la moitié de la vitesse de l'air à la sortie de l'injecteur.

Lors de ces différents travaux, une analyse approfondie de l'origine de ces ondes de densité de gouttes et de leur propagation a montré que l'amplitude des ondes de densité de gouttes augmente lors de leur convection. La vitesse de convection de ces ondes et leur amplification dépend de la taille des gouttes (Figure 13).

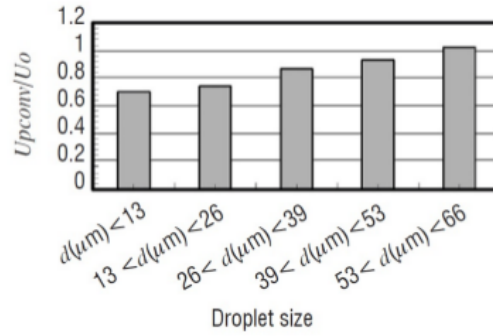


Figure 13 : Vitesse moyenne de propagation des ondes de densité de gouttes en fonction de la taille des gouttes, d'après Gajan et al. (Gajan, et al., 2007).

En utilisant un modèle unidimensionnel basé sur l'équation de transport de Boussinesq-Basset-Oseen (BBO), Giuliani et al. (Giuliani, et al., 2002) et Gajan et al. (Gajan, et al., 2007) concluent que la formation et l'amplification de ces ondes de gouttes étaient liées à l'effet du champ de vitesse oscillant sur le mouvement des petites gouttes (Figure 14 et Figure 15). Pour caractériser l'influence de la taille des gouttes sur leur comportement Giuliani et al. (Giuliani, et al., 2002) utilisent un nombre adimensionnel (nombre de Stokes) comparant le temps de réponse dynamique de la goutte² avec la période de l'excitation imposée. Ils observent ainsi que les gouttelettes en cause avaient un nombre de Stokes inférieur à 0,2.

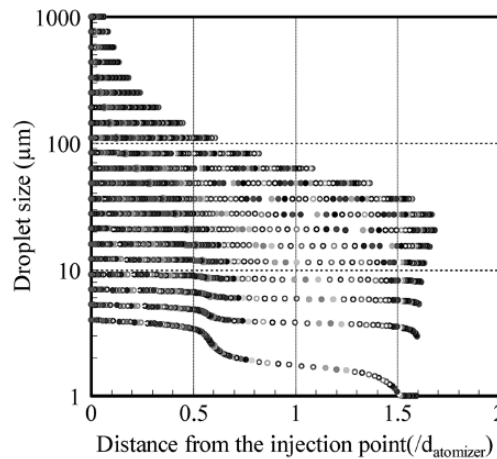


Figure 14 : Positions instantanées des gouttes obtenues à l'aide du modèle de transport BBO (Gajan, et al., 2007)

² Le temps de réponse de la goutte dépend de sa taille, de sa masse volumique mais également des propriétés du gaz ambiant. Il est calculé comme suit :

$$\tau_p = \frac{\rho_p D^2}{18\mu_g}$$

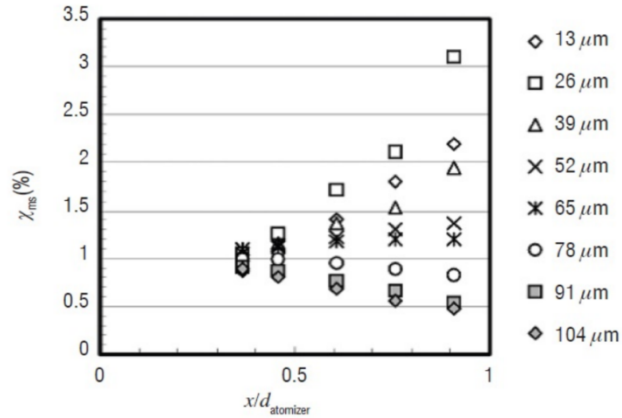


Figure 15: Évolution longitudinale de l'amplitude de l'onde de concentration des gouttes en fonction de leur taille (Gajan, et al., 2007)

Plus récemment, Apeloig et al. (Apeloig, et al., 2014) ont étudié le comportement d'une flamme diphasique instable formée à l'aval d'un injecteur de type « multipoint » similaire à celui qui sera mis en œuvre dans cette thèse. Leur travail repose en partie sur l'analyse d'images obtenues par PLIF (Planar Fluorescence Induced Laser). L'utilisation de deux longueurs d'excitation permet d'étudier simultanément la concentration surfacique du kérosène en phase liquide et gazeuse et la position du front de la flamme caractérisée par l'émission de fluorescence réémise par le radical OH. Un traitement en moyenne de phase des séquences d'images révèle que la répartition du liquide dans le brouillard formé à l'aval de la zone multipoint fluctue fortement dans l'espace et dans le temps au cours du cycle d'instabilité (Figure 16) provoquant des inhomogénéités de richesse qui interagissent avec la flamme. L'analyse de ces images suggère que les fluctuations de concentration de kérosène observées en sortie de l'injecteur sont liées au comportement instationnaire des jets liquides dans l'injecteur. Apeloig et al. (Apeloig, et al., 2014) proposent que les fluctuations du rapport de flux de quantité de mouvement J^3 entre le jet liquide et l'écoulement d'air engendrées par les oscillations de vitesse au niveau des points d'injection du liquide, provoque un battement périodique de la trajectoire des jets de carburant et l'apparition de phénomènes d'impact et de ruissellement du liquide sur les parois internes du système d'injection modifiant ainsi les temps caractéristiques et la distribution spatiale du liquide en sortie (Figure 17).

$${}^3J = \frac{\rho_l V_f^2}{\rho_a V_a^2} : \text{Rapport des flux de quantité de mouvement du liquide et de l'air}$$

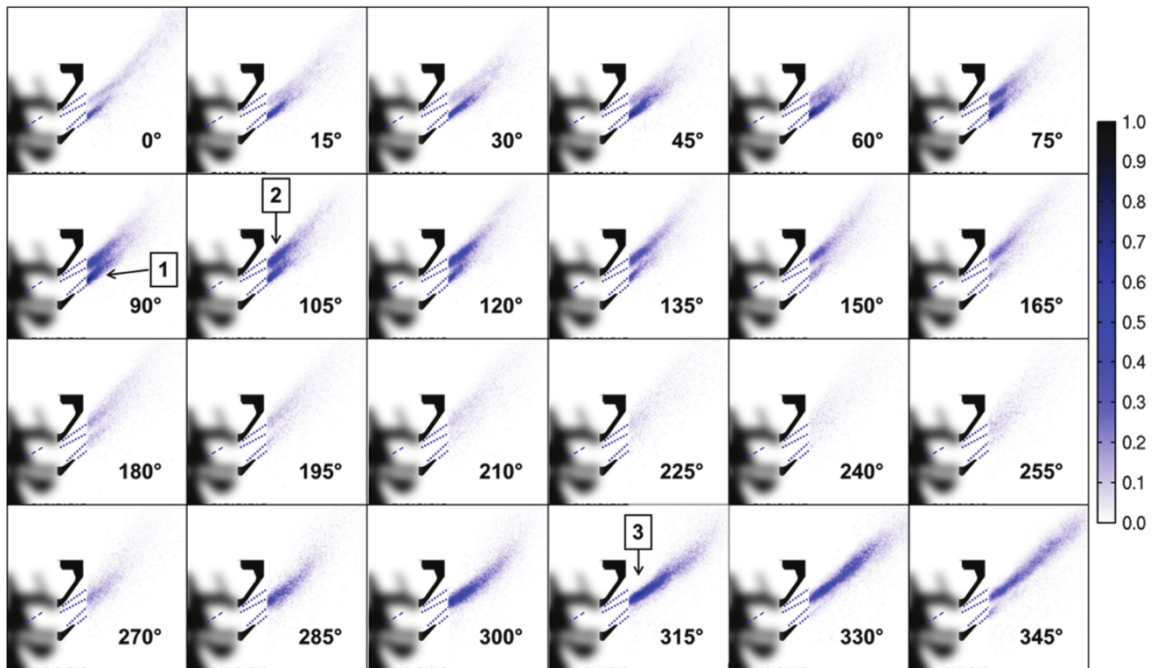


Figure 16 : Évolution temporelle de la distribution spatiale de kérosène au cours d'un cycle d'instabilités de combustion, d'après Apeloig et al. (Apeloig, et al., 2014).

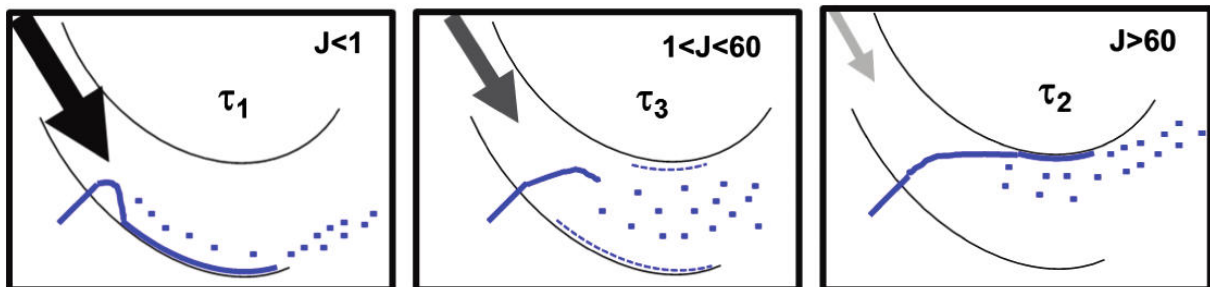


Figure 17 : Représentation schématique du comportement du jet à l'intérieur de la zone multipoint en fonction de l'évolution temporelle du rapport de flux de quantité de mouvement J , d'après Apeloig et al. (Apeloig, et al., 2014).

L'évaporation est une étape importante dans l'influence de la phase liquide dans les instabilités de combustion. En effet, l'évaporation du combustible liquide dépend de plusieurs paramètres tels que la taille des gouttelettes, les propriétés physiques des fluides ou la concentration de la vapeur environnante. Ces paramètres sont contrôlés par le mode d'atomisation, la température de l'air, la richesse locale, mais aussi le débit d'air. De plus, pendant la phase de transport, les zones de petites gouttes produisent une quantité de vapeur plus importante que les zones de grosses gouttes. Il en résulte l'apparition d'ondes de richesse qui en interagissant avec la flamme induisent une oscillation périodique de dégagement de chaleur. Il est à noter qu'aucun travail spécifique sur le rôle de l'évaporation dans le couplage $p' - q'$ n'a été identifié. De plus, l'évaporation n'est pas traitée dans le cadre de ces travaux, pour plus de précisions le lecteur peut se rapporter à la thèse de Vincentini (Vicentini, 2016) consacré au régime de combustion de gouttes.

Ainsi, les travaux analysés montrent que dans le cas de la combustion avec carburant liquide, des phénomènes supplémentaires entre l'injection et la combustion sont à prendre en compte. Ces phénomènes sont : l'atomisation, le transport, l'évaporation et la combustion. De plus, la nature de ces phénomènes est, en particulier l'atomisation, pilotée par le mode d'injection. Tous induisent une modification du temps caractéristique entre l'injection du carburant et sa combustion et sont donc à considérer dans l'apparition des instabilités thermo-acoustiques. Ainsi, le couplage entre le taux de dégagement de chaleur instationnaire q' et les fluctuations de pression p' peut être décrit comme une nouvelle boucle d'interaction, comprenant les phénomènes supplémentaires induits par la présence de la phase liquide (Figure 18).

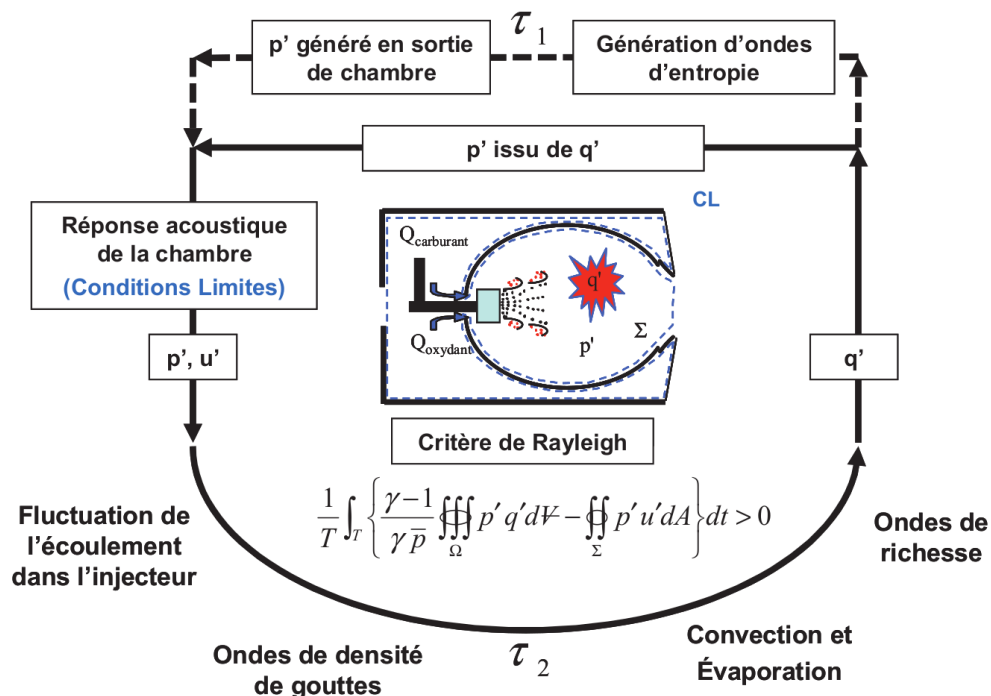


Figure 18 : Boucle de couplage à l'origine des instabilités thermo-acoustiques, dans le cas d'une injection de carburant liquide, adapté de Gajan et al. (Gajan, et al., 2016).

4 Modélisation et prévision des instabilités de combustion

4.1 Méthodes de prévision des instabilités de combustion

La modélisation des instabilités de combustion a fait l'objet de nombreux travaux de recherche menés au cours de la seconde moitié du 20^{ème} siècle. Différentes approches ont été proposées la plupart basée sur modèles « bas ordre » utilisant une approche linéaire. On peut citer notamment les travaux de Polifke et al. (Polifke, et al., 2001) (TU Munchen), Palies et al (Palies, 2010) (EMC2), Nicoud et Poinso (Nicoud & Poinso, 2005) ou encore Dowling et Stow (DOWLING, 1997) (Cambridge). Ces modèles utilisent une représentation du système étudié composée d'éléments individuels connectés les uns aux autres par l'intermédiaire de conditions de saut. La relation entre l'entrée et la sortie de chaque élément du système considéré est obtenue à l'aide de matrices de transfert déduite d'un modèle linéaire. Dans ces

approches, la flamme est introduite à l'aide d'une condition de saut particulière en l'amont et l'aval de la flamme. Pour ce faire elle est considérée comme compacte, c'est-à-dire que son épaisseur est très faible comparée aux longueurs d'onde caractérisant les modes acoustiques du système considéré. Cette hypothèse de flamme compacte est justifiée par Laverdant (Laverdant & Candel, 1989) à partir des basses fréquences mises en jeu dans les instabilités de combustion.

Plus récemment des méthodes basées sur la résolution 3D de l'équation d'Helmholtz ont été développées pour calculer la distribution spatiale des différents modes acoustiques. Cette approche est appliquée en acoustique sur des géométries complexes, ou pour prendre en compte avec précision le champ de température de vitesse et les conditions aux limites. Pour les instabilités de la combustion, l'utilisation d'un terme source de la flamme permet de définir les modes stables ou instables de la même manière que celle décrite pour les approches « bas ordre ».

4.2 Prise en compte de la réponse de la flamme

Une difficulté importante pour la modélisation des instabilités de combustion vient du besoin de modéliser la réponse de la flamme aux perturbations de l'écoulement incident.

Une approche classique consiste à supposer que la fluctuation du dégagement de chaleur de la flamme dépend linéairement des fluctuations auxquelles elle est soumise, typiquement la fluctuation de vitesse acoustique u' à l'amont de la flamme. Cette fluctuation du dégagement de chaleur peut alors être modélisée selon deux approches. D'une part dans le domaine temporel, à partir d'un modèle de couplage basé sur deux paramètres n et τ développés par Crocco et Cheng (Crocco & Cheng, 1956), où n représente l'amplitude de la réponse de la flamme à l'excitation acoustique (nommé indice d'interaction) et τ le délai de réponse de la flamme à l'excitation. D'autre part dans le domaine fréquentiel, des travaux plus récents menés expérimentalement par Ducruix et al. (Ducruix, et al., 2003) et Durox et al. (Durox, et al., 2009), théoriquement par Polifke et al. (Polifke, et al., 2001) et Schuller et al. (Schuller, 2003) et numériquement par Schuller et al. (Schuller, et al., 2002) et Giauque et al. (Giauque, et al., 2005), utilisent la notion de fonction de transfert de flamme (FTF : Flame Transfer Function) pour relier la fluctuation du dégagement de chaleur à la fluctuation de vitesse à l'amont de la flamme. Les modèles bas ordre cités jusqu'à présent font l'hypothèse de perturbations linéaires et ne prennent donc pas en compte les effets non-linéaires de la réponse de flamme en fonction de la fluctuation de la vitesse incidente. En pratique, à partir d'un certain niveau de fluctuation des perturbations acoustiques dans la chambre de combustion, des phénomènes de saturation apparaissent et empêchent toute croissance supplémentaire des fluctuations. Le système atteint alors un régime asymptotique nommé cycle limite. Dans le but de considérer ces effets non linéaires, Noiray et al. (Noiray, et al., 2008) ont proposé un cadre d'étude unifié permettant de prédire ces cycles limites. Dans cette approche, l'hypothèse de linéarité reste vérifiée pour les perturbations acoustiques et la non-linéarité est reportée sur la réponse de flamme. Il est alors possible de prendre en compte la non-linéarité de la réponse de flamme et de déterminer les cycles limites, vis-à-vis du niveau d'excitation de la flamme dans la FTF. La réponse de la flamme aux perturbations incidentes est alors représentée, non plus par une FTF, mais par une FDF (Flame Describing Function).

En conclusion, la réponse de la flamme soumise à une excitation harmonique de l'écoulement d'air permet de décrire la dynamique de la combustion (Candel, et al., 2012). Le

caractère non-linéaire de cette dynamique peut être décrit par la FDF qui consiste à ne retenir que le signal de la réponse de la flamme à la même fréquence que l'excitation (DOWLING, 1997). La FDF doit donc être déterminée sur une large bande de fréquences pour différents niveaux de perturbation de la vitesse d'entrée de l'air :

$$\mathcal{F}(f, u'/U_b) = \frac{q'/\bar{Q}}{u'/U_b} \quad (2)$$

où \bar{Q} est le taux de dégagement de chaleur moyen, U_b la vitesse débitante d'air, q' et u' sont respectivement la fluctuation du taux de dégagement de chaleur et la fluctuation de la vitesse axiale de l'écoulement d'air déterminé à la fréquence d'excitation f au niveau de l'injection.

La FDF est souvent écrite sous la forme d'un gain G et d'un retard de phase φ :

$$\mathcal{F}(f, u'/U_b) = G(f, u'/U_b) e^{i\varphi(f, u'/U_b)} \quad (3)$$

où G et φ dépendent de la fréquence et du niveau d'excitation. Le gain G caractérise le niveau de réponse de la flamme à la perturbation acoustique et le retard de phase φ celui du temps de réponse entre la perturbation de vitesse u' et la fluctuation du taux de dégagement de chaleur.

La détermination de la FDF nécessite donc la connaissance de paramètres tels que : le niveau de la réponse de la flamme à la perturbation acoustique G et le déphasage φ entre la perturbation de vitesse et la réponse de la flamme, ou encore, les fluctuations du taux de dégagement q' ainsi que les fluctuations de vitesse acoustique u' . Pour obtenir cette fonction, l'approche expérimentale est privilégiée. Dans ce cas la flamme est excitée à l'aide d'une sirène ou de hauts parleurs à différentes fréquences et amplitudes. D'autres approches basées sur des simulations numériques de type LES sont également proposées.

5 Conclusions sur ce chapitre

L'analyse bibliographique présentée dans cette partie a permis de définir l'origine des instabilités de combustion et de décrire les différents mécanismes impliqués dans le couplage entre les oscillations acoustiques et les fluctuations du dégagement de chaleur. Il a été montré que la présence de ces instabilités était directement liée à la relation de phase entre les oscillations de pression et les fluctuations de dégagement de chaleur au niveau de la flamme. Les phénomènes mis en jeu dans l'établissement des instabilités dans les foyers aéronautiques ont été identifiés. Les travaux analysés mettent en évidence le rôle du comportement de la phase liquide entre son injection et sa combustion. Dans ce cas, des comportements différents sont observés dépendamment du mode d'injection. En particulier, dans le cas d'un injecteur multipoint pour lequel le carburant est injecté sous forme de multi-jets, transversalement à un écoulement d'air, Apeloig (Apeloig, 2013) a montré que l'interaction entre ces jets et les fluctuations de vitesse acoustique dans l'injecteur engendre une injection cyclique du carburant dans la chambre avec des temps caractéristiques pilotés par des phénomènes d'atomisation, de ruissellements pariétaux et de transport.

Cette analyse a également été consacrée aux méthodes de prédiction du risque d'apparition des instabilités de combustion. Ces méthodes basées sur l'acoustique linéaire nécessitent une modélisation de la réponse de la flamme. Cette réponse peut être déterminée

expérimentalement au travers de la mesure d'une Fonction Descriptive de Flamme faisant apparaître la relation de phase entre l'excitation et les fluctuations de dégagement de chaleur au niveau de la flamme et l'influence des phénomènes non linéaires. Elle peut être également obtenue à partir de simulations numériques de type LES.

Cette deuxième approche nécessite une prise en compte précise des différents phénomènes intervenant entre l'excitation et la réponse de la flamme. Dans le cas des injecteurs multipoints, ces simulations doivent reproduire fidèlement les différents mécanismes apparaissant à l'intérieur de l'injecteur notamment au niveau des jets et du transport du brouillard. Dans un premier temps, il est donc nécessaire de valider les simulations réalisées sur ce type de configuration à l'aide d'une base de données expérimentales détaillée. Malheureusement, à notre connaissance, de tels résultats ne sont pas disponibles à l'heure actuelle. C'est pourquoi, dans la deuxième partie de ce manuscrit, l'étude expérimentale de jets en écoulement transverse en présence de perturbations acoustiques est présentée. Dans un second temps, la réponse de la flamme obtenue par simulation numérique doit être confrontée à des mesures qui font l'objet de la dernière partie de cette thèse.

Bilan de cette partie

Cette partie a permis de situer le contexte dans lequel s'inscrivent ces travaux de thèse, dont la problématique concerne les instabilités de combustion affectant les nouvelles générations de chambres de combustion. Pour cela, les mécanismes à l'origine de l'établissement des instabilités dans les foyers aéronautiques ont été décrits. Puis, les méthodes dédiées à la modélisation et à la prévision de ces dernières ont été détaillées. Dans le [Chapitre 1](#), un état de l'art des technologies déjà existantes a permis d'introduire et de comprendre les nouveaux concepts de chambre de combustion développés par les industriels pour réduire les émissions polluantes des turboréacteurs. Il a ainsi été montré que la clé du développement de ces systèmes est la réalisation du mélange air/carburant en régime pauvre à l'amont de la zone de combustion. Dans ce cas, le système d'injection joue un rôle essentiel. Ce dernier a alors été détaillé dans le but de comprendre son fonctionnement et son rôle dans l'établissement des instabilités de combustion. En particulier, les travaux analysés montrent que le fonctionnement en régime pauvre a pour effet d'accroître la réponse instationnaire de la flamme à des oscillations de richesse issues de l'injection, favorisant ainsi le risque d'apparition des instabilités de combustion. Puis, dans le [Chapitre 2](#), l'analyse bibliographique des travaux menés sur des flammes issues de carburant gazeux a d'abord permis de définir l'origine des instabilités de combustion et de décrire les différents mécanismes impliqués dans leur apparition. Il a été montré que ces instabilités sont dues à un couplage thermo-acoustique entre l'acoustique du foyer et le dégagement de chaleur instationnaire de la flamme. Il a également été présenté que dans le cas d'une injection de carburant liquide, des phénomènes supplémentaires tels que l'atomisation, le transport et l'évaporation, étaient mis en jeu dans ce couplage. En particulier, dans le cas du système d'injection multipoint, les oscillations de pression d'origine acoustique liées au caractère instationnaire de la flamme, peuvent modifier le comportement de l'injection de carburant liquide. En interagissant avec la flamme ces dernières vont en retour créer une nouvelle boucle de couplage entre l'acoustique et la réponse de la flamme. Enfin, l'état de l'art consacré à la modélisation et à la prévision des instabilités combustion a permis de préciser les résultats expérimentaux que doivent produire ces travaux de thèse. Ainsi, afin d'anticiper les risques d'apparition des instabilités de combustion dans les moteurs aéronautiques dès leur conception, il a été montré que les industriels utilisent des simulations numériques basées sur la résolution des équations d'Helmholtz. Toutefois, ces approches nécessitent de modéliser la réponse de la flamme soumise à une excitation acoustique. Cette identification est généralement obtenue à partir d'expériences ou, plus récemment, par l'utilisation de simulations LES réactives. Néanmoins, cette dernière approche nécessite une prise en compte précise des différents phénomènes intervenant dans la boucle de réponse.

C'est pourquoi, une première étape de ces travaux de thèse, est de valider la capacité des codes à reproduire les phénomènes liés au comportement de la phase liquide. Pour cela une base de données expérimentale suffisamment détaillée est nécessaire. Malheureusement, à notre connaissance, de tels résultats ne sont pas disponibles à l'heure actuelle. L'un des objectifs de cette thèse sera donc d'étudier, finement, les phénomènes observés dans le cas d'injecteurs LPP. Pour cela, il est nécessaire de caractériser l'influence de perturbations acoustiques sur le comportement des jets liquides, composant l'injecteur, ainsi que sur le spray induit par son atomisation. Cette étude fait l'objet de la [Partie II](#).

Dans une deuxième étape, la réponse de la flamme obtenue par simulation doit être confrontée à des données expérimentales afin de valider cette méthode. Un autre objectif de ces travaux est donc de mesurer, expérimentalement, la réponse d'une flamme réaliste obtenue dans les chambres de combustion aéronautiques. La configuration expérimentale utilise une injection swirlée de kérosène liquide réalisée par un injecteur « réel » étagé de type

multipoints. Comme présentée dans le [Chapitre 2](#), la mesure de FDF est la méthode la plus appropriée pour caractériser cette réponse. Cette étude fait l'objet de [Partie III](#) de ce manuscrit.

PARTIE II

ÉTUDE DE L'INFLUENCE DE PERTURBATIONS ACOUSTIQUES SUR LE COMPORTEMENT DE L'INJECTION DE CARBURANT LIQUIDE

Cette partie se concentre sur l'étude de l'influence de perturbations acoustiques sur le comportement du carburant liquide dans la zone d'injection multipoint. Comme montré dans la [Partie I \(Chapitre 2\)](#), des oscillations de pression d'origine acoustiques, liées au caractère instationnaire de la flamme, peuvent modifier localement le comportement des jets composant la zone multipoint de l'injecteur. En interagissant avec la flamme ces dernières vont en retour créer une nouvelle boucle de couplage entre l'acoustique et la réponse de la flamme ([Apeloig, 2013](#)). Dans le but de modéliser ce couplage et ainsi prévoir le risque d'apparition des instabilités de combustion, des simulations numériques de type LES ([Thuillet, 2018](#)) ont été développées. Ces simulations doivent reproduire fidèlement les différents phénomènes intervenant à l'intérieur de l'injecteur notamment au niveau des jets liquides et du brouillard de gouttes. Ainsi, l'objectif de l'étude expérimentale présentée dans cette partie est de fournir une base de données expérimentales détaillée pour valider ces simulations.

L'étude des phénomènes intervenant dans la zone « multipoint » de l'injecteur n'étant pas facilement réalisable, un montage expérimental simplifié nommé SIGMA a été conçu. Ce montage correspond à la configuration d'un jet liquide injecté transversalement dans un écoulement d'air excité acoustiquement (LJIOCF). Afin de reproduire et d'étudier l'influence de perturbations acoustiques sur le comportement de l'injection liquide, il est d'abord nécessaire de s'intéresser aux principales caractéristiques et phénomènes rencontrés dans ce type d'écoulement diphasique (liquide/gaz). Pour cela, un état de l'art détaillé concernant la caractérisation du comportement et de l'atomisation d'un jet liquide en écoulement transverse excité acoustiquement est présenté dans la [Chapitre 1](#). La mise en œuvre du montage expérimental SIGMA ainsi que les conditions nominales de fonctionnement définies à partir de similitudes, sont décrites dans le [Chapitre 2](#). Pour reproduire le couplage entre les perturbations acoustiques et l'injection liquide, les conditions d'excitation sont ensuite définies. Puis, afin d'étudier cette configuration il est nécessaire de caractériser en fonction de l'excitation acoustique : l'écoulement aérodynamique, le comportement du jet liquide ou encore celui du brouillard de gouttes engendré par son atomisation. Pour cela, l'écoulement aérodynamique et le brouillard de gouttes sont caractérisés par le biais d'un granulomètre à phase Doppler (PDA). Le comportement du jet liquide est analysé à partir de visualisations obtenues via une caméra rapide intensifiée. Toutes ces mesures sont synchronisées à partir d'un signal de référence et étudiées en fonction de l'excitation acoustique, par le biais de méthodes de traitement en moyenne de phase. La présentation de ces outils de diagnostic et des méthodes expérimentales fait l'objet du [Chapitre 3](#). Pour analyser l'influence de l'excitation acoustique

sur le comportement de l'injection liquide (jet + brouillard), les conditions d'écoulement aéro-acoustique auxquelles est soumis le jet liquide sont définies. Le signal de vitesse acoustique de l'air, obtenu au niveau du point d'injection, est alors utilisé comme référence pour analyser les résultats. Dans le [Chapitre 4](#), le comportement du jet liquide est, dans un premier temps, observé qualitativement. Puis dans un second temps, il est étudié en fonction des paramètres caractéristiques définis dans l'état de l'art. Enfin, le comportement moyen et fluctuant du brouillard est analysé, en terme de vitesse et de nombre de gouttes pour différentes distributions en taille, dans les plans de mesures longitudinaux et transversaux de la maquette. A l'issue de ces travaux, les analyses et résultats obtenus ont été utilisés pour développer et valider les simulations numériques (LES) menées en parallèle par Thuillet ([Thuillet, 2018](#)). Ils ont également fait l'objet de trois communications dans des conférences et ont donné lieu à deux articles publiés dans le journal *Flow Turbulence and Combustion* ([Bodoc, et al., 2018](#)) ; ([Desclaux, et al., 2020](#))).

Sommaire

<i>Chapitre 1 : Etat de l'art sur le comportement d'un jet liquide cisailé par un écoulement d'air transverse.....</i>	<i>53</i>
1 Comportement d'un jet liquide dans un écoulement transverse d'air non-modulé acoustiquement	53
1.1 Nombres caractéristiques	54
1.2 Injection liquide	55
1.3 Régimes d'atomisation	56
1.4 Trajectoire du jet liquide et position du point de rupture de la colonne liquide	60
1.4.1 Trajectoire du jet liquide	60
1.4.2 Coordonnées du point de rupture de la colonne liquide	62
1.4.3 Caractéristiques du brouillard de gouttes	64
Granulométrie d'un brouillard de gouttes	64
Atomisation primaire du jet liquide	65
Atomisation secondaire.....	66
2 Comportement d'un LJICF en présence d'excitations acoustiques	67
2.1 Influence sur le comportement d'un jet liquide sans écoulement d'air	67
2.2 Influence sur le comportement d'un jet liquide avec écoulement d'air.....	68
3 Conclusions sur ce chapitre	71
<i>Chapitre 2 : Mise en œuvre du montage expérimental sigma et définition des conditions d'essais.....</i>	<i>72</i>
1 Cahier des charges	72
2 Conditions de fonctionnement d'un injecteur multipoint	73

3	Description du montage expérimental SIGMA	74
3.1	<i>Description du banc d'essais.....</i>	<i>74</i>
3.2	<i>Description de la maquette</i>	<i>74</i>
3.3	<i>Injection liquide.....</i>	<i>75</i>
4	Similitudes des conditions expérimentales de fonctionnement	77
5	Conclusion sur ce chapitre.....	78
	<i>Chapitre 3 : Moyens et méthodes expérimentales utilisées pour la</i>	
	<i>caractérisation de l'écoulement diphasique en présence d'une excitation</i>	
	<i>acoustique.....</i>	<i>79</i>
1	Plan d'expérience.....	79
2	Méthode d'excitation utilisée et Chaîne acoustique mise en œuvre	80
3	Détermination de la distribution de vitesse acoustique dans la maquette	81
4	Moyens et méthodes utilisés pour la caractérisation de l'écoulement transverse d'air et	
	du brouillard de gouttes.....	81
4.1	<i>Matériel utilisé.....</i>	<i>81</i>
4.2	<i>Mesures réalisées.....</i>	<i>82</i>
4.2.1	Grilles de mesures pour la caractérisation aérodynamique	82
4.2.2	Grilles de mesures pour la caractérisation du brouillard de gouttes	82
5	Moyens et méthodes pour la caractérisation du jet liquide.....	83
5.1	<i>Matériel utilisé.....</i>	<i>83</i>
5.2	<i>Méthodes de post-traitement des images.....</i>	<i>84</i>
6	Synchronisation des données et traitement en moyenne de phase.....	85
6.1	<i>Application au système PDA.....</i>	<i>85</i>
6.2	<i>Application au capteur microphonique.....</i>	<i>87</i>
6.3	<i>Application aux visualisations</i>	<i>87</i>
7	Conclusion sur ce chapitre.....	88
	<i>Chapitre 4 : Analyse du comportement de l'injection liquide et du</i>	
	<i>brouillard de gouttes en présence de perturbations acoustiques</i>	<i>89</i>
1	Définition de la condition d'excitation	89
1.1	<i>Modélisation acoustique.....</i>	<i>89</i>
1.2	<i>Caractérisation acoustique du montage SIGMA</i>	<i>91</i>
1.3	<i>Détermination expérimentale du coefficient de réflexion en sortie de la maquette</i>	<i>92</i>

1.4	<i>Choix des conditions d'excitation</i>	95
2	Caractérisation aéro-acoustique du montage expérimental.....	97
2.1	<i>Champ de vitesse mesuré par LDA</i>	97
2.2	<i>Comparaison avec le modèle acoustique</i>	100
2.3	<i>Conclusion sur la caractérisation aéro-acoustique du montage SIGMA.....</i>	101
3	Analyse de l'influence de perturbations acoustiques sur le comportement du LJICF.....	102
3.1	<i>Caractéristiques du comportement du LJICF.....</i>	102
3.1.1	Régimes d'atomisation.....	102
3.1.2	Caractérisation du comportement du jet.....	102
	Influence des paramètres J et Wea sur la trajectoire du jet	103
	Coordonnées du point de rupture de la colonne liquide.....	105
3.2	<i>Caractérisation du jet liquide en écoulement transverse excité acoustiquement ..</i>	106
3.2.1	Analyse qualitative de la réponse du jet à la modulation de l'écoulement d'air transverse	106
3.2.2	Analyse de la réponse du jet liquide par traitement en moyenne de phase.....	108
4	Analyse du comportement du brouillard issu de l'atomisation du LJICF excité acoustiquement	111
4.1	<i>Distribution du brouillard de gouttes dans un plan transversal.....</i>	112
4.2	<i>Distribution du brouillard de gouttes dans le plan longitudinal.....</i>	115
4.3	<i>Résumé de l'analyse de l'écoulement diphasique dans la maquette</i>	121
5	Conclusions sur ce chapitre.....	121

CHAPITRE 1 :

ÉTAT DE L'ART SUR LE COMPORTEMENT D'UN JET LIQUIDE CISAILLE PAR UN ECOULEMENT D'AIR TRANSVERSE

Pour reproduire et étudier l'influence de perturbations acoustiques sur le comportement de l'injection liquide, il est d'abord nécessaire de s'intéresser aux principales caractéristiques et phénomènes rencontrés dans ce type d'écoulement diphasique. Pour cela, une revue bibliographique concernant un jet liquide débouchant transversalement dans un écoulement d'air (Liquide Jet In CrossFlow en anglais, dénommé LJICF par la suite) est détaillée dans ce chapitre. Dans cet état de l'art, repris d'un rapport bibliographique réalisé précédemment (Desclaux, 2017), le phénomène d'atomisation du jet liquide est placé au centre de cette étude afin d'avoir une connaissance vaste et précise de ce processus. Le comportement et la caractérisation du comportement du LJICF sont décrits dans la Section 1. Les principales grandeurs caractéristiques sont d'abord rappelées dans la Section 1.1. La classification des régimes d'injection est présentée dans la Section 1.2 et les régimes d'atomisations sont définis dans la Section 1.3. Puis, les principales caractéristiques de cet écoulement et de son processus d'atomisation sont étudiés Section 1.4. Enfin, dans le but de mieux comprendre l'influence de perturbations acoustiques sur le comportement d'un des jets composant l'injecteur multipoint, l'étude du comportement du LJICF excité acoustiquement est réalisée dans la Section 2.

1 Comportement d'un jet liquide dans un écoulement transverse d'air non-modulé acoustiquement

Les premières études réalisées par Wu et al. (Wu, et al., 1997) et Sallam et al. (Sallam, et al., 2004) se sont focalisées sur le comportement de jets liquides soumis à un écoulement d'air transverse sans excitation acoustique. A l'aide de visualisations, le comportement global du jet a pu être analysé et certaines grandeurs caractéristiques ont été mesurées.

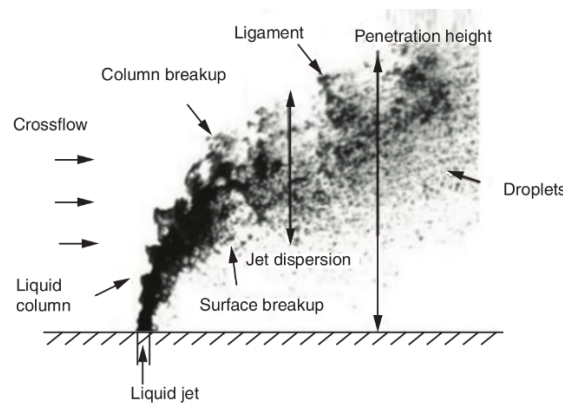


Figure 19 : Schéma explicatif des caractéristiques d'un jet en écoulement transverse, d'après No et al. (No, 2015).

La Figure 19 résume les différents phénomènes observables lors de l'atomisation du LJICF engendrée par l'écoulement transverse d'air : la déformation de la colonne liquide proche du point d'injection, la rupture de celle-ci et la formation de ligaments puis, du brouillard plus loin dans l'écoulement.

Les travaux, cités plus haut, ont été menés en faisant varier le diamètre initial du jet d_j , les vitesses initiales des deux fluides (respectivement V_j et V_a) ainsi que les propriétés du liquide (masse volumique ρ_l , viscosité dynamique μ_l et tension superficielle σ_l). Wu et al. (Wu, et al., 1997) ont également étudié l'influence du régime d'écoulement liquide au niveau de son injection. A partir de ces grandeurs physiques, des nombres sans dimension ont pu être définis pour étudier leurs influences sur les phénomènes observés.

1.1 Nombres caractéristiques

Les principales études font apparaître l'influence de différents paramètres ou nombres adimensionnels. Deux grandeurs adimensionnelles permettant de caractériser l'influence du liquide injecté ont été proposées (Wu, et al., 1997):

Le nombre de Reynolds du jet Re_{jet} est défini comme le rapport entre les forces d'inertie et les forces visqueuses :

$$Re_{jet} = \frac{\rho_l V_j d_j}{\mu_l} \quad (4)$$

avec ρ_l la masse volumique du liquide, d_j le diamètre du jet liquide à la sortie de l'injecteur, V_j la vitesse du jet liquide et μ_l la viscosité dynamique du liquide.

Le nombre d'Ohnesorge Oh , défini comme le rapport entre les forces visqueuses et le produit des forces de tension superficielle et des forces d'inertie :

$$Oh = \frac{\mu_l}{\sqrt{\rho_l \sigma_l d_j}} \quad (5)$$

où σ_l est la tension superficielle du liquide.

Différents régimes d'atomisation ont également été observés et une corrélation avec le nombre de Weber relatif à l'air We_a a pu être établie. Ce nombre caractérise le rapport entre les forces déstabilisantes liées au cisaillement, entre le liquide et le gaz, et les forces de cohésion liées à la tension de surface :

$$We_a = \frac{\rho_a V_a^2 d_j}{\sigma_l} \quad (6)$$

avec ρ_a la masse volumique de l'air.

Enfin de nombreuses recherches ont été menées afin de déterminer la trajectoire du jet liquide ainsi que la position à partir de laquelle le jet liquide se rompt. La pénétration du jet

a pu être corrélée à un nombre adimensionnel noté J . Ce nombre est le rapport des flux de quantité de mouvement du liquide et de l'air. Il est défini de la manière suivante :

$$J = \frac{\rho_l V_j^2}{\rho_a V_a^2} \quad (7)$$

Cependant, ces nombres adimensionnels ne permettent pas de décrire intégralement le comportement du LJICF. Ainsi, d'autres paramètres, tels que les conditions d'injection liquide doivent être pris en compte.

1.2 Injection liquide

Pour un jet liquide débouchant dans de l'air au repos, Wu et al. (Wu, et al., 1994) ont mis en évidence l'influence des conditions d'injection du jet sur les mécanismes d'atomisation. Ces dernières dépendent fortement de la géométrie de l'injecteur et du nombre de Reynolds du liquide. Pour contrôler les conditions d'essais, les auteurs utilisent un injecteur constitué d'une contraction avec un profil circulaire suivi d'un tube cylindrique de diamètre constant d_j et de longueur l . Ils en concluent que les conditions d'injection, en particulier la présence de vorticités et de variations instationnaires de vitesse du liquide, jouent un rôle important sur la forme du jet liquide, impactant de fait son atomisation. Trois régimes ont ainsi pu être observés : les jets laminaires, sinueux et turbulents. Ces travaux montrent également que la transition entre ces régimes dépend des valeurs du nombre de Reynolds d'injection Re_{jet} et du rapport l/d_j . La Figure 20 présente que l'injection est laminaire (le jet liquide présente une surface lisse) dès que le rapport l/d_j est inférieur à 4, et ce même pour des valeurs du nombre de Reynolds du liquide très importantes. Cependant, d'autres auteurs (Grant & Middleman, 1966) ; (Shimizu, et al., 1984) ; (Wu, et al., 1997)) observent des transitions laminaire-turbulentes à faible nombre de Reynolds et grand rapport l/d_j ou grand nombre de Reynolds et faible rapport $l/d_j = 4$.

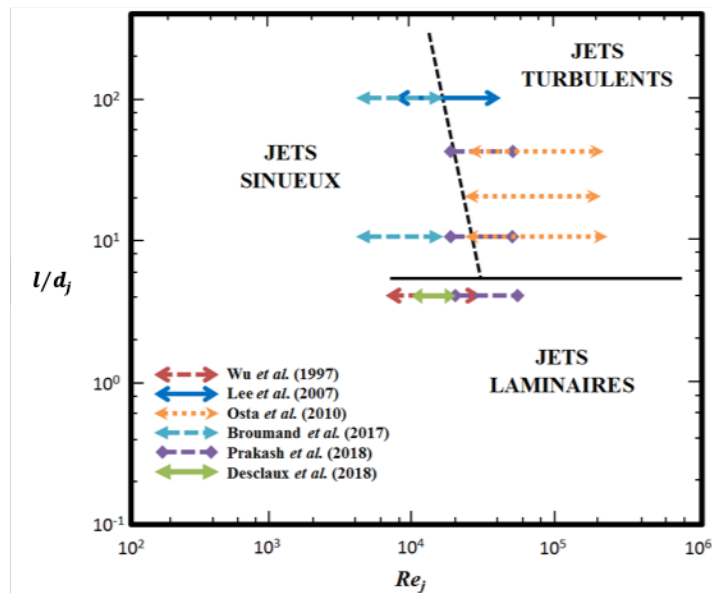


Figure 20 : Régimes d'injection de jet liquide dans un milieu au repos, adapté de Wu et al. (Wu, et al., 1994), d'après Swann Thuillet (Thuillet, 2018).

Enfin, l'influence du régime d'injection du LJICF a été étudiée par Broumand et al. (Broumand, et al., 2017). Ils observent que pour des mêmes conditions hydrodynamiques (Re_{jet} , We_g), le jet pénètre et se brise plus loin (vis-à-vis du point d'injection) lorsque son régime d'injection est laminaire.

Dans le but d'étendre les travaux initiés par Wu et al. (Wu, et al., 1997) dans le cas d'un jet faiblement turbulent, les différents régimes d'atomisation du LJICF ont fait l'objet de nombreuses recherches (Min, 2011). La suite de cette partie est donc consacrée à la présentation de ces différents régimes d'atomisation.

1.3 Régimes d'atomisation

Le processus d'atomisation consiste à réduire un solide ou un liquide en fines particules. L'atomisation d'un jet liquide consiste à désagréger celui-ci en un brouillard de fines gouttelettes. Dans le cas de jets liquides, les toutes premières études sur ce sujet se sont consacrées à l'observation expérimentale de ce phénomène. Il a été observé que les gouttes générées lors de l'atomisation d'un jet liquide par un écoulement d'air transverse peuvent apparaître suivant deux processus. Elles sont produites à partir de la surface de la colonne liquide (« surface breakup ») ou à la suite de la rupture de cette dernière (« column breakup »). Le premier mode d'atomisation a pour origine une instabilité hydrodynamique de l'interface gaz/liquide (instabilité de Rayleigh Taylor) engendrée par le cisaillement entre le liquide et l'écoulement d'air. Les vagues formées à l'interface du jet vont donner naissance à des ligaments qui vont eux même se déstabiliser puis se briser sous forme de gouttes (Figure 21). Les observations montrent que l'épaisseur des ligaments croît dans un premier temps pour atteindre une valeur constante qui est une fraction du diamètre du jet liquide (Sallam, et al., 2004). Le ligament est alors arraché du jet liquide par les forces de cisaillement. Les deux composantes de la vitesse, transverse et longitudinale, des gouttes sont indépendantes de leur diamètre (Sallam, et al., 2004). La vitesse transverse de celles-ci est de l'ordre de la vitesse d'injection du jet liquide, tandis que la vitesse longitudinale tend vers la vitesse de l'écoulement d'air.

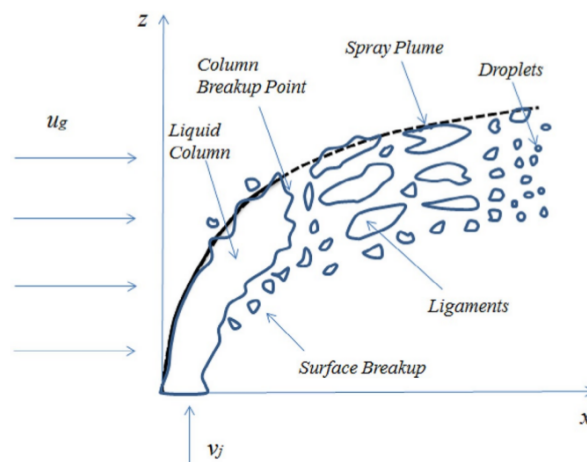


Figure 21 : Schéma d'un jet liquide en écoulement gazeux transverse, d'après Bourmand et Birouk (Broumand & Birouk, 2016).

Pour des jets laminaires, les travaux de Wu et al. (Wu, et al., 1997), Mazallon et al. (Mazallon, et al., 1999) et de Sallam et al. (Sallam, et al., 2004) ont mis en évidence le rôle du nombre de Weber dans le mode d'atomisation. Sallam et al. (Sallam, et al., 2004) ont remarqué que pour $Oh < 0.3$, les effets visqueux sur le comportement du jet sont négligeables (Figure 24). Dans leur étude, ils font varier la vitesse d'air (donc We_a) en conservant la vitesse du jet liquide constante. Ces travaux ont permis de distinguer quatre régimes d'atomisation (Figure 22 ; Figure 24):

- Atomisation de type colonne (Column breakup) ($We_a \leq 4$)
- Atomisation de type sac (Bag breakup) ($4 \leq We_a \leq 30$)
- Atomisation multimode (Multimode breakup) ($30 \leq We_a \leq 110$)
- Atomisation par cisaillement (Shear breakup) ($110 \leq We_a$)

La Figure 22, issue des travaux de Sallam et al. (Sallam, et al., 2004), illustre ces différents régimes. Dans ce cas, le liquide est injecté depuis la paroi supérieure et l'écoulement d'air circule de droite à gauche.

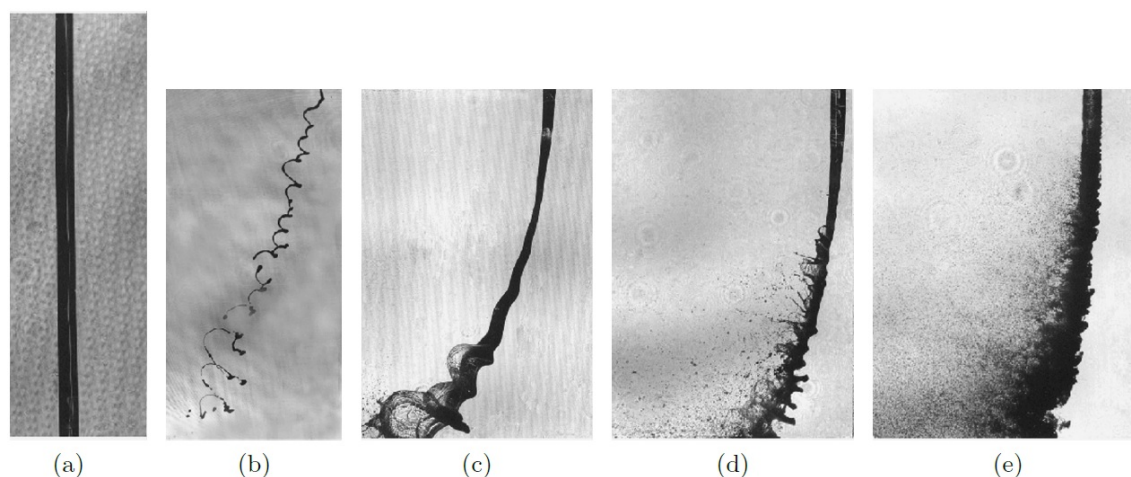


Figure 22 : Différents régimes d'atomisation d'après les travaux de Sallam et al. (Sallam, et al., 2004). Le liquide est injecté depuis la paroi supérieure et l'air circule de droite à gauche. (a) $We_a = 0$; (b) $We_a = 3$; (c) $We_a = 8$; (d) $We_a = 60$; (e) $We_a = 110$.

En l'absence d'écoulement d'air (Figure 22 a), le jet liquide injecté verticalement de haut en bas n'est pas perturbé et présente une surface lisse. Ceci est le résultat d'une géométrie optimisée de l'injecteur qui permet d'éviter toute perturbation et cavitation comme indiqué précédemment.

Pour de faibles valeurs du nombre de Weber ($We_a \leq 4$), défini comme le « column breakup mode » (Figure 22 b), des instabilités hydrodynamiques se développent et perturbent le corps du jet, en formant des nœuds périodiques. Les nœuds présents sur la surface du jet sont d'autant plus rapprochés que le nombre We_a augmente. La longueur d'onde de ces instabilités est grande par rapport au diamètre du jet. Le corps de ce dernier se déforme et sa section devient ellipsoïdale. La forme aplatie du jet fait augmenter la force de traînée, ce qui accroît sa déflexion. Les instabilités de type Rayleigh-Taylor se forment sur la colonne du jet, pouvant générer des structures ligamentaires qui produisent des gouttes par la suite.

Lorsque le nombre We_a augmente un nouveau régime qualifié de «Bag breakup mode» apparaît (Figure 22 c). En augmentant la vitesse du gaz ($4 \leq We_a \leq 30$), l'espacement entre les nœuds visibles dans le régime précédent, devient proche du diamètre du jet. Ce régime intervient lorsque la pression d'arrêt du gaz est suffisante pour vaincre les forces de tension de surface du jet. Le corps de ce dernier s'aplatit et des structures de type « sac » sont formées. Elles sont similaires à celles observées dans l'atomisation assistée de nappes liquides. La rupture de ces structures génère des ligaments fins ainsi qu'un brouillard de fines gouttes. Les ligaments entre les « sacs » subissent une rupture de type Rayleigh-Plateau et produisent des gouttes de plus gros diamètres.

Suit alors, pour ($30 \leq We_a \leq 110$), le régime « Multimode breakup » caractérisé par une superposition des mécanismes de désintégration (Figure 22 d).

Enfin, lorsque $We_a > 100$ l'atomisation est totale (Figure 22 e). Dans ce cas on parle du « Shear breakup mode ». Dans celui-ci, le jet est peu déformé par l'écoulement gazeux. Le fort cisaillement du gaz provoque la formation d'ondes sur la surface du jet exposée à l'écoulement gazeux. Ces instabilités se développent en ligaments et en petites gouttes, qui sont ensuite arrachés du corps du jet. Celles dominantes sont de type Rayleigh-Taylor et Kelvin-Helmoltz. La taille des ligaments et gouttes, croit avec la distance à l'orifice d'injection. La masse liquide arrachée au corps du jet est très importante, pouvant atteindre jusqu'à 80 – 90 % de la masse totale. Ce dernier régime est celui qui est habituellement rencontré dans les injecteurs des turbomachines.

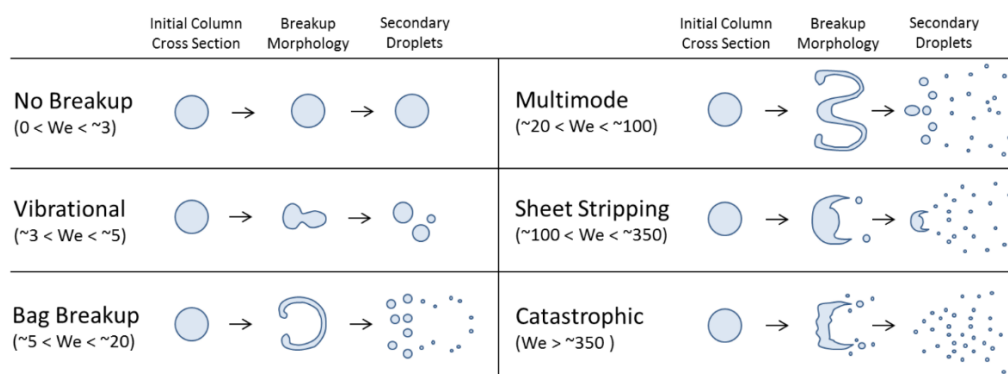


Figure 23 : Mode d'atomisation et formation de gouttes secondaires provenant d'une colonne liquide en fonction du Weber aérodynamique, d'après Chen et al. (Chen, 2017).

La Figure 23, issue de Chen et al. (Chen, 2017) présente une classification des modes d'atomisation d'une colonne liquide. Il est observé que le régime d'atomisation primaire de la colonne liquide est similaire à celle d'une goutte liquide, décrit plus tôt par Hsiang et Faeth (Hsiang & Faeth, 1995). Les différents régimes du LJICF ont ainsi pu être classés, de même manière que pour les gouttes, selon les nombres de Weber et d'Ohnesorge (Figure 24).

La Figure 24 compare les régimes d'atomisation primaire du LJICF observés par Sallam et al. (Sallam, et al., 2004) et Mazallon et al. (Mazallon, et al., 1999) avec ceux observés par Hsiang et Faeth (Hsiang & Faeth, 1995) pour les gouttes. Les études expérimentales de Sallam et (Sallam, et al., 2004) et Mazallon et al. (Mazallon, et al., 1999) ayant été effectuées pour $Oh < 0.3$, les effets visqueux ne sont pas très importants et les transitions entre les régimes d'atomisation

ont lieu à un Weber constant. Ils en concluent que We_a joue un rôle primordial dans le processus d'atomisation, mettant en évidence que plus We_a augmente, plus la densité de gouttes générées est importante et plus leur taille diminue.

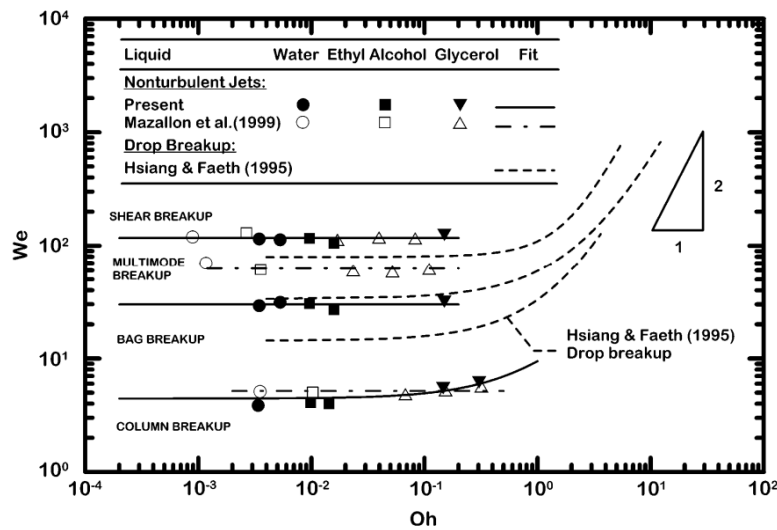


Figure 24 : Régimes d'atomisation du LJICF en fonction du nombre de Weber et du nombre d'Ohnesorge, selon Sallam et al (Sallam, et al., 2004).

L'effet du rapport des flux de quantité de mouvement J sur ces transitions est, quant à lui, négligeable pour Sallam et al (Sallam, et al., 2004). Cependant, Wu et al (Wu, et al., 1997) cartographient ces différents régimes Figure 25 en fonction du nombre de Weber et du rapport des flux de quantité de mouvement J . Ils observent que les deux modes d'atomisation (« surface breakup » et « column breakup ») coexistent. La prédominance d'un mode par rapport à l'autre va dépendre du rapport de flux de quantité de mouvement comme le montre la Figure 25. La limite du mode d'atomisation en surface augmente avec le rapport J . Toutefois, la limite entre ces deux modes dépend du nombre de Weber. Plus ce nombre augmente, plus cette limite correspond à un rapport de flux de quantité de mouvement faible.

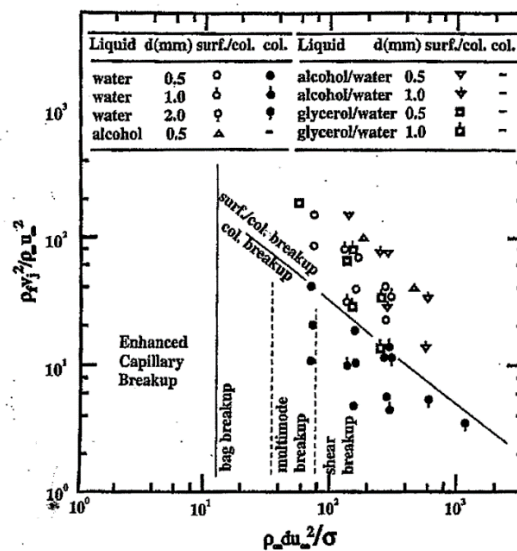


Figure 25 : Différents régimes d'atomisation en fonction de J et We_a , d'après Wu et al (Wu, et al., 1997).

Ils concluent que l'influence de J est négligeable pour la transition entre les régimes pour une faible valeur de We_a . Néanmoins, ils constatent que le régime cisailé apparaît pour des valeurs du nombre de Weber plus faibles lorsque J augmente (Figure 25).

1.4 Trajectoire du jet liquide et position du point de rupture de la colonne liquide

La caractérisation de la trajectoire du jet liquide ainsi que de la position du point de rupture de la colonne liquide ont fait l'objet de nombreuses recherches et publications. Dans le cadre de cette thèse, les travaux présentés par la suite se limitent au cas d'un jet liquide, laminaire ou faiblement turbulent, injecté transversalement dans un écoulement d'air subsonique uniforme.

1.4.1 Trajectoire du jet liquide

Avant de présenter les résultats de la littérature, il est nécessaire de définir la terminologie employée pour définir la trajectoire du jet liquide et du brouillard de gouttes engendrés par son atomisation. Ainsi, la trajectoire du jet liquide est définie du point d'injection jusqu'à la localisation où le jet devient parallèle à l'écoulement d'air transverse. Au-delà de ce point, on parlera de trajectoire du brouillard de gouttes.

Dans la plupart des études (Wu, et al., 1997); (Inamura, 2000) ; (Wotel, et al., 1991); (Becker & Hassa, 2002)), les trajectoires du jet et du brouillard dépendent principalement du rapport de flux de quantité de mouvement J , et de la distance normalisée x/d . Wu et al (Wu, et al., 1997), Becker et al (Becker & Hassa, 2002), Elshamy et al (Elshamy, 2007), Ragucci et al (Ragucci, et al., 2007) et Song et al (Song, et al., 2013), incluent dans leurs modèles l'influence du paramètre We_a pour caractériser la trajectoire. Ils constatent que la prise en compte de We_a , qui comporte les effets de la tension de surface du liquide, est en meilleur accord avec les données expérimentales qu'ils obtiennent. Mashayek et al (Mashayek & Ashgriz, 2011) quant à eux, montrent que We_a a une réelle influence sur la trajectoire du jet liquide car sa variation implique un changement du coefficient de traînée C_d et donc la modification des forces aérodynamiques exercées sur le jet. La Figure 26 (a) présente le changement de la trajectoire du jet pour différentes valeurs du We_a . La Figure 26 (b) montre que l'influence du We_a sur la trajectoire du jet est significative pour $We_a < 100$ et devient plutôt faible pour $We_a > 100$. Enfin, quelques études sont consacrées à la détermination de la trajectoire en prenant en compte les effets de viscosité du liquide, notamment en faisant varier la température ou en testant d'autres liquides. C'est le cas pour les études menées par Stenzler et al (Stenzler, et al., 2006) ou Masuda (Masuda, 2006) par exemple.

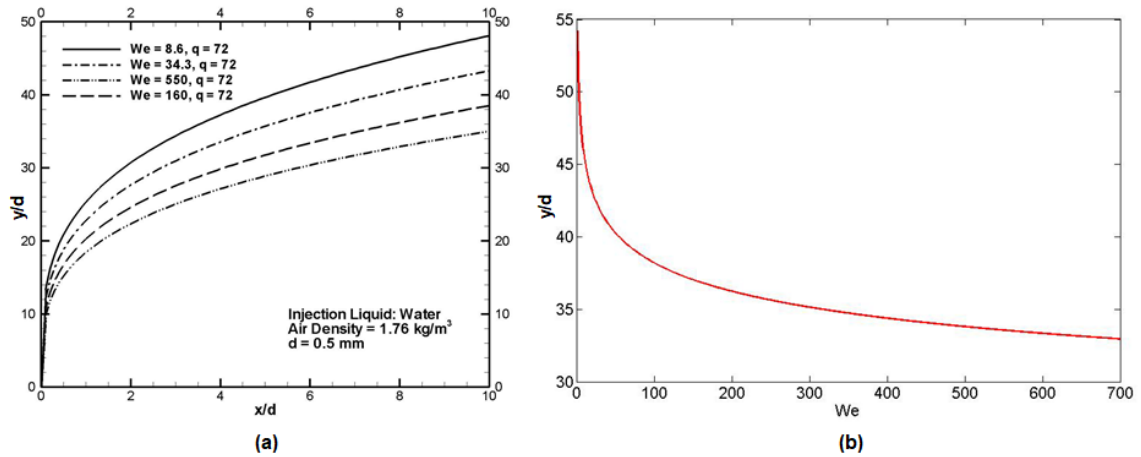


Figure 26 : (a) : Évolution de la trajectoire du jet en fonction de We_a . (b) : Évolution de la position d'un point de la trajectoire du jet ($x/d=8$) en fonction de We_a .

Sur la Figure 27, No (No, 2015) compare les trajectoires calculées à partir de corrélations dépendantes de paramètres J et We_a pour des conditions expérimentales équivalentes. Les auteurs ((No, 2015), (Song, et al., 2013)) attribuent ces différences à plusieurs origines. Parmi celles-ci, on peut citer l'influence des méthodes expérimentales utilisées pour déterminer la trajectoire du jet. La plupart des auteurs tels que Wu et al (Wu, et al., 1997), Sallam et al (Sallam, et al., 2004), Ragucci et al (Ragucci, et al., 2007), Bellofiore et al (Bellofiore, et al., 2008) et Lin et al (Lin, et al., 2002) emploient l'ombroscopie pour caractériser la trajectoire du jet et la technique PDA (Phase Doppler Anemometry) pour la trajectoire du brouillard. D'autres auteurs, comme Song et al ((Song, et al., 2013) ; (Song & Lee, 2015)), Chen et al (Chen, et al., 1993) et Stenzler et al (Stenzler, et al., 2006), utilisent la visualisation par diffusion de Mie. Certains auteurs comparent les deux méthodes (Ombroscopie/PDA) et concluent que la méthode de mesure par PDA est la plus adaptée pour obtenir la trajectoire du brouillard.

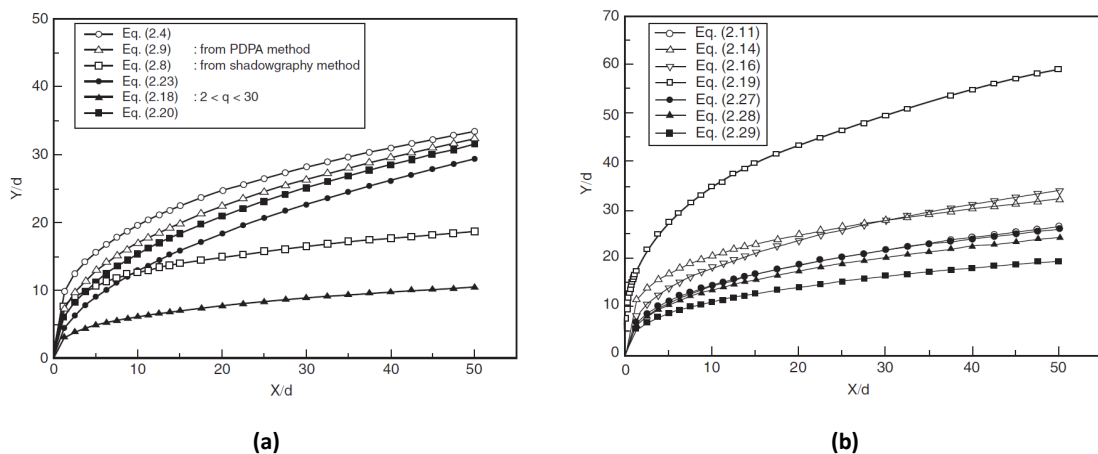


Figure 27 : Comparaison de trajectoire du jet liquide pour différentes corrélations. ($d_j = 1 \text{ mm}$; $J = 10$; $We_a = 13.9$). (a) : Corrélations ne tenant compte que de j . (b) : Corrélations tenant compte de J et We_a (No, 2015).

Enfin, Bellofiore et al (Bellofiore, et al., 2007) et No (No, 2015) montrent que les méthodes de post-traitement des données expérimentales jouent un rôle important dans les différences entre les corrélations. La plupart des études réalisées s’emploient à déterminer le contour extérieur du jet afin de caractériser la trajectoire de celui-ci, ce qui peut être fortement dépendant du seuillage qui est appliqué lors du traitement des images (cf. Figure 28).

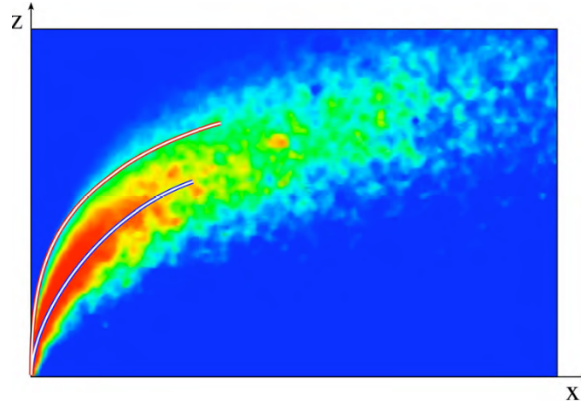


Figure 28 : Comparaison de détermination de la trajectoire extérieure et centrale du jet liquide, d’après Bellofiore et al (Bellofiore, et al., 2008).

Une synthèse des différentes lois de la trajectoire du jet liquide sont listées dans l’Annexe A, pour plus de détails le lecteur peut se référer à (No, 2015). Certaines corrélations obtenues dans les mêmes conditions et avec les mêmes techniques optiques seront utilisées dans cette étude comme cas de référence.

1.4.2 Coordonnées du point de rupture de la colonne liquide

La définition du point de rupture de la colonne du jet liquide, donnée par Wu et al (Wu, et al., 1997), est liée au phénomène de *column breakup*. En effet, le corps du jet liquide forme une colonne continue du point d’injection jusqu’à ce point de rupture. Il est ainsi défini, comme étant le point moyen de coordonnée (x_b, y_b) où la colonne du jet perd de sa cohérence et se scinde en ligaments distincts ou en gouttes. Ce point de rupture, illustré sur la Figure 29, correspond donc à l’endroit où les forces déstabilisatrices pour le jet (effets aérodynamiques) surpassent les forces de cohésion du jet (effets capillaires).

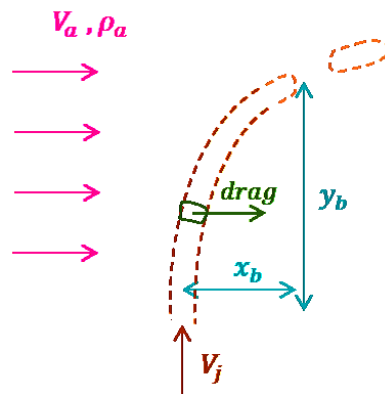


Figure 29 : Schéma explicatif de la détermination du point de rupture de la colonne liquide, adapté des travaux de Wu et al (Wu, et al., 1997).

Wu et al (Wu, et al., 1997) déduisent une relation théorique pour estimer la position transversale du point de fracture de la colonne liquide à partir d'un temps caractéristique de rupture. Pour cela, ils font une analogie entre la rupture de jet et l'atomisation primaire d'une goutte sous l'action des forces aérodynamiques. Pour une goutte, ce temps caractéristique s'écrit :

$$t_b = 5 d_p \sqrt{\frac{\rho_l}{\rho_a} \frac{1}{V_a}} \quad (8)$$

Dans cette expression d_p est le diamètre de la goutte avant fragmentation et V_a la vitesse de l'air à l'infini. En supposant que la vitesse du jet reste inchangée jusqu'au point de fracture du jet, Wu et al (Wu, et al., 1997) obtiennent l'équation suivante :

$$\frac{y_b}{d_j} = C_y J^{0.5} \quad (9)$$

A partir de l'analyse de leurs visualisations, Wu et al (Wu, et al., 1997) et Broumand et al (Broumand, et al., 2017) confirment que l'ordonnée du point de rupture y_b est une fonction qui dépend du paramètre J et du diamètre de l'injecteur d_j (Figure 30 (a)). Wu et al (Wu, et al., 1997) obtiennent la corrélation suivante:

$$\frac{y_b}{d_j} = 3.07 J^{0.53} \quad (10)$$

Il a également été montré que l'abscisse du point de rupture x_b est, quant à elle, indépendante du paramètre J (Figure 30 (b)). Wu et al (Wu, et al., 1997) et Sallam et al (Sallam, et al., 2004) observent que cette abscisse est de l'ordre de $x_b/d_j = 8 \pm 1.46$.

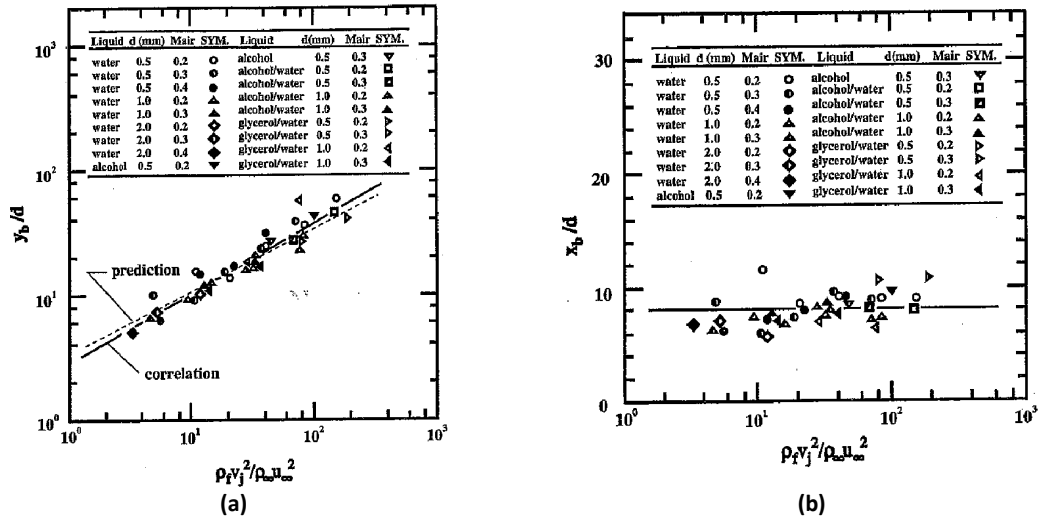


Figure 30 : Coordonnées normalisées du point de rupture y_b/d_j et x_b/d_j en fonction du paramètre J (Wu, et al., 1997).

Par ailleurs, Lee et al (Lee, et al., 2007) ont démontré que la présence de turbulence dans le jet liquide a un impact sur la longueur de rupture du jet. Ils obtiennent respectivement pour des jets non-turbulents et turbulents des valeurs d'abscisses de rupture de $x_b/d_j = 8.64$ et $x_b/d_j = 5.20$. Lee et al (Lee, et al., 2007) et Osta et Sallam (Osta & Sallam, 2010) ont également démontré que la présence de la turbulence accélère le processus de rupture de la colonne liquide et diminue donc le temps caractéristique de l'atomisation primaire. En faisant varier le rapport

l/d_j de l'injecteur, Broumand et al (Broumand, et al., 2017) observent que les longueurs de rupture x_b du jet sont comprises entre $x_b/d_j = 5.69$ et $x_b/d_j = 7.01$. Ces valeurs sont similaires à celles obtenues lors de travaux antérieurs réalisés par Osta et Sallam (Osta & Sallam, 2010) ($x_b/d_j = 5.2 \pm 0,8$).

L'ensemble de la littérature présente, dans ce cas aussi, une disparité importante quant à la localisation du point de rupture. Ces disparités peuvent s'expliquer une fois de plus par la différence des configurations étudiées (notamment au niveau de l'injecteur) ainsi que des techniques expérimentales utilisées. Cependant, il n'est pas toujours évident de déterminer expérimentalement les coordonnées de ce point car cette zone de rupture est polluée, dans beaucoup de cas, par la présence d'un dense brouillard de gouttes et de ligaments. Les auteurs précisent que dans le cas de liquide à faible viscosité, ce point est facile à localiser, alors que dans le cas de liquide à forte viscosité et faible tension de surface, cette localisation devient plus difficile Wu et al (Wu, et al., 1997) y attribuent une erreur de 16 à 30 %.

1.4.3 Caractéristiques du brouillard de gouttes

L'atomisation primaire du jet liquide en présence d'un écoulement d'air transverse est un phénomène complexe, où des structures liquides de tailles et de formes très différentes sont produites dans un temps très rapide. Ces corps, d'abord créés (par l'atomisation primaire du jet) à proximité de la colonne liquide sont ensuite transportés par l'écoulement gazeux et peuvent, à leur tour, subir des phénomènes d'atomisation secondaire. Il est important de faire la distinction entre les caractéristiques de ces deux types d'atomisation subis par le jet liquide. La suite de cette section est donc tout d'abord consacrée aux moyens liés à la caractérisation granulométrique d'un brouillard de gouttes. Puis, les caractérisations de l'atomisation primaire et secondaire d'un LJICF sont présentées.

Granulométrie d'un brouillard de gouttes

La granulométrie d'un brouillard de gouttes est un paramètre essentiel dans la caractérisation de l'atomisation. Cette grandeur est caractérisée par différents rapports de distribution des diamètres de gouttes, généralisés par Mugele et Evans (Mugele & Evans, 1951) :

$$d_{ab} = \left(\frac{\sum_{i=1}^N N_i d_{p,i}^a}{\sum_{i=1}^N N_i d_{p,i}^b} \right)^{\frac{1}{a-b}} \quad (11)$$

Avec $a - b > 0$, N est le nombre et d_{pi} le diamètre moyen des gouttes de la classe i considérée.

Parmi ces différents moments, les plus couramment utilisés pour caractériser les brouillards, en particulier en combustion, sont : d'une part, le diamètre moyen arithmétique d_{10} , d'autre part, le diamètre moyen de Sauter (appelé aussi SMD ou d_{32}).

Le diamètre moyen arithmétique est défini comme suit :

$$d_{10} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N d_{p,i} \quad (12)$$

Le diamètre moyen de Sauter est utilisé notamment pour l'étude de l'évaporation des gouttes composant le brouillard, il exprime le rapport entre le volume et la surface des gouttes :

$$d_{32} = \frac{\sum_{i=1}^N N_i d_{p,i}^3}{\sum_{i=1}^N N_i d_{p,i}^2} \quad (13)$$

Atomisation primaire du jet liquide

L'atomisation primaire du jet liquide définit les principaux mécanismes d'atomisation se rapportant à la colonne liquide. Deux mécanismes peuvent conduire à la création de gouttes à partir de la colonne liquide : Les gouttes issues du *column breakup* dues aux instabilités hydrodynamiques axiales ou les gouttes directement générées depuis la surface de la colonne liquide. D'après Behzad et al (Behzad, et al., 2015), deux mécanismes potentiels conduisent à la formation de gouttes à partir de la surface de la colonne (Figure 31) : Les instabilités hydrodynamiques azimutales et les phénomènes d'arrachement de couche limite (Boundary Layer Stripping en anglais, défini par BLS par la suite).

Les instabilités hydrodynamiques azimutales sont responsables de déformations importantes de l'interface de la colonne qui, par la suite, vont générer des gouttes (cf. Figure 31 (a)).

La théorie BLS, quant elle, suppose la présence d'une couche limite visqueuse due aux forces de cisaillement gazeux (cf. Figure 31 (b)). Dans ce cas, les gouttes générées ont des tailles comparables à l'épaisseur de la couche limite.

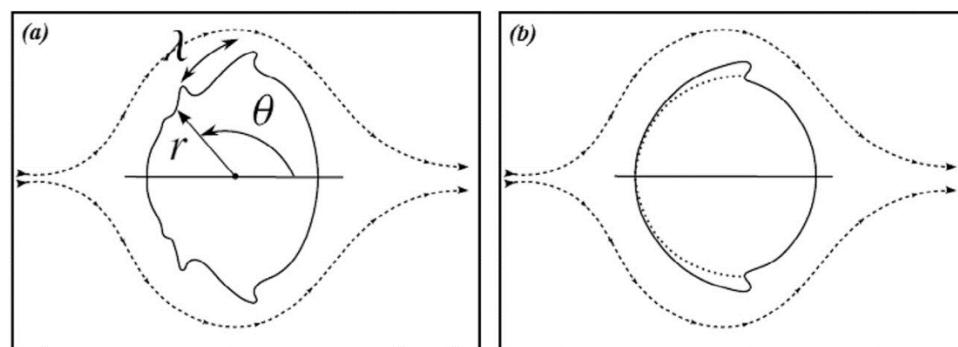


Figure 31 : Section transverse du jet liquide : (a) Mécanisme d'instabilités hydrodynamiques. (b) : Mécanisme BLS, d'après Behzad et al (Behzad, et al., 2015) et Bourmand et Birouk (Broumand & Birouk, 2016).

C'est le phénomène BLS qui est supposé le plus largement dominant dans la littérature (Sallam & Faeth, 2003), (Sallam, et al., 2004) pour expliquer la formation des ligaments et de gouttes depuis la surface de la colonne liquide.

Sallam et al (Sallam, et al., 2004) mesurent le diamètre des ligaments se formant à la surface du jet. Ils observent que celui-ci dépend du rapport de viscosité des fluides et du

nombre de Weber (Figure 32). En faisant l'analogie entre le cas de l'atomisation du LJICF et l'atomisation d'un jet liquide au repos, Sallam et Faeth (Sallam & Faeth, 2003) proposent des corrélations permettant d'estimer le diamètre caractéristique d_{li} d'un ligament :

$$\frac{d_{li}}{d_j} = 0.07 \sqrt{\frac{\mu_l}{\mu_g Wea}} \quad \text{pour} \quad \frac{\mu_l}{\mu_g Wea} < 2$$

$$\frac{d_{li}}{d_j} = 0.095 \quad \text{pour} \quad \frac{\mu_l}{\mu_g Wea} > 2$$
(14)

Ils déduisent également que la taille des gouttes formées à partir de la désintégration des ligaments dépend de la taille de ces derniers (cf. Figure 32) :

$$\frac{d_p}{d_{li}} = 1.2$$
(15)

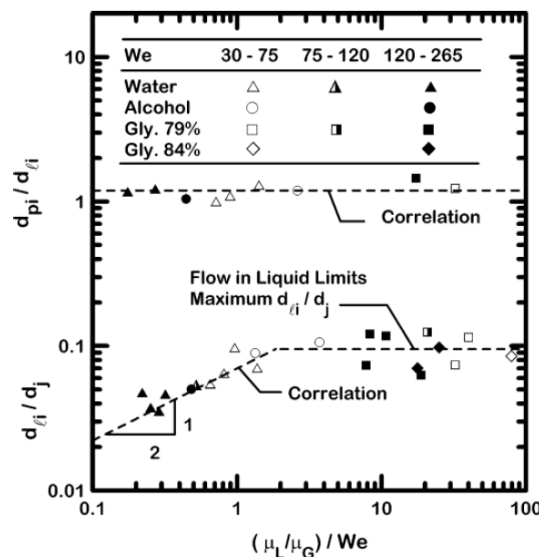


Figure 32 : Diamètres des ligaments et des gouttes formées à partir de la surface du jet liquide, d'après Sallam et al (Sallam, et al., 2004).

Sallam et al (Sallam, et al., 2004) observent également que la vitesse des gouttes générées proche du jet liquide dépend très peu de la vitesse de l'écoulement d'air transverse. Dans ce cas c'est la vitesse d'injection du liquide qui est dominante.

Atomisation secondaire

Plus en aval de l'injection, les gouttes générées par l'atomisation primaire vont à leur tour être désintégrées en de plus petites gouttes. Ce phénomène est défini comme l'atomisation secondaire du jet liquide. La caractérisation de ces nouvelles structures est fondamentale pour déterminer le brouillard (ou spray) qu'elles composent. C'est pourquoi, de nombreuses études se sont consacrées à l'étude granulométrique de ces structures en aval du jet.

Wu et al (Wu, et al., 1998) ont mesuré expérimentalement les vitesses et SMD des gouttes ainsi que le flux volumique liquide pour différentes sections transverses en aval du jet. Ils observent qu'à une grande distance de l'injection ($x/d_j=300$), les diamètres des gouttes ainsi que le flux volumique liquide sont plus importants pour la zone située dans l'axe du jet. Wu et al (Wu, et al., 1998) et a posteriori Bellofiore et al (Bellofiore, et al., 2008) constatent également qu'à cette distance la vitesse des gouttes s'uniformise sur le domaine.

Des mesures réalisées par Tambe et al (Tambe, et al., 2005) (cf. Figure 33) à une distance de ($x/d_j=30$) pour différentes configurations expérimentales ($We_a, J, d_j...$) montrent que le flux volumique est maximal au centre du brouillard. Ces résultats montrent également que la vitesse de l'écoulement d'air joue un rôle important sur la taille des gouttes. Ainsi, pour de faibles vitesses de l'écoulement d'air incident, les gouttes de tailles plus importantes se trouvent à la périphérie du jet alors que pour des vitesses plus importantes, les gouttes de plus grandes tailles sont situées au centre du sillage. Inamura et Nagai (Inamura & Nagai, 1997) ont aussi observé qu'à mesure que l'on s'éloigne du point d'injection, la taille maximale des gouttes diminue, leur distribution en taille s'uniformise et leur vitesse moyenne augmente.

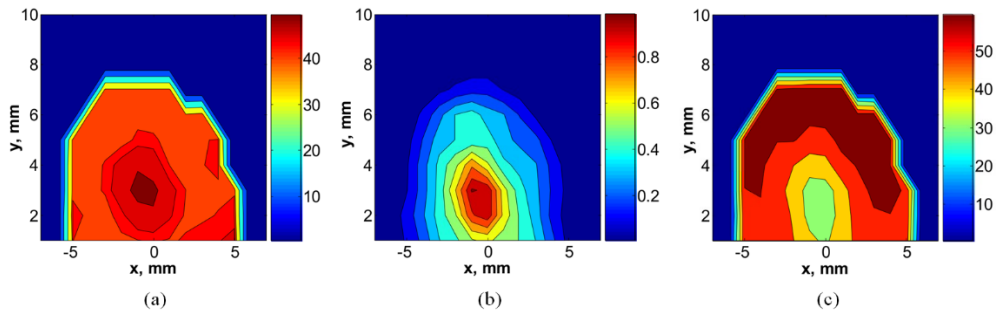


Figure 33 : Contour de (a) SMD (μm), (b) flux volumique et (c) vitesse axiale moyenne des gouttes ($m.s^{-1}$) dans le plan transverse ($x/d_j=30$) pour $We_a = 96.2$, $J = 5.2$ et $V_a = 123.1 m.s^{-1}$.

Ainsi, ces études permettent de conclure que de manière générale, les caractéristiques des gouttes induites par l'atomisation primaire du jet liquide dépendent peu de la vitesse de l'écoulement d'air transverse. De plus, la vitesse de ces gouttes, proche de l'injection semble indépendante de leurs tailles. A l'inverse, les gouttes issues de l'atomisation secondaire sont fortement dépendantes de la vitesse gazeuse et leur vitesse est directement corrélée à leur taille.

2 Comportement d'un LJICF en présence d'excitations acoustiques

La suite de cette section sera consacrée à l'influence d'excitations acoustiques sur le comportement du jet liquide, avec et sans écoulement d'air.

2.1 Influence sur le comportement d'un jet liquide sans écoulement d'air

Carpentier et al (Carpentier, et al., 2009) se sont intéressés à l'étude du comportement d'un jet liquide soumis à des ondes acoustiques. Les expériences se sont déroulées sans écoulement d'air. Des ondes acoustiques ont été générées à partir d'un haut-parleur situé à l'extrémité d'un tube de Kundt. A l'autre extrémité, un microphone a permis de mesurer les

fluctuations de pression induites. L'injection du jet liquide s'est faite en différentes positions au sein du tube. Tout d'abord il est situé au niveau d'un nœud de vitesse acoustique (ou d'un ventre de pression acoustique), c'est-à-dire à un minimum de vitesse (ou maximum de pression), puis entre un nœud de pression et de vitesse, enfin à un nœud de pression acoustique. Dans le premier cas, aucune perturbation du jet n'est constatée. Lorsque l'injecteur est positionné entre le nœud de vitesse et de pression, le jet liquide est dévié (cf. Figure 34 a). Cette déviation a la particularité de toujours s'orienter vers la position du nœud de pression acoustique le plus proche. De plus, elle s'accroît lorsque les fluctuations acoustiques augmentent. Carpentier et al (Carpentier, et al., 2009) ont ainsi établi l'expression d'une force de radiation qui s'applique au jet liquide, dans le but de prévoir sa trajectoire. Afin de mieux comprendre ce phénomène, les chercheurs ont placé l'injecteur au voisinage d'un ventre de vitesse. Le jet est alors perturbé et il apparaît une succession de lobes (cf. Figure 34 b). Lorsque les fluctuations acoustiques augmentent, le jet est atomisé (cf. Figure 34 c).

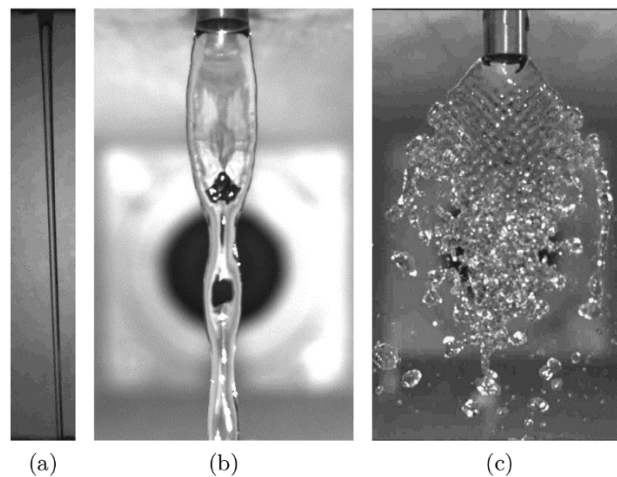


Figure 34 : Influence de la position de l'injection du liquide, par rapport à la position des nœuds de pression, sur le comportement du jet liquide. L'injection du liquide est réalisée à partir de la paroi supérieure. Images issues des travaux de Carpentier et al (Carpentier, et al., 2009).

2.2 Influence sur le comportement d'un jet liquide avec écoulement d'air

L'influence du forçage acoustique sur le comportement du jet liquide en présence d'un écoulement d'air transverse a été étudiée par Anderson et al (Anderson, et al., 2001), Bunce et al (Bunce, et al., 2006), Song et al (Song, et al., 2013) ; (Song & Lee, 2015)) et Sharma et Lee (Sharma & Lee, 2018). Comme pour les jets débouchant dans un air au repos, cette influence dépend de l'emplacement relatif de l'injection du jet de liquide par rapport aux nœuds ou aux ventres de pression et de vitesse acoustique (Bunce, et al., 2006). Elle est également liée au niveau et à la fréquence d'excitation de l'écoulement d'air (Song, et al., 2013). Le but de ces travaux est d'étudier la réponse du comportement du jet liquide ainsi que son atomisation en présence d'excitations acoustiques, afin de comparer ces résultats avec le cas sans excitation. Dans le but de rendre compte de la modulation acoustique de l'écoulement d'air, un paramètre important est introduit. Il s'agit du taux de modulation, il est défini de la manière suivante :

$$\vartheta = \frac{u'}{U_0} \quad (16)$$

Où u' est la vitesse acoustique et U_0 est la vitesse débitante de l'écoulement d'air.

Dans les études menées par Anderson et al (Anderson, et al., 2001), le niveau d'excitation ϑ avoisine les 35%, tandis que des valeurs comprises entre 5% et 20 % sont rapportées dans les études de Song et al (Song, et al., 2013). Si Anderson et al (Anderson, et al., 2001) observent une forte oscillation de la colonne de liquide se répercutant sur le comportement du brouillard final (Figure 35), Song et al (Song, et al., 2013) ; (Song & Lee, 2015)) obtiennent une très faible influence de l'excitation sur la trajectoire du jet avec toutefois une variation périodique de la distribution en taille des gouttes (Figure 36).

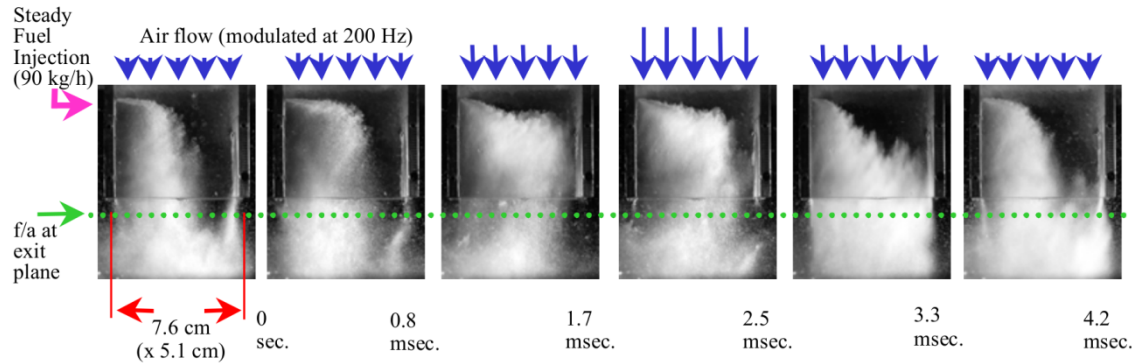


Figure 35 : Phénomènes de battement du jet liquide et du brouillard de gouttes observés dans le cadre des études d' Anderson et al (Anderson, et al., 2001).

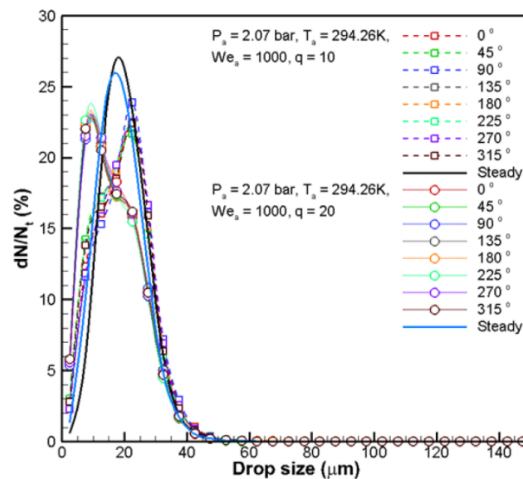


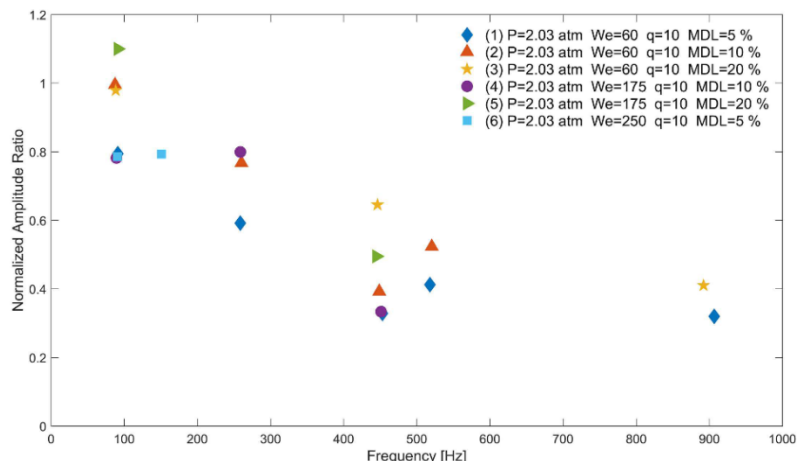
Figure 36 : Évolution de la distribution du nombre de gouttes par tailles en fonction de la phase d'excitation, d'après Song et al (Song, et al., 2013).

Ces auteurs notent également que pour des conditions données d'amplitude et fréquence, la réponse du jet liquide est caractérisée par un gain, qui dépend principalement du rapport de flux de quantité de mouvement J , et faiblement du nombre de Weber We_a .

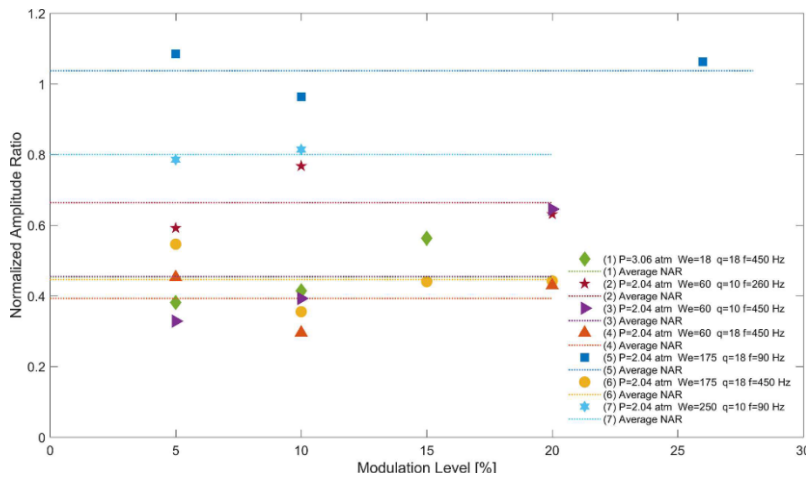
Plus récemment, des travaux menés par Sharma et Lee (Sharma & Lee, 2018), sur des configurations similaires, ont également observé des oscillations du brouillard de gouttes ainsi que du jet liquide. Ils montrent, en particulier, que les oscillations du jet liquide et du brouillard diminuent avec l'augmentation de la fréquence (cf. Figure 37 a). Pour expliquer ce phénomène, ils comparent la période d'excitation à l'échelle de temps de rupture du jet donnée par Wu et al (Wu, et al., 1997):

$$t_b = 3.07 \left(\frac{d_j}{v_j} \right) J^{0.53} \quad (17)$$

Ils concluent que si cette échelle de temps est très petite vis-à-vis de la période d'excitation, toute la colonne liquide est soumise à la phase du cycle d'excitation de l'air transverse et y répond avant de se rompre. Au contraire, si les deux échelles de temps sont équivalentes, un élément de masse de liquide injectée entre t_0 et $t_0 + dt$ sera soumis à une variation importante de la vitesse transversale et, par conséquent, sa réponse sera plus uniforme (Sharma & Lee, 2018).



(a)



(b)

Figure 37 : Influence de la fréquence (a) et du niveau d'excitation (b) sur la réponse du jet, d'après Sharma et Lee (Sharma & Lee, 2018).

3 Conclusions sur ce chapitre

Les résultats présentés dans ce chapitre ont permis de décrire les principaux phénomènes associés à l'atomisation d'un jet liquide débouchant transversalement à un écoulement d'air. Les paramètres influençant cette atomisation ont été récapitulés. Ils interviennent dans l'expression de nombres adimensionnels permettant de comparer les expériences entre elles. Deux nombres se détachent pour les applications concernées dans cette thèse. Le rapport de flux de quantité de mouvement J liquide et gazeux, influence la trajectoire initiale du jet. Le nombre de Weber We_a permet quant à lui de caractériser le régime d'atomisation du jet. Ces deux grandeurs sont donc les paramètres de similitude à conserver pour reproduire fidèlement la configuration d'injection et le processus d'atomisation observés dans l'injecteur industriel. Les travaux spécifiques dédiés à l'analyse du comportement de ces jets en présence d'une excitation acoustique montrent que le taux de modulation, en vitesse, et la fréquence d'excitation sont les paramètres à prendre en compte pour reproduire le couplage entre les perturbations acoustiques et le comportement du jet ainsi que du brouillard de gouttes engendré par son atomisation. Toutefois, les résultats publiés ne permettent pas de reproduire et d'analyser, directement, les phénomènes et interactions observés dans le système d'injection multipoint. Ainsi, une base de données expérimentales incluant une description précise des conditions aux limites, du comportement du jet et du brouillard en liaison avec les caractéristiques du champ acoustique semble nécessaire pour valider les simulations numériques. La mise en place de cette base et son analyse font l'objet des chapitres suivants. Dans le prochain chapitre ([Chapitre 2](#)), un montage simplifié nommé « SIGMA » est présenté. Sa définition s'appuie sur les principales conclusions déduites de l'étude bibliographique. Après avoir défini les techniques expérimentales et les méthodes de traitement ([Chapitre 3](#)), les résultats obtenus et leurs analyses font l'objet du [Chapitre 4](#) de cette partie du mémoire.

CHAPITRE 2 :

MISE EN ŒUVRE DU MONTAGE EXPERIMENTAL SIGMA ET DEFINITION DES CONDITIONS D'ESSAIS

Afin de reproduire et d'étudier l'influence de perturbations acoustiques sur le comportement de l'injection de carburant liquide dans les chambres de combustion, un montage expérimental d'une configuration simplifiée, nommé SIGMA, a été mis en œuvre dans le cadre de cette thèse. Dans ce chapitre, le cahier des charges est résumé dans le but de formuler les besoins et de définir les fonctions de la configuration expérimentale SIGMA. Puis, les similitudes à respecter sont détaillées et le dimensionnement ainsi que la configuration du montage retenue sont présentés.

1 Cahier des charges

Avant de définir le cahier des charges, il convient de rappeler les objectifs de ce travail expérimental :

- Reproduire et mettre en évidence l'influence de perturbations acoustiques sur le comportement de l'injection de carburant liquide dans le cas d'un injecteur réel multipoint.
- Identifier les principaux phénomènes mis en œuvre.
- Caractériser le couplage entre la phase liquide et les modulations acoustiques de l'écoulement gazeux.
- Mettre en place une base de données expérimentale permettant : D'une part, de développer des modèles nécessaires aux simulations numériques menées en parallèle dans le cadre de la thèse de Thuillet ([Thuillet, 2018](#)), d'autre part de valider les résultats de ces simulations.

Pour rappel, dans un injecteur multipoint le carburant liquide est injecté sous forme de multi-jet dans un écoulement transverse d'air. Les travaux présentés dans le [Chapitre 1](#) ont mis en évidence que l'interaction entre les instabilités thermo-acoustiques et le système multipoint pouvait modifier localement le comportement individuel de chacun de ces jets. Afin de reproduire les phénomènes observés au niveau de ces derniers composant la configuration multipoint, un montage expérimental simplifié, se concentrant sur un seul point d'injection, utilisant de l'eau à pression et température ambiante, en écoulement transverse a été mis en œuvre. Ce montage, d'après le cahier des charges suivant, doit permettre :

- De garantir la répétabilité des conditions d'essais.
- De respecter les similitudes avec la configuration réelle multipoint.
- D'être modulable, afin d'opérer des modifications techniques au cours de l'étude.
- D'être compact, pour y disposer simultanément plusieurs des moyens de mesures.
- D'être équipé d'accès optiques et acoustiques pour rendre possible l'utilisation de moyens de mesures non-intrusifs.

- De contrôler et de caractériser l'écoulement aérodynamique, l'injection liquide ainsi que l'excitation acoustique.
- De caractériser la réponse du jet liquide à l'excitation acoustique ainsi que celle du brouillard engendré par son atomisation.

A partir de ce cahier des charges, le montage SIGMA a été développé. Dans la section suivante, les conditions de fonctionnement ainsi que les éléments constitutifs du montage sont présentés. Puis les conditions d'excitations acoustiques sont définies afin de reproduire et d'étudier l'influence de ces dernières sur le comportement de l'injection liquide.

2 Conditions de fonctionnement d'un injecteur multipoint

Le montage réalisé pour cette étude a été défini afin de satisfaire un certain nombre de contraintes permettant de s'assurer de la représentativité des phénomènes observés vis-à-vis du fonctionnement d'un injecteur réel type multipoint. Toutefois, étant donné l'écart important entre les conditions réelles et celles pouvant être simulées à pression et température ambiante avec de l'eau, il est nécessaire de définir des priorités sur les similitudes à respecter. L'étude bibliographique ayant montré que différents régimes d'atomisation pouvaient être observés en fonction du nombre de Weber, il a tout d'abord été choisi de se placer dans celui rencontré dans le cas d'un injecteur réel. Les valeurs recensées dans le Tableau 1 montrent que la gamme du nombre de Weber recalculée sur un injecteur en fonctionnement réel correspond à un régime d'atomisation de type « Shear Breakup » ($We_a > 110$). Le rapport de quantité de mouvement J est quant à lui compris entre 1 et 3.

Paramètres	Industriel
Fluide	Kérosène
P (bar)	7 - 47
T (K)	550 - 920
ρ_a (kg.m ⁻³)	4,4 – 17,8
d (mm)	0.4
V_a (m.s ⁻¹)	60 - 100
V_j (m.s ⁻¹)	6- 17
We_a	280 - 3100
J	1 - 3
f_{insta} (Hz)	100 – 600

Tableau 1 : Paramètres d'injection calculés pour un système d'injection industriel type multipoint.

A partir de ces conditions de fonctionnement, le montage expérimental SIGMA doit : D'une part, reproduire l'atomisation d'un jet liquide en écoulement transverse dans un volume

confiné. D'autre part, simuler une perturbation acoustique dans la bande de fréquence observée, dans les chambres de combustion, en présence d'instabilités.

3 Description du montage expérimental SIGMA

3.1 Description du banc d'essais

Le montage expérimental présenté sur la Figure 38 a pour objectif d'analyser, en présence ou non de perturbations acoustiques, le comportement de jet liquide et du brouillard issu de son atomisation. Il a été conçu pour générer un écoulement d'air modulé acoustiquement à de fortes amplitudes. L'air comprimé est fourni par le réseau d'air haute pression du laboratoire et est réglable par le biais d'un détendeur à dôme piloté. Une sirène fonctionnant en régime critique est placée en amont du montage. Celle-ci est précédée par une chambre de grande section où sont mesurées la pression et la température par le biais respectivement d'un capteur de pression BD sensor 0 – 10 bar et d'un thermocouple type K. Après étalonnage, le débit massique est déterminé à partir de ces grandeurs avec une incertitude inférieure à 3%.

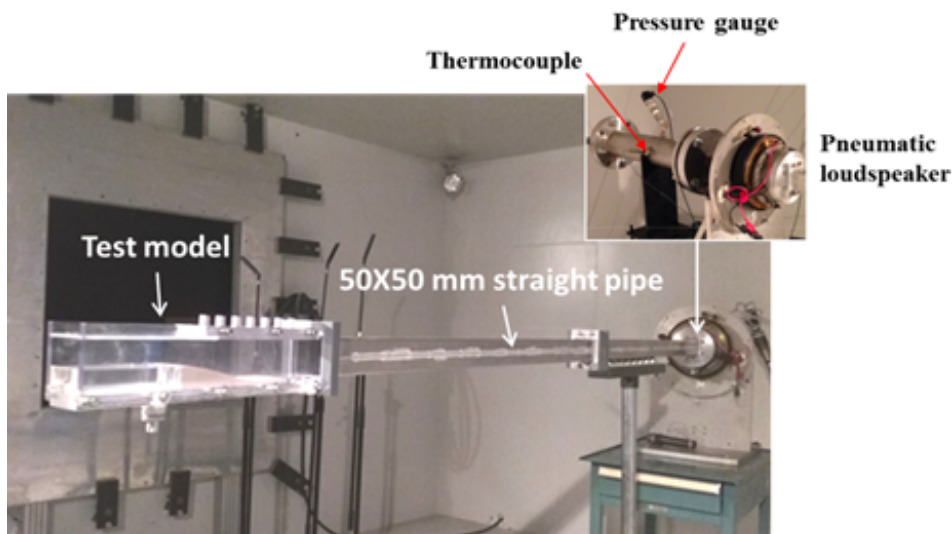


Figure 38 : Description du montage expérimental SIGMA.

La maquette est connectée à la sirène par un tube de section carrée (25 cm^2) de 2 m de longueur. Cette longueur a été définie, d'une part, pour permettre le développement d'un écoulement établi et d'autre part, afin garantir l'établissement de modes acoustiques longitudinaux pour des longueurs d'ondes correspondantes à la bande de fréquences observées dans les chambres de combustion (entre 100 Hz et 600 Hz).

3.2 Description de la maquette

La maquette utilisée dans le montage SIGMA est représentée sur la Figure 39. Elle a été dimensionnée dans le but de respecter les similitudes vis-à-vis de la configuration réelle multipoint et de reproduire les différents phénomènes caractéristiques du LJICF. Elle est constituée de trois zones : La première zone, qui a la même section que le tube amont sert comme zone d'entrée. La deuxième zone est constituée d'un convergent qui permet de réduire

la hauteur de la section et donc d'augmenter la vitesse de l'écoulement d'air tout en évitant les phénomènes de décollement ainsi que la génération de turbulence supplémentaire. La troisième partie de la maquette (20mm x 50 mm) correspond à la zone de mesure et d'injection du jet liquide. Dans la suite de cette étude la vitesse de l'écoulement d'air V_a est définie dans cette partie. Enfin, à la sortie de cette dernière partie, l'air et le liquide débouchent dans l'air ambiant.

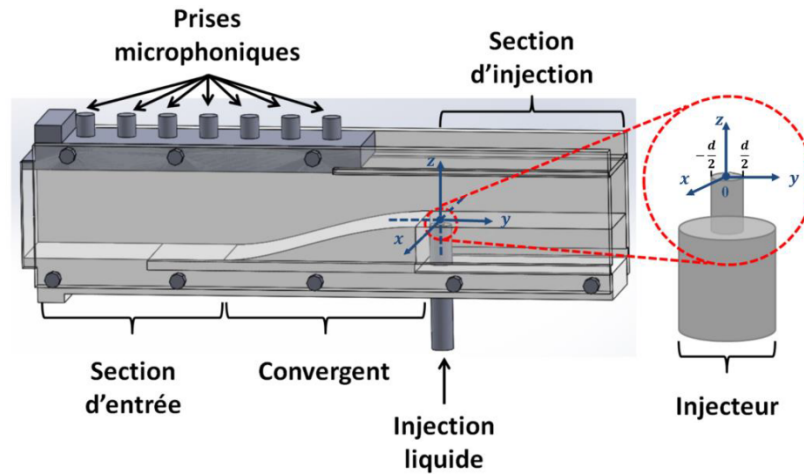


Figure 39 : Représentation de la maquette SIGMA réalisée dans le cadre du stage de Doublet (Doublet, 2015).

Pour permettre l'utilisation de diagnostics optiques (visualisation rapide et LDA/PDA), les parois verticales de la maquette sont réalisées en Plexiglass. La paroi supérieure de la zone de mesure est en verre optique permettant une bonne transmission de la lumière de l'UV à l'infrarouge (350 et 2000 nm). Enfin, sept piquages microphoniques sont placés sur la partie supérieure de la maquette au niveau de la section d'entrée et d'une partie du convergent. Ils permettent de réaliser la caractérisation acoustique du montage (Figure 38).

3.3 Injection liquide

Le liquide est injecté verticalement à l'aide d'une buse affleurant la paroi inférieure de la maquette. Cette buse est située sur l'axe de symétrie longitudinal de la paroi, à 10 mm de la fin du convergent et à 100 mm à l'amont de la sortie. Le système d'injection du liquide consiste en un réservoir, une pompe, un débitmètre et une buse d'injection. Le débit d'eau est mesuré avec un débitmètre à effet Coriolis et contrôlé avec une pompe Micropump 75211-30. Le débit massique est utilisé pour calculer la vitesse initiale (V_j) du jet à la sortie de l'injecteur. La géométrie de la buse d'injection a été adaptée à partir de la référence Wu et al (Wu, et al., 1997) afin de garantir une injection liquide faiblement turbulente et éviter tous phénomènes de cavitation. L'injecteur a un diamètre intérieur à 6 mm, suivi d'une réduction à 45° jusqu'au diamètre de sortie $d_j = 2 \text{ mm}$ tout en assurant un rapport longueur/diamètre de sortie de 4 (cf. Figure 40).

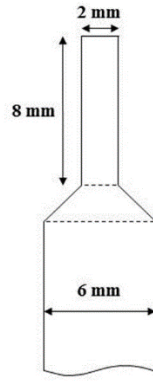


Figure 40 : Géométrie de l'injecteur intégré à la maquette.

En conclusion, l'ensemble des éléments constituant ce montage permettent de contrôler avec précision l'écoulement aérodynamique ainsi que l'injection liquide et garantissent la répétabilité des conditions d'essais.

4 Similitudes des conditions expérimentales de fonctionnement

Dans le cadre de cette étude, deux différentes campagnes de mesures ont été réalisées : une première sans excitation acoustique afin de caractériser le comportement du LJICF en termes de trajectoire et d'atomisation et une deuxième en présence d'excitations acoustiques afin d'étudier l'influence de ces dernières sur le comportement du LJICF.

Les conditions expérimentales nominales appliquées dans le cadre de ces études sont listées dans le Tableau 2. Les vitesses de l'air et de liquide ainsi que le nombre de Weber sont choisis pour reproduire les phénomènes de base rencontrés dans les injecteurs aéronautiques de type « multipoint » en conditions réelles de fonctionnement (cf. Tableau 1).

Paramètres	Gamme des valeurs	
	<i>Sans excitation acoustique</i>	<i>Avec excitation acoustique</i>
V_a (m.s ⁻¹)	50 - 100	63
V_j (m.s ⁻¹)	5 - 11	6,1
ρ_a (kg.m ⁻³)	1,2	1,2
ρ_j (kg.m ⁻³)	998	998
μ_a (kg.m ⁻³)	1,8.10 ⁻⁵	1,8.10 ⁻⁵
μ_j (kg.m ⁻³)	8,9.10 ⁻⁴	8,9.10 ⁻⁴
σ (N.m ⁻¹)	0,07	0,07
d_j (m)	0,002	0,002
Re_j	11213 - 24670	13680
We_a	85 - 342	136
J	5,5 – 18,3	7,8

Tableau 2 : Conditions expérimentales nominales des deux campagnes d'essais.

5 Conclusion sur ce chapitre

Un montage expérimental SIGMA capable de reproduire les interactions entre l'écoulement diphasique et les perturbations acoustiques rencontrées dans les systèmes d'injection multipoint a été défini. Toutefois, afin d'analyser l'influence de ces perturbations sur le système d'injection, il est nécessaire préalablement de caractériser l'écoulement diphasique et aéro-acoustique. Pour cela dans la partie suivante sont présentés les moyens et méthodes expérimentales déployés pour réaliser ces caractérisations.

CHAPITRE 3 :

MOYENS ET METHODES EXPERIMENTALES UTILISEES POUR LA CARACTERISATION DE L'ECOULEMENT DIPHASIQUE EN PRESENCE D'UNE EXCITATION ACOUSTIQUE

L'objectif de ce chapitre est de présenter les différents moyens et méthodes expérimentales utilisés pour caractériser l'écoulement aérodynamique, le comportement du jet liquide ainsi que du brouillard de gouttes en fonction de la perturbation acoustique imposée. Pour cela, différents moyens ont été mis en œuvre pour exciter l'écoulement puis caractériser les champs acoustique et aérodynamique et les comportements respectifs du jet liquide et du brouillard de gouttes. Ces travaux font appel à une chaîne de mesure acoustique, à un granulomètre à effet Doppler (PDA) et à des moyens de visualisations mettant en œuvre une caméra rapide intensifiée. Enfin pour comparer les différentes informations recueillies en fonction de l'excitation acoustique, une méthode de traitement des données en moyenne de phase a été utilisée.

1 Plan d'expérience

Cette étude expérimentale a pour objectif l'étude et la mise en place de bases de données permettant d'analyser, de manière détaillée, l'influence de perturbations acoustiques sur le comportement de l'injection de carburant liquide. Dans ce contexte les outils d'analyse liés à l'approche expérimentale doivent permettre de caractériser les phénomènes suivants :

- L'écoulement aérodynamique.
- Le champ aéro-acoustique au niveau de l'injecteur.
- L'injection liquide et la phase dispersée.
- Le comportement de l'écoulement diphasique en fonction de la perturbation acoustique imposée.

Pour cela, les quantités mesurées et les méthodes de mesures employées sont résumées dans le tableau suivant :

<i>Quantités étudiées</i>	<i>Moyens et méthodes</i>
<i>Champ de vitesse gazeux</i>	PDA
<i>Champ aéro-acoustique (p',v')</i>	Capteurs microphoniques, PDA
<i>Comportement de l'injection liquide</i>	Caméra rapide intensifiée
<i>Vitesses et tailles de gouttes</i>	PDA
<i>Analyse des phénomènes en fonction de la perturbation acoustique imposée</i>	Mesures synchronisées et traitement des données en moyenne de phase

Tableau 3 : Instrumentation dédiée à l'étude des différentes grandeurs intervenant dans le montage SIGMA.

Le Tableau 3 synthétise les outils de diagnostics mis en œuvre dans le cadre de ce travail. La description des différents moyens et méthodes de mesures, associés à la détermination des grandeurs d'intérêt de cette étude, est présentée dans la suite de ce chapitre.

2 Méthode d'excitation utilisée et Chaîne acoustique mise en œuvre

Comme expliqué dans le chapitre précédent, l'excitation acoustique se fait via l'utilisation d'une sirène, placée en amont du montage expérimental. Le signal d'excitation utilisé pour cette dernière est généré à partir d'un générateur Tektronix AFG 3022B qui peut produire plusieurs types de signaux. La tension produite par le générateur est ensuite amplifiée par un amplificateur Brüel & Kjær type 2706, avant d'être appliquée aux bornes de la sirène. Elle est mesurée à l'aide d'un voltmètre.

Les mesures de pression acoustique sont réalisées à l'aide d'un microphone PCB 377B26 ICP, relié à un conditionneur microphonique Brüel & Kjær conditionning amplifier type 2694 et monté affleurant à la paroi de la maquette. Ce microphone n'est pas adapté au fort niveau sonore rencontré dans le montage (155-170 dB). Il a donc été choisi de placer un atténuateur sous forme de tube souple de 3000 mm de long et de 1 mm de diamètre, entre le capteur et la prise microphonique. L'acquisition des différents signaux (générateur, sirène, micro) est réalisée à l'aide d'une chaîne d'acquisition National Instruments modèle BNC-2090A qui est pilotée à l'aide du logiciel Labview.

La sensibilité du microphone est déterminée par le biais d'un pistonphone B&K (250.5 Hz, 123,9 dB). L'étalonnage de la sonde microphonique (microphone, conditionneur, atténuateur) est réalisé à l'aide d'un tube à impédance générant un bruit blanc entre 40-3000 Hz dans lequel sont introduits, en fond de tube, un microphone de référence et le microphone ICP équipé du tube atténuateur. De cet étalonnage est déduite la fonction de réponse en fréquence (FRF) (en amplitude et en phase) qui permet de corriger les mesures a posteriori, en

prenant en compte les modifications impliquées par la présence des différents éléments composant la sonde microphonique ainsi que la chaîne d'acquisition.

3 Détermination de la distribution de vitesse acoustique dans la maquette

Les champs acoustiques sont généralement caractérisés par la mesure de la perturbation de pression, grandeur accessible en pratique, par le biais de microphones. La vitesse acoustique est, quant à elle, plus difficile à mesurer directement et les méthodes expérimentales qui y sont associées, plus compliquées à mettre en œuvre. Toutefois, en plus de pouvoir renseigner sur la notion d'intensité sonore, cette dernière permet de déterminer les niveaux de fluctuation de l'écoulement. Elle doit aussi être connue, en plus de la pression acoustique, pour la détermination de quantités plus élaborées telles que l'impédance ou les conditions limites acoustiques des montages. Pour le cas de la propagation en conduite d'une onde plane longitudinale au sein d'un fluide en écoulement uniforme. Minotti ([Minotti, 2004](#)) a démontré au cours de ses travaux que des mesures microphoniques ou encore l'utilisation de mesures LDA étaient des méthodes appropriées pour déterminer ces quantités. Le matériel utilisé est présenté dans la section suivante.

4 Moyens et méthodes utilisés pour la caractérisation de l'écoulement transverse d'air et du brouillard de gouttes

Le but de cette section est de présenter les moyens de mesures permettant de caractériser l'écoulement aéro-acoustique ainsi que le brouillard de gouttes dans la maquette, en fonction de la phase de la perturbation acoustique imposée.

4.1 Matériel utilisé

La caractérisation de l'écoulement d'air ainsi que celle du brouillard de gouttes sont obtenues à partir de mesures réalisées par un granulomètre à effet Doppler de la société Dantec Dynamics (PDA pour Phase Doppler Analyser). Ce dernier comporte une optique d'émission FlowMaster à deux composantes correspondant à une longueur d'onde de 532 nm suivant une direction et 671 nm suivant la direction perpendiculaire. L'optique de collection est une sonde à fibre de type FiberPDA. Ce système permet la détermination de la vitesse et de la taille des particules passant dans le volume de mesure. La description et le principe de fonctionnement du PDA sont présentés dans l'[Annexe C](#).

Le montage utilisé est présenté sur la Figure 41. Les faisceaux verts (532 nm) sont situés dans un plan parallèle à l'écoulement moyen. Cette longueur d'onde permet de mesurer la composante longitudinale de la vitesse (\vec{y}). Les faisceaux rouges (671 nm) forment un plan perpendiculaire à l'écoulement principal et permettent de mesurer la composante transversale de la vitesse (\vec{x}). Pour la caractérisation de l'écoulement aéro-acoustique (sans la présence de liquide), ce dernier estensemencé par de fines gouttelettes de DEHS juste en aval de la sirène. La position du récepteur vis-à-vis de l'émission est choisie pour une configuration en « diffusion avant » car l'intensité lumineuse est plus importante dans cette direction.

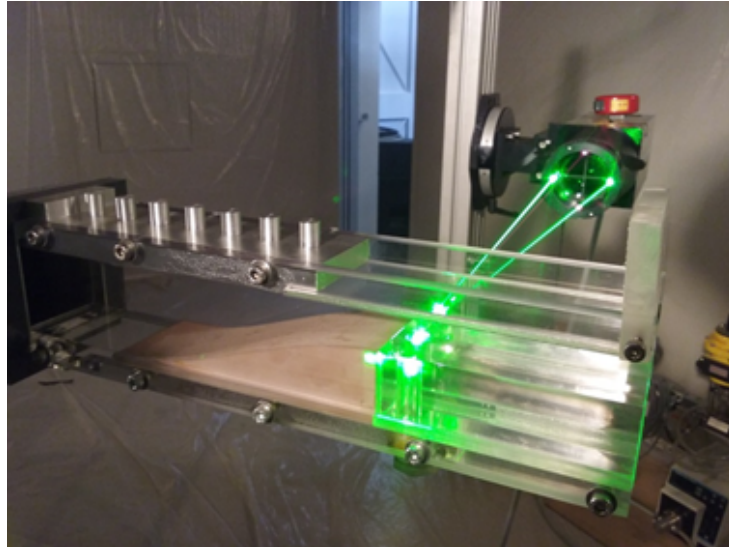


Figure 41 : Photos de l'installation des optiques utilisés lors de la caractérisation aérodynamique du montage SIGMA.

4.2 Mesures réalisées

4.2.1 Grilles de mesures pour la caractérisation aérodynamique

La grille de mesure, le repère et les notations utilisés sont présentés sur la Figure 42. L'origine du repère a été fixée à la sortie de l'injecteur avec l'axe Oy orienté dans le sens de l'écoulement principal. Des profils horizontaux suivant \vec{x} ($z/d_j = 5$) et verticaux suivant \vec{z} ($x/d_j = 0$) ont été explorés au centre de la veine dans des plans, suivant \vec{y} , situés à $y = 0, -15, -25$ et -198 mm de l'axe de l'injecteur du liquide. Une traversée suivant \vec{y} a également été sondée de l'entrée à la sortie de la maquette ($x/d_j = 0 ; z/d_j = 5$).

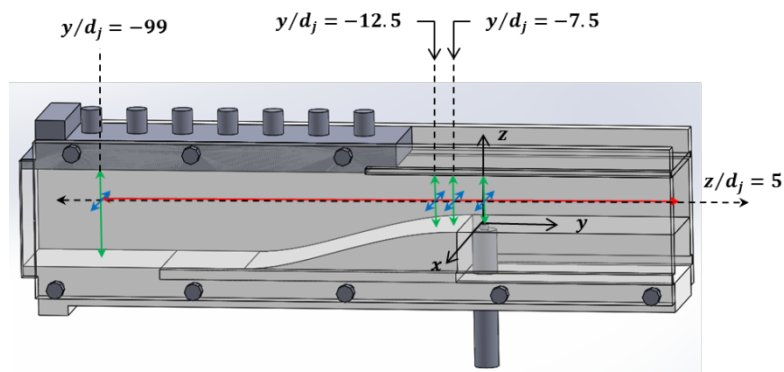


Figure 42 : Grille de mesure pour la caractérisation aérodynamique.

4.2.2 Grilles de mesures pour la caractérisation du brouillard de gouttes

Pour caractériser le brouillard de gouttes issu de l'atomisation du jet, des mesures granulométriques utilisant le système PDA ont également été réalisées. Toutefois, ce système de mesure est limité par la non sphéricité des particules traversant le volume de mesure. Il est donc possible d'effectuer cette mesure uniquement dans les zones du brouillard où le nombre de gouttes sphériques est suffisant vis-à-vis du nombre total de particules mesurées. Ainsi, les

mesures ont été réalisées dans des zones du brouillard suffisamment loin de l'injection où les gouttes sont assumées sphériques. La grille de mesure est illustrée sur la Figure 43.

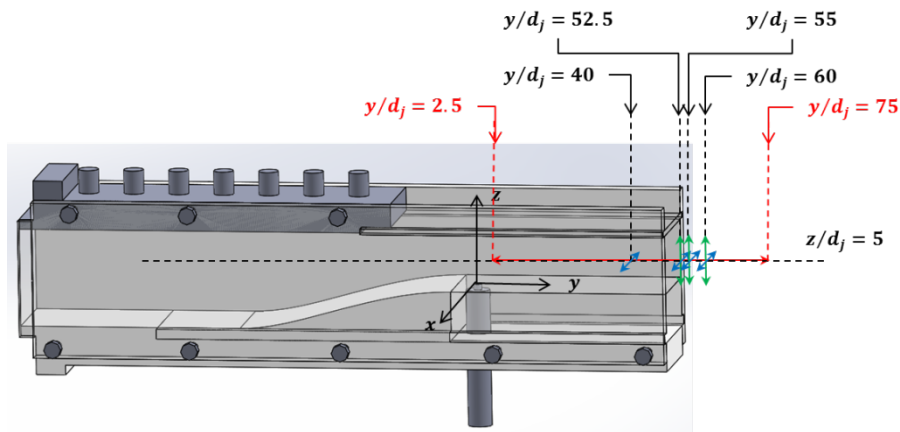


Figure 43 : Grille de mesure pour la caractérisation du brouillard de gouttes.

5 Moyens et méthodes pour la caractérisation du jet liquide

Cette section a pour objet de présenter les moyens et méthodes mis en place afin de caractériser le comportement du jet liquide. L'objectif, d'une part, est d'observer le comportement du LJICF en présence ou non de perturbations acoustiques, d'autre part, de quantifier les phénomènes caractéristiques du LJICF répertoriés dans la littérature tels que : La position de la rupture de la colonne liquide ou encore la trajectoire de la colonne et du jet liquides.

5.1 Matériel utilisé

Afin de caractériser le comportement du LJICF, en présence ou non de forçage acoustique, des visualisations du jet liquide ont été réalisées par ombroscopie. Cette méthode est non-intrusive et consiste à placer le fluide à étudier entre une source de lumière (homogène) et un récepteur. Le montage optique mis en œuvre pour la visualisation est illustré sur la Figure 44. L'éclairage est effectué avec deux lampes Dedocoo pouvant fonctionner comme des sources de lumière continue ou stroboscopique. Une caméra rapide Phantom V341 équipée d'un objectif de focale de 50 mm a été utilisée pour enregistrer les images. La résolution des images a été fixée à 1900x500 pixels afin de garantir une bonne résolution spatiale tout en permettant une cadence d'acquisition élevée. Des fréquences d'acquisition comprises entre 800 et 10000 Hz ont été adoptées pour capturer des phénomènes avec des temps caractéristiques différents. Pour avoir des images instantanées des gouttes, le temps d'intégration a été sélectionné inférieur à 50 μ s pour le cas d'une source continue et à moins de 10 μ s pour le cas d'une source pulsée.

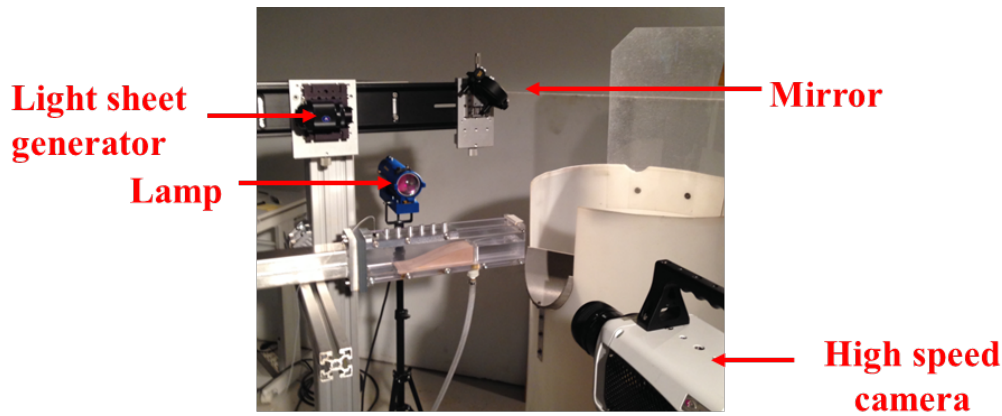


Figure 44 : Montages optiques utilisés pour les visualisations.

Pour la visualisation du brouillard de gouttes, la présence de ruisselets sur les parois latérales, au niveau de la zone la plus en aval du brouillard, a rendu impossible l'utilisation de la technique d'ombroscopie. Ainsi, la tomographie par tranche laser a été employée. Cette technique consiste à éclairer une tranche de l'écoulement avec une nappe laser. Pour cela, un laser continu COHERENT type Genesis Taipan 480 de 2 W, émettant à une longueur d'onde de 480 nm est utilisé. La nappe laser de 1 mm de largeur est produite à partir d'un générateur de nappe Lavisson placé sur le chemin optique du laser. Puis elle est redirigée par un miroir et pénètre dans la maquette par le capot en verre situé sur le dessus de la maquette. Le montage optique pour cette technique est également présenté sur la Figure 44.

5.2 Méthodes de post-traitement des images

Dans cette section, les aspects liés au traitement des images sont abordés. Ce traitement a pour objectif principal de déterminer les caractéristiques géométriques du jet ainsi que du brouillard de gouttes et de localiser le point de rupture de la colonne de liquide.

Pour établir la trajectoire du jet un programme de post-traitement, réalisé en Python, a été utilisé. Les images en niveau de gris, acquises par la caméra, sont dans un premier temps seuillées, puis binarisées. Un algorithme de type « propagation de feu de prairie » est ensuite appliqué pour déterminer les frontières inférieures et supérieures du jet liquide. Le point de rupture correspond alors au point de convergence de ces deux frontières.

Pour obtenir les évolutions moyennes de la trajectoire et du point de rupture, l'algorithme peut être appliqué sur chaque image instantanée ou sur une image moyenne (Figure 45). Dans le premier cas, les informations mesurées (coordonnées des trajectoires et du point de rupture) sont ensuite moyennées. Ces deux approches donnent des résultats très similaires.

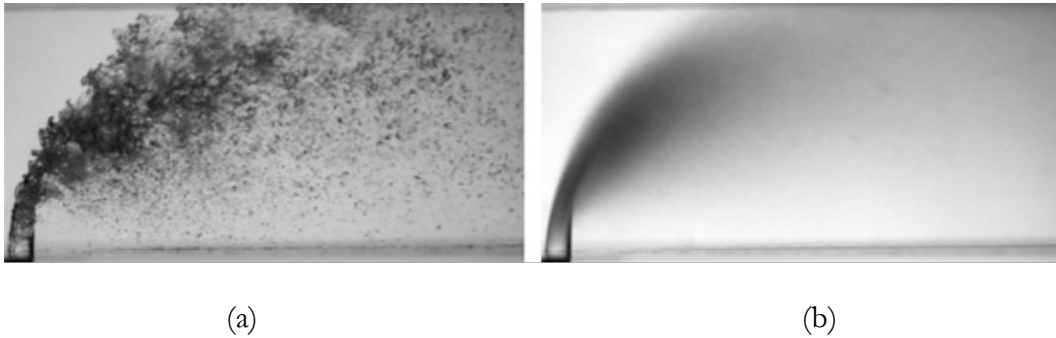


Figure 45 : Exemples d'images instantanées (a) et moyennes (b) obtenues par ombroscopie.

Les moyens et méthodes présentés jusqu'à présent permettent de caractériser l'écoulement aérodynamique, le comportement du jet liquide ainsi que du brouillard de gouttes engendré par son atomisation. Toutefois, en présence d'excitation acoustique, la caractérisation de ces derniers nécessite de les analyser et de les comparer en fonction du cycle (période) de la perturbation acoustique imposée.

Pour cela un traitement des mesures en moyenne de phase a été privilégié. La méthode retenue ici consiste, à l'aide d'une analyse statistique, à déterminer les profils de vitesse de l'écoulement d'air, du comportement du jet liquide ainsi que du brouillard au cours du cycle (période) de la perturbation acoustique. La section suivante est donc consacrée à la présentation des moyens et méthodes mis en place pour le traitement des différentes données en moyenne de phase.

6 Synchronisation des données et traitement en moyenne de phase

Pour pouvoir analyser et comparer les mesures obtenues en présence d'excitation acoustique, un traitement des données en moyenne de phase a été privilégié. Ce dernier consiste à moyenniser les mesures acquises à une phase donnée du cycle d'excitation. Pour ce faire une synchronisation des mesures est réalisée par le biais de l'utilisation d'un signal commun (de référence) à l'ensemble des mesures. Ainsi, le signal délivré par le générateur, utilisé pour exciter la sirène, est choisi comme référence pour synchroniser les différentes mesures et permet de définir une phase commune à l'ensemble de ces dernières. Pour ce faire l'origine temporelle d'une période est déterminée par la détection des passages à zéro du signal de référence pour un gradient positif (cf. Figure 46 (a)).

Dans cette section la synchronisation des différents moyens de mesures et la méthode de traitement en moyenne de phase, des données fournies par ces derniers, sont présentées.

6.1 Application au système PDA

Pour les mesures réalisées à l'aide du système PDA, le signal TTL délivré par le générateur, utilisé pour exciter la sirène, est envoyé au processeur qui détecte à l'aide d'un seuil le début de chaque période (cf. Figure 46 (a)). L'horloge interne est alors réinitialisée et le logiciel détermine ainsi la phase d'arrivée de chaque particule (cf. Figure 46 (b)). Le post traitement a été réalisé sur 10^6 gouttes/particules d'ensemencement et les moyennes sont calculées avec un pas en phase de 4° .

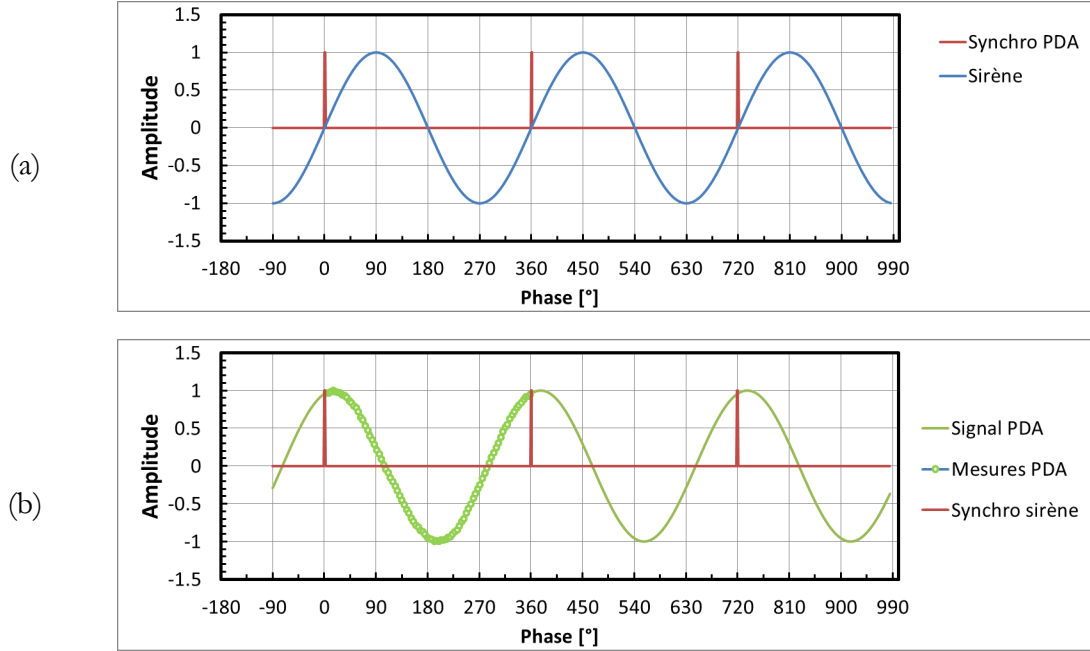


Figure 46 : Principe du traitement des données en moyenne de phase pour le PDA : (a) Détermination de l'origine temporelle des périodes. (b) Datation de l'arrivée des particules à partir de la synchronisation.

Ainsi, l'analyse en moyenne de phase des signaux de vitesse instantanée mesurés expérimentalement permet la séparation de la vitesse convective, des perturbations acoustiques et des fluctuations turbulentes, telle que :

$$u(x, t) = \bar{U}(x) + u'_{ac}(x, \phi(t)) + u''_{turb}(x, \phi(t)) \quad (18)$$

Où \bar{U} est la vitesse moyenne (temporelle), u'_{ac} la composante périodique de la vitesse de phase ϕ filtrée autour de la fréquence d'excitation, et u''_{turb} le résidu des fluctuations stochastiques de la vitesse lié à la turbulence.

L'opérateur de moyenne de phase $\langle \cdot \rangle_{\phi}$ permet alors de moyennner les signaux de vitesse pour une même phase ϕ . Il permet également de filtrer la composante turbulente :

$$\langle u \rangle_{\phi}(x, \phi(t)) = \bar{U}(x) + u'_{ac}(x, \phi(t)) \quad (19)$$

Il est ensuite possible de déterminer les valeurs efficaces ou RMS des composantes acoustiques et turbulentes du signal de vitesse :

$$u'_{ac}(x)_{RMS} = \sqrt{\frac{\sum [\langle u \rangle_{\phi}(x, \phi(t)) - \bar{U}(x)]^2}{n_{\phi}}} \quad (20)$$

$$u''_{turb}(x)_{RMS} = \sqrt{\frac{\sum [u(x, t) - u'_{ac}(x, \phi(t)) - \bar{U}(x)]^2}{n_t}} \quad (21)$$

6.2 Application au capteur microphonique

Pour les mesures des fluctuations de pression réalisées dans la maquette, le signal de référence et le signal mesuré à partir de la sonde microphonique sont enregistrés simultanément. Le déphasage est déduit à partir de la fonction de réponse en fréquence entre ces deux signaux. Puis, le déphasage induit par le système atténuateur entre la prise microphonique et le microphone est corrigé à partir de la FRF obtenue lors de l'étalonnage de la sonde (cf. Figure 47).

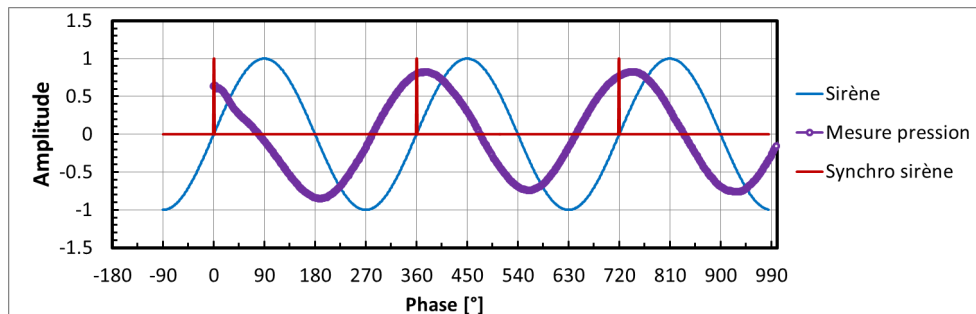


Figure 47 : Principe du traitement des données en moyenne de phase pour les mesures de fluctuations de pression : Détermination de l'amplitude et de la phase du signal des fluctuations de pression (corrigées) par rapport au signal d'excitation de la sirène.

6.3 Application aux visualisations

Pour les visualisations, le signal envoyé sur la sirène et le signal TTL de synchronisation fourni par la caméra sont enregistrés simultanément, ainsi que le top de départ de l'enregistrement (cf. Figure 48). En comparant l'occurrence de chaque créneau TTL au signal de référence, la phase de chaque image acquise est déterminée. Le traitement statistique est ensuite réalisé en ne considérant pour chaque phase ϕ que les images acquises entre $\phi \pm \Delta\phi$. Pour ces traitements, le cycle est divisé en 36 phases et la bande $\Delta\phi$ est fixée à $\pm 2^\circ$. Le post traitement a été effectué sur 38428 images et le nombre d'images moyennées par phase considérée est supérieur à 250.

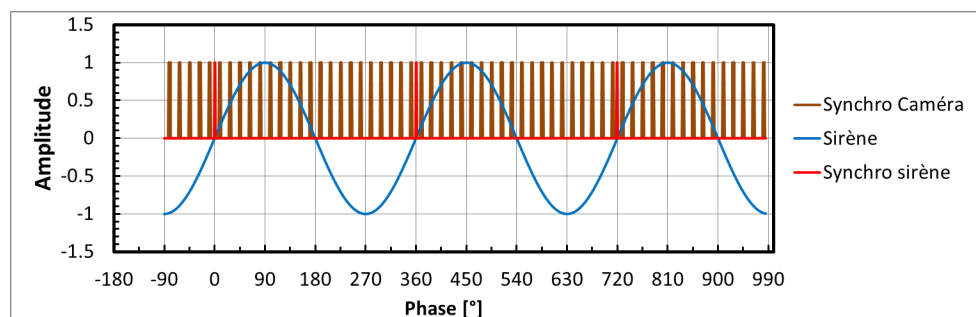


Figure 48 : Principe du traitement des données en moyenne de phase pour les visualisations : Datation des images acquises.

7 Conclusion sur ce chapitre

La caractérisation de l'écoulement aéro-acoustique est réalisée à l'aide de l'utilisation conjointe de microphones et d'un PDA. Ce dernier système est également mis en œuvre pour étudier le comportement du brouillard de gouttes. L'analyse du comportement du jet liquide est obtenue à partir de visualisations utilisant l'ombroscopie. Tous ces phénomènes sont étudiés en fonction de la perturbation acoustique à partir d'un traitement des données en moyenne de phase. La section suivante est donc consacrée à l'analyse de ces résultats.

CHAPITRE 4 :

ANALYSE DU COMPORTEMENT DE L'INJECTION LIQUIDE ET DU BROUILLARD DE GOUTTES EN PRESENCE DE PERTURBATIONS ACOUSTIQUES

Le but de ce chapitre est d'analyser le comportement du LJICF et du brouillard de gouttes engendré par son atomisation en présence de perturbations acoustiques. Tout d'abord, il est nécessaire de définir la condition d'excitation la plus adaptée pour exciter le jet liquide (Section 1). Ensuite la caractérisation aéro- acoustique du montage permettant de définir précisément les conditions aux limites imposées au jet, est présentée (Section 2). Puis pour apporter une compréhension sur les effets observés par Apeloig (Apeloig, 2013) au niveau des jets composant la zone multipoint, une analyse du comportement du LJICF excité acoustiquement est réalisée (Section 3). Enfin l'analyse du comportement du brouillard de gouttes induit par son atomisation est présentée (Section 4).

1 Définition de la condition d'excitation

L'objectif de cette section est de définir les conditions d'excitations acoustiques pour reproduire les interactions entre les perturbations acoustiques et l'injection liquide. D'après Carpentier et al (Carpentier, et al., 2009), la réponse du jet liquide est plus importante si ce dernier est placé proche d'un ventre de vitesse. Ainsi, la fréquence d'excitation a été déterminée à partir d'une détermination préalable de la distribution de pression et de vitesse acoustique du mode longitudinal principal de la maquette à l'aide d'un modèle 1D. Dans un premier temps, la modélisation acoustique du montage SIGMA est présentée. Enfin, les motivations du choix de la fréquence d'excitation sont analysées.

1.1 Modélisation acoustique

La propagation d'ondes acoustiques dans un tube et en présence d'un écoulement subsonique uniforme est, en général, un problème complexe. Toutefois, en se limitant à une propagation à basses fréquences, pour un tube aux parois rigides et suffisamment long, il est possible de décrire ces phénomènes plus simplement. L'approche retenue pour cette thèse a été démontrée théoriquement et expérimentalement par de nombreux auteurs tels que Shankar (Shankar, 1971), Savkar (Savkar, 1971), ou encore Abom et Boden. La démonstration complète du modèle employé dans cette thèse est présentée dans l'Annexe B. Elle est également explicitée, pour le cas d'un tube 2D aux parois rigides et en écoulement d'air uniforme, dans le manuscrit de thèse de Minotti (Minotti, 2004).

Dans l'approche retenue, le fluide est supposé parfait, c'est-à-dire non visqueux et isotherme. Il est monophasique et aucune réaction chimique n'a lieu. De plus comme les applications expérimentales concernent la propagation dans l'air, l'équation d'état considéré pour le fluide est celle des gaz parfaits. L'analyse se limite également à de petites perturbations supposées isentropiques autour d'un écoulement moyen uniforme à faible nombre de Mach

($M_a \ll 1$). Sous ces hypothèses, l'équation de propagation d'onde convectée (22) est alors obtenue en linéarisant les équations bilans de conservation de la masse et de quantité de mouvement :

$$\frac{D^2 p'}{Dt^2} - c_0^2 \Delta p' = 0 \quad (22)$$

Où $\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{V}_0 \cdot \nabla$ est la dérivé particulaire.

En considérant une perturbation eulérienne de pression harmonique qui se propage dans la conduite, l'équation de propagation des ondes (22), devient alors l'équation de Helmholtz pour une propagation en écoulement uniforme :

$$\Delta p' - M_0^2 \frac{\partial^2 p'}{\partial x^2} - 2ik_0 M_0 \frac{\partial p'}{\partial x} + k_0^2 p' = 0 \quad (23)$$

Où $k_0 = \omega/c_0$ est le nombre d'onde et $M_0 = V_0/c_0$ le nombre de Mach de l'écoulement de référence.

Lorsque la longueur d'onde est très supérieure à la plus grande largeur du canal, seules les dimensions les plus grandes du système sont à considérer. Les ondes acoustiques se propagent alors en ondes planes longitudinales. Pour cela, la fréquence d'excitation doit rester inférieure à la valeur du seuil de coupure du premier mode $n = 1$ (Eq.(24)) $f_{ex} < f_{c,n}$.

$$f_{c,n} = \sqrt{1 - M_0^2} \frac{n c_0}{2a} \quad (24)$$

Aussi, il est désormais supposé que les ondes acoustiques sont planes et se propagent dans la direction principale de la conduite selon l'axe x telles que $p'(x, y) = p'(x)$. L'onde de pression acoustique s'écrit dans ce cas comme la somme de deux ondes progressives. La première se propage dans le sens de l'écoulement $p'(x) = A \cdot e^{-i \cdot k_x^+ \cdot x}$ et la seconde dans le sens inverse $p'(x) = B \cdot e^{i \cdot k_x^- \cdot x}$. La pression et la vitesse acoustiques prennent dans ce cas les formes générales :

$$\begin{cases} p'(x, t) = (A \cdot e^{-i \cdot k_x^+ \cdot x} + B \cdot e^{i \cdot k_x^- \cdot x}) \cdot e^{i \cdot \omega \cdot t} \\ v'(x, t) = \frac{1}{\rho \cdot c} \cdot (A \cdot e^{-i \cdot k_x^+ \cdot x} - B \cdot e^{i \cdot k_x^- \cdot x}) \cdot e^{i \cdot \omega \cdot t} \end{cases} \quad (25)$$

où A et B sont des constantes complexes et le nombre d'onde convectif est défini comme :

$$k_x^{+/-} = \frac{1}{1 \pm M} \quad (26)$$

k_x^+ correspondant au nombre d'onde dans le sens de l'écoulement et k_x^- le nombre d'onde dans le sens inverse. Dans ces équations M est le nombre du Mach local.

L'expression Eq.(25) peut aussi être exprimée en fonction du nombre d'onde longitudinal $k_x = \omega/c_0(1 - M_0^2)$:

$$\begin{cases} p'(x, t) = e^{ik_x M_0 x} (A \cdot e^{-i \cdot k_x \cdot x} + B \cdot e^{i \cdot k_x \cdot x}) \cdot e^{i \cdot \omega \cdot t} \\ v'(x, t) = \frac{e^{ik_x M_0 x}}{\rho \cdot c_0} \cdot (A \cdot e^{-i \cdot k_x \cdot x} - B \cdot e^{i \cdot k_x \cdot x}) \cdot e^{i \cdot \omega \cdot t} \end{cases} \quad (27)$$

1.2 Caractérisation acoustique du montage SIGMA

Le modèle utilisé est basé sur une approche multi ports qui consiste à diviser le domaine de calcul en blocs. A chaque bloc correspond une matrice de transfert permettant de déterminer la relation d'amplitude et de phase entre les conditions de pression et de vitesse de part et d'autre du bloc considéré. Ces matrices de transfert sont déduites des équations linéarisées de la mécanique des fluides. Ainsi dans cette approche, les inconnues sont définies sur les faces d'entrée et de sortie des blocs qui peuvent être considérées comme les nœuds d'un maillage. A partir du système d'équations Eq.(105) et en fonction de la géométrie et des différentes conditions limites que présente le montage, il est maintenant possible de déterminer le profil de pression et de vitesse acoustique au sein de la maquette, et ainsi calculer et optimiser le taux de modulation au niveau de l'injecteur. La veine d'essai est dotée d'une géométrie particulière qu'il faut prendre en compte afin de représenter la propagation d'onde en son sein. Pour la modélisation acoustique, la maquette a été divisée en trois parties différentes (Figure 49). Les parties 1 et 3 ont une section constante et la partie 2 une section variable. Cette dernière a été approximée par une succession de marches à section constante dont la longueur est de 1 mm.

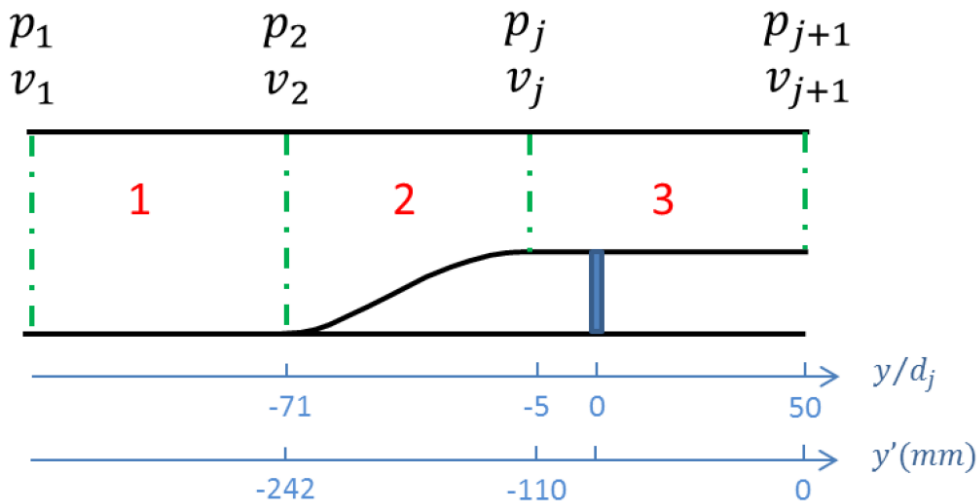


Figure 49 : Schéma du domaine modélisé.

L'origine du domaine de modélisation ($\mathbf{y}' = 0$) est définie à la sortie de la maquette.

A partir du système d'équations Eq.(105) et en abandonnant l'indice (\prime) pour simplifier les notations, les conditions de sortie (p_{j+1}, v_{j+1}) de chaque bloc élémentaire j sont reliées aux conditions d'entrée (p_j, v_j) par la relation :

$$\begin{pmatrix} p_{j+1} \\ v_{j+1} \end{pmatrix} = TM_{Total} \cdot \begin{pmatrix} p_1 \\ v_1 \end{pmatrix} \quad (28)$$

Avec :

$$TM_{Total} = \prod_{j=1}^N e^{-i \cdot k_j \cdot M_j \cdot L_j} \cdot \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \frac{S_j}{S_{j+1}} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \cos(k_j \cdot L_j) & i \cdot \rho \cdot c \cdot \sin(k_j \cdot L_j) \\ \frac{i \cdot \sin(k_j \cdot L_j)}{\rho \cdot c} & \cos(k_j \cdot L_j) \end{pmatrix} \quad (29)$$

Pour la configuration traitée, l'initialisation du calcul est effectuée à partir de la sortie de la maquette ($\mathbf{y}' = 0$). A cette position, la pression et la vitesse acoustiques s'expriment sous la forme :

$$\begin{cases} p_{j+1} = A + B \\ v_{j+1} = \frac{A - B}{\rho \cdot c} \end{cases} \quad (30)$$

Avec A et B les amplitudes complexes des pressions incidente et réfléchie. Ces termes permettent également de remonter au coefficient de réflexion de sortie R défini par :

$$R = \frac{B}{A} \quad (31)$$

L'utilisation de l'équation Eq.(28) permet ensuite de calculer les distributions de pression et de vitesse acoustiques en fonction de R et A ou B . En faisant correspondre et en minimisant l'écart entre les valeurs de pression mesurées en chaque position microphonique et celles déduites du modèle, il est ensuite possible d'identifier ces différents paramètres.

1.3 Détermination expérimentale du coefficient de réflexion en sortie de la maquette

Cette section a pour objet de présenter la méthode retenue pour la détermination du coefficient de réflexion en sortie de la maquette. Pour ce faire, la méthode à deux ports ou dite du "tri d'onde", présentée dans l'Annexe B, est utilisée. Cette détermination est réalisée à partir de deux sondes microphoniques placées au niveau de la partie 1 (section constante) de la maquette (cf. Figure 50). L'espacement entre les microphones est choisi de manière à respecter le critère de validité fourni par Boden et Abom ([Abom & Bodén, 1988](#)). Sa valeur maximale permise par la maquette dans cette partie est de 9,6 cm, ce qui permet de réaliser ce calcul pour une gamme de fréquences comprises entre 170 Hz et 1373 Hz.

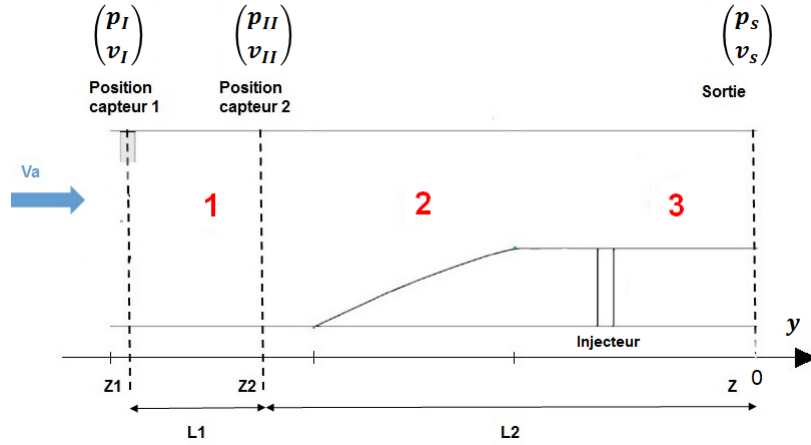


Figure 50 : Schéma explicatif de la méthode de détermination du coefficient de réflexion R en sortie de la maquette.

En fonction des hypothèses et équations présentées précédemment, il est possible d'écrire la relation entre les pressions et les vitesses acoustiques des positions microphoniques I et II :

$$\begin{aligned} p_{II} &= e^{ikML} [\cos kL p_I - i \sin kL \rho c u_I] \\ \rho c \cdot u_{II} &= e^{ikML} [-i \sin kL p_I + \cos kL \rho c u_I] \end{aligned} \quad (32)$$

et

$$\rho c \cdot u_I = -\frac{1}{i \sin kL} [p_{II} e^{-ikML} - \cos kL p_I] \quad (33)$$

L'impédance en I est définie par :

$$Z_I = \frac{p_I}{\rho c u_I} = \frac{-i \sin kL p_I}{[p_{II} e^{-ikML} - \cos kL p_I]} = \frac{-i \sin kL}{\left[\frac{p_{II}}{p_I} e^{-ikML} - \cos kL \right]} \quad (34)$$

avec

$$\frac{p_{II}}{p_I} = H_{II,I} \quad (35)$$

Où $H_{II,I}$ est la réponse en fréquence entre le microphone I et II. Il en est déduit, une nouvelle expression de Z_I en fonction de $H_{II,I}$, telle que :

$$Z_I = \frac{-i \sin kL}{[H_{II,I} e^{-ikML} - \cos kL]} \quad (36)$$

En utilisant le système (32), on en déduit également Z_{II} :

$$Z_{II} = \frac{p_{II}}{\rho c u_{II}} = \frac{\cos kL p_I - i \sin kL \rho c u_I}{-i \sin kL p_I + \cos kL \rho c u_I} = \frac{\cos kL Z_I - i \sin kL}{-i \sin kL Z_I + \cos kL} \quad (37)$$

Ainsi, il est possible de déterminer la fluctuation de vitesse aux positions I ou II par :

$$u_I = \frac{p_I}{\rho c Z_I} = \frac{p_I}{\rho c} i \frac{[H_{II,I} e^{-ikML} - \cos kL]}{\sin kL} \quad (38)$$

$$u_{II} = \frac{p_{II}}{\rho c Z_{II}} = \frac{p_{II}}{\rho c} \frac{-i \sin kL Z_I + \cos kL}{\cos kL Z_I - i \sin kL}$$

A partir du système d'équation (28) et connaissant la matrice de transfert TM_{Total} , il est possible de déterminer le couple de pression et de vitesse acoustiques en sortie de la maquette (p_s, u_s) , tel que :

$$\begin{pmatrix} p_s \\ u_s \end{pmatrix} = TM_{Total} \cdot \begin{pmatrix} p_I \\ u_I \end{pmatrix} \quad (39)$$

Il est ensuite possible d'en déduire l'impédance Z_s en sortie de la maquette :

$$Z_s = \frac{p_s}{\rho c u_s} \quad (40)$$

Le coefficient de réflexion acoustique en sortie de la maquette R_s est défini, tel que :

$$R_s = \frac{p_s^-}{p_s^+} \quad (41)$$

Avec p_s^+ et p_s^- respectivement, les contributions de pression acoustique sortante et entrante au niveau de la section de sortie de la maquette.

$$\text{Par définition :} \quad \begin{cases} p_s = p_s^+ + p_s^- \\ \rho c u_s = p_s^+ - p_s^- \end{cases} \quad (42)$$

$$\text{Soit,} \quad Z_s = \frac{p_s}{\rho c u_s} = \frac{p_s^+ + p_s^-}{p_s^+ - p_s^-} \quad (43)$$

$$\text{Ainsi :} \quad R_s = \frac{Z_s - 1}{Z_s + 1} \quad (44)$$

A partir de la détermination des conditions limites acoustiques en sortie de la maquette et du modèle acoustique présentés dans la section précédente, il est maintenant possible de définir les conditions optimales d'excitation afin de reproduire les phénomènes observés sur l'injection liquide.

1.4 Choix des conditions d'excitation

La fréquence d'excitation a été définie à partir de la détermination des modes propres de l'installation et d'une analyse 1D de la distribution de pression acoustique et vitesse du mode longitudinal principal de la maquette. Le choix de la fréquence d'excitation est basé sur deux critères :

Le premier critère concerne la réponse du jet à une excitation acoustique. D'après Sharma et Lee (Sharma & Lee, 2018), il est nécessaire que la période d'excitation soit grande vis-à-vis de l'échelle de temps de rupture de la colonne liquide (Wu, et al., 1997). A partir des conditions de fonctionnement listées dans le Tableau 2, la fréquence limite f_b (maximale) pour laquelle la colonne liquide répondra à l'excitation acoustique calculée à partir de l'échelle de temps de rupture de la colonne liquide t_b , est égale à 284 Hz.

Le second critère concerne la distribution des amplitudes de vitesse acoustique. D'après Carpentier et al (Carpentier, et al., 2009), les fluctuations du jet liquide sont plus importantes si le jet est placé proche d'un ventre de vitesse. Pour cela une identification de la distribution spatiale des modes résonnants du banc est nécessaire.

Dans un premier temps, une excitation en bruit blanc, pour une gamme de vitesse d'air de 50 m.s^{-1} à 80 m.s^{-1} , est réalisée afin d'identifier les fréquences de résonance du montage. Ces dernières correspondent aux fréquences pour lesquelles l'intensité sonore est maximale. Les fréquences retenues sont : 106 Hz, 177 Hz et 246 Hz. Puis après détermination des coefficients de réflexion associés à chacune d'entre elles, les profils longitudinaux de distribution de vitesse et de pression acoustique dans la veine d'essai sont obtenus à partir du modèle 1D présenté précédemment (Figure 51).

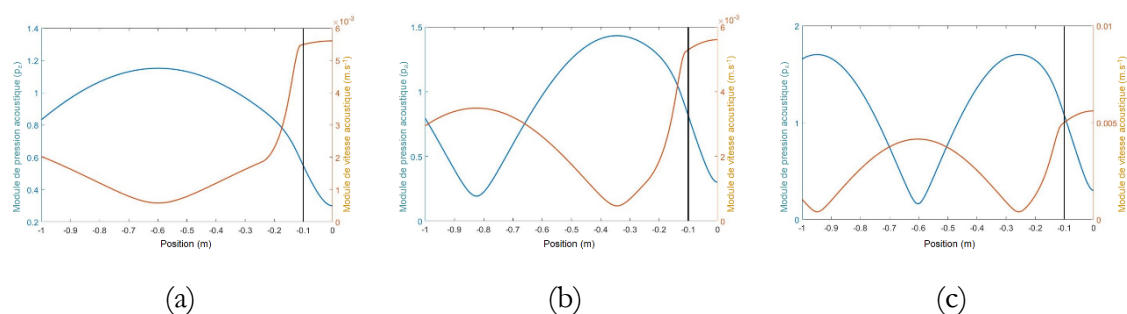


Figure 51 : Distribution de la pression et de la vitesse acoustique dans la maquette et une partie du tube amont pour les trois valeurs de fréquence de résonance, (trait noir) : position de l'injecteur ; (a) $f = 106 \text{ Hz}$; (b) $f = 177 \text{ Hz}$; (c) $f = 246 \text{ Hz}$.

Sur ces graphes le trait en noir marque la position de l'injecteur. Pour les fréquences testées, la position de l'injecteur se trouve proche d'un ventre de vitesse acoustique. Néanmoins pour le cas d'une excitation à $f = 246 \text{ Hz}$, cette fréquence d'excitation étant trop

proche de $f_b = 284 \text{ Hz}$, la colonne liquide risque de ne pas répondre. Pour $f = 106 \text{ Hz}$, la détermination du coefficient de réflexion (R) est imprécise car l'espacement maximal entre deux prises microphoniques, de la partie 1 de la maquette (section constante), n'est pas suffisante pour permettre de respecter la gamme de fréquence de validité de la méthode (170-1373 Hz). En conséquence, la valeur de la fréquence d'excitation retenue pour le reste de cette étude est fixée à 177 Hz.

2 Caractérisation aéro-acoustique du montage expérimental

Cette section a pour objectif de préciser les conditions d'écoulement aéro-acoustique auxquelles est soumis le jet liquide. Celle-ci concerne, les distributions de vitesse de l'écoulement d'air mais également le champ acoustique. Ces deux grandeurs sont déterminées à partir de mesures par Anémométrie Doppler Laser (LDA). Le signal de vitesse d'air obtenu au niveau du point d'injection est utilisé, par la suite, comme signal de référence pour analyser les résultats en moyenne de phase. Dans la [Section 2.2](#), la comparaison entre les mesures de vitesse acoustique obtenues par LDA et par l'utilisation du modèle 1D, présenté dans la [Section 1.1](#) de ce chapitre, est réalisée. Cette comparaison a pour objectif de vérifier les hypothèses considérées sur la propagation des ondes acoustiques dans le montage.

2.1 Champ de vitesse mesuré par LDA

Les mesures LDA ont été réalisées à pression atmosphérique pour un débit massique d'air de $74,87 \text{ g}\cdot\text{s}^{-1}$ et une température dans la veine de 295 K. L'écoulement aérodynamique a été modulé par l'intermédiaire de la sirène à la fréquence de 177 Hz et pour l'amplitude maximale que peut délivrer cette dernière.

Les profils selon \vec{z} obtenus à différentes positions longitudinales (\vec{y}) sont présentés sur les graphes ci-dessous. Sur ces derniers, les grandeurs moyennes sont tracées sous forme adimensionnelle. La coordonnée z est normée par la hauteur locale du canal. Son origine ($z = 0$) est définie sur la paroi inférieure. Les vitesses sont normées par la vitesse débitante locale U_0 calculée pour chaque plan de mesure à partir des valeurs de débit massique, de pression et de température de l'air.

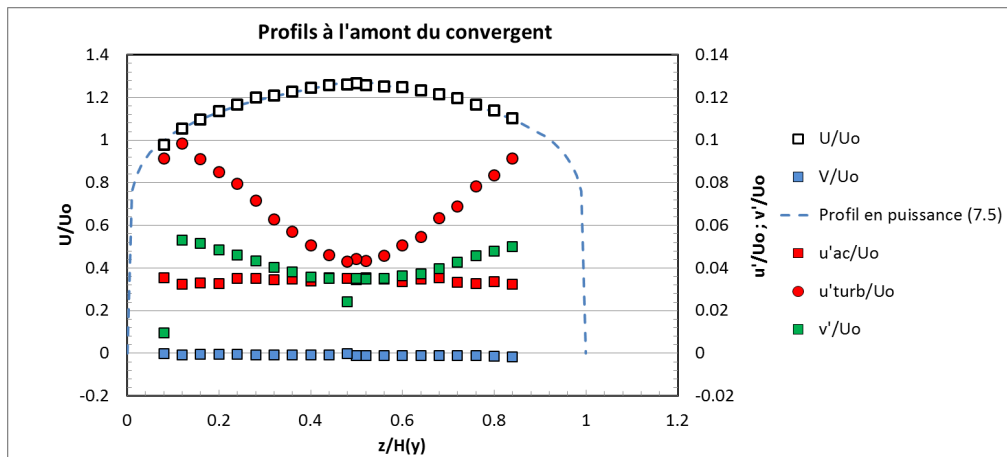
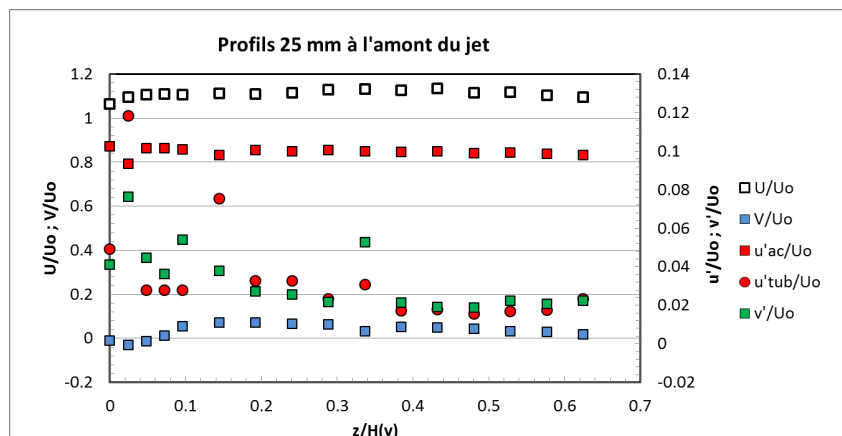


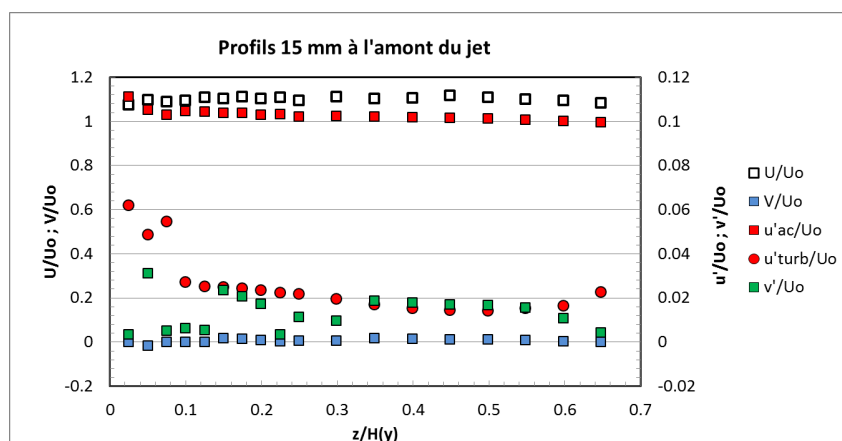
Figure 52 : Profils de vitesses obtenus par mesures LDA à l'amont du convergent à $y/d_j = -99$, $x/d_j = 0$.

La Figure 52 montrent qu'en amont du convergent ($y/d_j = -99$), les profils de la composante longitudinale de la vitesse (U/U_0) présentent une symétrie par rapport à l'axe centrale de la section. Ils correspondent à ceux obtenus en écoulement établi. La composante verticale de la vitesse est proche de zéro. Le profil de vitesse longitudinale décrit une loi en puissance avec $n = 7.5$. Le niveau de turbulence longitudinale en amont du convergent est compris entre 5 % de la vitesse débitante sur l'axe et 10 % près des parois. La distribution transverse de fluctuation de vitesse d'origine acoustique est relativement uniforme sur la

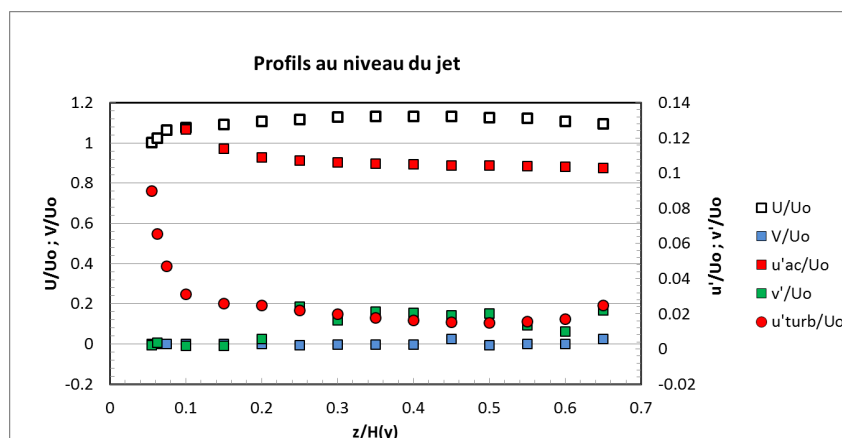
traversée scrutée vérifiant ainsi le mode de propagation en onde plane. Le taux de fluctuation de cette composante est de l'ordre de 3%.



(a)



(b)



(c)

Figure 53 : Profils de vitesse obtenus par mesures LDA : (a) profils à l'amont du jet $y/d_j = -12.5$, $x/d_j = 0$; (b) profils à l'amont du jet $y/d_j = -7.5$, $x/d_j = 0$; (c) profils au niveau du jet $y/d_j = 0$, $x/d_j = 0$.

La Figure 53 présente les profils de vitesse mesurés dans le convergent et au niveau de l'injection liquide. Dans le convergent, les différents profils s'uniformisent. Le niveau de turbulence diminue pour atteindre 2% de la vitesse débitante à proximité du point d'injection du liquide. Ainsi, le convergent réduit de façon importante l'intensité de la turbulence dans l'écoulement aérodynamique et a pour effet d'uniformiser le profil de vitesse moyenne. A l'inverse, la composante acoustique augmente pour atteindre 10.5% à la position du point d'injection du jet liquide.

L'évolution suivant \vec{y} des trois composantes du signal de vitesse au passage du convergent est présentée sur la Figure 54. Les mesures ont été réalisées dans le plan vertical médian ($x/d_j = 0$) à 10 mm de la paroi aval inférieure ($z/d_j = 5$). Elle met en évidence l'influence du convergent sur l'écoulement principal. L'écoulement moyen est accéléré de 29 m.s^{-1} à 70 m.s^{-1} . Comme observé sur la figure précédente, la composante turbulente de la fluctuation de vitesse diminue de 2 m.s^{-1} à 1 m.s^{-1} . De même, la composante acoustique augmente de six fois sa valeur, après son passage le long du convergent, pour atteindre une valeur supérieure à 6 m.s^{-1} au niveau de l'injecteur. Comme indiqué précédemment, cette valeur correspond à un taux de modulation de l'écoulement gazeux à cette position :

$$\vartheta = \frac{u'_{ac}}{U_0} = 10,5 \% \quad (45)$$

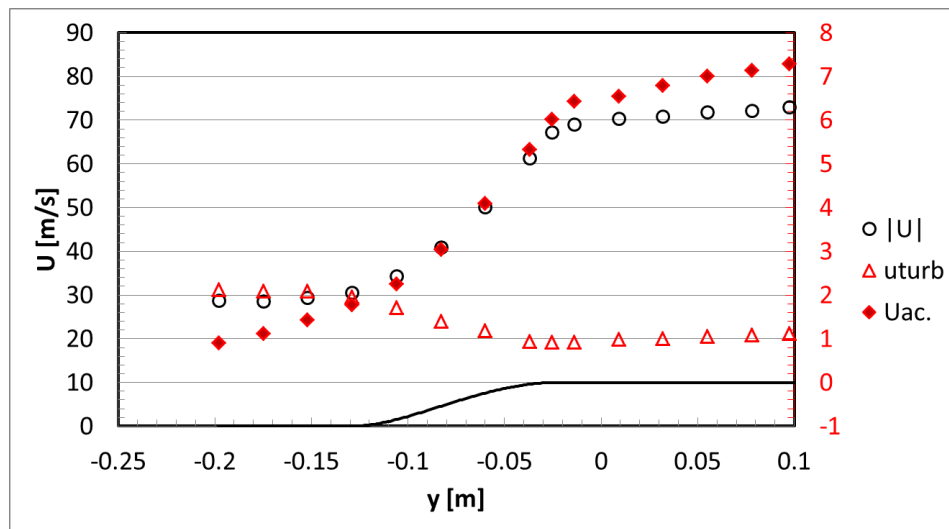


Figure 54 : Profils de la vitesse longitudinale pour différentes positions longitudinales (y) et pour une hauteur normalisée de ($z/d_j = 5$, $x/d_j = 0$).

Le comportement cyclique de l'écoulement est mis en évidence en traçant en un point donné l'évolution de la vitesse en fonction de la phase. Sur la Figure 55 sont comparés plusieurs signaux mesurés à différentes positions suivant \vec{y} à une hauteur $z/d_j = 5$ et une largeur $x/d_j = 0$ fixées. Cette comparaison montre l'existence d'un déphasage entre les différents signaux dû à la présence du convergent. L'évolution de ce déphasage en fonction de la position longitudinale dans la maquette (cf. Figure 56) confirme ce constat. Il évolue à l'amont du convergent et est pratiquement constant entre le point d'injection du jet et la sortie de la maquette.

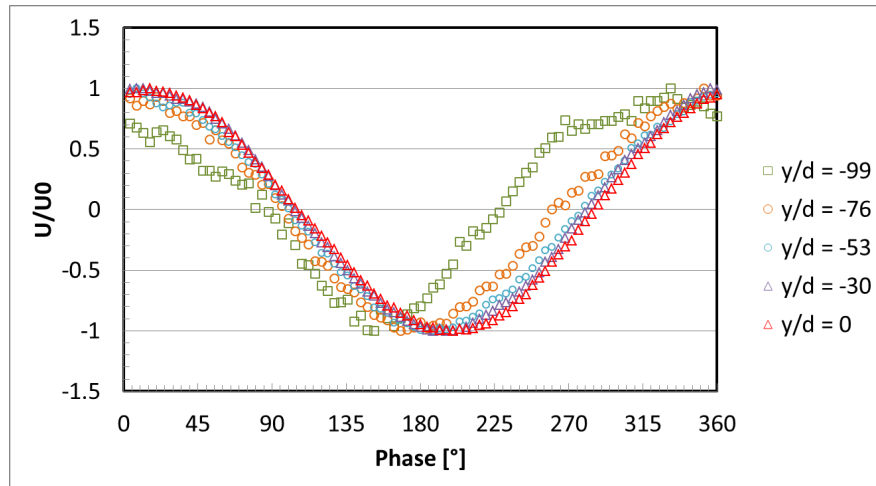


Figure 55 : Signaux de vitesse en fonction la phase imposée par la sirène ($z/d_j = 5$, $x/d_j = 0$).

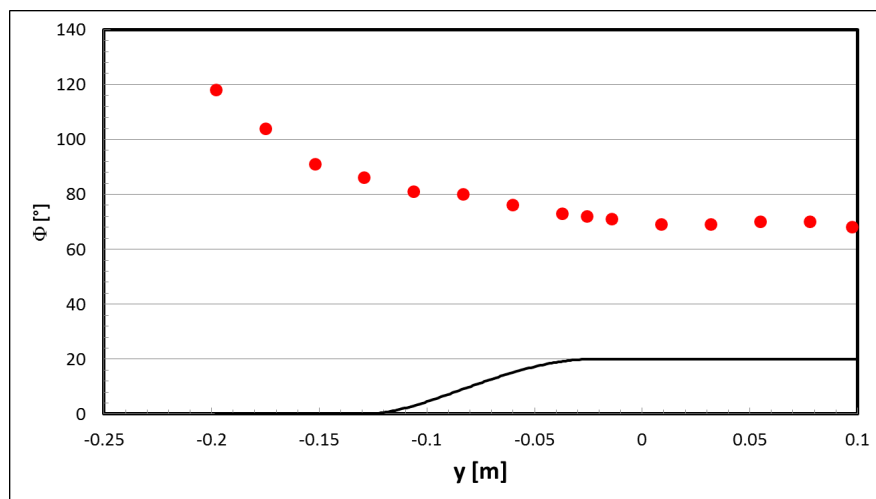


Figure 56 : Évolution du déphasage entre le signal de vitesse et le signal de référence imposé par la sirène, en fonction de la position longitudinale de la maquette.

2.2 Comparaison avec le modèle acoustique

Dans cette section, les mesures de vitesses acoustiques réalisées par LDA sont comparées avec les résultats obtenus par l'utilisation du modèle acoustique couplé aux mesures de pressions acoustiques dans la maquette. La Figure 57 compare la distribution de la vitesse acoustique déterminée à partir du modèle acoustique couplé aux mesures de pressions acoustiques (ligne en pointillée rouge) avec les mesures LDA réalisées le long de la direction longitudinale de la maquette. En amont du point d'injection les résultats obtenus par les deux approches montrent une très bonne correspondance. Toutefois, un peu avant la fin du convergent et en aval du point d'injection ces résultats divergent. L'écart entre ces valeurs diminue, néanmoins, proche de la sortie de la maquette. Cette différence est possiblement due à l'hypothèse faite pour la conservation de la pression et du débit acoustique au niveau des changements de section dans le convergent. En effet, sous hypothèse de faible nombre de Mach ($M_a \ll 1$), les pressions et les débits acoustiques de part et d'autre du changement de section sont supposés égaux et ne tiennent pas compte du terme de quantité de mouvement associé à la présence de l'écoulement. Comme démontré dans les travaux de Boden et Abom (Abom & Bodén, 1988), ces hypothèses se justifient pleinement dans la partie amont de la

maquette pour un nombre de Mach très faible ($M_a = 0.075$). Toutefois, en sortie du convergent et dans la dernière partie de la maquette l'erreur commise par le modèle est plus importante à cause de l'augmentation de la valeur du nombre de Mach ($M_a = 0.18$). Des approches plus précises existent pour traiter ce type de géométrie et éviter les écarts observés. Néanmoins, l'objectif du modèle acoustique utilisé étant d'identifier simplement la position des nœuds et des ventres de pression ou de vitesse et de valider les mesures LDA obtenues pour définir le champ acoustique imposé au jet liquide, cette analyse n'a pas été affinée.

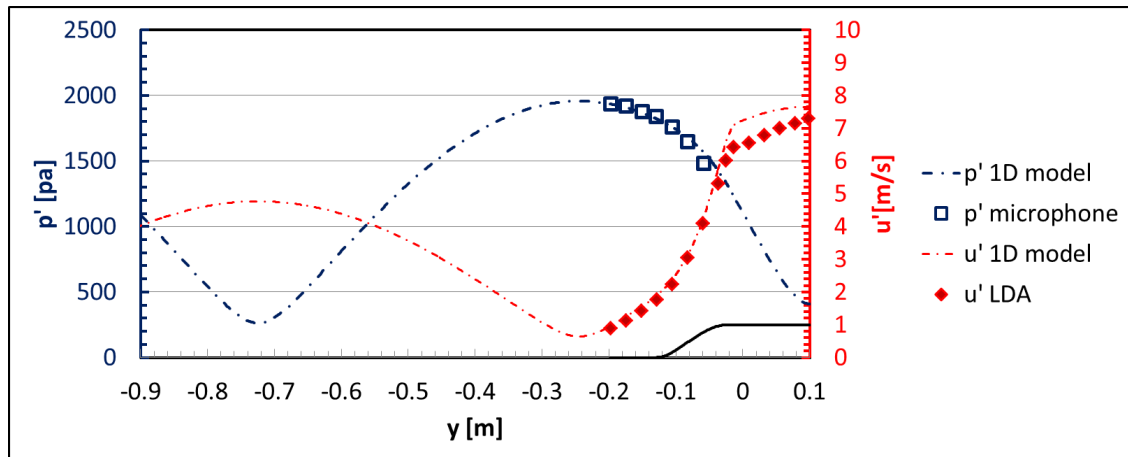


Figure 57 : Distribution longitudinale de la pression (en bleu) et de la vitesse (en rouge) acoustique dans la maquette. Les carrés (bleu) sont les mesures de pressions réalisées dans la maquette ; les losanges (rouge) les mesures de la vitesse acoustique longitudinale obtenues par mesures LDA.

2.3 Conclusion sur la caractérisation aéro-acoustique du montage SIGMA

L'objectif de ce travail a été de définir précisément le champ aérodynamique et acoustique imposé au jet liquide. Les mesures réalisées ont permis de caractériser les conditions d'écoulement à l'amont et au passage du convergent. Ces travaux concernent les distributions de vitesses moyennes, de fluctuations de vitesses acoustiques et de fluctuations de vitesses turbulentes. Les profils de vitesses moyennes et turbulentes à l'amont du convergent correspondent à un écoulement établi en canal. Les distributions longitudinales (\vec{y}) des fluctuations de vitesse acoustique mesurées en différentes sections à l'aval du point d'injection du jet liquide sont, quant à elles, uniformes, validant l'hypothèse de propagation en ondes planes considérée pour le modèle permettant de prédire le champ de pression et de vitesses acoustiques à partir des équations linéarisées d'Helmholtz. Les distributions longitudinales de vitesse acoustique ont permis de déterminer et de garantir un taux de modulation en vitesse, au niveau du point d'injection, suffisamment élevé pour permettre de reproduire le comportement des jets liquides observés en présence de perturbations acoustiques. Enfin, l'ensemble de ces résultats ont également été utilisés pour la mise en place des simulations numériques menées en parallèle par Thuillet (Thuillet, 2018).

Le champ aérodynamique et acoustique ayant été caractérisé, la section suivante est donc consacrée à l'analyse de leurs influences sur le comportement du jet liquide.

3 Analyse de l'influence de perturbations acoustiques sur le comportement du LJICF

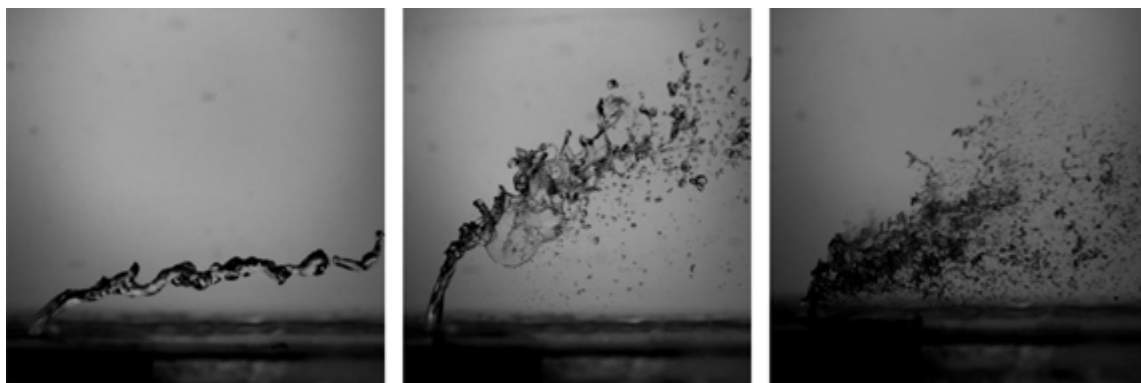
Tout d'abord pour permettre une comparaison avec le cas excité, l'analyse du comportement du LJICF sans perturbations acoustiques est présentée. Puis l'étude et l'analyse du LJICF en présence de perturbations acoustiques sont réalisées.

3.1 Caractéristiques du comportement du LJICF

Les études présentées dans l'état de l'art montrent que plusieurs phénomènes interviennent pour la configuration du LJICF. Tout d'abord, la colonne du jet liquide interagit avec l'écoulement d'air, subit une déviation, puis s'atomise et le brouillard ainsi formé est transporté vers l'aval de l'écoulement. Ces études ont ainsi montré que les caractéristiques du brouillard de gouttes dépendaient de paramètres tels que : Le régime d'atomisation, dépendant du nombre de Weber ; La pénétration du jet dans l'écoulement transverse, caractérisé par le rapport de flux de quantité de mouvement ; Enfin, la localisation du point de rupture de la colonne liquide. Ainsi, dans cette section ces différents phénomènes sont présentés et analysés pour la configuration SIGMA définie dans la partie 1.

3.1.1 Régimes d'atomisation

Les premiers tests ont permis d'observer différents régimes d'atomisation (Figure 58). Le régime de désintégration de type « sac » a été observé pour des valeurs du nombre de Weber inférieures à 20. Concernant le régime d'intérêt dans le cas du montage SIGMA, les résultats sont compatibles avec ceux énoncés dans la littérature. En effet, le « régime cisailé » apparaît pour un $We_a > 120$ (cf. Figure 58).



(a) $We_a < 20$

(b) $We_a \sim 20$

(c) $We_a > 120$

Figure 58 : Mise en évidence des différents régimes d'atomisation en fonction du nombre de Weber.

3.1.2 Caractérisation du comportement du jet

Dans cette section sont présentés les résultats obtenus pour les mesures effectuées en l'absence de la modulation acoustique de l'écoulement gazeux. Tout d'abord, l'influence des paramètres caractéristiques J et We_a sur la trajectoire du jet est analysée. Ensuite, les coordonnées du point de rupture sont déterminées. Enfin, les résultats obtenus sont comparés avec ceux issus de la littérature.

Influence des paramètres J et We_a sur la trajectoire du jet

Pour étudier l'effet du paramètre J sur la trajectoire du jet liquide, les tests ont été réalisés pour trois valeurs différentes de la vitesse d'injection du liquide. La valeur de la vitesse d'air débitante a été gardée constante mais suffisamment élevée pour assurer un régime d'atomisation cisailé ($We_a = 128$). La Figure 59 présente des images instantanées du jet obtenues par ombroscopie pour $J = 8.1$, $J = 12.2$ et $J = 18.3$. Ces résultats montrent que la pénétration du jet liquide augmente avec le paramètre J . Pour les trois configurations, le jet impacte la paroi supérieure. Toutefois, les vidéos montrent que pour les deux valeurs de J les plus faibles, le dépôt de liquide a lieu après rupture du jet, ce qui n'est pas le cas pour la valeur la plus élevée pour laquelle la colonne liquide impacte directement la paroi supérieure. En parallèle, la distance d'impact du jet sur la paroi supérieure diminue lorsque le rapport de flux de quantité de mouvement J augmente. Ce rapport influence également le comportement du film liquide formé sur la paroi supérieure. Pour des grandes valeurs de J , le débit massique de liquide déposé sur la paroi supérieure augmente ce qui implique une diminution de la fraction volumique du liquide dans l'écoulement.

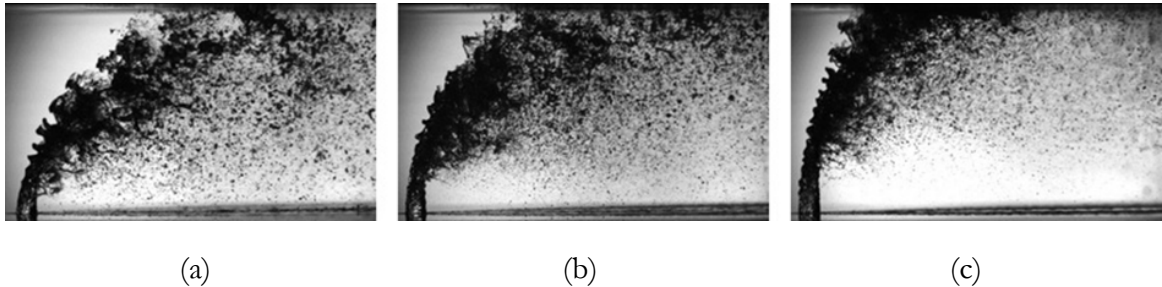


Figure 59 : Effet du paramètre J sur la trajectoire du jet : (a) $J = 8.1$, (b) $J = 12.2$, (c) $J = 18.3$ ($We_a = 128$).

La Figure 60 compare les trajectoires de l'enveloppe externe du jet déterminées pour les trois valeurs de J définies précédemment. Ces trajectoires sont comparées avec celles calculées à partir de la corrélation de Wu et al (Wu, et al., 1997) :

$$\frac{z}{d_j} = 1.37 \cdot J^{0.5} \cdot \left(\frac{y}{d_j}\right)^{0.5} \quad (46)$$

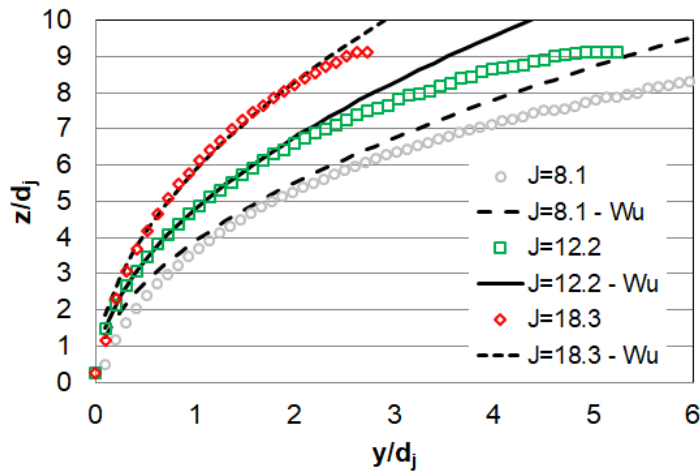


Figure 60 : Trajectoire du jet en fonction du paramètre J .

Une bonne concordance entre les trajectoires mesurées et celles déduites de la corrélation de Wu et al (Wu, et al., 1997) est obtenue proche du point d'injection. Plus en aval, un écart est observé. Ces derniers peuvent être dus à une différence de traitement des images et à un effet de confinement. Thuillet (Thuillet, 2018) a étudié numériquement l'effet du confinement sur la trajectoire en augmentant la surface du canal (Figure 61).

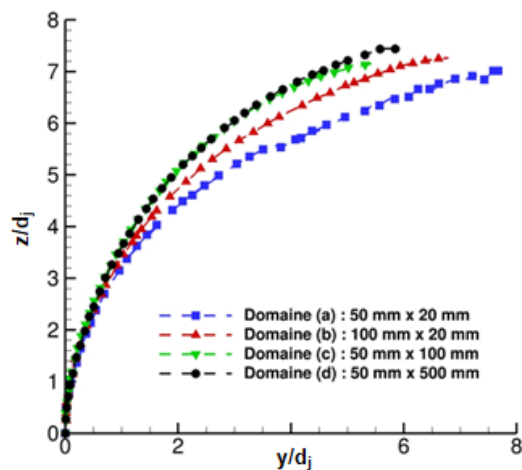


Figure 61 : Influence du confinement sur la trajectoire du jet liquide, d'après Thuillet (Thuillet, 2018).

La Figure 61 représente les trajectoires obtenues pour chaque domaine testé. Ces résultats montrent que, plus le domaine est confiné, plus la trajectoire du jet est basse. En effet, la réduction de la section de passage de l'écoulement d'air, pour un même débit de liquide et d'air, induit une augmentation de la vitesse d'air dans cette zone. La force de traînée y est donc plus importante, ce qui implique que la trajectoire du jet est plus inclinée. Il a ainsi montré que, pour un jet de 2 mm de diamètre, cet effet était effectif pour des surfaces de canal inférieures à 5000 mm² (cf. Figure 61). Les essais réalisés par Wu et al (Wu, et al., 1997) concernent des jets compris entre 0.5 mm et 2 mm débouchant dans un conduit de 75 mm (H) par 125 mm

(L). L'effet de confinement y est donc négligeable ce qui n'est pas le cas de la configuration SIGMA.

Coordonnées du point de rupture de la colonne liquide

Les coordonnées du point de rupture, déterminées dans cette étude, sont comparées aux résultats issus des travaux réalisés par Wu et al (Wu, et al., 1997) sur la Figure 62. Pour le cas $J = 18.3$, il n'est pas possible de déterminer le point de rupture étant donné que, dans ce cas, la colonne liquide impacte la paroi supérieure avant de se rompre. Pour les cas $J = 8.1$ et $J = 12.2$, les valeurs, de la distance longitudinale de rupture (y/d_j), obtenues lors des essais sont respectivement $y/d_j = 7.9$ et $y/d_j = 7.6$. Ces résultats sont cohérents avec ceux obtenus par Wu et al ($y/d_j = 8 \pm 1.46$) (cf. Figure 62). Par ailleurs, les longueurs de rupture mesurées varient très peu en fonction de J . Cette tendance a également été observée dans la littérature (Wu, et al., 1997) ; (Broumand & Birouk, 2016)). En effet, lorsque la vitesse de l'injection liquide augmente (pour une vitesse d'air conservée), la pénétration du jet s'accroît également mais le temps caractéristique de rupture de la colonne diminue.

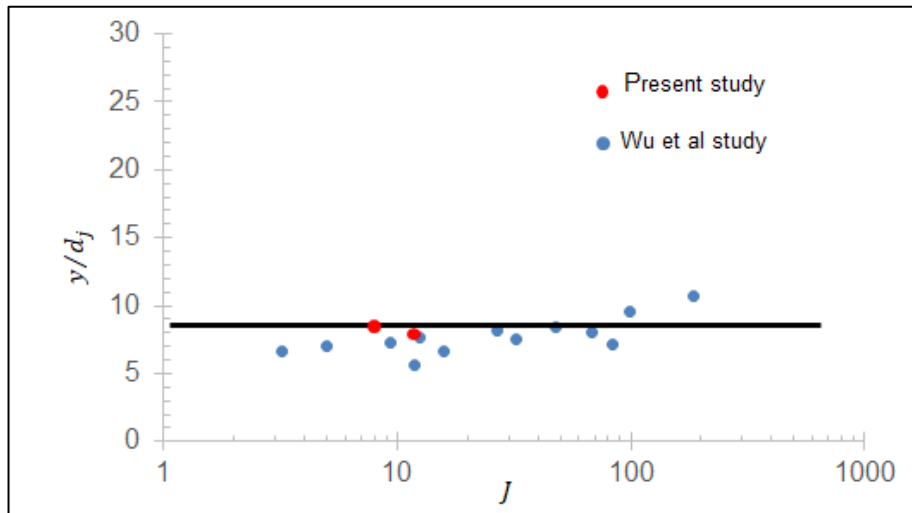


Figure 62 : Distance longitudinale du point de rupture de la colonne liquide en fonction de J , pour de l'eau injectée par un injecteur de 2mm de diamètre, adapté des travaux de Wu et al (Wu, et al., 1997) : (Bleu) Wu et al ; (Rouge) l'étude présentée.

3.2 Caractérisation du jet liquide en écoulement transverse excité acoustiquement

Cette partie présente une analyse du couplage entre le jet liquide et l'écoulement d'air transverse modulé acoustiquement. Dans le but de faciliter cette analyse, la phase de tous les résultats présentés dans la suite de cette partie est maintenant référencée par rapport au signal de vitesse de l'écoulement d'air mesuré au niveau de l'injection ($y/d_j = 0$), tel que caractérisé dans la section 1. Tout d'abord, une présentation qualitative de la réponse du jet à l'écoulement d'air modulé est réalisée, suivie par une caractérisation plus détaillée.

3.2.1 Analyse qualitative de la réponse du jet à la modulation de l'écoulement d'air transverse

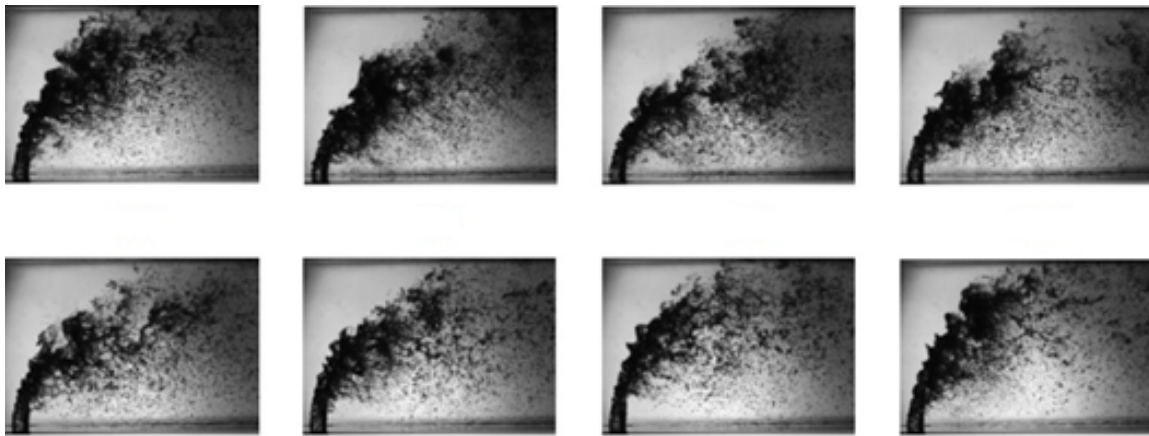


Figure 63 : Visualisations instantanées de la réponse du jet en écoulement transverse d'air modulé ($We_a = 208$, $J = 8.1$, $f = 177$ Hz).

Sur la Figure 63 quelques images instantanées sont présentées. Ces visualisations, réalisées par ombroscopie, montrent que l'excitation acoustique provoque un phénomène de battement du jet liquide, ce qui induit un lâcher périodique de paquets de gouttes dans l'écoulement d'air et un impact cyclique sur la paroi supérieure. L'analyse de la fluctuation d'intensité lumineuse mesurée par plusieurs « capteurs virtuels » placés dans l'écoulement (Figure 64) met en évidence le caractère cyclique du phénomène observé. En effet, une analyse de densité spectrale de puissance (cf. Figure 65), réalisée sur les signaux obtenus pour chaque capteur virtuel, a montré que le jet liquide réagit principalement à la fréquence fondamentale de la modulation de l'écoulement d'air. En particulier, le battement de la colonne liquide ainsi que la fluctuation des paquets de gouttes ou ligaments, proches de l'injection, s'effectuent à la fréquence de l'excitation acoustique imposée.

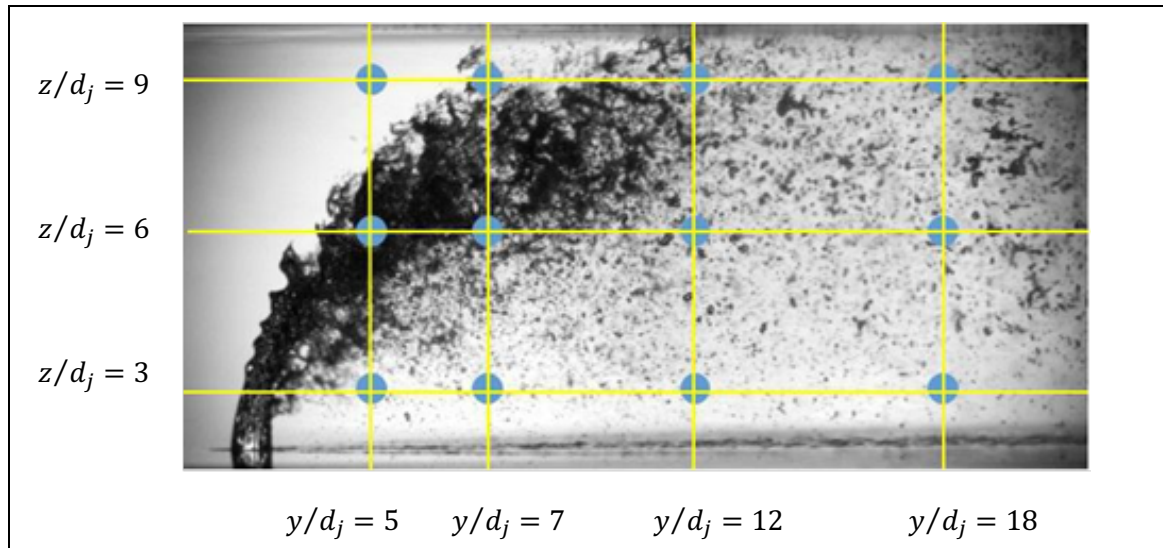


Figure 64 : Grille d'analyse pour les images obtenues par ombroscopie, les points bleus représentent la position des capteurs virtuels.

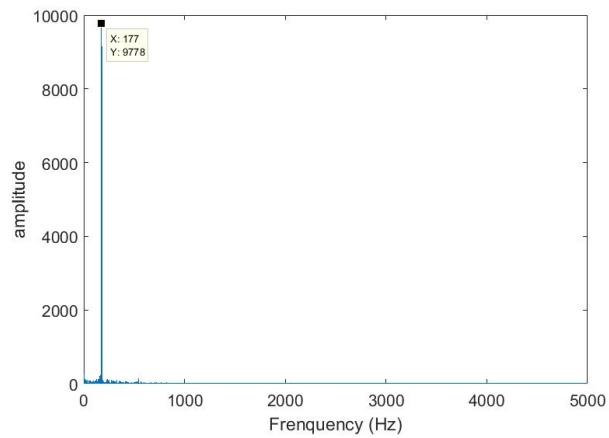


Figure 65 : Densité spectrale de puissance, en unité arbitraire, du signal d'intensité lumineuse, pour le capteur virtuel placé en $y/d_j = 5$ et $z/d_j = 6$.

3.2.2 Analyse de la réponse du jet liquide par traitement en moyenne de phase

Comme présenté dans la section 3.3, une méthode de conditionnement des images, acquises lors des essais, a permis de réaliser un traitement en moyenne de phase. Les images moyennées obtenues pour différentes phases du cycle d'excitation sont présentées sur la Figure 66. L'analyse de ces images moyennes met en évidence le battement de la colonne liquide.

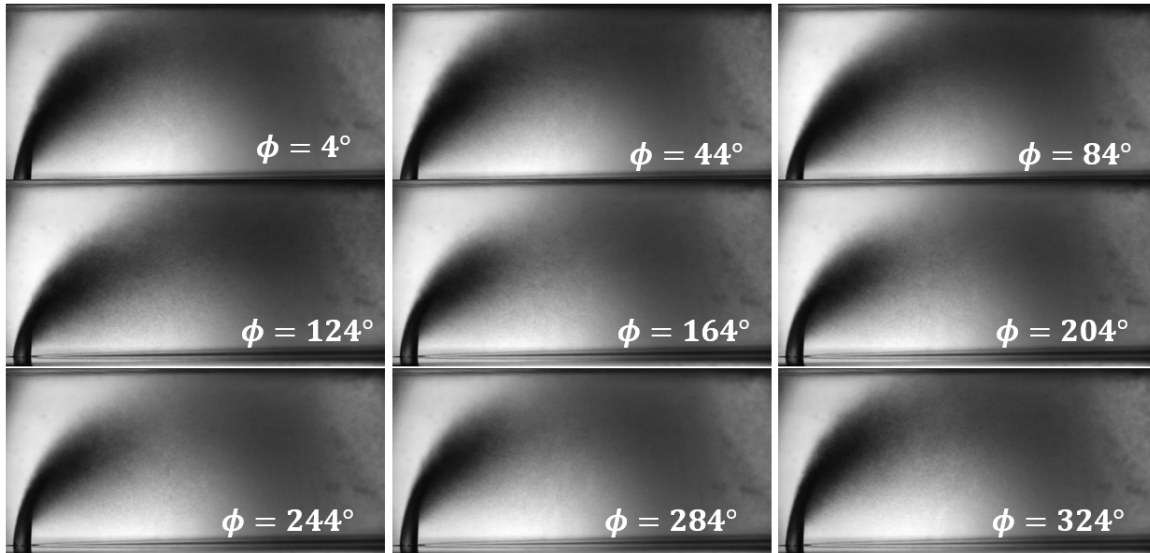


Figure 66 : Mise en évidence du comportement instationnaire du jet liquide à partir d'images en moyenne de phase ($J = 8.1$; $We_a = 208$).

La Figure 67 présente l'évolution de l'enveloppe extérieure du jet en fonction de la phase de l'excitation acoustique. Cette figure montre que l'amplitude de battement du jet est significative. La pénétration du jet atteint son maximum pour des valeurs de phase proches de 0° , puis diminue jusqu'à $\phi = 164^\circ$ et augmente ensuite.

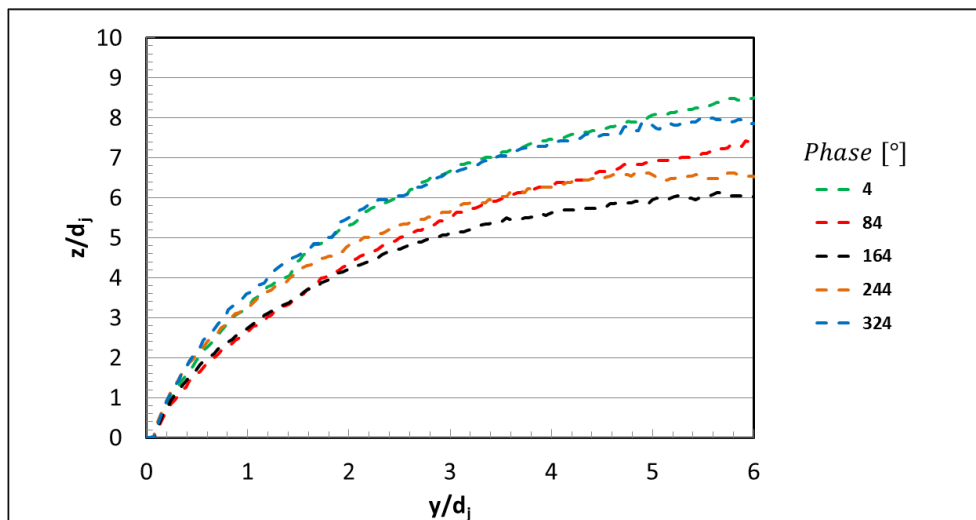


Figure 67 : Évolution de l'enveloppe extérieure du jet en fonction de la phase de la perturbation acoustique.

La relation de phase entre le signal de vitesse d'air au niveau du jet et le battement est montrée sur la Figure 68. Ces résultats permettent d'observer que la colonne liquide réagit avec un retard de l'ordre de 90° vis-à-vis de l'oscillation en vitesse de l'air. En effet, une réponse quasi statique du jet provoquerait un déphasage de 180° entre la fluctuation de vitesse et le mouvement du jet, les pénétrations maximales et minimales correspondant respectivement au minimum et maximum de vitesse. Cette mesure montre que ce déphasage n'est ici que de 90° soit un écart de 90° vis-à-vis d'un comportement quasi statique. Ce phénomène est dû à l'inertie du jet liquide induit par sa masse.

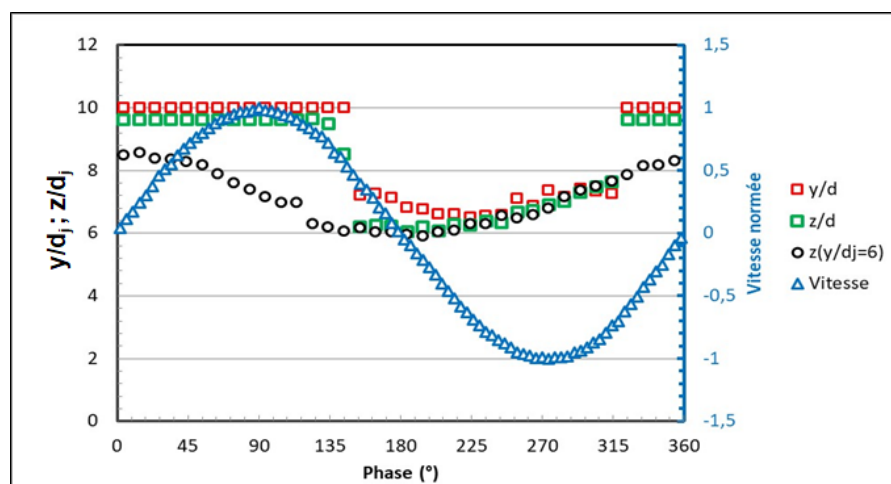


Figure 68 : Relation de phase entre le signal de vitesse imposé au niveau de l'injection liquide et le comportement du jet.

(\square ; \square : Position du point de rupture ; \circ Position verticale de la frontière du jet)

La Figure 68 présente également l'évolution des coordonnées y et z du point de rupture. Ce résultat permet d'observer qu'entre -36° et 135° le jet impacte la paroi supérieure. La rupture de la colonne liquide intervient à partir 135° et les paquets liquides sont détachés ainsi qu'éjectés dans l'écoulement à 165° . Contrairement au cas non excité, l'ordonnée du point de rupture (z_b/d_j) est déterminée pour des hauteurs plus faibles et les structures liquides provenant de la rupture de la colonne sont éjectées dans l'écoulement au lieu d'impacter directement la paroi supérieure. Toutefois la position de l'abscisse de rupture (y_b/d_j) n'est pas modifiée de manière significative ($y_b/d_j = 8.4 \pm 0.96$) par rapport au cas non excité ($y_b/d_j = 8 \pm 1.46$).

A partir de l'évolution de la coordonnée z à une abscisse fixée $y/d_j = 6$, il est possible de déterminer l'accélération dans la direction horizontale du battement de la colonne liquide (cf. Figure 69).

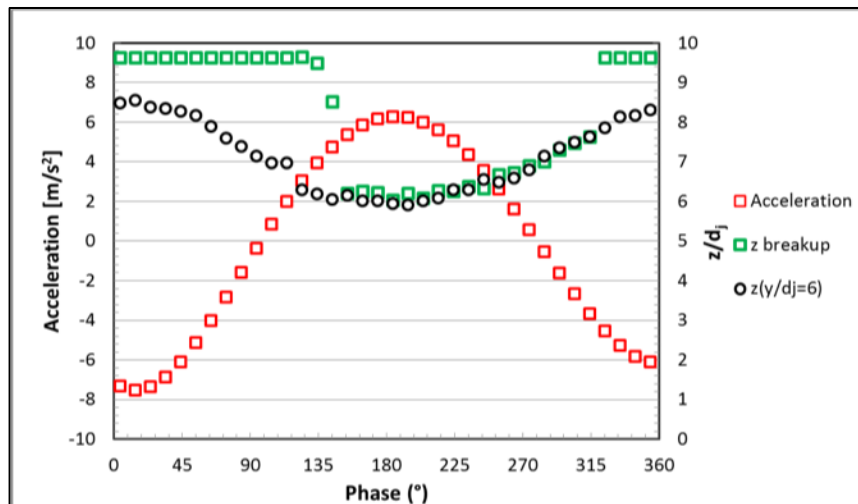


Figure 69 : Relation de phase entre l'évolution du point de rupture de la colonne liquide et l'accélération horizontale de battement du jet.

Sur la Figure 69 sont tracées l'évolution de la coordonnée z à $y/d_j = 6$, l'accélération horizontale du battement de la colonne liquide et l'évolution de la coordonnée z_b du point de rupture en fonction de la phase du signal de vitesse d'air. Ces résultats montrent que la rupture de la colonne intervient juste avant le maximum de l'accélération du jet. De plus, l'accélération est maximale une fois que les paquets de liquide induits par la rupture sont totalement décrochés. Puis, la trajectoire du point de rupture croît de manière similaire avec celle du point considéré en amont à $y/d_j = 6$. Dans ce cas, le mouvement du jet décélère. Enfin, le bout du jet ré-impacte la paroi supérieure juste après l'annulation de l'accélération dans cette direction.

Ces constatations permettent de conclure que la rupture de la colonne liquide est directement liée au phénomène de battement de cette dernière qui présente une réponse inertielle due à sa masse vis-à-vis des fluctuations de vitesse d'air imposées par l'excitation acoustique. Toutefois, cette réponse est modifiée à cause de la diminution de la masse de liquide composant le jet après la rupture de colonne. Des travaux complémentaires sont cependant nécessaires pour caractériser plus en détail la réponse de la colonne liquide et de sa rupture. Pour cela, une étude sur une large gamme de fréquences et pour plusieurs taux de modulation pourrait être envisagée.

4 Analyse du comportement du brouillard issu de l'atomisation du LJICF excité acoustiquement

Les mesures granulométriques ont permis de fournir des caractéristiques moyennes du brouillard formé par l'atomisation du LJICF. D'une part, la vitesse et la taille des gouttes ont pu être calculées. D'autre part, elles ont permis la détermination de la répartition spatiale du liquide au sein de la maquette. Par ailleurs, un traitement en moyenne de phase des données a également rendu possible l'analyse de l'évolution de ces grandeurs au cours du cycle d'excitation.

Afin de visualiser le comportement instationnaire de la phase liquide, la Figure 70 montre un exemple de l'évolution de la distribution de tailles de gouttes en un point de l'espace pendant une période d'excitation. Les niveaux de couleur correspondent à la vitesse axiale des gouttes. Cette figure met en évidence une modulation importante du nombre des gouttes pendant un cycle. La carte des couleurs montre également que la vitesse maximale est atteinte par les petites gouttes se trouvant dans une zone de population réduite.

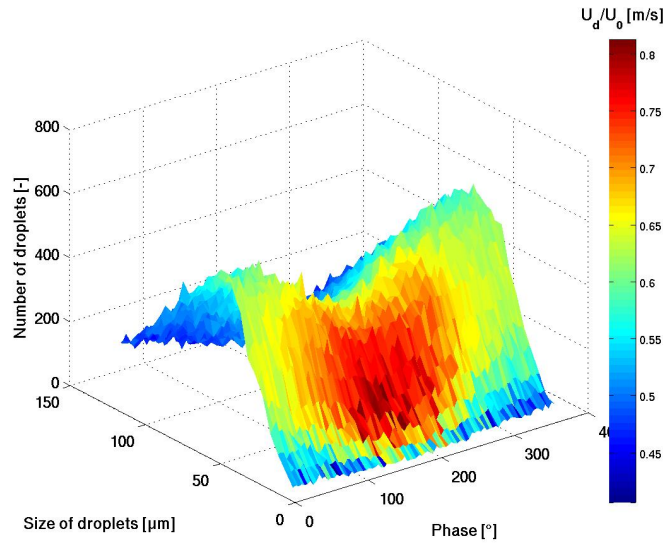


Figure 70 : Évolution de la distribution de tailles de gouttes pendant une période de pulsation. Les niveaux de couleur correspondent à la composante longitudinale de la vitesse ($z/d_j=7,5$; $y/d_j=2,5$; $x/d_j=0$).

Les informations recueillies peuvent également être analysées en fonction de la taille des gouttes. Pour ce faire, la distribution en taille a été divisée en classes i centrées sur un diamètre d_{p_i} de largeur $2\Delta d_p$. Pour chaque classe, et chaque position de l'espace $\mathcal{M} = [x \ y \ z]$, le post-traitement permet de calculer l'évolution de la vitesse $U_d(\mathcal{M}, d_{p_i}, \phi)$ et du nombre de gouttes $N(\mathcal{M}, d_{p_i}, \phi)$ en fonction de la phase de l'excitation acoustique imposée. Ce dernier dépendant de la taille de l'échantillon, il est normalisé par le nombre total de gouttes mesurées dans l'échantillon. Il est alors possible de définir la fraction du nombre de gouttes par classe à une phase donnée de la manière suivante :

$$\chi(\mathcal{M}, d_{p_i}, \phi) = \frac{N(\mathcal{M}, d_{p_i}, \phi)}{N_T(\mathcal{M})} \quad (47)$$

4.1 Distribution du brouillard de gouttes dans un plan transversal

La distribution du liquide suivant l'axe \vec{x} peut être déduite du profil de flux volumique de gouttes passant dans le volume de mesure (Figure 71). Ce flux est calculé en chaque position \mathcal{M} à partir du volume $V_i(\mathcal{M})$ de chaque goutte i de l'échantillon, de la section du volume de mesure générée par le PDA, S_{mesure} et du temps d'acquisition de l'échantillon Δt à partir de l'équation suivante :

$$F(\mathcal{M}) = \frac{\sum_i V_i(\mathcal{M})}{\Delta t} \frac{1}{S_{mesure}} \quad (48)$$

La précision de cette grandeur dépend fortement du taux de validation des gouttes, elle présente donc un intérêt seulement qualitatif.

Ce résultat permet de constater un effet de sillage avec un débit de goutte plus faible sur la partie centrale de l'écoulement. La majeure partie du flux s'écoule pour des positions comprises entre $3 < x/d_j < 9$. Ce phénomène est également observé sur le profil de vitesse (Figure 72), dépendamment de la taille des gouttes, avec toutefois un décalage spatial du maximum de vitesse vers l'extérieur. La vitesse de référence U_0 représente la vitesse débitante de l'écoulement d'air.

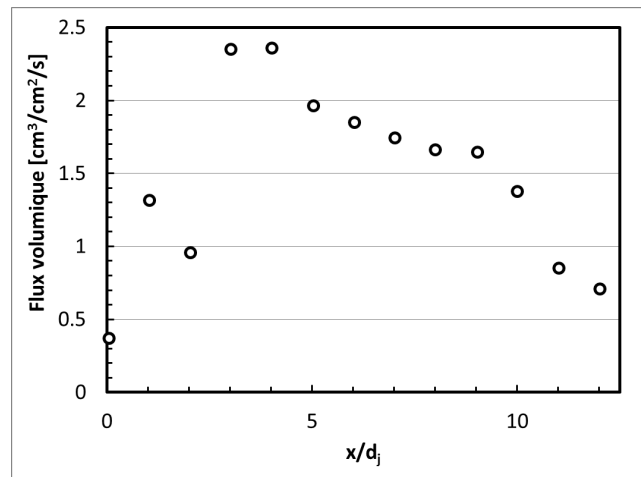


Figure 71 : Profils de flux volumique global suivant l'axe \vec{x} ($y/d_j = 40$; $z/d_j = 7,5$).

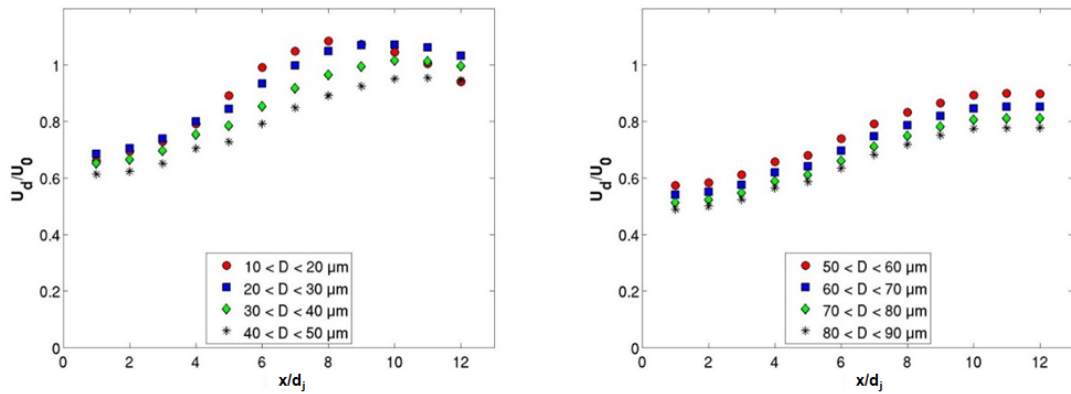


Figure 72 : Profils de vitesse de goutte par classe suivant l'axe \vec{x} ($y/d_j = 40$; $z/d_j = 7,5$).

L'évolution suivant l'axe \vec{x} de l'amplitude de la composante fluctuante du signal de vitesse des gouttes (notée u'_{ac}) est tracée sur la Figure 73 pour les différentes classes de tailles. Les profils montrent les mêmes tendances que pour les vitesses moyennes. Les fluctuations les plus faibles sont retrouvées dans la région proche du plan de symétrie, dans le sillage de la colonne du jet liquide. Leurs valeurs maximales sont atteintes en se rapprochant de la paroi de la maquette. Comme attendu, les petites gouttes ($d_{pi} < 20 \mu m$), correspondant au nombre de Stokes le plus faible, suivent les fluctuations imposées par l'excitation acoustique. Les fluctuations mesurées atteignent 9 % à l'extérieur du sillage et 6 % proche du plan de symétrie.

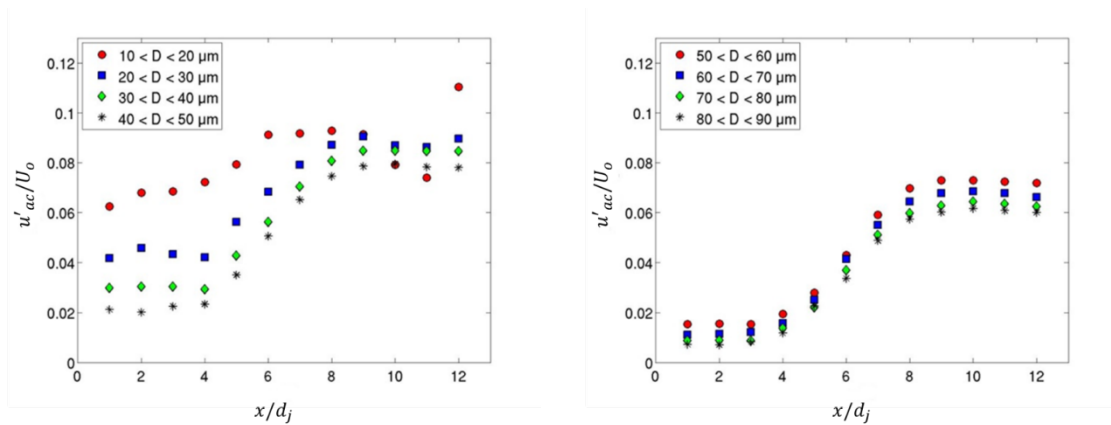


Figure 73 : Évolution suivant l'axe \vec{x} de l'amplitude du signal de vitesse de gouttes ($y/d_j = 40$; $z/d_j = 7,5$).

Sur la Figure 74 sont tracées les évolutions suivant l'axe \vec{x} du déphasage $\Delta\phi$. Elles sont comparables pour tous les diamètres de goutte, avec une variation d'environ 60° entre le centre et les bords de la section.

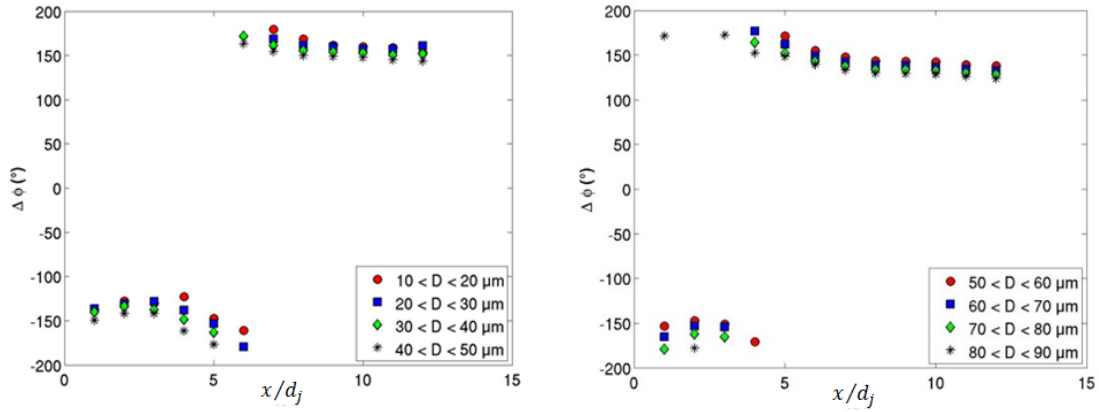


Figure 74 : Évolution suivant l'axe \vec{x} de la phase du signal de vitesse de gouttes ($y/d_j = 40$; $z/d_j = 7,5$).

Il est à noter que le saut de phase observé Figure 74 est induit lorsque le retard entre le signal de référence et celui de la grandeur mesurée excède -180° . En effet, les phases étant données à 360° près (2π), si le retard de phase décroît en dessous de -180° , il devient alors positif ($\phi + 360^\circ$).

En analysant ces données à partir du signal de la fraction du nombre de gouttes (χ) (Eq.(47)), les résultats présentés Figure 75 montrent que l'amplitude de leurs fluctuations présente un comportement similaire et reste en générale inférieure à 20 %, sauf pour les gouttes dont le diamètre est inférieur à $20 \mu\text{m}$ (cf. Figure 75). Les valeurs maximales sont mesurées proches du centre et des parois de la maquette.

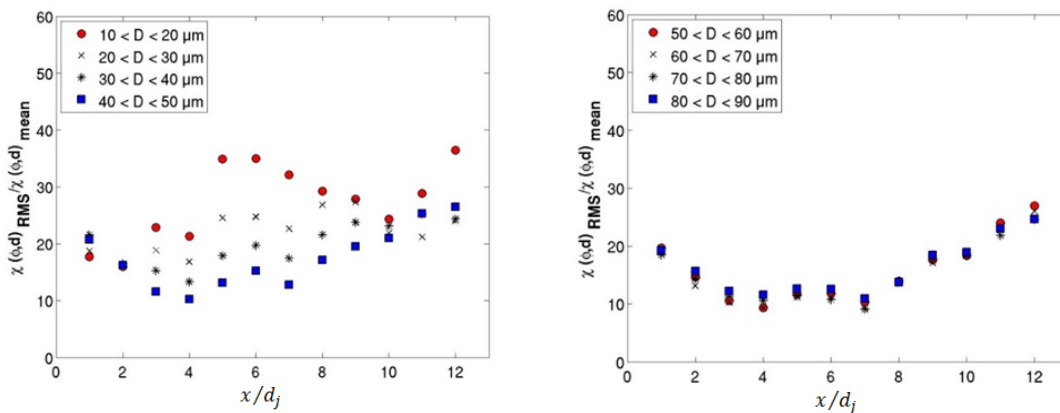


Figure 75 : Évolution suivant l'axe \vec{x} de l'amplitude du signal du taux de nombre de gouttes par classe ($y/d_j = 40$; $z/d_j = 7,5$).

4.2 Distribution du brouillard de gouttes dans le plan longitudinal

Les mesures dans le plan longitudinal, suivant l'axe \vec{y} , ont été effectuées à $x/d_j = 0$ et à une hauteur $z/d_j = 7,5$. La Figure 76 présente l'évolution longitudinale de la vitesse des gouttes à l'intérieur de la maquette calculée sur l'ensemble des classes (haut) ou par classe (bas). La vitesse des gouttes est normée par la vitesse débitante gazeuse U_o au niveau du jet liquide. Les gouttes accélèrent le long de la conduite. Toutefois, en raison de leurs inerties, leurs vitesses n'atteignent pas celle de l'écoulement d'air avant la sortie de la conduite. Ce phénomène est d'autant plus important que leur taille est grande. Ces résultats indiquent que le temps de relaxation des gouttes est donc plus important que leur temps de trajet dans la conduite.

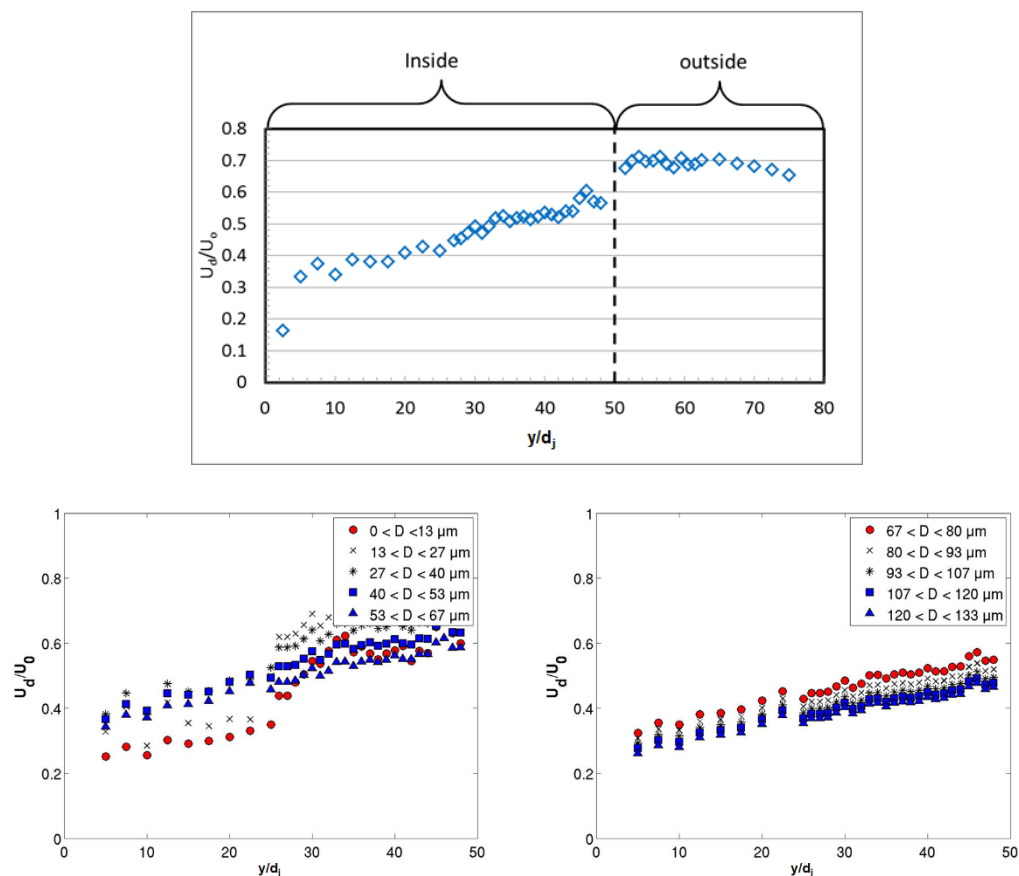


Figure 76 : Évolution de la vitesse moyenne longitudinale de goutte suivant l'axe \vec{y} à $x/d_j = 0$ et $z/d_j = 7,5$.
(haut) : Ensemble des gouttes ; (bas) par classe de goutte.

Les vitesses moyennées sur l'ensemble de gouttes par phase obtenues en différentes positions sont tracées sur la Figure 77. Elles sont comparées avec les vitesses de l'air mesurées aux mêmes positions en absence de l'injection liquide. Alors que le déphasage entre les signaux de vitesse pour l'air est très faible en fonction de la distance du jet liquide, un déphasage important est observé entre les signaux de vitesse de goutte. Ce phénomène est également dû à l'inertie des gouttes. La Figure 78 montre qu'il est associé à la propagation de paquets de gouttes convectées vers l'aval de l'écoulement. Cet effet peut être résumé comme une onde de densité de gouttes qui se propage vers la sortie de la maquette. Sur cette figure le paramètre

$\langle \chi \rangle$ correspond à la fraction du nombre de gouttes à une phase donnée. Il est calculé comme suit :

$$\langle \chi \rangle(\mathcal{M}, \phi) = \frac{N(\mathcal{M}, \phi)}{N_T(\mathcal{M})} \quad (49)$$

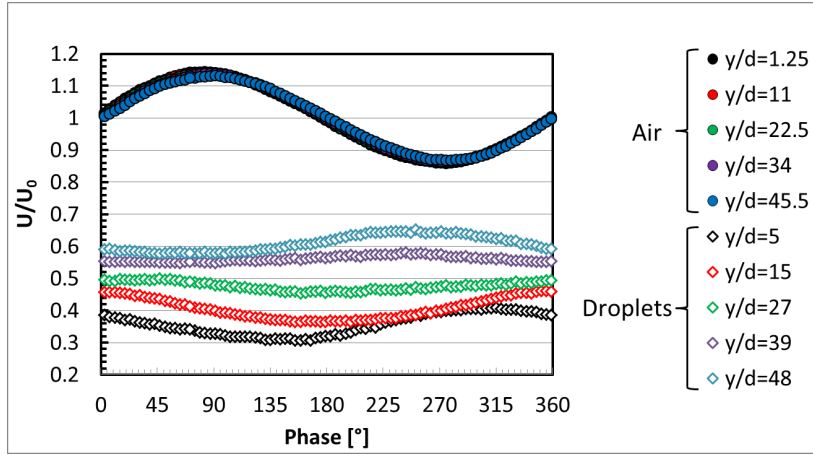


Figure 77 : Comportement cyclique de la vitesse des gouttes à l'aval du point d'injection du liquide.
($x/d_j = 0$; $z/d_j = 7,5$).

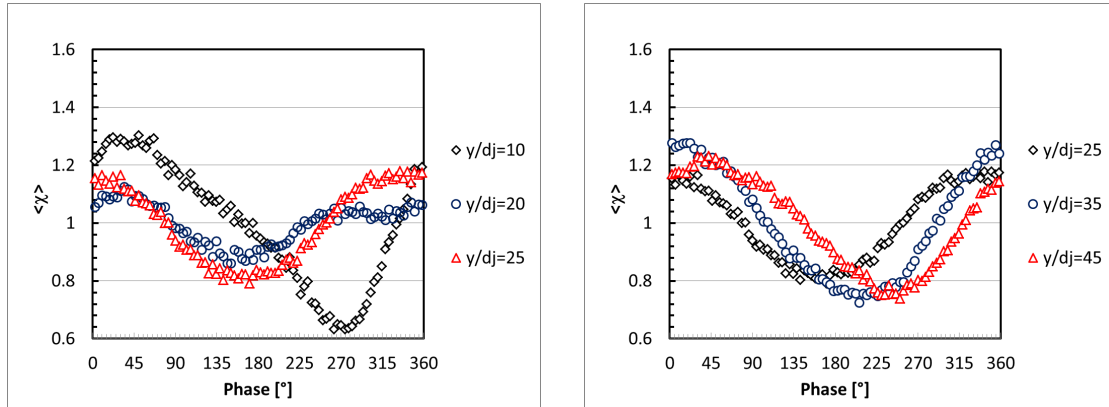


Figure 78 : Comportement cyclique du nombre de gouttes à l'aval du point d'injection du liquide.
($x/d_j = 0$; $z/d_j = 7,5$).

A partir de l'évolution de la phase de ces signaux, il est possible de déterminer une vitesse de convection des paquets de gouttes. Cette évolution est tracée sur la Figure 79. Dans la zone correspondant à des distances inférieures à $30 d_j$, l'onde de densité de gouttes s'établit. Au-delà, cette dernière se propage vers l'aval à une vitesse constante induisant une variation linéaire de la phase indépendante de la taille des gouttes. Ainsi, la pente de cette courbe permet de calculer une vitesse de convection comme suit :

$$U_c = \frac{d_j}{\frac{\partial \phi}{\partial y/d_j}} \cdot 360 \cdot f \quad (50)$$

Le traitement des mesures donne une vitesse de convection égale à $28,5 \text{ m.s}^{-1}$ soit 0,45 fois la vitesse débitante d'air. A noter également que, dans le cas présent, le déphasage entre l'arrivée des gouttes en sortie de la maquette et le signal de vitesse d'air au niveau du jet est légèrement inférieur à 360 (345°), ce qui correspond à un temps de propagation de l'ordre de 5,4 ms.

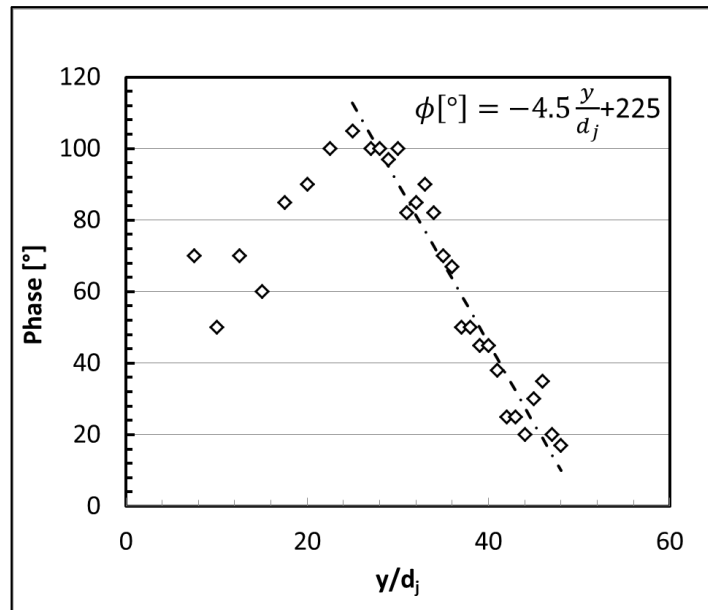


Figure 79 : Évolution de la phase des signaux de densité de gouttes à l'aval.

Une analyse des phénomènes par classe de gouttes est réalisée afin de capter l'influence du diamètre des particules sur leurs comportements dynamiques. Sur la Figure 80 sont tracés des exemples des signaux de vitesse par phase obtenus à différentes distances du point d'injection pour deux classes de tailles comprises entre $13\text{-}27 \mu\text{m}$ et $67\text{-}80 \mu\text{m}$ respectivement.

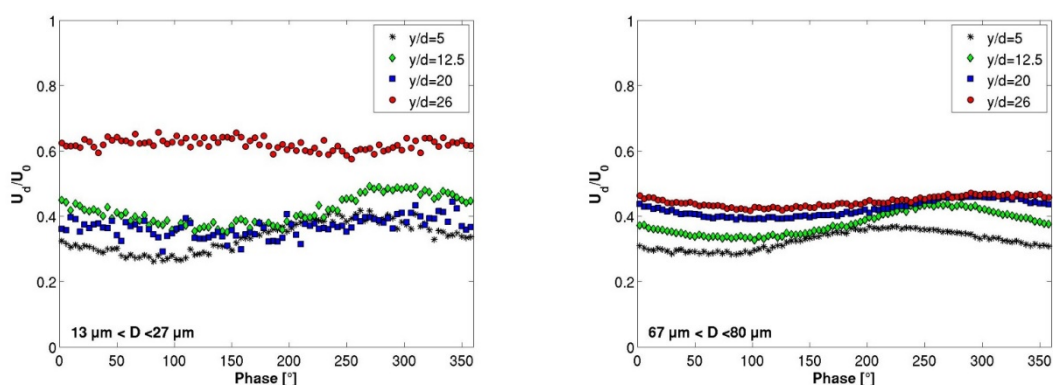


Figure 80 : Signaux de vitesse de goutte en fonction de la classe de taille et de la position dans la maquette ($x/d_j = 0$; $z/d_j = 7,5$).

A partir de différents signaux il est possible d'étudier l'évolution longitudinale de l'amplitude et de la phase de l'oscillation en vitesse des gouttes à l'aval du jet en fonction de la taille des gouttes (Figure 81 & Figure 83). Juste après la formation des gouttes, la composante

fluctuante de la vitesse augmente sur une courte distance ($y/d_j < 10$) (Figure 80). Plus en aval, l'amplitude de fluctuation diminue d'une manière similaire pour toutes les tailles. Après avoir atteint une valeur minimale, l'oscillation de la vitesse commence à s'amplifier avec la même pente pour toutes les gouttes. Il est à noter que la position du minimum dépend fortement de la taille de ces dernières. Elle est plus éloignée du jet pour les grosses gouttes. Le changement de pente de u'_{ac}/U_0 entre $26 < y/d_j < 30$ témoigne de l'existence d'un phénomène physique particulier dans cette région de la maquette. Il correspond, en fait, à une destruction du phénomène harmonique (Figure 81) puis une reconstruction plus en aval.

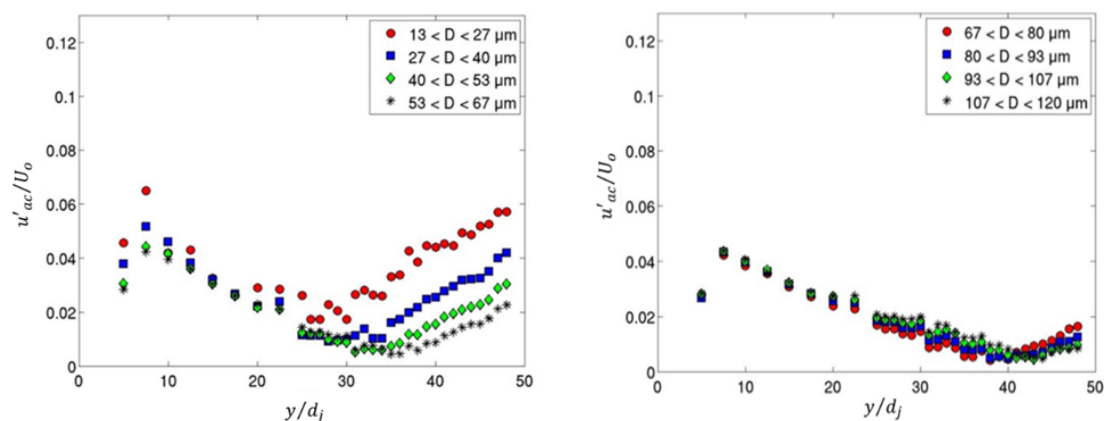


Figure 81 : Évolution longitudinale de l'amplitude du signal de vitesse des gouttes en fonction de leur taille ($x/d_j = 0$; $z/d_j = 7,5$).

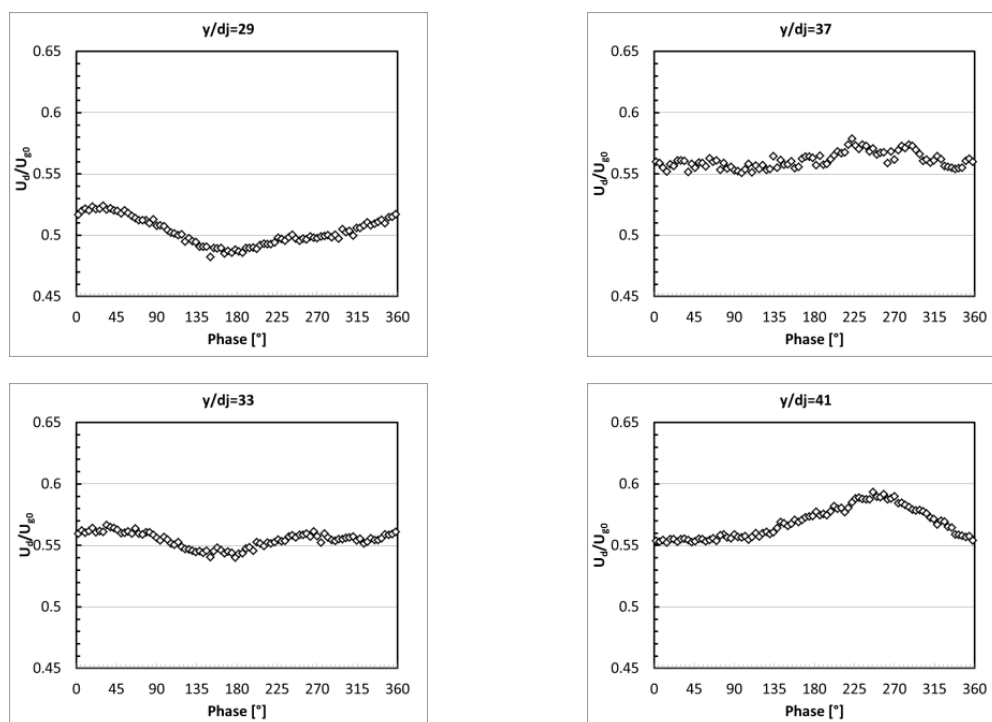


Figure 82 : Évolution du signal de vitesse pour toutes tailles de gouttes $26 \leq y/d_j \leq 30$ ($x/d_j = 0$; $z/d_j = 7,5$).

La Figure 83 représente l'évolution de la phase de la vitesse de goutte par rapport à la vitesse de l'air pour différentes classes de tailles. Dans la région très proche de l'axe d'injection, une différence de phase allant de 120° à 150° ($4\pi/3 - 7\pi/6$) est mesurée pour l'ensemble des gouttes. Plus en aval, pour des abscisses $y/d_j < 26$ on observe une diminution linéaire du déphasage correspondant à augmentation du retard entre l'onde de vitesse des gouttes vis-à-vis du signal de référence (signal de vitesse d'air au niveau du point d'injection). La pente dépend de la taille des gouttes.

Pour $y/d_j > 30$ l'évolution du déphasage est fortement liée à la taille des gouttes. Ainsi, si pour celles de petit diamètre ($d_p < 40 \mu\text{m}$) le déphasage continue à augmenter, pour les gouttes plus grosses ($d_p > 40 \mu\text{m}$), la différence de phase commence à diminuer. Le changement très rapide de l'évolution du déphasage dans la région $26 < y/d_j < 30$ complète les commentaires faits précédemment à partir de la Figure 81.

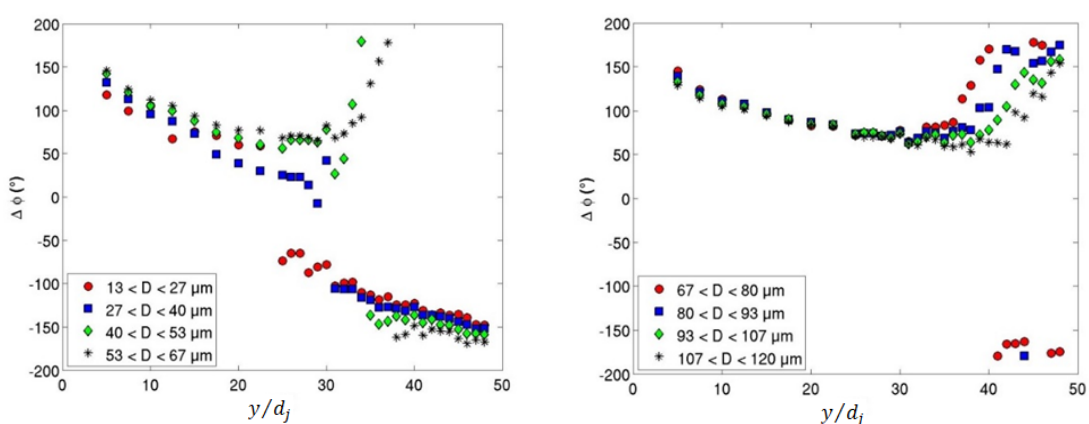


Figure 83 : Évolution de la phase du signal de vitesse de goutte pour différentes classes de tailles et positions dans la maquette ($x/d_j = 0$; $z/d_j = 7,5$).

Pour essayer de comprendre les mécanismes qui conduisent aux résultats obtenus en analysant les ondes de vitesse de gouttes, une analyse des ondes de fraction de gouttes par classe $\chi(\mathcal{M}, d_p, \phi)$ a été réalisée. Sur la Figure 84 sont tracés quelques exemples de signaux pour deux classes de tailles et à différentes positions longitudinales.

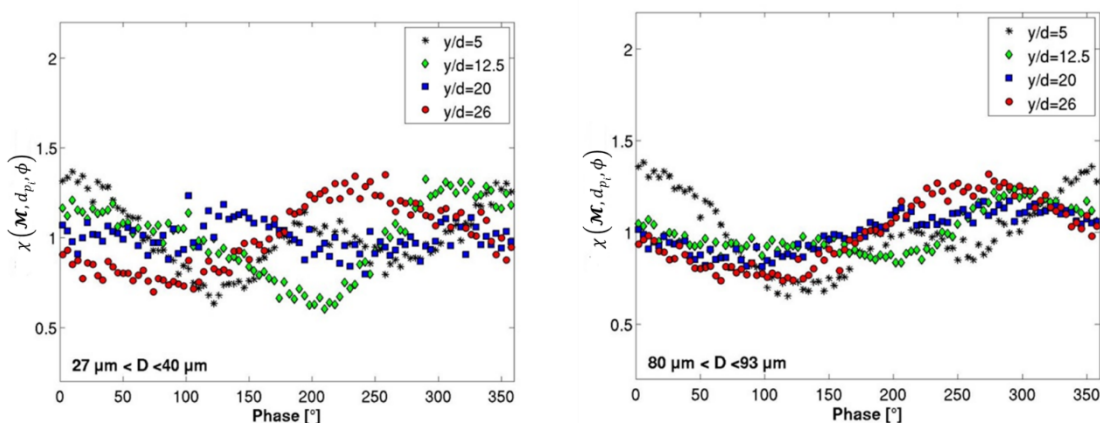


Figure 84 : Signaux du nombre de gouttes en fonction de la classe de taille et de la position dans la maquette. ($x/d_j = 0$; $z/d_j = ,.5$).

A partir de ces signaux on calcule et on compare sur la Figure 85, l'évolution longitudinale de l'amplitude de fluctuation du nombre de densité de gouttes pour différentes classes de tailles. Juste après l'injection, la modulation du nombre de gouttes est de l'ordre de 38 % de la valeur moyenne pour les petites gouttes ($13 \mu\text{m} < d_p < 27 \mu\text{m}$) et de 28 % pour les gouttes les plus grandes. Ensuite, dans la première partie de la maquette (généralement $y/d_j < 20$), l'amplitude des ondes du nombre de gouttes diminue pour toutes les classes de diamètres, comportement qui est très similaire aux amplitudes d'oscillations de la vitesse acoustique. Puis l'onde du nombre de gouttes connaît une augmentation des fluctuations qui se stabilise à une valeur de 18-20 % à partir de $y/d_j \sim 28$ pour tout le reste de la maquette.

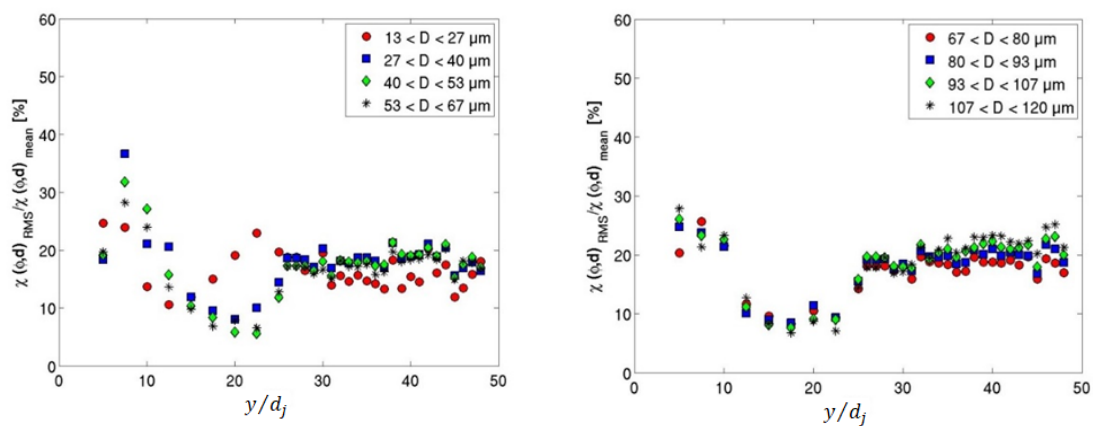


Figure 85 : Évolution longitudinale de l'amplitude du signal du nombre des gouttes par tailles ($x/d_j = 0$; $z/d_j = 7,5$).

Le phénomène observé dans la région $26 < y/d_j < 30$ (Figure 81 & Figure 85) reste difficile à comprendre et à expliquer pour lors. Il pourrait être dû à la mesure, dans cette zone, de gouttes (supplémentaires) ne provenant pas des zones mesurées plus en amont ou ayant suivies des trajectoires différentes. En effet, ce phénomène serait possiblement dû à l'effet tridimensionnel de l'écoulement causé par la présence du sillage induit à l'aval du jet liquide. Il pourrait également résulter de l'atomisation secondaire des ligaments ou amas de liquide générés lors de la rupture de la colonne du jet. Pour rappel, en présence d'excitations acoustiques, ces derniers sont directement convectés dans l'écoulement au lieu d'impacter la paroi supérieure. Ces hypothèses ne sont pas vérifiables par mesures PDA, car ce système ne permet qu'une mesure locale de particules sphériques. Le développement de techniques de mesures basées sur la fluorescence induite, utilisant la tomographie par tranche laser, pourrait permettre de suivre la trajectoire des gouttes et de mesurer le flux volumique de liquide total (pas seulement pour les particules sphériques) dans les plans transverses de la maquette.

4.3 Résumé de l'analyse de l'écoulement diphasique dans la maquette

L'analyse a porté sur deux phénomènes distincts :

- Comportement du jet liquide
- Comportement du brouillard de goutte

Concernant le premier point, les résultats mettent en évidence un phénomène de battement et une rupture cyclique de la colonne liquide. Cette modification du comportement du jet liquide, en présence de perturbations acoustiques, a pour conséquence de modifier le processus d'atomisation de ce dernier vis-à-vis de la configuration stationnaire.

Le brouillard de gouttes formé est constitué de zones de densité variable de gouttes comprises entre 10 et 90 μm qui sont transportées vers l'aval. Les distributions mesurées suivant un axe transverse horizontal mettent en évidence un phénomène de sillage induit par la présence du jet liquide. L'influence de la taille des gouttes a été analysée. Ces résultats montrent l'existence d'un phénomène particulier apparaissant dans une zone située autour de $y/d_j = 25$ se caractérisant par une destruction de l'oscillation harmonique en vitesse des gouttes et par un saut de phase. L'origine de ce phénomène n'a pas pu être déterminée.

Toutes les analyses ont été réalisées en comparant les signaux obtenus au signal de référence correspondant à la fluctuation harmonique d'air imposée au jet. Ainsi les déphasages mesurés permettent de déterminer des temps caractéristiques et en particulier ceux liés au transport de la phase liquide entre le point d'injection et la sortie de la maquette.

L'ensemble des résultats a été utilisé pour valider les simulations numériques réalisées par Thuillet ([Thuillet, 2018](#)).

5 Conclusions sur ce chapitre

Dans cette partie, la caractérisation aéro-acoustique du montage SIGMA a permis de préciser les conditions d'écoulements auxquelles est soumis le jet liquide et de définir un signal de référence permettant d'analyser la réponse de ce dernier.

Les premières observations ont montré qu'en présence de perturbations acoustiques, un phénomène de battement du jet liquide était observé, induisant une rupture cyclique de la colonne ainsi qu'un impact périodique de celle-ci sur la paroi supérieure. Un traitement de ces phénomènes en moyenne de phase a mis en évidence un déphasage de 90° entre l'excitation acoustique et la réponse de la trajectoire du jet. De plus, ces résultats permettent également d'observer que le jet impacte la paroi supérieure entre -36° et 135° (position maximale de la trajectoire), puis sa trajectoire minimale est atteinte juste avant la rupture totale de la colonne liquide (165°). Cette dernière intervient pour des valeurs maximales de l'accélération de battement de la colonne. La rupture est donc directement liée au phénomène de battement de la colonne du jet qui présente une réponse inertielle, due à sa masse, vis-à-vis des fluctuations de la vitesse d'air. Toutefois cette réponse est modifiée à cause de la diminution de la masse de liquide composant le jet après la rupture de la colonne. Pour caractériser plus en détail cette réponse, une étude sur une large gamme de fréquences et pour plusieurs taux de modulation de la vitesse d'air pourrait être réalisée. Elle permettrait notamment de prendre en compte l'influence de la rupture de la colonne liquide sur la réponse inertielle de cette dernière.

Les résultats de l'analyse du brouillard de gouttes engendré par l'atomisation du jet mettent en évidence un effet de sillage avec un débit de goutte plus faible sur la partie centrale de l'écoulement. La majeure partie du flux s'écoule pour des positions comprises entre $3 < x/d_j < 9$. Ce phénomène est également observé sur le profil de vitesse. L'évolution transversale de l'amplitude de la composante fluctuante du signal de vitesse des gouttes (u'_{ac}) montre les mêmes tendances que pour les vitesses moyennes. Les petites gouttes correspondent au nombre de Stokes le plus faible et suivent les fluctuations imposées par l'excitation acoustique. Ainsi, les fluctuations les plus faibles sont retrouvées dans la région proche du plan de symétrie (6 %), dans le sillage de la colonne du jet liquide et les valeurs maximales sont atteintes en se rapprochant de la paroi de la maquette (9 %).

En fonction de la distance au point d'injection (y/d_j), la vitesse moyenne des gouttes augmente sans toutefois atteindre celle de l'écoulement d'air avant la sortie de la conduite. Ce phénomène est d'autant plus important que leur taille est grande. Ce qui indique que leur temps de relaxation est plus important que leur temps de trajet dans la conduite. Les mesures de vitesses moyennées sur l'ensemble de gouttes par phase mettent en évidence un déphasage important qui n'est pas observé pour les signaux de vitesse pour l'air. Ce phénomène est également dû à l'inertie des gouttes. Il est résumé comme la propagation de paquets de gouttes convectés vers l'aval de l'écoulement. En conclusion, le brouillard de goutte est assimilable à une onde de densité de gouttes qui se propage vers la sortie de la maquette. Pour des distances $y/d_j < 30$, l'onde de densité de gouttes s'établit, puis se propage vers l'aval à une vitesse constante avec une vitesse de convection égale à $28,5 \text{ m.s}^{-1}$ soit 45 % de la vitesse débitante locale.

L'évolution longitudinale de l'amplitude de l'oscillation en vitesse des gouttes (u'_{ac}/U_0) augmente, atteint un minimum pour $26 < y/d_j < 30$ puis ré-augmente en fonction de la taille des gouttes. Les résultats obtenus pour la phase de l'oscillation en vitesse des gouttes montrent une destruction du phénomène harmonique puis une reconstruction plus en aval. Ce même phénomène est observé pour l'évolution longitudinale de l'amplitude de fluctuation du nombre de gouttes pour différentes classes de tailles. Juste après l'injection, la modulation du nombre de gouttes est de l'ordre de 38% de la valeur moyenne pour les petites gouttes et de 28% pour les gouttes les plus grandes. Ensuite, l'amplitude des ondes du nombre de gouttes diminue pour toutes les classes de diamètres. Enfin, l'onde du nombre de goutte connaît une augmentation et se stabilise à une valeur de 18-20 % à partir de $y/d_j \sim 28$ pour tout le reste de la maquette. Ces résultats et notamment la présence de ce minimum témoigne d'un phénomène physique particulier dans cette région de la maquette qui toutefois n'a pas pu être expliqué. Son origine pourrait être attribuée à un effet tridimensionnel de l'écoulement ou à l'atomisation secondaire d'amas de liquide (non sphériques) présents dans l'écoulement. Pour vérifier ces hypothèses, d'autres techniques de mesures moins limitantes que le PDA pourraient être envisagées. Le développement de techniques de mesures optiques basées sur la fluorescence induite, utilisant la tomographie par tranche laser, pourrait permettre de suivre la trajectoire des gouttes et de mesurer le flux volumique de liquide total dans les plans transverses de la maquette, sans toutefois être limitées par la non sphéricité des particules liquides étudiées.

Bilan des travaux présentés dans cette partie

Les travaux présentés dans ce chapitre avaient pour objectif d'établir une base de données expérimentales détaillée permettant d'identifier et de caractériser les principaux phénomènes pouvant être rencontrés en présence d'instabilités de combustion lorsque le carburant est injecté sous forme de jets liquides transversalement à un écoulement d'air (configuration multipoint). Cette base de données devant être utilisée pour valider des simulations numériques réalisées en parallèle par Thuillet (Thuillet, 2018), une attention particulière a été portée sur la caractérisation des conditions limites aérodynamiques et acoustiques. Tout d'abord, à partir des résultats présentés dans l'étude bibliographique du LJICF, trois paramètres caractéristiques ont été précisés : le rapport de quantité de mouvement J , Le nombre de Weber aérodynamique We_a et le taux de modulation en vitesse ϑ . Les valeurs de ces paramètres ont été fixées afin d'être représentatives des conditions réelles de fonctionnement rencontrées au niveau des injecteurs réels types multipoint.

Une fois le montage défini, la caractérisation de l'écoulement aéro-acoustique a permis de déterminer les conditions d'écoulement auxquelles était soumis le jet et également de définir un signal de référence par rapport auquel sont analysés le reste des résultats.

L'analyse de l'écoulement diphasique a été réalisée à partir d'informations fournies par des visualisations par ombroscopie et des mesures de vitesse et de taille de gouttes par granulométrie Doppler Laser (PDA). L'ensemble de ces résultats a été synchronisé par rapport à un signal de référence fourni par la sirène. Ces données sont analysées à partir de méthodes de traitement en moyenne de phase. Enfin, pour effectuer l'analyse des résultats, tous les déphasages sont calculés à partir du signal de la vitesse d'air mesuré au niveau du point d'injection.

Une caractérisation détaillée du comportement du jet liquide et du brouillard de gouttes dans la maquette a été obtenue. Le phénomène de battement du jet observé lors des études réalisées par Apeloig (Apeloig, 2013), sur un injecteur réel, a été retrouvé. L'oscillation de la trajectoire du jet ainsi que le comportement cyclique de sa rupture et de son impact sur la paroi supérieure ont été mesurés. L'analyse du brouillard, issu de l'atomisation cyclique du jet, a mis en évidence la présence d'ondes de densité de gouttes qui sont transportées par l'écoulement d'air vers la sortie de la maquette. L'influence de la taille des gouttes sur leur vitesse et leur déphasage a été déterminée. A partir de ces données, les temps caractéristiques associés à chaque phénomène ont également pu être estimés.

En conclusion, ces résultats mettent en évidence la complexité des phénomènes intervenant dans le couplage entre la fluctuation de vitesse de l'écoulement d'air et l'injection de carburant liquide. Ces oscillations de vitesse, induites par le caractère instationnaire de la flamme, ont pour conséquence de modifier les temps caractéristiques entre l'injection du carburant et son arrivée dans la zone de combustion, induisant par conséquent des fluctuations de richesse à l'amont de la flamme. En interagissant avec la flamme ces dernières peuvent en retour créer des oscillations de dégagement de chaleur, générant ainsi une nouvelle boucle de couplage entre l'acoustique du foyer et la réponse de la flamme. Ainsi, l'analyse de l'influence de la modification du comportement de l'injection de carburant liquide sur la réponse de la flamme est un enjeu majeur et doit permettre la prévision de l'apparition des instabilités de combustion dans les systèmes LPP.

Pour cela, la dernière partie de cette étude se propose de réaliser l'analyse de la réponse de la flamme, en fonction de perturbations acoustiques, pour une configuration expérimentale (réaliste) reproduisant les conditions de fonctionnements et les phénomènes rencontrés dans les systèmes LPP.

PARTIE III

ÉTUDE DE L'INFLUENCE DE LA MODIFICATION DU COMPORTEMENT DE L'INJECTION DE CARBURANT LIQUIDE SUR LA REPONSE DE LA FLAMME

Les travaux présentés dans cette partie se concentrent sur l'analyse du comportement de la flamme obtenue à l'aval de l'injecteur réel pour deux configurations d'injection (zone pilote seule ; zones pilote et multipoint en simultanée). L'objectif est de développer une base de données expérimentales permettant, d'une part, de valider les simulations LES réactives et, d'autre part, de fournir un modèle de description du comportement de la flamme à un code de simulation « bas ordre » développé à l'ONERA par [Huet](#). En particulier, ces simulations numériques nécessitent une modélisation de la réponse de la flamme aux perturbations de l'écoulement d'air incident. Cette réponse peut être déterminée expérimentalement au travers de la mesure d'une Fonction Descriptive de Flamme.

Comme montré dans les [Parties I et II](#), des oscillations de vitesse de l'écoulement d'air d'origines acoustiques, liées au caractère instationnaire de la flamme, peuvent modifier localement le comportement des jets composant la zone d'injection multipoint. Ceci a pour conséquence de modifier les temps caractéristiques entre l'injection du carburant et sa combustion, induisant ainsi des fluctuations de richesse à l'amont de la flamme. En interagissant avec la flamme, ces dernières peuvent en retour créer des oscillations de dégagement de chaleur, générant une nouvelle boucle de couplage entre les perturbations acoustiques et la réponse de la flamme. Ainsi, l'étude de la réponse de la flamme sur une configuration expérimentale représentative des systèmes réels utilisés dans les chambres de combustion doit permettre d'analyser l'influence du comportement de l'injection de carburant sur l'apparition des instabilités de combustion dans les moteurs aéronautiques.

Après avoir présenté les approches publiées dans la littérature pour déterminer la réponse d'une flamme excitée acoustiquement ([Chapitre 1](#)), le montage expérimental spécifique nommé LOTAR mis œuvre pour cette étude est décrit dans le [Chapitre 2](#). Il est équipé d'un injecteur réaliste produisant une flamme turbulente swirlée kérosène/air et composé de deux zones d'injection, l'une dite « pilote » permettant de stabiliser la flamme et l'autre dit « multipoint » assurant l'alimentation de la chambre de combustion pendant l'ensemble des phases de vol de l'avion. Pour déterminer la réponse de cette flamme en fonction de perturbations acoustiques, le montage LOTAR est équipé d'une sirène permettant de moduler l'écoulement d'air à différentes fréquences et niveaux d'excitations. La détermination de la réponse de la flamme en fonction de la fréquence et du niveau des fluctuations de l'écoulement d'air incident, est réalisée à l'aide de fonction de transfert de flamme (FDF). Ces dernières sont déterminées en reliant les fluctuations de vitesse de l'écoulement incident et les fluctuations du taux de dégagement de chaleur. Ces deux grandeurs sont obtenues respectivement par le biais de mesures microphoniques en amont

du système d'injection et par des mesures de chimiluminescence au niveau de la flamme (Chapitre 3).

Dans le Chapitre 4, une analyse préalable a d'abord permis de caractériser le brouillard de gouttes produit par l'injecteur (PDA) et de déterminer les conditions de fonctionnement pour réaliser l'étude. La réponse de la flamme est ensuite déterminée pour deux configurations. Pour la première, seule la zone pilote est alimentée en kérosène. Alors que pour la deuxième, les deux zones d'injections sont utilisées tout en assurant une distribution de carburant majoritaire sur l'injecteur multipoint. Dans le premier cas, les fluctuations du taux de dégagement de chaleur sont déterminées à partir de l'analyse et de l'étalonnage des mesures de chimiluminescence en fonction des conditions d'injections et du débit d'air. Pour l'autre configuration, elles sont estimées directement à partir du rayonnement du radical OH^* . Enfin, pour les deux configurations, l'amplitude et la phase de la réponse de la flamme sont analysées en fonction de la fréquence et du niveau d'excitation. Ainsi, les temps caractéristiques des perturbations pour atteindre la flamme sont déterminés et comparés afin de déduire l'influence du mode d'injection, en particulier de la zone multipoint, sur la réponse de la flamme.

Sommaire

	<i>Chapitre 1 : Modélisation et méthode de détermination de la réponse d'une flamme</i>	129
1	Modélisation de la réponse de la flamme par FDF	129
2	Détermination expérimentale de la FDF	130
2.1	Mesures acoustiques	130
2.2	Mesures acoustiques et optiques	131
2.2.1	Mesures laser	133
	Mesures par PLIF.....	133
	Mesures de la concentration des produits de combustion par absorption laser(TDLAS).....	134
	134
	Mesures d'interférométrie laser.....	135
2.2.2	Mesures de chimiluminescence.....	135
3	Conclusions sur ce chapitre	139
	<i>Chapitre 2 : Mise en œuvre du montage expérimental et définition des conditions d'essais</i>	<i>140</i>
1	Cahier des charges	140
2	Description du montage expérimental LOTAR	141
3	Système d'injection	143
4	Modulation de l'écoulement d'air	145
5	Conditions expérimentales de fonctionnement	148

6	Conclusion sur ce chapitre.....	149
	<i>Chapitre 3 : Moyens et méthodes expérimentales utilisées pour l'analyse de la réponse de la flamme.....</i>	<i>150</i>
1	Détermination de la réponse fréquentielle de la flamme (FDF).....	150
1.1	Méthode de détermination de la FDF.....	150
1.2	Moyens de diagnostics mis en œuvre pour la mesure des fonctions de transferts de flammes	151
2	Détermination des fluctuations de vitesse acoustique	152
2.1	Moyens utilisés	152
2.2	Méthodes employées	153
2.2.1	Détermination de la vitesse acoustique à la position II	153
2.2.2	Mesure de la fonction de transfert H _{III,I} par inversion des microphones.....	154
3	Détermination des fluctuations du taux de dégagement de chaleur	156
3.1	Méthode de détermination des fluctuations du taux de dégagement de chaleur par mesures de chimiluminescence	156
3.2	Mise en œuvre de l'instrument de mesure.....	157
3.2.1	Outils de diagnostic.....	157
	Mesure de chimiluminescence des radicaux OH*, CH*, C ₂ * et CO ₂ *.....	157
	Mesure spectroscopique	158
3.2.2	Dispositif expérimental.....	159
3.3	Procédures et incertitudes de mesures	160
3.3.1	Influence du dépôt de suies sur les hublots.....	160
3.3.2	Méthodes de détermination des émissions de fond « large bande » dues au CO ₂ *..	161
	161
4	Conclusion sur ce chapitre.....	162
	<i>Chapitre 4 : Analyse de la réponse de la flamme.....</i>	<i>163</i>
1	Caractérisation de l'écoulement réactif.....	163
1.1	Caractérisation du brouillard de gouttes	163
1.1.1	Caractérisation du système d'injection en non-confiné	164
1.1.2	Caractérisation du système d'injection en confiné	167
1.2	Caractérisation de la stabilité du montage LOTAR	169
1.2.1	Conditions de fonctionnement	169
1.2.2	Moyens et méthodes utilisés.....	170
1.2.3	Cartographie de stabilité	171
2	Analyse de la réponse de la flamme alimentée par la zone pilote	173
	Matrice d'essais	173
2.1	Détermination des fluctuations de vitesse acoustique de l'écoulement d'air incident	174

2.2	<i>Détermination des fluctuations du taux de dégagement de chaleur par mesures de chimiluminescence.....</i>	174
2.2.1	Conditions de fonctionnement pour l'étalonnage.....	175
2.2.2	Influence de l'émission de fond de type « large bande ».....	175
2.2.3	Analyse des mesures de chimiluminescence en fonction des conditions d'injection et du débit massique d'air.....	177
2.2.4	Etalonnage des mesures de chimiluminescence en fonction des conditions d'essais.....	179
2.3	<i>Analyse de la fluctuation du taux de dégagement de chaleur</i>	181
2.4	<i>Réponse fréquentielle de la flamme (FDF).....</i>	183
3	Analyse de la réponse de la flamme alimentée par la zone pilote et multipoint	188
	Matrice d'essais	188
3.1	<i>Détermination des fluctuations de vitesse acoustique de l'écoulement d'air incident</i>	188
3.2	<i>Détermination des fluctuations du taux de dégagement de chaleur par mesures de chimiluminescence.....</i>	189
3.3	<i>Analyse de la fluctuation du rayonnement du radical OH*.....</i>	190
3.4	<i>Réponse fréquentielle de la flamme.....</i>	191
4	Conclusion sur ce chapitre	194

CHAPITRE 1 :

MODELISATION ET METHODE DE DETERMINATION DE LA REPONSE D'UNE FLAMME

Dans l'état de l'art consacré aux instabilités de combustion, il a été montré que la détermination des risques d'apparition de ces phénomènes faisait appel à des simulations basées sur la résolution des équations utilisées pour l'acoustique linéaire. Toutefois ces approches de type réseau ou de type CFD nécessitent de connaître la réponse de la flamme à une excitation acoustique afin de pouvoir imposer les termes sources liés à la combustion. Cette réponse peut être déterminée expérimentalement au travers de la mesure d'une Fonction Descriptive de Flamme (FDF). Pour ce faire, différentes approches ont été proposées dans la littérature. L'objectif de ce chapitre est d'analyser les moyens et méthodes expérimentales disponibles pour caractériser la réponse non-linéaire de flammes diphasiques kérosène/air turbulentes non pré-mélangées.

1 Modélisation de la réponse de la flamme par FDF

Avant de détailler les moyens dédiés à la mesure expérimentale de la FDF, il semble nécessaire de rappeler la définition de cette fonction. Comme déjà introduit dans la [Partie I](#), une difficulté importante pour la prévision des instabilités de combustion vient du besoin de modéliser la réponse non-linéaire de la flamme aux perturbations de l'écoulement incident. Cette réponse a été observée et déterminée expérimentalement par [Noiray et al \(Noiray, et al., 2008\)](#) au travers d'une Fonction Descriptive de Flamme (FDF) pour des flammes gazeuses laminaires. Depuis les expériences réalisées par [Noiray et al \(Noiray, et al., 2008\)](#), des FDF ont été mesurées sur des flammes turbulentes et/ou swirlée ([\(Palies, 2010\)](#) ; [\(Kim, et al., 2010\)](#) ; [\(Gaudron, et al., 2019\)](#)). Toutefois, l'analyse de la réponse de flammes diphasiques swirlées soumises à des modulations de l'écoulement d'air reste assez rare ([\(Mirat, 2015\)](#) ; [\(Yi & Santavicca, 2009\)](#) ; [\(Apeloig, 2013\)](#) ; [\(Gajan, et al., 2016\)](#)). Le principe de cette fonction est de relier les fluctuations du taux de dégagement de chaleur au niveau de la flamme aux fluctuations de vitesse en amont de cette dernière. Elle consiste à ne retenir que le signal de la réponse de la flamme à la même fréquence que l'excitation ([DOWLING, 1997](#)). La FDF doit donc être déterminée sur une large gamme de fréquences pour différents niveaux de perturbation de la vitesse d'entrée de l'air :

$$\mathcal{F}(f, u'/U_b) = \frac{q'/\bar{Q}}{u'/U_b} \quad (51)$$

où \bar{Q} est le taux de dégagement de chaleur moyen en fonction du temps, U_b la vitesse débitante d'air, q' et u' sont respectivement la fluctuation du taux de dégagement de chaleur et la fluctuation de la vitesse axiale de l'écoulement d'air déterminé à la fréquence d'excitation f .

La FDF est souvent écrite sous la forme d'un gain G et d'un retard de phase φ :

$$\mathcal{F}(f, u'/U_b) = G(f, u'/U_b)e^{i\varphi(f, u'/U_b)} \quad (52)$$

où G et φ dépendent de la fréquence et du niveau d'excitation. Le gain G caractérise le niveau de réponse de la flamme à la perturbation acoustique et le retard de phase φ celui du temps de réponse entre la perturbation de vitesse u' et la fluctuation du taux de dégagement de chaleur.

En conclusion, la détermination de la FDF nécessite la connaissance de paramètres tels que : le niveau de la réponse de la flamme à la perturbation acoustique G et le déphasage φ entre la perturbation de vitesse et la réponse de la flamme, ou encore, les fluctuations du taux de dégagement q' ainsi que les fluctuations de vitesse acoustique u' . La section suivante a donc pour objet de présenter les moyens et méthodes expérimentales de détermination de la FDF disponibles dans la littérature.

2 Détermination expérimentale de la FDF

Afin de caractériser la réponse de la flamme à une excitation acoustique, deux approches sont principalement recensées dans la littérature : d'une part les méthodes utilisant des mesures acoustiques, d'autre part, les méthodes combinant, à la fois des mesures acoustiques et optiques.

2.1 Mesures acoustiques

La première méthode, dite « purement acoustique », a pour but de caractériser la flamme et le brûleur sous la forme de matrice de transfert. En faisant l'hypothèse que la réponse acoustique du brûleur, en présence de la flamme, reste inchangée. Il est alors possible de modéliser les fluctuations du taux de dégagement de chaleur de la flamme comme une source acoustique qui s'ajoute à la réponse acoustique du système. Cette méthode est utilisée dans de nombreuses études sur des turbomachines à gaz ((Schuermans, et al., 2010) ; (Schuermans, et al., 2010), (Guyot & Paschereit, 2009)). Ces auteurs utilisent des techniques de caractérisation acoustique par le biais de plusieurs capteurs microphoniques placés au niveau des parois de leur brûleur pour obtenir les niveaux de fluctuations de l'écoulement incident ainsi que les matrices de transfert acoustiques du brûleur et de la flamme. Par exemple, Schuermans et al (Schuermans, et al., 2010) dans leur étude réalisée sur une flamme pré-mélangée, utilisent la technique « multi-microphone » pour déterminer la matrice de transfert acoustique [BF], qui comprend la réponse acoustique du brûleur et de la flamme. Pour obtenir la matrice de transfert de la flamme, les auteurs indiquent que deux mesures distinctes sont nécessaires. Une première mesure, en non réactif (sans la présence de la flamme), permet d'obtenir la matrice de transfert du brûleur [B]. Puis une seconde mesure en réactif (en présence de la flamme) permet d'obtenir la matrice de transfert [BF]. Enfin, en faisant l'hypothèse que l'acoustique du brûleur reste inchangée lors de la combustion, la matrice de transfert de la flamme [F], reliant les fluctuations de pression et de vitesse acoustiques à l'amont et à l'aval de flamme, est calculée en faisant le produit de la matrice de transfert du brûleur et de la flamme avec l'inverse de la matrice du brûleur seul, tel que :

$$[F] = [BF] \times [B]^{-1} \quad (53)$$

La seconde méthode a été développée au laboratoire EM2C par Li (Li, 2012) pour une flamme méthane/air pré-mélangée, à pression atmosphérique. Elle consiste à mesurer les

fluctuations du temps de vol d'ondes ultrasonores qui sont utilisées pour détecter des perturbations de la largeur des gaz brûlés le long du chemin acoustique. Cette information permet de reconstituer les fluctuations du taux de dégagement de chaleur. Puis, associée à des mesures des fluctuations de l'écoulement incident, il est alors possible de déterminer la FDF. Toutefois, Li (Li, 2012) indique dans son manuscrit de thèse que cette technique nécessite de connaître la forme de la flamme pour analyser les signaux de mesure. Il indique également que la technique n'est pas validée pour des flammes turbulentes, de diffusion ou partiellement pré-mélangées.

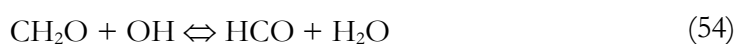
A l'heure actuelle, cette technique n'est donc pas utilisable pour la mesure des fluctuations du taux de dégagement de chaleur dans le cas d'une combustion turbulente kérosène/air diphasique et non pré-mélangée, qui est l'objet de l'étude, traitée présentement.

2.2 Mesures acoustiques et optiques

Les méthodes de détermination de la FDF par des mesures acoustiques couplées avec des mesures optiques reposent toutes sur le même principe. Elles consistent à mesurer les fluctuations de l'écoulement incident (u', p') et à déterminer directement les fluctuations du taux de dégagement de chaleur (q'), au niveau de la flamme, par des mesures optiques.

Toutes ces techniques ont pour but de mesurer la concentration d'espèces chimiques ou de radicaux présents dans la flamme qui sont alors corrélés au taux de dégagement de chaleur (*heat release rate* en anglais, dénommé HRR par la suite) ainsi qu'à sa fluctuation q' . Toutefois, les études menées à ce sujet mettent en évidence qu'il est très difficile de déterminer les espèces chimiques représentatives du HRR ou de q' , de manière généralisée, dans les flammes.

En effet, la plupart des études mettent en évidence que la détermination du HRR et de q' dépendent fortement de la forme et du type de flamme considérées (nature du combustible, richesse, laminares, turbulentes, pré-mélangées ou non pré-mélangées). Par exemple, les premières études menées par Najm et al (Najm, et al., 1998), Paul et al (Paul & Najm, 1998), et Fayoux et al (Fayoux, et al., 2005) montrent que pour une flamme méthane/air pré-mélangée, le HRR est corrélé à la concentration du radical HCO qui joue un rôle-clé dans l'oxydation des hydrocarbures. Dans ce cas, HCO est formé principalement à partir du formaldéhyde (CH_2O) par des réactions de décomposition et d'abstraction (cf. Figure 86), en particulier via la réaction :



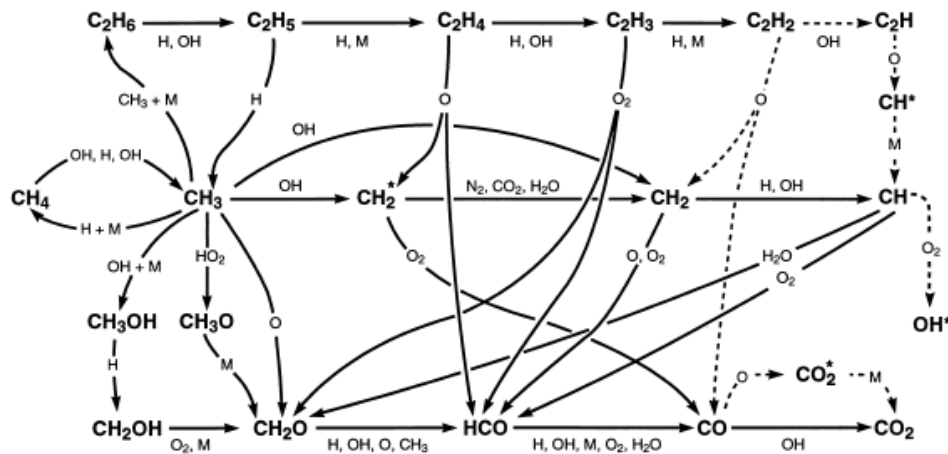


Figure 86 : Diagramme de cinétique réactionnelle pour une combustion méthane/air pré-mélangée, d'après Najm et al (Najm, et al., 1998)

Néanmoins, des études récentes menées par Gazi et al (Gazi, et al., 2013) et Nikolaou et al (Nikolaou & Swaminathan, 2014) ont montré que la richesse de la flamme, la turbulence (via les effets de courbure et d'étirement de la flamme) et la nature du carburant pouvaient influencer les voies de formation du HCO. La réaction Eq(54) n'était plus dans ces cas la voie dominante. En effet, dans leurs études numériques validées sur des données expérimentales issues de la littérature, Gazi et al (Gazi, et al., 2013) confirment que le produit des concentrations $[OH] \times [CH_2O]$ dans la réaction Eq.(54) était valide pour représenter le HRR lors d'une combustion méthane/air pré-mélangé pour des valeurs de richesse allant de 1 à 1,25. Toutefois, ces auteurs ont également montré que ce produit n'était plus corrélé au HRR lors d'une combustion méthanol/air, éthanol/air, acétylène/air ou encore éthylène/air.

Nikolaou et al (Nikolaou & Swaminathan, 2014) ont utilisé des simulations numériques directes (DNS) afin de déterminer les marqueurs les plus adaptés à la mesure du HRR pour la combustion d'un carburant gazeux multi-composants avec de l'air pré-mélangé, dont la combustion méthane/air. Pour ce type de combustion, les auteurs montrent que le taux net de la réaction Eq.(54) est bien corrélé au HRR, mais que selon la richesse et la valeur du HRR, d'autres réactions devaient être considérées.

Les études mentionnées jusqu'à présent concernent uniquement les flammes pré-mélangées. On notera qu'il existe nettement moins d'études du même type sur les flammes non pré-mélangées et diphasiques.

Plus intéressant dans le cadre d'applications aéronautiques, Sidey et al (Sidey & Mastorakos, 2016) ont récemment démontré numériquement que le produit $[OH] \times [CH_2O]$ était représentatif du HRR pour une combustion kérosène/air non-pré-mélangée pour des pressions comprises entre 5 et 11 bar, dans le cas de flammes fortement étirées. Une confirmation expérimentale reste néanmoins nécessaire.

Cependant, comme mentionné par Nikolaou et al (Nikolaou & Swaminathan, 2014), il est aussi nécessaire de vérifier que les outils expérimentaux soient capables de vérifier les corrélations proposées dans ces articles. Ces mesures ne sont pas triviales car les espèces présentes dans les différentes réactions (configurations) ne sont peut-être pas facilement

déTECTABLES ou quantifiables. Par exemple, les expériences menées par Najm et al (Najm, et al., 1998), Bombach et al (Bombach & Käppeli, 1999) et Zhou et al (Zhou, et al., 2014), pour des flammes méthane/air pré-mélangées, ont montré la limitation de la technique de mesure reposant sur la mesure directe du radical HCO par PLIF.

Dans un premier temps, les expériences menées par Najm et al (Najm, et al., 1998) ont déterminé que la mesure directe du radical HCO par PLIF n'était applicable que seulement dans les flammes laminaires. De plus, ces auteurs montrent que le rapport signal/bruit est très faible (~ 2) en raison de la présence en proportion infime dans les flammes de HCO et de son rendement de fluorescence très faible.

Dans un second temps, les récentes études réalisées par Bombach et al (Bombach & Käppeli, 1999) et Zhou et al (Zhou, et al., 2014) ont démontré l'applicabilité de la technique à une flamme méthane/air pré-mélangée turbulente. Ils indiquent toutefois qu'elle n'était pas utilisable pour des flammes riches (richesse > 1). Dans ce cas des interférences peuvent intervenir entre la fluorescence de HCO et celle de poly-aromatiques hydrocarbonés (PAH). La fluorescence de ces derniers masque celle du HCO à cause de sa proportion trop faible dans la flamme.

Au vu des difficultés rencontrées dans la définition de moyens expérimentaux permettant la détermination des fluctuations du HRR dans le cas de configurations peu complexes, la suite de cette section est consacrée à la présentation des différents moyens de mesures (optiques) expérimentaux disponibles dans la littérature. Le but est ainsi de définir une méthode applicable au cas d'une flamme kérosène/air turbulente non-pré-mélangée qui est le cas d'étude présenté dans cette thèse.

Dans la littérature, deux voies de mesure des fluctuations du taux de dégagement de chaleur sont recensées :

- Les mesures laser
- Les mesures de chimiluminescence

2.2.1 Mesures laser

Les principales méthodes de mesures laser de détermination des fluctuations du HRR sont : l'imagerie de fluorescence induite par laser nommée PLIF (Planar Laser-Induced Fluorescence), la spectroscopie d'absorption nommée TDLAS (Tunable Diode Laser Absorption Spectroscopy) et l'interférométrie.

Mesures par PLIF

Le principe de la méthode PLIF consiste à exciter une espèce chimique à l'aide d'un laser à une longueur d'onde définie par les spectres d'absorption de l'espèce considérée, puis à collecter la fluorescence de l'espèce chimique excitée, caractérisée par des longueurs d'onde supérieures à celles de l'émission du laser.

Comme présenté précédemment, Sidey et al (Sidey & Mastorakos, 2016) ont récemment démontré numériquement que le produit $[OH] \times [CH_2O]$ était représentatif du HRR pour des flammes kérosène/air non pré-mélangées. Néanmoins une confirmation expérimentale restait nécessaire. C'est pourquoi, de nombreuses recherches menées par (Paul

& Najm, 1998) ; (Fayoux, et al., 2005) ; (Balachandran, et al., 2005) ; (Böckle, et al., 2000) ; (Röder, et al., 2013)), sur des configurations simplifiées, ont été consacrées à la mesure de ce produit de concentration par PLIF. Toutes ces expériences ont été réalisées dans des flammes pré-mélangées alimentées en carburant gazeux (gaz naturel, méthane, éthane, diméthyle éther, iso-octane), à pression atmosphérique, pour des géométries peu complexes et pour des dimensions de brûleur restreintes. L'excitation laser du radical OH est réalisée à une longueur d'onde de 283 nm et sa fluorescence collectée autour de 310 nm. Pour CH₂O l'excitation laser est de 338 nm et 353 nm et sa fluorescence collectée dans la gamme 380-550 nm.

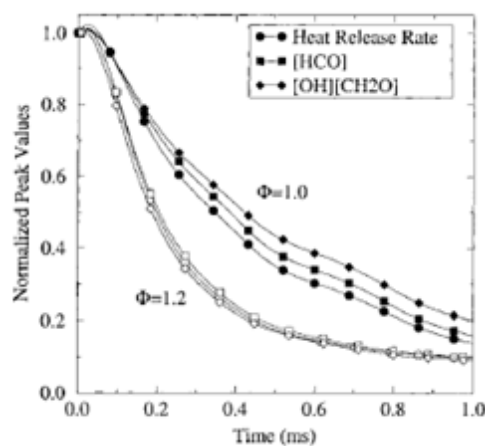


Figure 87 : Comparaison d'un profil temporel de la concentration de HCO, du produit $[OH] \times [CH_2O]$ et du HRR simulé lors de l'interaction d'un tourbillon avec une flamme méthane/air pré-mélangée, d'après Paul et al (Paul & Najm, 1998).

Les résultats de ces expériences, présentés sur la Figure 87 montrent que le produit des concentrations $[OH] \times [CH_2O]$ est bien proportionnel au HRR et cela pour plusieurs valeurs de richesse testées.

Toutefois, dans le cas d'une flamme kérosène/air, d'après Orain et al (Orain, et al., 2009) des excitations laser à 283 et 338/353 nm vont également exciter les aromatiques (mono- et di-aromatiques) naturellement présents dans le kérosène, et sans doute ceux formés par la combustion. La fluorescence de ces aromatiques (qui se trouve dans la même gamme spectrale que celle du CH₂O) masquera sans doute la fluorescence du CH₂O. Les mêmes constatations peuvent être faites pour le cas du radical OH.

En conclusion, CH₂O et OH ne sont probablement pas détectables par PLIF dans le cas d'une combustion diphasique kérosène/air. Une mesure du HRR ainsi que de ses fluctuations utilisant la détection simultanée de CH₂O et OH semble donc impossible pour ce type de combustion.

Mesures de la concentration des produits de combustion par absorption laser (TDLAS)

Cette technique a été développée par de nombreuses équipes de recherche ((Deguchi, et al., 2002) ; (Hendricks, et al., 2005) ; (Nau, et al., 2015) ; (Sur, et al., 2014)), sur de très nombreux types de flammes alimentées en carburant divers (gazeux ou liquide). Elle consiste à utiliser une ou plusieurs sources laser pour sonder différentes molécules (O₂, CO, CO₂ et H₂O, entre autres) via l'enregistrement de leur spectre d'absorption dans la flamme, ce qui

permet d'obtenir la température et les concentrations des espèces sondées. A l'aide de l'équation bilan des espèces majoritaires dans la flamme, ces études montrent qu'il est possible de calculer le HRR et le rendement de combustion. De plus, à partir de nouveaux développements technologiques, il est désormais envisageable de sonder différentes espèces simultanément à haute cadence. Ce qui suggère que les fluctuations du HRR peuvent être déduites à partir de cette technique. Néanmoins, contrairement à la mesure par PLIF, cette technique utilise une mesure le long d'un faisceau laser et non pas d'une nappe, elle est donc unidimensionnelle.

Il n'y a, a priori, aucune contre-indication à l'applicabilité de cette technique à une flamme kérosène/air turbulente et non-pré-mélangée. Toutefois, du fait de son caractère ponctuel, cette technique est très coûteuse en points de mesure et son développement est très onéreux.

Mesures d'interférométrie laser

Cette technique a été développée et vérifiée au laboratoire EM2C par ([Li, 2012](#)) ; ([Leitgeb, et al., 2013](#))), pour des flammes méthane/air pré-mélangées laminaires à pression atmosphérique. Dérivée de la vibrométrie laser qui mesure des vibrations de surface, elle permet de déterminer les fluctuations de densité dans une flamme que les auteurs relient aux fluctuations du taux de dégagement de chaleur. La méthode fournit une mesure ponctuelle (ici, un laser HeNe à 633 nm). Toutefois, dans son manuscrit de thèse, Li ([Li, 2012](#)) indique que la technique n'est pas validée pour des flammes méthane/air non-pré-mélangées ou partiellement pré-mélangées. Il mentionne également que son utilisation pour des flammes turbulentes peut-être difficile en raison de trop fortes déflexions du faisceau laser, dues aux forts gradients de densité proches du front de flamme.

En conclusion, cette technique n'est, à l'heure actuelle pas applicable au cas d'une combustion turbulente kérosène/air diphasique.

2.2.2 Mesures de chimiluminescence

Cette méthode est la plus présente dans la littérature. Elle a été étudiée et développée au cours de nombreuses études de flamme utilisant des combustibles gazeux. Elle repose sur la mesure de l'intensité de radicaux émis lors de la réaction chimique de combustion (réaction d'oxydo-réduction). Pour des flammes pauvres parfaitement ou partiellement pré-mélangées utilisant des combustibles gazeux, il est généralement admis que l'intensité de chimiluminescence des radicaux OH*, CH* et C₂* (où le symbole * désigne le radical dans un état excité) d'une flamme est proportionnelle au HRR ainsi qu'à ses fluctuations (([Price, et al., 1969](#)) ; ([Higgins, et al., 2001](#)); ([Guethé, et al., 2012](#))). En particulier, les travaux pionniers de Richard et Summerfield ([RICHARD R. & SUMMERFIELD, 1957](#)) et Hurlé et al ([Hurlé, et al., 1968](#)) ont montré une bonne corrélation entre la chimiluminescence globale (émission intégrée spatialement) du radical OH* et le taux de dégagement de chaleur global dans les flammes pré-mélangées. Ainsi, pour une flamme non-étirée, pré-mélangée et laminaire, la structure de la flamme, sa vitesse et la relation entre le HRR et la chimiluminescence sont des propriétés intrinsèques du mélange fuel/air. La température de flamme est alors déterminée

pour un débit d'air (\dot{m}_{air}) constant par la richesse ϕ et la température de préchauffage de l'air T_{inlet} :

$$\dot{Q} \propto I_i = f(\phi, T_{inlet}) \quad (55)$$

Cependant, ces études ont également mis en évidence que pour des flammes turbulentes ces corrélations n'étaient plus valides. Car l'intensité de chimiluminescence du radical OH* n'augmentait plus avec les taux de dégagement de chaleur. La chimiluminescence du radical OH* (ainsi que des radicaux CH*, C₂* et CO₂*) dépend alors de paramètres tels que la richesse, la pression, la température et le taux d'étirement de la flamme qui caractérisent la turbulence locale de l'écoulement. En particulier, il est établi ((Hardalupas & Orain, 2004) ; (Orain & Hardalupas, 2010); (Panoutsos, et al., 2009)) que la chimiluminescence de ces radicaux n'évolue pas de manière monotone avec le taux d'étirement de la flamme.

Cependant, les études menées par Hardalupas et Orain ((Hardalupas & Orain, 2004) ; (Orain & Hardalupas, 2010)) sur une flamme gaz naturel/air pré-mélangée turbulente montrent que la chimiluminescence de OH* et CH* sont de bons indicateurs du HRR. En effet, en faisant l'acquisition simultanée des signaux de ces deux radicaux, ils prouvent que le rapport OH*/CH* a une diminution monotone en fonction de la richesse tout en restant indépendant du taux d'étirement de la flamme. De plus, des études similaires réalisées par Lauer et Sattelmayer (Lauer & Sattelmayer, 2010) sur des flammes CH₄/air pauvres, turbulentes et swirlées montrent également que le rapport OH*/CH* est proportionnel à la richesse.

Par ailleurs, des travaux effectués par Guyot et al (Guyot & Paschereit, 2009), Schuermans et al (Schuermans, et al., 2010), Guethe et al (Guethe, et al., 2012) et Gaudron et al (Gaudron, et al., 2019) sur des flammes pré-mélangées swirlées utilisant un carburant gazeux ont démontré que la chimiluminescence du radical OH* était un bon indicateur des fluctuations du taux de dégagement de chaleur q' . Pour cela, ils comparent les FDF obtenues à partir de la méthode « purement acoustique » (présentée en début de section) et celles obtenues à partir de la méthode couplant des mesures acoustiques avec des mesures de chimiluminescence du radical OH*. Comme sur l'exemple présenté Figure 88, ils obtiennent tous une assez bonne correspondance entre les deux méthodes. En particulier, les résultats concernant la phase de la FDF. Cependant, quelques différences sont observées pour le gain de la FDF. Gaudron et al (Gaudron, et al., 2019), dans leur récente étude, listent les possibles origines de cette différence. Ils l'attribuent, d'une part, à la précision du modèle acoustique utilisé pour décrire la réponse acoustique du système, pour le cas de la méthode « purement acoustique ». D'autre part, ils précisent que bien que la relation de proportionnalité entre les fluctuations du HRR et la chimiluminescence de OH* soit clairement établie pour des flammes d'hydrocarbures parfaitement pré-mélangées, il reste néanmoins difficile de quantifier la précision de cette approximation.

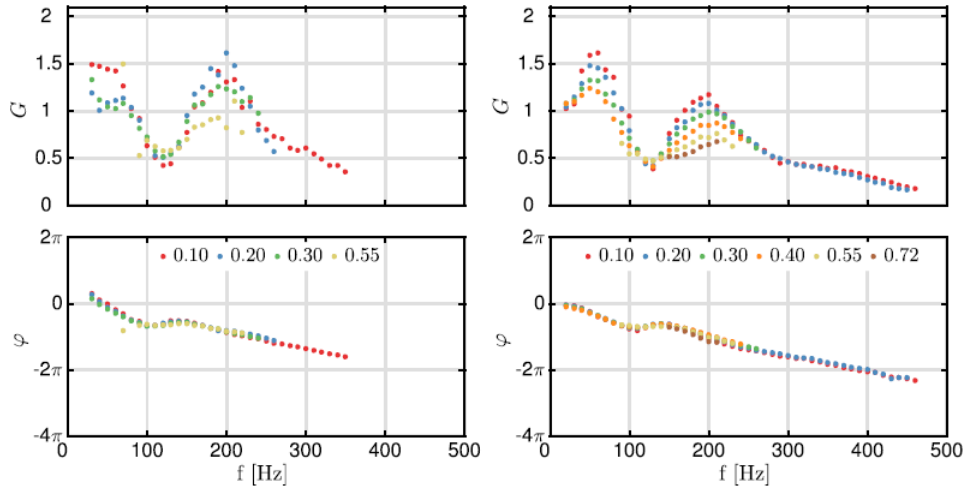


Figure 88 : Gain (haut) et phase (bas) de la FDF en fonction de la fréquence pour différents niveaux de forçage des fluctuations de vitesse acoustique. (Gauche) Reconstruction par la méthode purement acoustique. (Droite) : Reconstruction par la méthode couplant mesures des fluctuations de vitesse acoustique et le signal de chimiluminescence de OH*. D'après Gaudron et al (Gaudron, et al., 2019).

Les études mentionnées jusqu'à présent démontrent que, dans le cas de flammes d'hydrocarbures pré-mélangées, la mesure de chimiluminescence de radicaux (OH*, CH*, C₂* et CO₂*) était un bon moyen pour déterminer les fluctuations HRR. Il n'y a priori aucune contre-indication à l'application de cette technique sur une flamme kérosène/air turbulente.

Néanmoins, les recherches consacrées à la détermination des fluctuations du HRR par mesures de chimiluminescence dans le cas d'une flamme non pré-mélangée ou partiellement pré-mélangée kérosène/air sont très rares. Yi et Santavicca (Yi & Santavicca, 2009) sont a priori les seuls qui ont essayé de corrélérer des mesures de chimiluminescence aux fluctuations du HRR pour une combustion kérosène/air.

Dans leur étude Yi et Santavicca (Yi & Santavicca, 2009) basent leur approche sur la détection simultanée de la chimiluminescence des radicaux OH*, CH* et CO₂*. Ces expériences sont réalisées sur une flamme swirlée turbulente kérosène/air issue d'un injecteur LDI. Les auteurs indiquent que l'injecteur LDI génère des gouttes de tailles suffisamment petites pour assurer qu'aucune d'entre elles ne traversent le front de flamme (elles sont toutes évaporées avant le front de flamme). Les auteurs font l'hypothèse que la chimiluminescence du radical « i », s'exprime de la manière suivante :

$$I_i = k_i \left(\frac{\dot{m}_{air}}{100} \right)^{\alpha_i} \Phi^{\beta_i} \left(\Phi + \frac{T_{inlet}}{2000} \right)^{\delta_i} \left(\frac{P}{P_{atm}} \right)^{\gamma_i} \quad (56)$$

où \dot{m}_{air} est le débit massique d'air, Φ la richesse, P la pression, T_{inlet} la température de préchauffage de l'air et k_i , α_i , β_i , δ_i , γ_i des coefficients propres au radical « i ».

Pour déterminer ces coefficients, les auteurs réalisent un étalonnage de la technique pour différentes richesses, débits d'air, pressions et températures de préchauffage pour une flamme stationnaire. Puis après inversion du système d'équation Eq.(56) obtenu par l'acquisition des

signaux des différents radicaux, il leur est possible d'obtenir une expression de la richesse et du débit massique d'air en fonction de l'intensité de chimiluminescence des radicaux :

$$\begin{aligned}\dot{m}_{air} &= k_1 I_{OH^*}^{\alpha_1} I_{CH^*}^{\beta_1} I_{CO_2^*}^{\gamma_1} \left(\frac{P}{P_{atm}}\right)^{\delta_1} \\ \Phi &= k_2 I_{OH^*}^{\alpha_2} I_{CH^*}^{\beta_2} I_{CO_2^*}^{\gamma_2} \left(\frac{P}{P_{atm}}\right)^{\delta_2}\end{aligned}\quad (57)$$

Ils en déduisent alors le HRR :

$$\dot{Q} = \dot{m}_{fuel} H_{fuel} = \dot{m}_{air} \Phi \left(\frac{\dot{m}_{fuel}}{\dot{m}_{air}}\right)_{stoechio} H_{fuel}\quad (58)$$

où \dot{m}_{fuel} est le débit massique de carburant et H_{fuel} l'enthalpie de formation de la réaction.

Les auteurs indiquent que l'incertitude de mesure est comprise entre 1 % et 2 % sur les valeurs de \dot{m}_{air} , Φ et \dot{Q} . Cependant, ils précisent que leur méthode n'est pas valide proche de la limite d'extinction pauvre.

Enfin, après différentiation et linéarisation de Eq.(57), ils en déduisent les fluctuations du taux de dégagement de chaleur :

$$\frac{q'}{\bar{Q}} = \frac{\dot{m}_{air}'}{\bar{\dot{m}_{air}}} + \frac{\Phi'}{\bar{\Phi}}\quad (59)$$

où \bar{Q} , $\bar{\dot{m}_{air}}$ et $\bar{\Phi}$ sont les valeurs moyennes du HRR, du débit massique d'air et de la richesse.

En comparant les valeurs estimées par la méthode et celles obtenues en fonction des conditions d'essai, les auteurs obtiennent une erreur jusqu'à 1.4 % pour la richesse et jusqu'à 1.9 % pour le débit d'air. Ils ont constaté également, lors de régimes instables, que la fluctuation de l'intensité de chimiluminescence de radicaux OH^* ou CH^* est un bon indicateur des fluctuations de HRR. Ils spécifient toutefois que la méthode n'est valide que si la flamme ne fluctue pas trop spatialement. En effet, si le mouvement de la flamme est trop important, les fluctuations des signaux de chimiluminescence dues à la présence ou non de la flamme (dans le volume de mesure considéré) peuvent être interprétées comme des fluctuations de richesse ou de débit d'air, ce qui fausserait complètement l'évaluation du HRR et de ses fluctuations.

En conclusion, il n'y a, a priori, aucune contre-indication à l'application de cette technique à une flamme kérosène/air turbulente et non pré-mélangée. De plus, contrairement aux techniques laser, elle présente l'avantage d'être non intrusive. C'est également une technique mature, elle a largement été étudiée et éprouvée dans les différents travaux présents dans la littérature. Enfin, ceux réalisés par Yi et Santavicca (Yi & Santavicca, 2009) montrent que son utilisation serait avisée dans le cas d'une combustion turbulente partiellement pré-mélangée, réalisée à partir d'une injection de kérosène liquide.

3 Conclusions sur ce chapitre

Ce chapitre a d'abord mis en évidence que la détermination de la FDF requiert la connaissance des fluctuations de l'écoulement incident ainsi que les fluctuations du taux de dégagement de chaleur. Les travaux analysés montrent que la détermination expérimentale de ces grandeurs peut être réalisée par le biais de méthodes « purement acoustiques » ou « acoustiques et optiques ». Néanmoins, la mise en pratique des techniques de mesures associées à ces méthodes n'est pas triviale, elle dépend fortement du type et de la forme de la flamme étudiée. En particulier, les méthodes « acoustiques et optiques » ne sont pas validées dans la littérature pour l'application à une flamme turbulente, swirlée, partiellement ou non pré-mélangée et issue de l'injection liquide de kérosène, type de flamme rencontrée dans les chambres de combustion des moteurs aéronautiques. Dans ce cas, il apparaît que la plus grosse difficulté concerne la mesure des fluctuations du taux de dégagement de chaleur. En particulier, les techniques utilisant une excitation laser ne sont pas compatibles avec l'utilisation du kérosène (liquide). Ainsi, la méthode de mesure « optique » la plus adaptée au cas de notre étude semble être la chimiluminescence. Toutefois, cette technique de mesure n'a pas été éprouvée pour le cas d'une flamme non pré-mélangée. En conclusion, le choix et le développement d'une des méthodes analysées dans la littérature sont, a priori, nécessaire dans le cadre de notre étude.

CHAPITRE 2 :

MISE EN ŒUVRE DU MONTAGE EXPERIMENTAL ET DEFINITION DES CONDITIONS D'ESSAIS

Afin de reproduire et d'étudier l'influence de la modification du comportement de l'injection liquide carburant sur la réponse de la flamme dans les chambres de combustion de type LPP, un montage expérimental d'une configuration réaliste (de type industriel), nommé LOTAR, développé lors du projet européen KIAI⁴ et décrit dans la thèse d'Apeloig, a été utilisé dans le cadre de cette thèse.

Dans cette première partie, le cahier des charges est tout d'abord résumé dans le but de formuler les besoins et de définir les fonctions de la configuration expérimentale LOTAR. Puis, le dimensionnement ainsi que la configuration du montage sont présentés. Enfin, le système de modulation de l'écoulement est décrit et les principales conditions opératoires sont présentées.

1 Cahier des charges

Avant de définir le cahier des charges, il convient de rappeler les objectifs de ce travail expérimental :

- Reproduire et mettre en évidence l'influence de la modification du comportement de l'injection de carburant liquide sur la réponse de la flamme.
- Identifier les principaux phénomènes mis en œuvre.
- Caractériser le couplage entre les fluctuations du taux de dégagement de chaleur de la flamme et les modulations acoustiques de l'écoulement incident.
- Étudier le rôle de l'injection de carburant liquide dans les phénomènes de couplage.
- Mettre en place une base de données expérimentales permettant : D'une part, d'étudier et d'analyser les différents phénomènes ainsi que leurs interactions, d'autre part de valider les simulations réalisées par [Huet](#) dans le cadre du PRF SIGMA.

En fonction de ces objectifs, le montage LOTAR doit permettre :

- De garantir la répétabilité des conditions d'essais.
- D'utiliser un injecteur industriel réaliste.
- De maîtriser l'écoulement aérodynamique, l'injection de carburant liquide, l'excitation acoustique et les conditions aux limites.
- D'être équipé d'accès optiques et acoustiques pour utiliser des diagnostics pour la caractérisation :
 - de l'écoulement diphasique
 - de l'acoustique

⁴ Knowledge for Ignition, Acoustics and Instabilities

- de la flamme
- De déterminer la réponse de la flamme vis-à-vis des fluctuations de l'écoulement incident.

A partir de ce cahier des charges, le montage LOTAR a été défini. La description du montage, le système d'excitation, le système d'injection et les conditions nominales de fonctionnement sont définis dans les sections suivantes.

2 Description du montage expérimental LOTAR

Le montage LOTAR (Liquid fuelled Onera Thermo-Acoustic Rig), conçu lors du précédent projet européen KIAI, a été installé sur le banc LACOM (LABoratoire de COMbustion Multiphasique) de l'Onera au centre du Fauga-Mauzac. Le banc LACOM permet de produire un écoulement d'air pouvant atteindre 1 kg.s^{-1} sous une pression de 50 bars et à température ambiante. Un réchauffeur électrique de 1MW permet de chauffer l'air jusqu'à 900 K (à 900 K le débit possible est de 0.9 kg.s^{-1}). Cette installation d'alimentation en air est équipée d'une vanne sonique à section variable située en amont du réchauffeur pour contrôler le débit massique d'air lors des expériences. Des mesures de pression réalisées à l'aide d'un capteur piézoélectrique, 0-150 bar avec une précision de ± 0.3 bar, et des mesures de température obtenues par un thermocouple de type K, 273-1533 K avec une précision standard de ± 2.2 K, sont utilisées pour calculer le débit massique d'air en fonction du diamètre de la vanne sonique. Ce banc d'essais permet d'injecter le carburant (kérosène par exemple) par le biais de deux lignes distinctes en pressurant, avec de l'azote, des réservoirs à vessie étanches de 50 litres jusqu'à une pression de 100 bars. Chacune de ces lignes est équipée d'une vanne de régulation et d'un débitmètre Coriolis, les débits massiques testés peuvent atteindre jusqu'à 100 g.s^{-1} . Une image du LACOM, sur lequel le montage LOTAR est installé, est présentée sur la Figure 89.

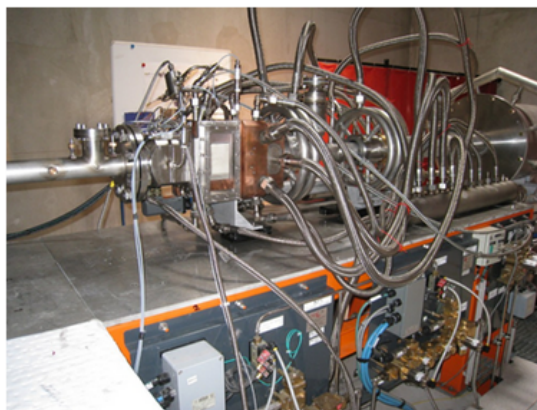


Figure 89 : Banc LACOM du centre ONERA au Fauga-Mauzac.

Le schéma du montage LOTAR est décrit Figure 90. L'écoulement d'air va de gauche à droite. A l'entrée du montage, une sirène équipée d'un col, permet de pulser l'écoulement. Ce dispositif sera décrit ultérieurement. Elle est prolongée par un conduit cylindrique de 50 mm de diamètre et de 1050 mm de long, équipée d'accès pour le conditionnement acoustique (prises haut-parleurs et prises microphoniques) et également de passage pour accueillir des thermocouples.

Ce tube est connecté à la chambre de combustion comportant deux parties séparées par le système d'injection (cf. Figure 91) décrit dans la section suivante. La partie située en amont du système d'injection, correspond à un plenum de 215 mm de long. Il permet de conditionner l'écoulement d'air et de passer d'une section circulaire de 50 mm de diamètre à une section carrée de 120 mm de côté. La partie aval est constituée d'une veine de section carrée de 120 mm de côté et 225 mm de long, suivie d'un convergent de 150 mm de long permettant de passer d'une section carrée à une section circulaire de 50 mm de diamètre. Toute cette partie aval est refroidie par une circulation d'eau. Elle est équipée de quatre fenêtres en silice permettant la visualisation de la flamme et la mise en œuvre d'outils de diagnostic optique. La sortie du système d'injection est positionnée de manière à permettre de visualiser la flamme directement à sa sortie. L'allumage du foyer de combustion est réalisé par le biais d'une torche Air-Hydrogène. Afin d'assurer l'intégrité des matériaux et de contrôler le circuit de refroidissement en eau, la température des parois hautes et basses de la chambre sont vérifiées par des thermocouples de type K.

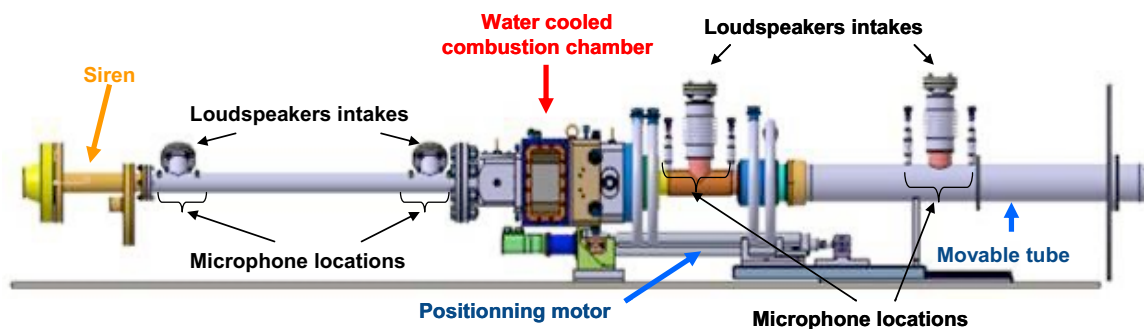


Figure 90 : Schéma du montage LOTAR installé sur le LACOM.

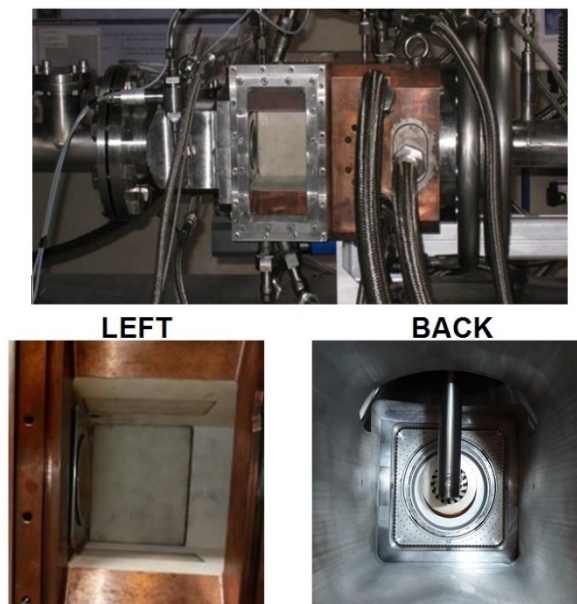


Figure 91 : (haut) Chambre de combustion refroidie par un système d'alimentation en eau. (bas) Montage de l'injecteur : (gauche) Partie aval. (droite) Partie amont.

La partie en aval de la chambre de combustion est présentée sur la Figure 92, elle est constituée d'un trombone débouchant dans une conduite cylindrique de 500 mm de diamètre

dans laquelle est pulvérisée de l'eau afin de refroidir les gaz brûlés avant de les évacuer dans un carneau. Ce dernier est équipé de douches d'eau permettant d'éliminer les imbrûlés ou les suies et de réduire le taux de pollution de l'air avant qu'il ne soit relâché dans l'atmosphère.



Figure 92 : Conduite mobile (trombone) placée à l'aval de la chambre de combustion et raccordée au tube d'échappement.

Le trombone a été conçu pour pouvoir faire varier, de façon continue, la longueur du banc afin de modifier ses modes acoustiques longitudinaux. Ainsi, il est possible d'observer le comportement instationnaire d'une flamme non pas uniquement en l'excitant artificiellement à l'aide de la sirène mais également en présence d'une instabilité thermo-acoustique naturelle. Le système mis en place est composé de deux tubes coulissant l'un dans l'autre. Le premier tube est fixe. Il est installé en sortie de la chambre de combustion, a une longueur de 790 mm de longueur et un diamètre interne de 50 mm. Il est également équipé de prises haut-parleurs et de prises microphoniques. Le second tube, de 85 mm de diamètre, est mobile. Il coulisse sur le premier tube à l'aide d'un système de déplacement pouvant faire varier la longueur effective de cet ensemble de 790 mm à 1240 mm. Pour limiter la température de leurs parois respectives, ces sections sont entièrement refroidies par un écoulement d'eau circulant dans une double paroi. Par la suite, la position du tube mobile est associée à la distance entre l'entrée de la chambre de combustion et la sortie de celui-ci. Cette distance est alors distinguée comme la longueur interne d'échappement ou IEL (pour *Inlet Exhaust Length*) et varie entre 1955 mm et 2405 mm.

3 Système d'injection

Le système d'injection, utilisé dans le cadre de ces essais, a été défini par la Snecma lors du programme TLC, dans le but de réduire l'émission de polluants. Il est présenté sur la Figure 93 (a). Il est placé à l'aval d'un mât servant à son maintien dans la chambre et à l'acheminement du carburant liquide vers les différents points d'injection. L'extérieur du mât du prototype utilisé lors de nos essais n'est pas profilé. Le système d'injection proprement dit est constitué, en son centre, d'une zone pilote entourée de deux vrilles axiales contrarotatives, et en périphérie, d'une zone d'injection multipoint entourée d'une vrille radiale (Figure 94). L'injecteur pilote sert principalement à accrocher la flamme. C'est un injecteur à pression, la pulvérisation du carburant est assurée par la mise en pression du carburant en amont d'un orifice de petit diamètre. La zone d'injection multipoint, quant à elle, est utilisée pour fournir le carburant nécessaire pour les phases de décollage, d'approche et de croisière. C'est un injecteur aéromécanique de type « air-blast », le carburant y est injecté à faible vitesse sous forme de jets cisailés par l'écoulement d'air.

L'air issu du plenum, en amont de l'injecteur, est injecté au travers des vrilles entourant les deux injecteurs, suivies de trois diffuseurs comme présenté sur la Figure 94. Les vrilles permettent de mettre en rotation l'écoulement d'air. Ce type d'écoulement, communément appelé « swirl », favorise, par la formation de zones de recirculation au centre et en périphérie, la stabilisation de la flamme sur de courtes distances. L'air passant, dans la vrille radiale sert à cisailier les jets liquides injectés dans la zone multipoint (configuration du LJICF) et ainsi provoquer l'atomisation du carburant.

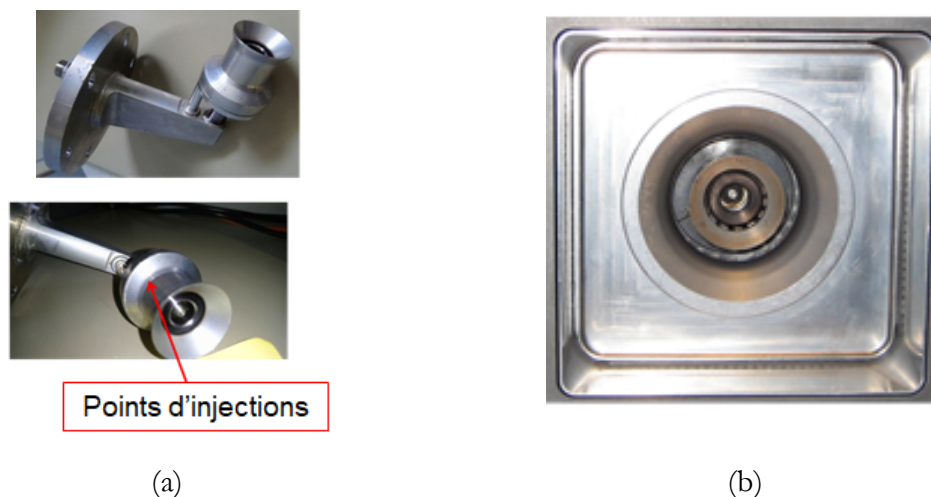


Figure 93 : Système d'injection TLC : (a) Canne d'injection non profilée avec six points d'injections pour le montage à pression atmosphérique sur le LOTAR. (b) Injecteur monté sur le fond de chambre.

Ce système d'injection est placé dans un fond de chambre comportant en son centre (Figure 93 (b)) une grille circulaire suivie d'un divergent (Figure 94) permettant de restreindre le brouillard de gouttes autour de l'axe de symétrie du système d'injection en limitant son expansion radiale. La paroi verticale du fond de chambre est précédée par une plaque multi-perforée. L'air issu de l'amont vient ainsi refroidir le fond de chambre avant de déboucher parallèlement aux hublots de la chambre créant un film de refroidissement d'air protecteur.

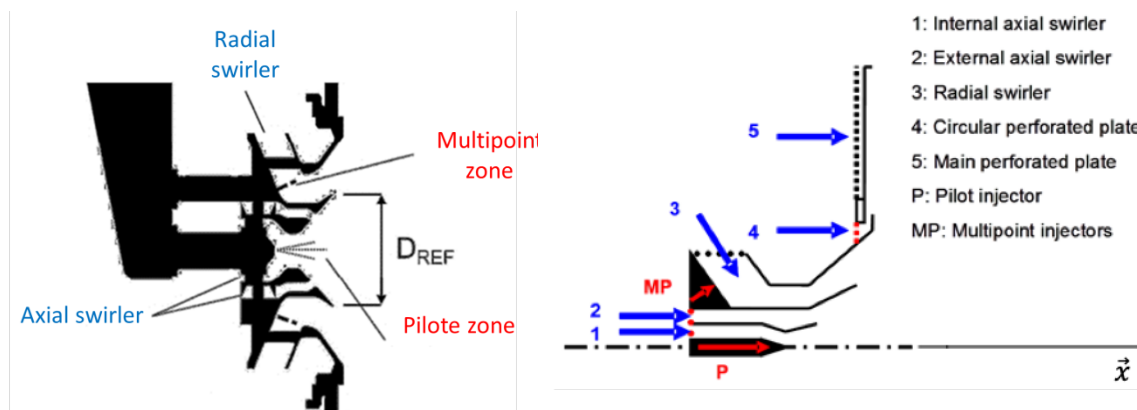


Figure 94 : Schéma du système d'injection TLC.

La zone multipoint, initialement composée de vingt-quatre points d'injections, a été réduit à six points afin d'adapter l'injecteur à la condition de pression atmosphérique utilisée lors des essais. De cette manière, le rapport de flux de quantités de mouvement liquide-gaz (J) de chaque jet individuel est conservé entre le cas réel, rencontré dans les chambres LPP, et le cas reproduit sur le montage LOTAR. La distribution de carburant entre les deux lignes d'alimentation en kérosène est définie par le biais du paramètre FSP (pour *Fuel Split Parameter* en anglais). Il est égal au rapport entre le débit de carburant injecté au niveau de la zone pilote et celui injecté sur l'ensemble du système d'injection :

$$FSP (\%) = \frac{\dot{m}_P}{\dot{m}_P + \dot{m}_{MP}} \cdot 100 \quad (60)$$

Où \dot{m}_P est le débit massique de carburant fourni par l'injecteur pilote et \dot{m}_{MP} le débit massique de carburant fourni par l'injecteur multipoint.

Dans ce cas, la richesse, habituellement notée ϕ , est maintenant définie par le paramètre GER (pour *Global Equivalent Ration* en anglais) qui est calculé à partir des débits massiques de carburant et d'air, tel que :

$$GER = \left(\frac{\dot{m}_P + \dot{m}_{MP}}{\dot{m}_a} \right) \bigg/ \left(\frac{\dot{m}_P + \dot{m}_{MP}}{\dot{m}_a} \right) \Big|_{Stoecho} \quad (61)$$

Où \dot{m}_a est le débit massique d'air et $(\dot{m}_P + \dot{m}_{MP})/\dot{m}_a|_{Stoecho}$ est le rapport massique entre le carburant et l'air à la stœchiométrie. Pour le kérosène, ce dernier est pris égal à 14.7 (1 g de kérosène pour 14.7 g d'air).

4 Modulation de l'écoulement d'air

Afin d'exciter acoustiquement l'écoulement d'air incident, une sirène a été mise en place à l'amont du montage. Elle permet de moduler l'écoulement à différentes fréquences pour plusieurs niveaux d'excitations. Elle a été conçue par Giuliani et al ([Giuliani, et al., 2002](#)) à partir d'une sirène précédemment développée à l'ONERA. Cette sirène est particulièrement adaptée aux configurations présentant des écoulements d'air chauds et des pressions ambiantes élevées. Elle est donc tout à fait adaptée pour les études menées sur le montage LOTAR, en particulier, pour observer l'influence de perturbations acoustiques sur le comportement du brouillard généré par le système d'injection et étudier la réponse de la flamme résultante.

La disposition de la sirène en amont du montage LOTAR, une représentation 3D de ces différents éléments issus d'une conception assistée par ordinateur (CAO) ainsi qu'un dessin technique d'une coupe sont présentés sur la Figure 95. Le volume de la sirène, en ne conservant que les éléments essentiels, est de 581 mm x 208 mm x 230 mm. Elle est dimensionnée pour fonctionner avec une pression d'entrée d'air pouvant atteindre 20 bars (entrée haute pression) et pour une pression de 10 bars en sortie (côté chambre de

combustion). La température de l'air peut atteindre jusqu'à 750 K lorsque la sirène est refroidie. Le refroidissement de cette dernière est réalisé à partir d'un flux d'air, injecté à partir de trois ports situés au niveau du système d'entraînement de la sirène, constituant la dernière partie de l'arbre de transmission (cf. Figure 95 (milieu droit)). Ce système est conçu pour rafraîchir le rotor et empêcher toutes pièces en mouvement de surchauffer.

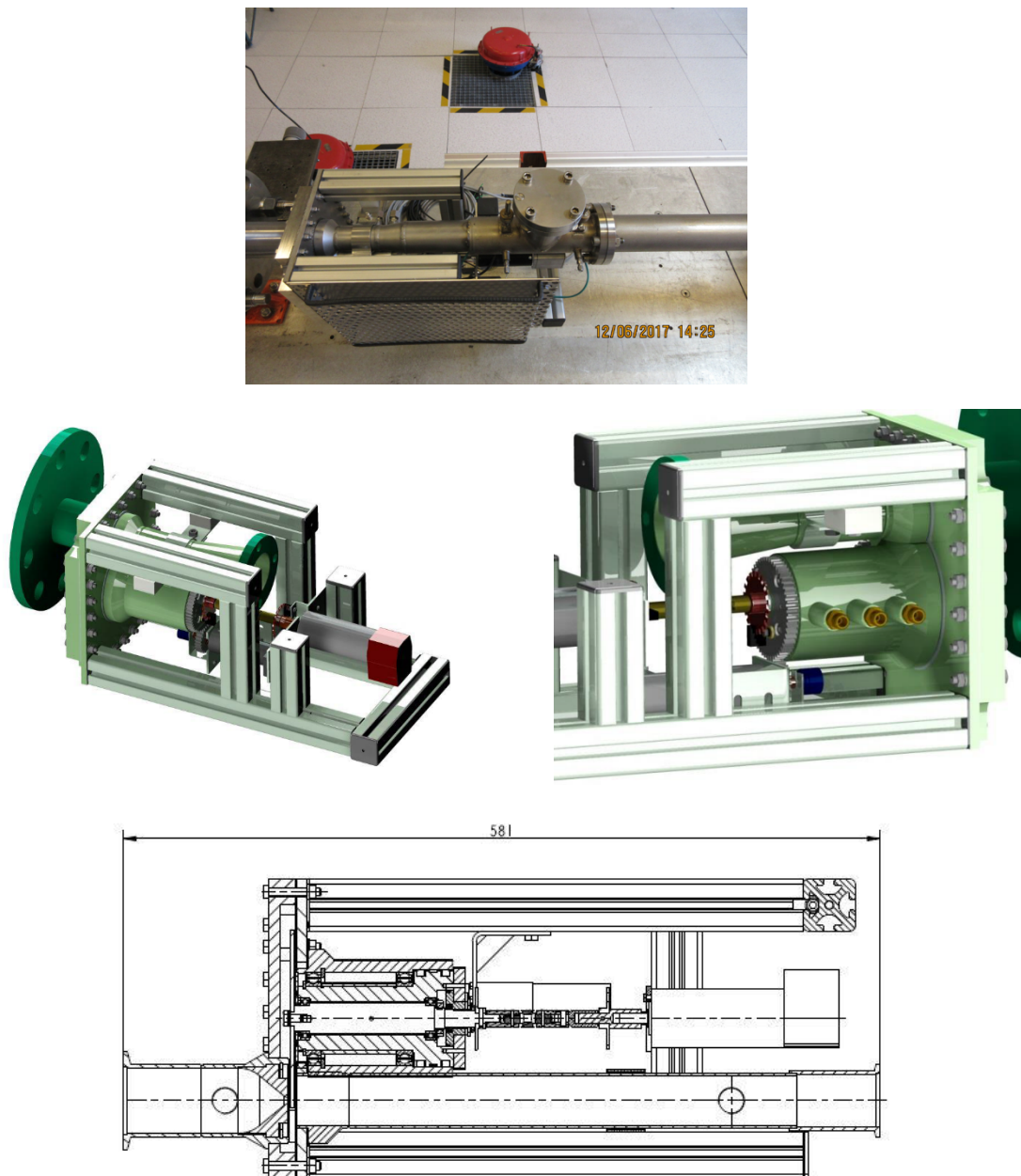


Figure 95 : Sirène mise en place à l'amont du montage LOTAR : (haut) Photo du montage. (milieu) représentation 3D (CAO). (bas) Dessin technique représentant la vue en coupe latérale de la sirène.

Le principe de fonctionnement de la sirène est décrit sur la Figure 96. Il consiste en un jet sonique d'air périodiquement cisailé par le passage des dents d'une roue crantée. La fréquence de pulsation est imposée par la vitesse de rotation de la roue. Un mécanisme permet de régler la pénétration de la roue dans (un ou le) jet d'air. L'amplitude d'excitation de l'écoulement d'air est alors contrôlée en modifiant la position relative entre la buse d'injection

et l'axe de la roue. Cette position est définie par la valeur de l'angle formé entre le châssis et l'axe de la roue, dénommé « châssis angle » par la suite (cf. Figure 97). Enfin le col de la sirène est relié à la conduite cylindrique positionnée en amont de la chambre de combustion par un tube de 250 mm de long et 50 mm de diamètre. La liaison entre ces deux tubes est assurée par un manchon soudé.

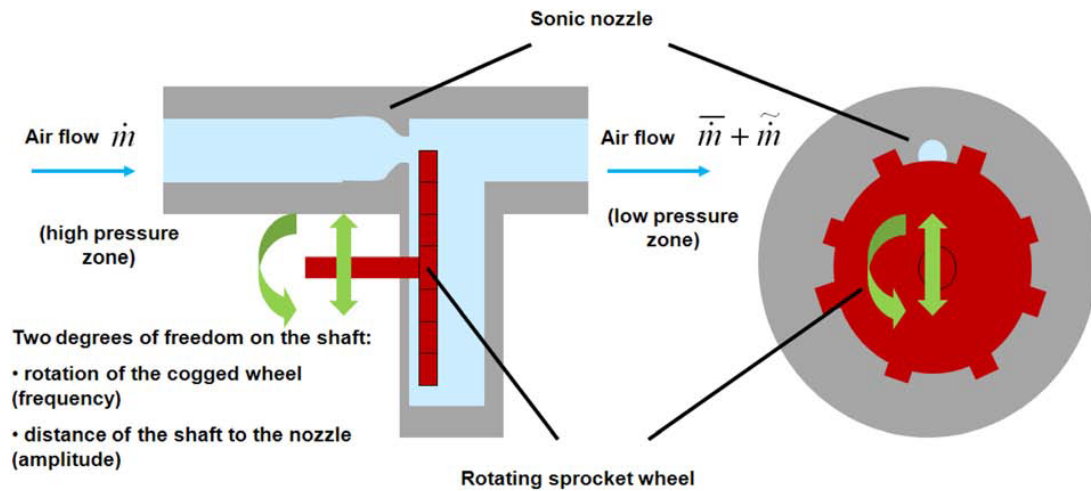


Figure 96 : Schéma de principe du fonctionnement de la sirène, d'après Giuliani et al (Giuliani, et al., 2002).

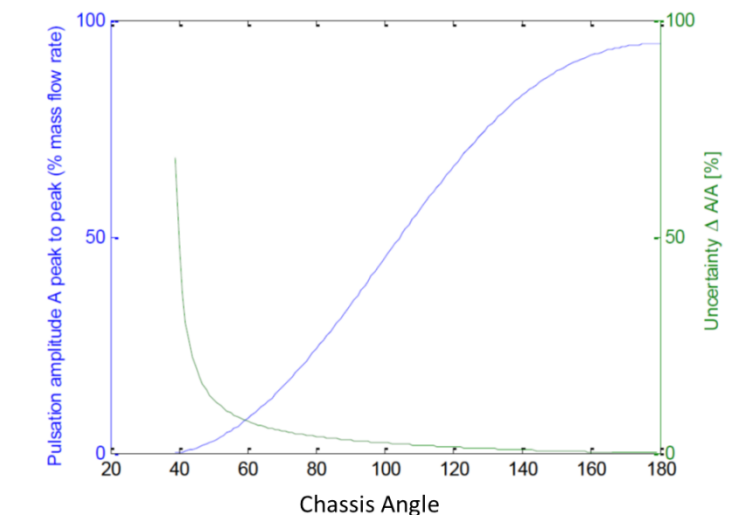


Figure 97 : Évolution de l'amplitude de pulsation en fonction du paramètre châssis angle.

5 Conditions expérimentales de fonctionnement

Dans cette étude expérimentale, différentes campagnes de mesures ont été réalisées. En particulier, la caractérisation de l'écoulement réactif a été effectuée. Elle a permis de définir les conditions d'essais générales pour effectuer, par la suite, l'étude de la réponse de la flamme. Les conditions de fonctionnement du montage LOTAR employées pour la caractérisation de l'écoulement réactif sont présentées et listées dans la suite de cette section (cf. Tableau 4).

De manière générale, le montage LOTAR utilise un écoulement d'air préchauffé ainsi qu'une injection de kérosène liquide. Les essais se sont déroulés à pression atmosphérique et pour une température de préchauffage constante de 450 K. Pour reproduire à pression atmosphérique les conditions aérodynamiques observées en pression dans les chambres de combustion, le débit d'air est fixé afin d'obtenir une vitesse d'air équivalente dans l'injecteur et par conséquent, de garantir un processus d'atomisation équivalent. Pour l'injecteur testé, le débit d'air nominal est choisi à 100 g.s^{-1} , ce qui permet d'obtenir une vitesse de l'ordre de 96 m.s^{-1} . Le kérosène employé est du Jet-A1 fourni par Haltermann Carless. Les conditions nominales de fonctionnement utilisées lors des essais, sont listées dans le Tableau 4 :

	Paramètres	Valeurs
<i>Kérosène</i>	Débit Pilote (g.s^{-1}) : \dot{m}_P	0,3 – 5,06
	Débit Multipoint (g.s^{-1}) : \dot{m}_{MP}	1,1 – 6,15
	PCI (MJ.kg^{-1})	43,355
	Masse volumique (kg.m^{-3}) : ρ_k	840
<i>Air</i>	Débit Air (g.s^{-1}) : \dot{m}_a	100
	Température de préchauffage (K) : T_{inlet}	450
<i>Écoulement</i>	Richesse : GER	0,43 – 0,96
<i>réactif</i>	FSP (%)	0 - 100

Tableau 4 : Conditions expérimentales nominales du montage LOTAR.

Les conditions d'essais dédiées aux autres campagnes de mesures sont présentées et justifiées de manière spécifique tout au long de ce chapitre.

6 Conclusion sur ce chapitre

Le montage expérimental LOTAR est donc capable de reproduire de manière réaliste les conditions d'injection de carburant liquide et le type de flamme observés dans les chambres de combustion LPP. Il permet également de reproduire les phénomènes mis en jeu dans l'interaction entre le système d'injection et la réponse de la flamme lorsqu'elle est soumise à des perturbations acoustiques de l'écoulement d'air. Toutefois, afin d'analyser l'influence du comportement de l'injection de carburant sur la réponse de la flamme, il est nécessaire préalablement de caractériser sa réponse. Pour cela, dans la partie suivante, sont présentés les moyens et méthodes expérimentales déployés pour réaliser cette caractérisation.

CHAPITRE 3 :

MOYENS ET METHODES EXPERIMENTALES UTILISEES POUR L'ANALYSE DE LA REPONSE DE LA FLAMME

L'objectif de cette partie est de présenter les moyens de mesures et les méthodes expérimentales utilisés pour caractériser la réponse de la flamme lorsqu'elle est soumise à des perturbations acoustiques de l'écoulement d'air incident. Pour cela, la réponse fréquentielle et non linéaire de la flamme est caractérisée à partir de mesures de fonctions de transfert de flamme (FDF).

1 Détermination de la réponse fréquentielle de la flamme (FDF)

1.1 Méthode de détermination de la FDF

Comme présenté dans l'état de l'art, le caractère non linéaire de la réponse de la flamme peut être décrit à partir de la FDF (*Flame Describing Function*). Cette méthode consiste à ne retenir que le signal de réponse de la flamme à la même fréquence que l'excitation. Dans ces travaux, les fonctions de transfert de flamme sont déterminées en mesurant simultanément l'amplitude des fluctuations de vitesse de l'écoulement d'air en amont du système d'injection notée u_{II} , normalisées par la vitesse moyenne débitante U_0 , et le taux de dégagement de chaleur adimensionnel q'/Q associé pour différentes fréquences et amplitudes de modulation. Dans ce cas, Q et q' représentent respectivement la valeur moyenne et l'amplitude de fluctuation du taux de dégagement de chaleur émis par la flamme. La FDF est alors exprimée de la façon suivante :

$$FDF(f, u_{II}) = \frac{q'/Q}{u_{II}/U_0} \quad (62)$$

Dans cette expression, les fluctuations de taux de dégagement de chaleur et de vitesse de l'écoulement d'air sont déterminées à la fréquence d'excitation f .

Il est à noter que dans la suite de ce manuscrit, les résultats présentés n'ont pas été normalisés par la vitesse moyenne débitante U_0 . La fonction de transfert est alors exprimée sous la forme d'une amplitude $A(f, u_{II})$, inversement proportionnel à une vitesse, et d'un retard de phase $\varphi(f, u_{II})$:

$$FDF(f, u_{II}) = A(f, u_{II})e^{i\varphi(f, u_{II})} \quad (63)$$

où A et φ dépendent de la fréquence et du niveau d'excitation. L'amplitude A caractérise le niveau de réponse de la flamme à l'excitation acoustique, alors que le retard de phase caractérise le temps de réponse entre les fluctuations de vitesse mesurées à l'amont du système d'injection et la fluctuation du taux de dégagement de chaleur au niveau de la flamme.

Les méthodes de détermination de la fluctuation de vitesse de l'écoulement d'air incident et de la fluctuation du taux de dégagement de chaleur sont présentées dans les sections suivantes.

1.2 Moyens de diagnostics mis en œuvre pour la mesure des fonctions de transferts de flammes

Le dispositif expérimental dédié à la mesure de la FDF est présenté sur la Figure 98. Les fluctuations de vitesse de l'écoulement incident sont déterminées à partir de mesures microphoniques réalisées en amont du système d'injection. Les fluctuations du taux de dégagement de chaleur sont déterminées par le biais de quatre photomultiplicateurs permettant de mesurer les propriétés de chimiluminescence de l'écoulement réactif. Ces mesures sont acquises simultanément par deux systèmes d'acquisition disjoints. Le premier est un système Brüel & Kjør modèle LAN-XI type 3660 piloté par le logiciel PULSE (Brüel & Kjør), il enregistre les signaux des capteurs de pression et le signal d'un photomultiplicateur à une fréquence d'acquisition de 12.4 kHz pour une résolution fréquentielle de 1 Hz pendant 0.125 s. L'avantage de ce système est qu'il permet un calcul en temps réel des spectres et des interspectres des différents signaux fournis par les capteurs. Le deuxième est un système National Instruments équipé d'une carte PCIe-6351 et piloté par un programme Labview. Ce dernier permet d'acquérir les signaux des capteurs microphoniques, les mesures des débits d'air et de kérosène et les signaux de tous les photomultiplicateurs. Dans ce cas, les mesures sont effectuées à une fréquence d'acquisition fixée de 10 kHz avec une résolution fréquentielle de 1 Hz pendant 100 s. Les données récoltées par cette chaîne d'acquisition sont utilisées a posteriori pour déterminer les mesures de fonction de transfert des flammes.

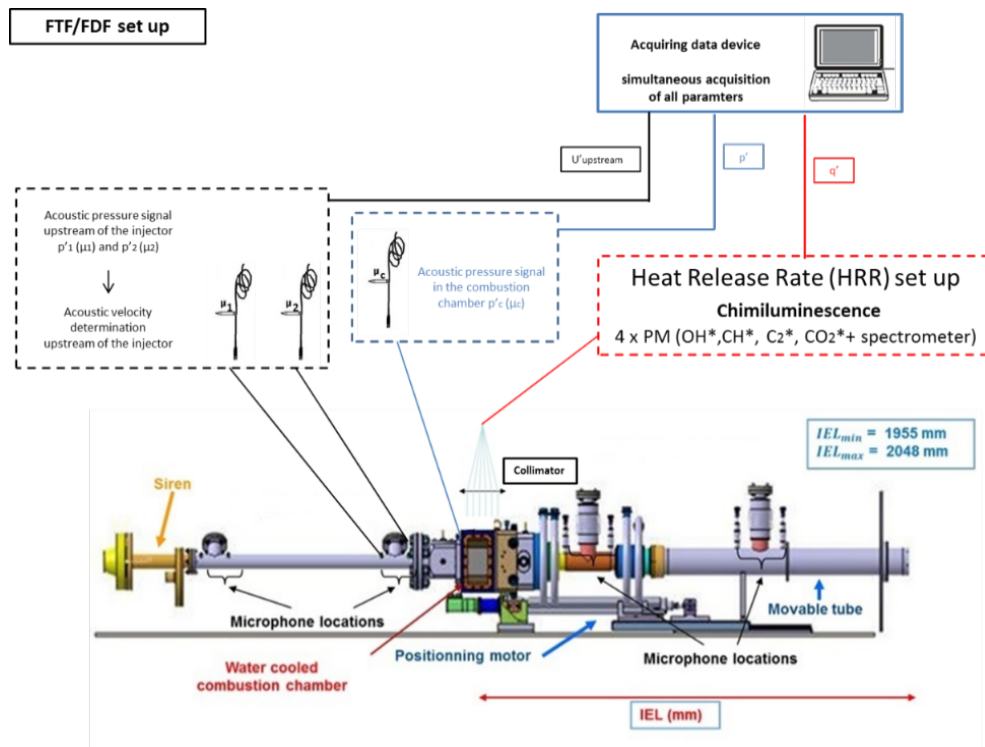


Figure 98 : Dispositif expérimental mise en œuvre pour la mesure de la réponse fréquentielle de la flamme.

2 Détermination des fluctuations de vitesse acoustique

Les fluctuations de vitesse de l'écoulement d'air incident, sont déterminées à partir de mesures microphoniques couplées à la méthode de détermination dite du « tri d'onde » présentée dans l'Annexe B, Section 2. Dans cette section sont présentés les moyens et méthodes spécifiques utilisés pour la mise en pratique sur le LOTAR.

2.1 Moyens utilisés

Dans ces travaux, les fluctuations de l'écoulement incident sont déterminées à l'entrée de la partie amont de la chambre de combustion dans laquelle est logé le système d'injection. L'analyse du champ de vitesse acoustique est basée sur des mesures de fluctuations de pression obtenues à partir de microphones montés affleurant à la paroi du plenum cylindrique de section constante, reliant la sirène à la chambre de combustion, et séparés d'une distance de 120 mm. Une représentation schématique de la position des microphones est présentée sur la Figure 99. Les capteurs microphoniques sont référencés, respectivement, par μ_1 et μ_2 et leurs positions par *I* et *II*.

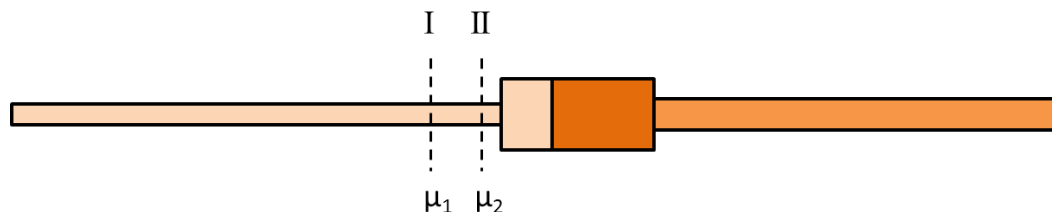


Figure 99 : Représentation schématique de la position des microphones montés sur le montage LOTAR à l'amont de la chambre de combustion.

En raison de la température élevée due au préchauffage de l'air (450 K) et des forts niveaux sonores induits par la sirène en amont, les mesures de fluctuations de pression sont réalisées par l'intermédiaire de guides d'ondes thermalisés équipés de microphones 1/4" Brüel & Kjær de type 4958. Ces microphones sont pré-amplifiés et conditionnés par un conditionneur/amplificateur Brüel & Kjær type 2694. Ce type de microphone présente l'avantage d'avoir une réponse et une sensibilité uniforme sur une large gamme de fréquences comprises entre 10 Hz et 10 kHz. Un étalonnage préalable a été mené afin de déterminer la sensibilité de ces derniers avec un pistonphone B&K (250.5 Hz, 123,9 dB).

Les guides d'ondes représentés sur la Figure 100, sont composés d'un tube en acier, de 6 mm de diamètre interne et de 30 cm de long, utilisé pour refroidir l'air dans le conduit. Ce tube est connecté à un module en forme de « T » accueillant, d'un côté, une lyre de 25 m de long qui permet d'éliminer les ondes réfléchies et de ne mesurer que la pression acoustique incidente. De l'autre côté, un tube souple en vinyle, de 1 mm de diamètre et de longueur est réglable afin de contrôler l'atténuation totale produite par le guide, il est connecté à un autre module fermé accueillant le microphone. L'étanchéité du système au niveau des raccords entre les différents éléments est assurée par des passages étanches et la température dans la sonde est vérifiée au niveau des deux modules par des thermocouples de type K.

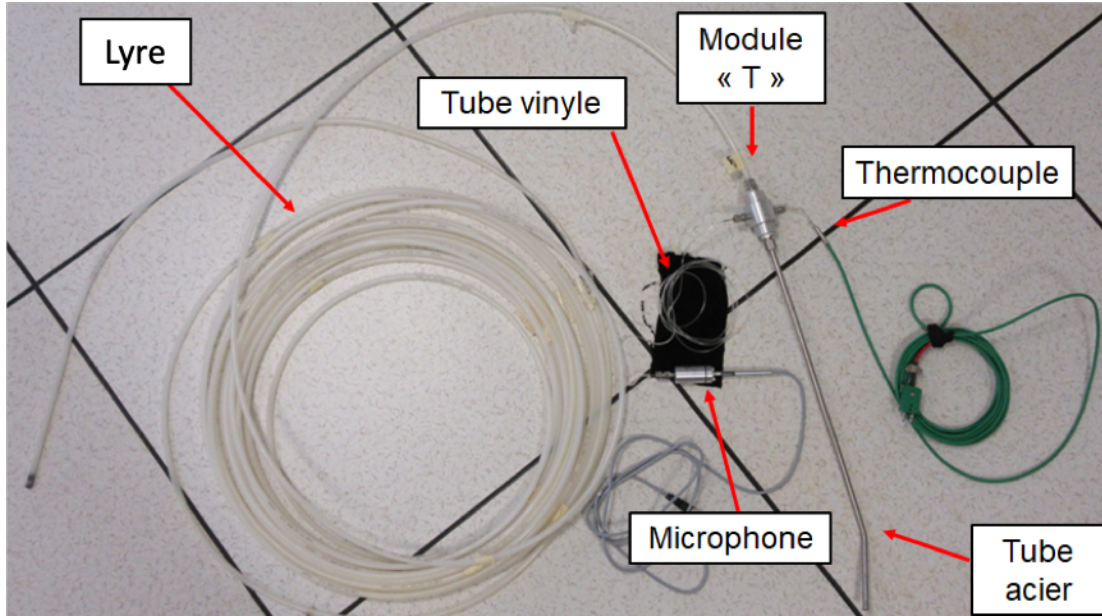


Figure 100 : Guide d'ondes.

Lors de l'acquisition des données, l'onde de pression incidente se propageant dans ce guide d'onde est nécessairement atténuée (en amplitude) et retardée. Pour corriger les mesures, un étalonnage du système complet (guide d'onde + microphone + chaîne d'acquisition) a été réalisé à l'aide d'un tube à impédance générant un bruit blanc entre 40 Hz et 3000 Hz. Dans ce dernier, le système de mesure complet et un microphone de référence sont introduits en fond de tube. De cet étalonnage est alors déduite la fonction de réponse en fréquence (FRF) (en amplitude et en phase) qui permet de corriger les mesures a posteriori.

2.2 Méthodes employées

La méthode de détermination des fluctuations de vitesse acoustique employée, est la méthode dite du « tri d'onde » issue des travaux de Boden et Abom (Åbom & Bodén, 1988) et déjà appliquée à la configuration SIGMA (Partie II). Pour les conditions utilisées lors des essais pratiqués sur le LOTAR ($\dot{m}_a = 100 \text{ g.s}^{-1}$ et $T_{inlet} = 450 \text{ K}$), le nombre de Mach est égal à $M_a = 0.105$. La méthode employée au cas spécifique du montage LOTAR est succinctement présentée dans la section suivante.

2.2.1 Détermination de la vitesse acoustique à la position II

Les systèmes microphoniques μ_1 et μ_2 sont respectivement placés aux positions *I* et *II* sur le tube de section constante (Figure 99). Comme présenté précédemment, il est possible de déterminer la fluctuation de vitesse aux positions *I* ou *II* par :

$$u_I = \frac{p_I}{\rho c Z_I} = \frac{p_I}{\rho c} j \frac{[H_{II,I} e^{-jkML} - \cos kL]}{\sin kL} \quad (64)$$

$$u_{II} = \frac{p_{II}}{\rho c Z_{II}} = \frac{p_{II}}{\rho c} \frac{-j \sin kL Z_I + \cos kL}{\cos kL Z_I - j \sin kL}$$

L'impédance en I est définie par :

$$Z_I = \frac{p_I}{\rho c u_I} = \frac{-j \sin kL p_I}{[p_{II} e^{-jkML} - \cos kL p_I]} = \frac{-j \sin kL}{\left[\frac{p_{II}}{p_I} e^{-jkML} - \cos kL \right]} \quad (65)$$

avec

$$\frac{p_{II}}{p_I} = H_{II,I} \quad (66)$$

2.2.2 Mesure de la fonction de transfert $H_{II,I}$ par inversion des microphones

Lors de l'étalonnage de μ_1 et μ_2 en tube à impédance, il n'est pas possible de reproduire les conditions de température observées dans le LOTAR (450 K). Ainsi, la différence de température entre les deux extrémités du guide d'onde n'est pas la même pour les deux configurations. Afin de minimiser les erreurs de mesures de la fonction de réponse en fréquence $H_{II,I}$ liées à la différence des conditions observées, les essais ont été doublés en inversant la position des systèmes microphoniques. En particulier cette procédure est utile pour limiter l'erreur de phase commise entre l'étalonnage et les mesures sur le LOTAR.

Pour cela, la méthode consiste à faire deux séries de mesures. La configuration adoptée pour ces dernières est présentée sur la Figure 101. Pour la première configuration, notée (a), μ_1 est à la position I et le μ_2 à la position II (cf. Figure 101 (a)). Pour la seconde, notée (b), μ_2 est à la position I et μ_1 à la position II (cf. Figure 101 (b)).

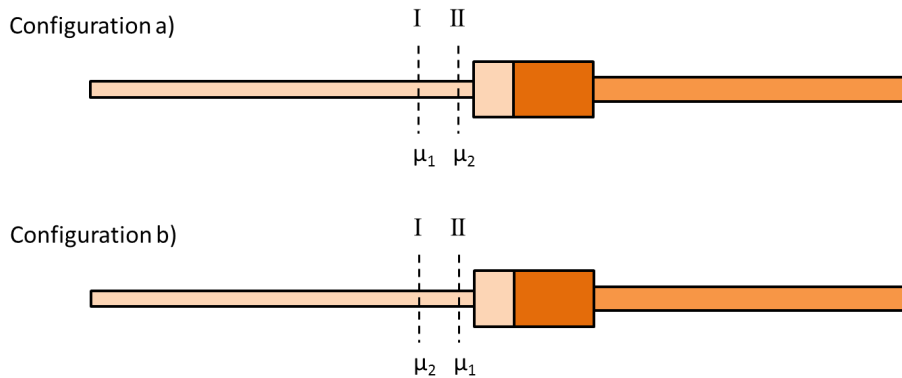


Figure 101 : Configuration des deux séries de mesures adoptées pour la méthode d'inversion des microphones.

La mesure intègre deux sources d'erreurs liées à la chaîne microphone (guide d'onde + système d'acquisition) d'une part et une autre liée au montage sur le banc.

Lors de l'étalonnage préalable sur le tube à impédance avec un microphone de référence (μ_{ref}), la fonction de transfert E_i entre le signal de référence $p_{i,ref}$ et le signal mesuré non corrigé $p_{i,NC}$ a été déterminée :

$$p_{i,NC} = E_i p_{i,ref} = p_{i,Réel} e^{j\psi_i} \quad (67)$$

Où i référence le système microphonique considéré (μ_i).

Lors de la mesure sur le LOTAR, un décalage en amplitude et en phase est introduit entre la fluctuation réelle dans la conduite et celle vue par le microphone $p_{i,mes}$. Ainsi, la valeur corrigée $p_{K,c}$ à la position K est définie comme suit :

$$p_{K,c} = A_K e^{j\phi_K} = p_{i,mes} C_i e^{j\theta_i} = p_{i,NC} C_i e^{-j(\psi_i - \theta_i)} ; K = I \text{ ou } II \quad (68)$$

La fonction de transfert entre les signaux réels de pressions p_I et p_{II} déterminées pour la configuration (a), est alors :

$$H_{(a)II,I} = \frac{p_{(a)II,c}}{p_{(a)I,c}} = \frac{p_{2,NC} C_2 e^{-j(\psi_2 - \theta_2)}}{p_{1,NC} C_1 e^{-j(\psi_1 - \theta_1)}} = \frac{1}{H_{12,a}} \frac{C_2 e^{-j(\psi_2 - \theta_2)}}{C_1 e^{-j(\psi_1 - \theta_1)}} \quad (69)$$

Et pour la configuration (b) :

$$H_{(b)II,I} = \frac{p_{(b)II,c}}{p_{(b)I,c}} = \frac{p_{1,NC} C_1 e^{-j(\psi_1 - \theta_1)}}{p_{2,NC} C_2 e^{-j(\psi_2 - \theta_2)}} = H_{12,b} \frac{C_1 e^{-j(\psi_1 - \theta_1)}}{C_2 e^{-j(\psi_2 - \theta_2)}} \quad (70)$$

Avec $H_{12,a}$ et $H_{12,b}$ les fonctions de transfert mesurées (sans corrections issues de l'étalonnage) à partir des signaux délivrés par les μ_1 et μ_2 pour les deux configurations.

En faisant le produit :

$$H_{(b)II,I} H_{(a)II,I} = \frac{H_{12,b}}{H_{12,a}} \quad (71)$$

La fonction de transfert corrigée $H_{II,I}$ est alors directement déduite du rapport entre les fonctions de transfert mesurées entre les μ_1 et μ_1 (non corrigées) pour les deux configurations.

$$H_{II,I} = \sqrt{\frac{H_{12,b}}{H_{12,a}}} \quad (72)$$

3 Détermination des fluctuations du taux de dégagement de chaleur

L'analyse des travaux consacrés à la mesure du dégagement de chaleur par une flamme présentée dans le [Chapitre 1](#) de cette partie, montre que pour les flammes pauvres parfaitement ou partiellement pré-mélangées et issues d'un carburant gazeux ou complètement évaporé, il est généralement admis que l'intensité de chimiluminescence des radicaux OH^* , CH^* et C_2^* d'une flamme est proportionnelle au taux de dégagement de chaleur (HRR) ([Sattelmayer, 2003](#)), ([Schuermans, et al., 2010](#)), ([Guethe, et al., 2012](#))). Toutefois, dans les systèmes non pré-mélangés utilisant en particulier une injection de kérosène liquide, le lien entre chimiluminescence et HRR est bien plus complexe. Dans ce cas, il n'est plus possible de corrélérer directement le taux de dégagement de chaleur à l'émission de ces radicaux. Cette section a donc pour objet de présenter les moyens et méthodes mis en place afin de mesurer les fluctuations du taux de dégagement de chaleur. Pour cela, le moyen de diagnostic retenu, adapté des travaux de Yi et Santavicca ([Yi & Santavicca, 2009](#)), est la mesure simultanée de l'émission de plusieurs radicaux (OH^* , CH^* , C_2^* et CO_2^*).

3.1 Méthode de détermination des fluctuations du taux de dégagement de chaleur par mesures de chimiluminescence

En se basant sur les travaux de Yi et Santavicca ([Yi & Santavicca, 2009](#)), le lien entre les fluctuations relatives du taux de dégagement de chaleur (q'/Q) et les mesures de chimiluminescence est obtenu en considérant que q'/Q résulte d'une combinaison linéaire des perturbations produites par de petites fluctuations du débit massique d'air \dot{m}'_a et de richesse GER' , tel que :

$$\frac{q'}{Q} = \frac{\dot{m}'_a}{\dot{m}_a} + \frac{GER'}{GER} \quad (73)$$

Les fluctuations relatives du débit massique d'air $\dot{m}'_a/\overline{\dot{m}_a}$ et de la richesse globale GER'/\overline{GER} sont alors déterminées en fonction des intensités de chimiluminescence I_{OH^*} , I_{CH^*} , $I_{CO_2^*}$ et $I_{C_2^*}$. Dans ce cas, (\bullet') et $(\overline{\bullet})$ sont les valeurs fluctuantes et moyennes des deux signaux \dot{m}_a et GER. Ces relations sont déduites d'un étalonnage préalable basé sur des mesures de chimiluminescence réalisées sur une large gamme de débit massique d'air (\dot{m}_a) et de richesse globale (GER).

Dans la suite de cette section, la mise en œuvre de l'instrument de mesure est d'abord présentée. Puis, dans le but de limiter et d'évaluer les incertitudes de mesures, les procédures et méthodes expérimentales mises en place sont décrites.

3.2 Mise en œuvre de l'instrument de mesure

3.2.1 Outils de diagnostic

Mesure de chimiluminescence des radicaux OH^* , CH^* , C_2^* et CO_2^*

Dans cette étude, les émissions de chimiluminescence des radicaux OH^* , CH^* , C_2^* et CO_2^* sont mesurées simultanément par quatre photomultiplicateurs Hamamatsu PM tube R374. Le rayonnement issu de la zone de combustion est collecté par un collimateur qui focalise la lumière à l'entrée d'une fibre optique, acheminant la lumière jusqu'aux capteurs. Ces photomultiplicateurs sont équipés de filtres interférentiels (passe-bande) ASAHI de 10 nm de largeur de bande à mi-hauteur, centrés sur 310 nm pour OH^* , sur 430 nm pour CH^* , 450 nm pour CO_2^* et d'un filtre OMEGA centré à 515 nm pour C_2^* . Il est à noter que dans le cas des essais réalisés pour cette thèse, l'absorption lumineuse de l'air est négligée. Le montage présenté sur la Figure 102 permet donc une mesure globale, car intégrée sur la ligne de visée optique, et fournit une réponse proportionnelle entre le courant délivré par les PM et les photons captés issus de la flamme. Ce courant est ensuite converti en tension et acquis à l'aide d'un programme Labview par l'intermédiaire d'une carte PCIe-6351 National Instruments. Un système d'adaptation d'impédance entre les PM et la carte d'acquisition, utilisant des résistances de 750 k Ω avec une incertitude de 1 % montées en court-circuit, a toutefois été nécessaire pour optimiser la transmission des signaux et permettre une bonne dynamique de lecture. L'impédance de chacune de ces lignes a été mesurée à plusieurs reprises et a été prise en compte dans les mesures. Les résultats obtenus ont présenté une parfaite stabilité au cours du temps.

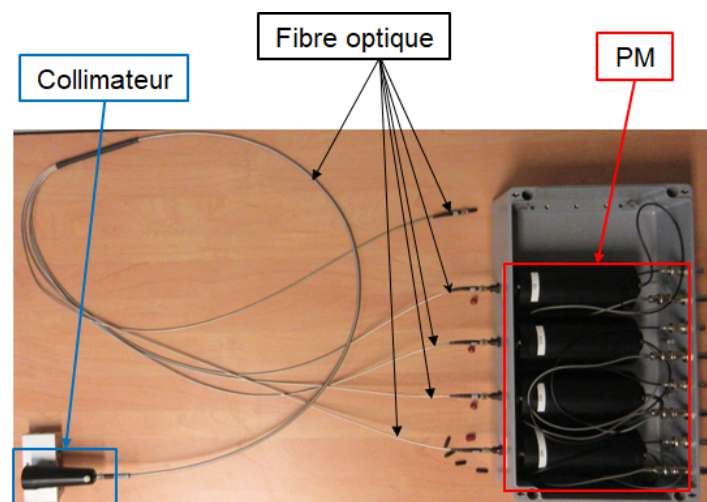


Figure 102 : Montage de l'instrument de mesure de la chimiluminescence des différents radicaux par photomultiplicateurs.

Mesure spectroscopique

L'étude du rayonnement dans le visible et le proche UV des flammes étudiées a été réalisée par spectroscopie. Les spectres sont obtenus par le biais d'un spectromètre Ocean Optics *HR2000+*. Il est sensible aux longueurs d'ondes comprises entre 190 nm et 1100 nm et est utilisé avec le même dispositif de collecte de lumière que celui mis en place pour les PM (collimateur + fibre optique). La calibration de la ligne spectrale a été préalablement effectuée à partir d'une lampe de tungstène, pour les gammes de longueurs d'ondes dans le visible, et par une lampe Oriel pour le proche UV. La résolution spectrale est donnée à 1 nm. Le temps d'intégration est choisi entre 30 ms et 50 ms selon la configuration étudiée et en fonction de la dynamique de lecture recherchée ($3 \cdot 10^4$ max). Enfin l'acquisition des données est réalisée par un ordinateur à partir du logiciel SpectraSuite.

Ces mesures spectroscopiques sont déployées pour chaque condition d'essai, elles indiquent la présence des maxima d'intensité lumineuse aux longueurs d'ondes relatives aux émissions de OH^* , CH^* , C_2^* et CO_2^* mesurées par les PM. Elles servent dans un premier temps à déterminer le spectre d'émission de la flamme et donc sa composition dans le visible et le proche UV. Puis a posteriori, ces mesures sont utilisées pour détecter l'émission du dépôt de suie sur les accès optiques ainsi qu'à évaluer et à corriger la nature des émissions de fond large bande, dues à la lumière collectée hors du volume de mesure. Ces émissions de fond large bande, provenant de la radiation des parois par exemple, sont susceptibles de contaminer les mesures de chimiluminescence fournies par les PM rajoutant ainsi de l'incertitude sur ces dernières.

3.2.2 Dispositif expérimental

Le montage de l'instrument de mesure sur le LOTAR est présenté sur la Figure 103. L'acquisition simultanée des signaux fournis par les photomultiplicateurs, correspondant à l'émission des radicaux OH^* , CH^* , C_2^* et CO_2^* , est réalisée à une fréquence d'acquisition fixée de 10 kHz de manière à capter les plus petites fluctuations (turbulentes) à haute fréquence émises dans la zone réactive. La chaîne d'acquisition permet d'effectuer des mesures pendant un temps maximum de 120 s pour une résolution fréquentielle minimale de 0,2 Hz. Le gain des photomultiplicateurs est, quant à lui, réglé à partir de leurs systèmes d'alimentation haute tension. Les tensions lues par la carte d'acquisition sont corrigées pour le gain de chaque photomultiplicateur à partir d'une courbe de sensibilité fournie par Hamamastu. Ainsi, pour chaque photomultiplicateur, les résultats sont présentés à iso-gain.

Les spectres d'émission de la flamme mesurés par le spectromètre sont déterminés sur une gamme de longueur d'onde de 200 nm à 1000 nm. Les temps d'intégration sont choisis à 30, 40 et 50 ms de manière à optimiser la dynamique de lecture en fonction des conditions d'essais.

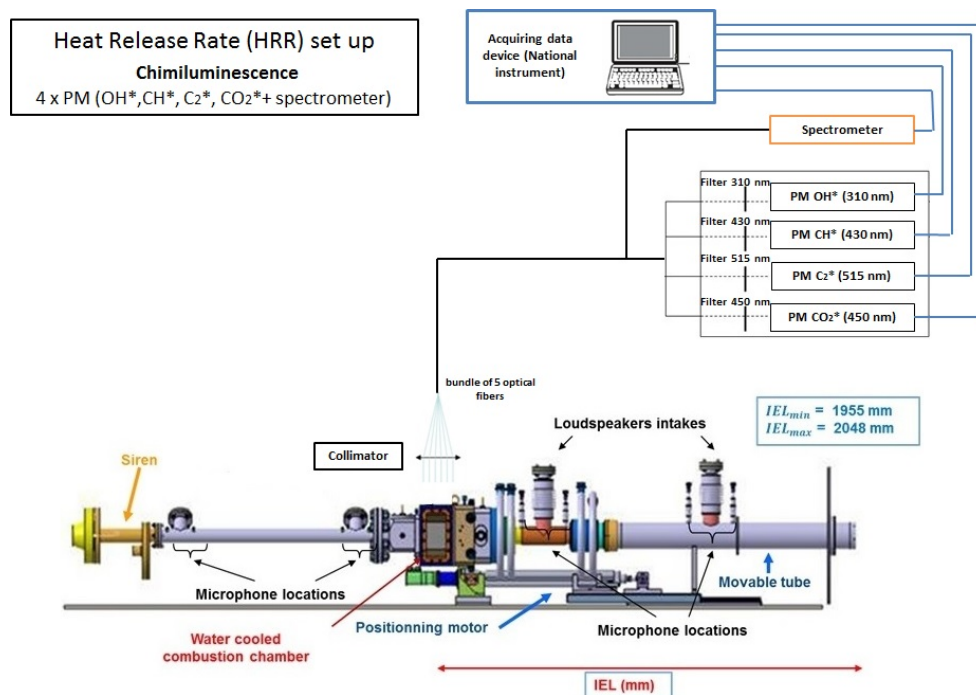


Figure 103 : Dispositif expérimental mis en place pour la mesure du taux de dégagement de chaleur sur le LOTAR.

Dans un premier temps, des tests ont été réalisés et répétés en faisant varier le GER, la FSP et le débit d'air. Ils ont permis de définir le placement du collimateur et de déterminer la tension d'alimentation des PM. Les premiers résultats ont mis en évidence un dépôt de suies important sur les hublots en fonction de la durée de l'essai et des conditions de richesse choisies. En particulier sur les hublots latéraux, la présence de la suie perturbe considérablement l'accès optique, le dépôt y est important et variable. Sur le hublot supérieur, une tache de suies est également présente. Néanmoins, la taille de cette tâche est réduite et

n'évolue plus à partir d'un certain temps. Au vu de ces résultats, le collimateur a été placé verticalement à 20 cm du hublot supérieur et de manière à ne pas visualiser la tâche de suies.

3.3 Procédures et incertitudes de mesures

La réalisation des mesures de chimiluminescence sur le montage LOTAR a été une tâche particulièrement difficile, en raison de la quantité importante de suies produites par la flamme qui se dépose sur les hublots et de la contamination des signaux de mesures par les émissions de fond large bande du CO_2^* , ainsi que par le rayonnement des suies (corps noir / gris). C'est pourquoi l'un des points importants de ce travail a consisté à étudier l'influence de la production de suies et à évaluer les incertitudes de mesures dues aux émissions de fond. Pour cela, des tests préliminaires ont été réalisés et des procédures expérimentales ont été mises en place afin de garantir la répétabilité des mesures et la pertinence des résultats.

De manière générale, l'allumage du foyer est toujours opéré dans les mêmes conditions. Les acquisitions sont réalisées uniquement lorsque que la température de préchauffage (T_{inlet}), le débit d'air (\dot{m}_a) et les conditions d'injection (\dot{m}_p et \dot{m}_{MP}) sont stables. Une calibration du « noir » est effectuée avant et après chaque série d'essais afin de déduire le bruit de la chaîne d'acquisition des mesures. Pour chaque série de mesures, la moyenne, la valeur RMS, l'écart-type, la variance et les incertitudes de mesure des signaux de chimiluminescence sont calculés. De plus, l'évolution de la valeur RMS des différents signaux enregistrés par les PM est analysée pour un grand temps d'acquisition. Ainsi, en fonction des conditions d'essai, si la variation de la valeur RMS des signaux est supérieure à 15 %, le résultat n'est pas pris en compte. Les spectres d'émission sont déterminés à plusieurs reprises pour chaque condition d'essai. Ces mesures permettent d'indiquer la présence des maxima d'intensité aux longueurs d'ondes relatives de l'émission des radicaux OH^* , CH^* , C_2^* et CO_2^* . Elles permettent également d'évaluer la nature des émissions de fond large bande et de vérifier la contamination des signaux de chimiluminescence par la présence de la suie ou l'émission large bande du CO_2^* .

Également, afin de limiter les incertitudes de mesures, la même démarche expérimentale est répétée pour tous les essais. Pour vérifier la répétabilité des mesures, les expériences sont réitérées, en fonction des conditions d'essais, pendant plusieurs mois. Ainsi, tous les résultats présentant une contamination trop importante ou variant de manière significative au cours du temps sont exclus de l'analyse.

3.3.1 Influence du dépôt de suies sur les hublots

La Figure 104 présente les spectres d'émission du rayonnement de la flamme produite par l'injecteur pilote seul. Les mesures ont été réalisées toutes les vingt minutes pour une flamme de richesse globale $GER = 0,71$ et pour un débit massique d'air de $\dot{m}_a = 100 \text{ g} \cdot \text{s}^{-1}$. Sur ce graphe, les pics d'intensité ciblés correspondent aux rayonnements des radicaux OH^* à 310 nm, CH^* à 430 nm et C_2^* à 515 nm. Celui de OH^* est faible mais émerge nettement du spectre. Les niveaux de rayonnement des radicaux CH^* et C_2^* correspondent, quant à eux, à des maxima d'intensité et sont facilement discernables du spectre d'émission. La comparaison des spectres d'émission au cours du temps met en évidence une décroissance de l'intensité du rayonnement de la flamme d'environ 20 % (cf. Figure 104). Ce phénomène est dû à la dégradation de la transmission lumineuse à travers le hublot causée par le dépôt de la suie sur

ce dernier. Ce dépôt est variable et dépend en particulier du GER. En effet, la production de suies est plus importante pour des valeurs du GER élevées. Dans le but de s'affranchir au mieux de cette perturbation et de garantir la répétabilité des résultats, un protocole a été mis en place pour réaliser les essais. Ainsi, pour des conditions d'essai équivalentes, les résultats sont retenus uniquement si la variation de la moyenne, de la valeur RMS et de l'écart-type des signaux de mesure est inférieur à 1 % pour trois séries d'essais consécutives. De plus, les essais sont tous effectués en suivant la même démarche : Le débit massique d'air est tout d'abord fixé puis les conditions de richesse globale varient de la valeur la plus élevée ($GER = 0,71$) à la plus faible ($GER = 0,35$).

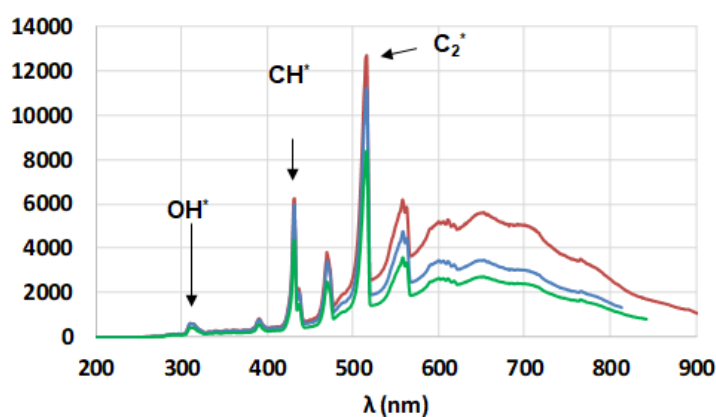


Figure 104 : Évolution du spectre moyen du rayonnement de la flamme au cours du temps pour $GER = 0,71$ et $\dot{m}_a = 100 \text{ g.s}^{-1}$ (pilote seul). (Rouge) $t = 0 \text{ min}$, (bleu) $t = 20 \text{ min}$, (vert) $t = 40 \text{ min}$.

3.3.2 Méthodes de détermination des émissions de fond « large bande » dues au CO_2^*

Les émissions de fond « large bande » peuvent avoir plusieurs origines. Elles peuvent provenir de la radiation des parois, de la chimiluminescence large bande du radical CO_2^* ou encore de l'émission de corps gris provenant des suies. Elles sont susceptibles de contaminer les mesures de chimiluminescence des radicaux, en particulier de OH^* et CH^* , fournies par les PM. Dans ces travaux, la contamination de ces signaux est évaluée à partir des spectres d'émissions obtenus par le biais de mesures spectroscopiques. Pour évaluer l'émission de fond « large bande » due au radical CO_2^* , l'évolution de l'amplitude d'émission des radicaux OH^* et CH^* est comparée à l'évolution des niveaux du spectre mesurés autour de ces longueurs d'ondes en fonction du débit massique d'air et de la richesse globale. Un exemple du traitement réalisé pour évaluer la contamination des radicaux est présenté sur la Figure 105. Ainsi, les taux de contamination ($OH^*/OH^*(bkg)$ et $CH^*/CH^*(bkg)$) sont estimés à partir du rapport entre le rayonnement de ces radicaux, respectivement à 310 nm et 430 nm, avec l'évolution du spectre d'émission autour de OH^* ($OH^*(bkg)$) à 280-295 nm et 335-350 nm et autour de CH^* ($CH^*(bkg)$) à 400-415 nm et 445-460 nm.

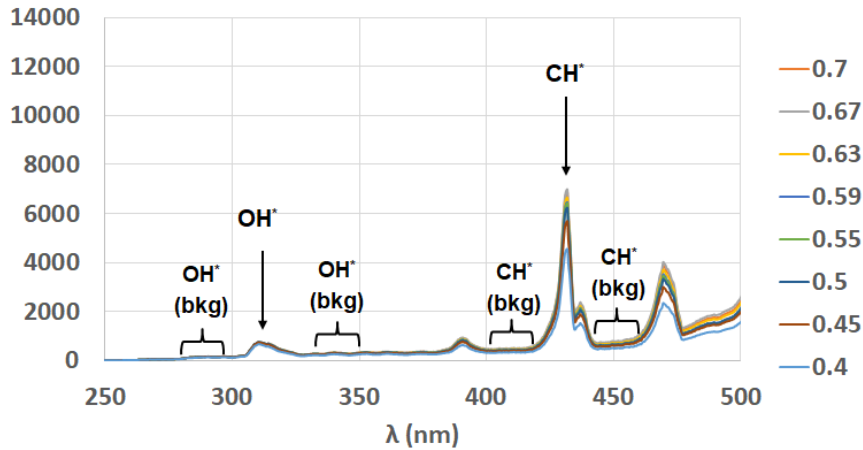


Figure 105 : Exemple d'évolution du spectre moyen du rayonnement de la flamme en fonction de la richesse globale utilisé pour évaluer la contamination de OH^* et CH^* par CO_2^* ($GER = 0,4 - 0,7$ et $\dot{m}_a = 100 \text{ g} \cdot \text{s}^{-1}$).

4 Conclusion sur ce chapitre

La caractérisation de la réponse non linéaire de la flamme est réalisée à partir de mesures de fonction de transfert de flamme (FDF). Cette dernière consiste à analyser la réponse de la flamme pour différentes fréquences et amplitudes d'excitation. Elle est exprimée à partir du rapport entre les niveaux de fluctuations du taux de dégagement de chaleur et de vitesse de l'écoulement d'air incident mesurés pour chaque fréquence et amplitude d'excitation. Les fluctuations de vitesse de l'écoulement d'air sont déterminées en amont du système d'injection à partir de mesures microphoniques couplées à la méthode dite du tri-d'onde. Les fluctuations du taux de dégagement de chaleur sont mesurées à partir de l'analyse des signaux de chimiluminescence mesurés à l'aide de photomultiplicateurs équipés de filtres optiques centrés sur l'émission de différents radicaux. Une analyse préalable a permis de définir la zone de la flamme visée et d'évaluer l'effet de contamination des signaux par des phénomènes parasites. Ainsi, l'influence du dépôt des suies sur les hublots a été déterminée. Des procédures expérimentales ont été établies pour garantir la répétabilité et la qualité des mesures. Enfin, une méthode a été mise en place pour évaluer la contamination des mesures de chimiluminescence des radicaux OH^* et CH^* par les émissions de fond de large bande dues au rayonnement du CO_2^* .

CHAPITRE 4 :

ANALYSE DE LA REPOSE DE LA FLAMME

L'objectif de cette partie est d'analyser la réponse de la flamme générée par le LOTAR lorsqu'elle est soumise à des perturbations acoustiques de l'écoulement d'air. Tout d'abord, il est nécessaire de caractériser l'écoulement réactif en l'absence de perturbations afin de qualifier la qualité de la combustion et de définir les conditions de stabilité du système. Pour permettre d'étudier, en particulier, l'influence de la zone multipoint, l'étude est réalisée pour deux configurations de fonctionnement du système d'injection : Dans le premier cas, seul l'injecteur pilote est alimenté. Dans le second cas, le débit de kérosène injecté par la zone pilote est fixé et le débit de la zone multipoint varie. Puis, pour déterminer les fluctuations du taux de dégagement de chaleur de la flamme, l'analyse et l'étalonnage des mesures de chimiluminescence, en fonction du débit massique d'air et de la richesse globale, sont réalisés. Enfin, l'analyse de la réponse fréquentielle de la flamme, pour les deux configurations d'injection traitées, est présentée.

1 Caractérisation de l'écoulement réactif

La caractérisation de l'écoulement réactif a été réalisée en deux étapes. Dans un premier temps, les caractéristiques de l'écoulement d'air et du brouillard de gouttes produit par le système d'injection ont été déterminées en l'absence de combustion. L'intérêt de cette étape réside dans le rôle que joue le système d'injection dans la combustion. En plus d'alimenter la flamme en carburant, il permet la mise en rotation de l'écoulement d'air, créant une zone de recirculation centrale qui a pour effet de stabiliser la flamme, assure l'atomisation des jets liquides composant la zone multipoint et réalise le mélange air/carburant avant la combustion. La caractérisation de l'écoulement diphasique est donc essentielle pour déterminer la qualité de la combustion, en particulier, pour vérifier l'hypothèse d'axisymétrie de la flamme.

Dans un second temps, la cartographie de stabilité du montage LOTAR, en fonction de la richesse et du paramètre FSP, a été effectuée. Ces essais ont, quant à eux, permis de déterminer les conditions d'essais à employer pour l'étude de la réponse de la flamme.

1.1 Caractérisation du brouillard de gouttes

Dans cette section, l'écoulement aérodynamique ainsi que la taille et la vitesse des gouttes générées par le système d'injection sont étudiés. Ces mesures sont réalisées, en l'absence de combustion, pour deux configurations différentes, d'une part, à température ambiante (293 K) et en non-confiné et d'autre part, à chaud en confiné. L'intérêt de cette comparaison est, en particulier, de vérifier l'effet du confinement sur le brouillard. En non confiné, le kérosène est remplacé pour des raisons de sécurité par de l'éthanol possédant des caractéristiques physiques (tension superficielle, viscosité et masse volumique) équivalentes.

Ces mesures sont effectuées à l'aide d'un granulomètre à effet Doppler (PDA) de la société Dantec Dynamics (cf. [Annexe C](#)). La caractérisation de l'écoulement aérodynamique

est réalisée en l'absence de l'injection du liquide en ensemençant l'écoulement d'air à l'aide de fines gouttelettes de DEHS.

Le repère considéré pour les mesures PDA est présenté Figure 106. Son origine est fixée à la sortie de l'injecteur (lèvres du diffuseur) avec l'axe Ox défini comme l'axe de symétrie de l'injecteur, orienté dans le sens de l'écoulement principal (axial). La taille et la vitesse des gouttes ont été mesurées selon des traversées horizontales et verticales dans des plans transverses à Ox . Pour l'analyse des résultats, les positions radiales, auxquelles sont réalisées les mesures, sont normalisées par rapport au diamètre de référence D_{ref} qui est le diamètre entre les deux extrémités du deuxième diffuseur (cf. Figure 94). Les vitesses sont normalisées par la vitesse débitante de l'écoulement (U_0)⁵. Cette dernière est obtenue en fonction du débit massique ainsi que de la masse volumique de l'écoulement, et de la section efficace de l'injecteur déduite de mesures de perméabilité préalable de l'injecteur.

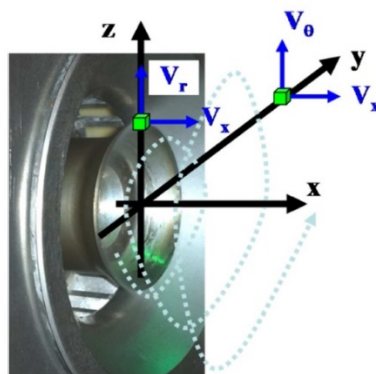


Figure 106 : Repère considéré, en sortie d'injecteur, pour les mesures PDA.

1.1.1 Caractérisation du système d'injection en non-confiné

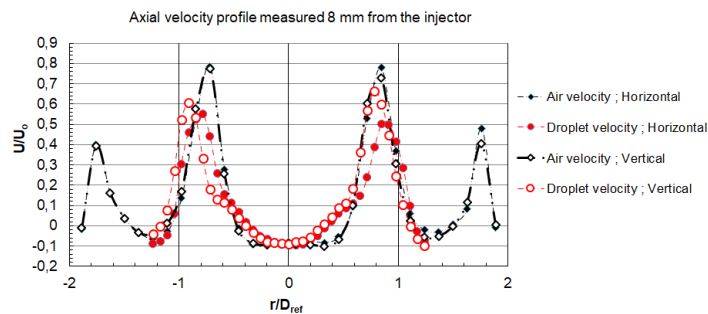
Pour la configuration non-confinée, les profils horizontaux ($z = 0$) et verticaux ($y = 0$) ont été explorés le long de l'axe de symétrie (Ox) dans des plans transverses situés à 8 et 30 mm. Les conditions d'essais sont déduites à partir du débit réduit ($\Delta P/P$) et listées dans le Tableau 5 suivant :

Paramètres	Valeurs
Débit réduit (%): $\Delta P/P$	6,1
Débit d'air ($g.s^{-1}$): \dot{m}_a	157
Température de l'air (K): T_{inlet}	293
Débit Pilote ($g.s^{-1}$): \dot{m}_P	0,19
Débit Multipoint ($g.s^{-1}$): \dot{m}_{MP}	4,78

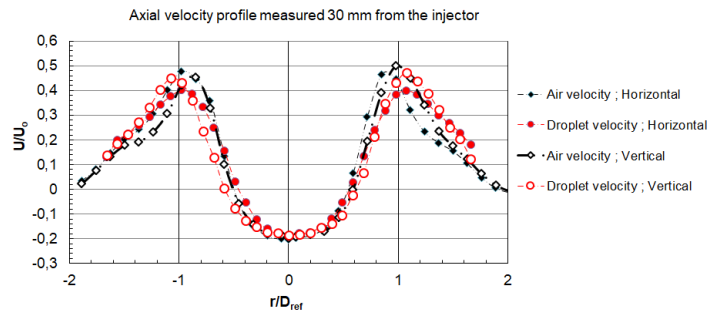
Tableau 5 : Conditions d'essais pour la configuration non-confinée.

⁵ Vitesse débitante au nez de l'injecteur déterminée à partir de données constructeurs cf. KIAI

Sur la Figure 107 sont présentés les profils de vitesses axiales de l'écoulement aérodynamique et des gouttes, en fonction de la position radiale selon les traversées horizontales et verticales, pour les plans transverses sondés à 8 mm (Figure 107 (a)) et 30 mm (Figure 107 (b)). De manière générale, les résultats présentent une distribution plutôt axisymétrique. Pour le plan le plus proche de l'injecteur (Figure 107 (a)), deux maximums (pics) de vitesse sont observés. Le premier, provient de l'écoulement tourbillonnaire induit par les vrilles radiales. Le second est, quant à lui, lié à l'écoulement d'air servant au refroidissement du fond de chambre. En s'éloignant de l'injecteur, ce dernier disparaît et un unique maximum est alors distingué. Enfin, ces graphes mettent également en évidence une zone de recirculation centrale, de même taille que le second diffuseur (D_{ref}), caractérisée par des valeurs de vitesse longitudinale négatives.



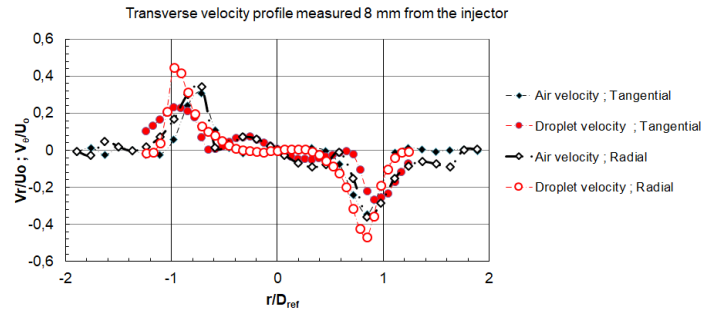
(a)



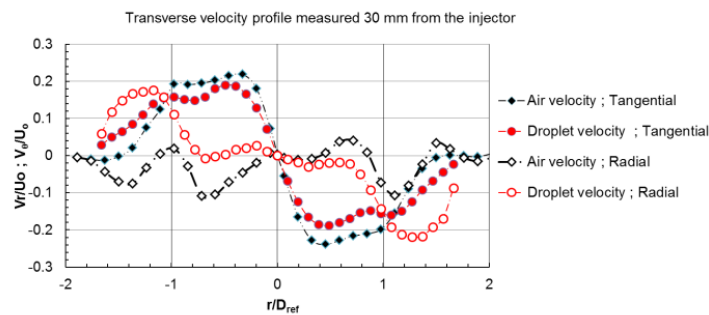
(b)

Figure 107 : Profils de vitesses axiales de l'air (noir) et des gouttes (rouge) selon les traversées horizontales (\vec{y}) (symboles pleins) et verticales (\vec{z}) (symboles vides). (a) Pour le plan transverse à $x = 8\text{ mm}$. (b) Pour le plan transverse à $x = 30\text{ mm}$.

Les composantes radiales (symboles vides) et tangentielles (symboles pleins) de la vitesse de l'air (noir) et des gouttes (rouge) complètent ces résultats (cf. Figure 108). Le comportement général est similaire à celui trouvé pour les profils de vitesse axiale. Toutefois, les profils de vitesse radiale de l'écoulement d'air et des gouttes de kérosène divergent quelque peu. Ce phénomène est amplifié en fonction de la distance à l'injecteur. Il est dû à l'inertie des gouttes. Enfin, pour le plan le plus éloigné de l'injecteur (cf. Figure 108 (b)), une dissymétrie plus importante est observée à la fois sur les profils de vitesse d'air et de goutte.



(a)

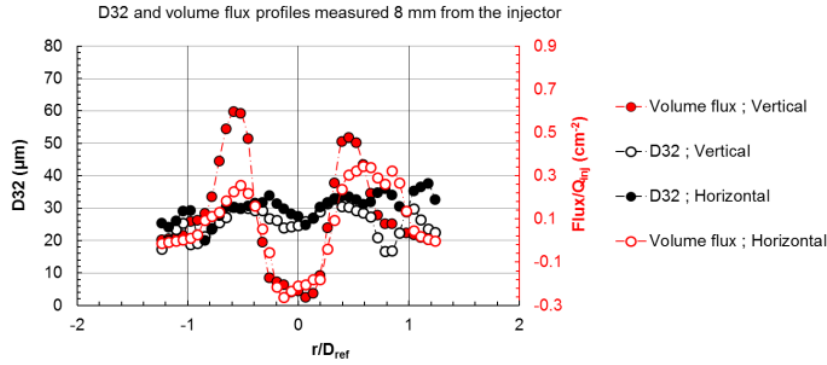


(b)

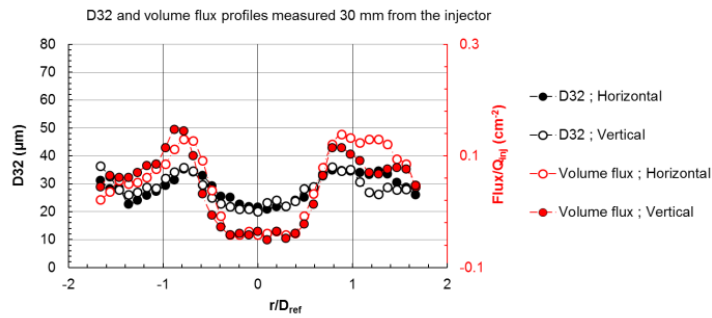
Figure 108 : Profils de vitesse transverse de l'air (noir) et des gouttes (rouge). (symboles pleins) Vitesses tangentielles. (symboles vides) Vitesses radiales : (a) Pour le plan transverse à $x = 8\text{mm}$. (b) Pour le plan transverse à $x = 30\text{mm}$.

Enfin, la Figure 109 montre les évolutions radiales du diamètre moyen de Sauter (SMD) (noir) et du flux volumique (rouge) de liquide selon les traversées horizontales (symboles pleins) et verticales (symboles vides). Pour les deux plans sondés, la taille des gouttes, définie par le D_{32} , est comprise entre $20\ \mu\text{m}$ et $30\ \mu\text{m}$. Une dissymétrie significative, supérieure à 10 %, est observée proche de l'injection (cf. Figure 109 (a)). Cette dernière est atténuée en s'éloignant de l'injecteur (cf. Figure 109 (b)).

En conclusion, ces profils sont typiques des écoulements observés à l'aval des systèmes d'injection étagés tourbillonnaires (swirl). Toutefois, à cause du caractère réaliste de l'injecteur des dissymétries sont observées. Ces mesures fournissent une première base de données pour la caractérisation de l'écoulement aérodynamique en aval du système d'injection. Elles servent également de données d'entrée pour les simulations numériques. Ces résultats permettent de vérifier que l'injecteur produit bien un écoulement axisymétrique et des gouttes de tailles suffisamment petites pour garantir la combustion.



(a)



(b)

Figure 109 : Profils du SMD (noir) et du flux volumique (rouge) des gouttes selon les traversées horizontales (\vec{y}) (symboles pleins) et verticales (\vec{z}) (symboles vides). (a) Pour le plan transverse à $x = 8\text{mm}$. (b) Pour le plan transverse à $x = 30\text{mm}$.

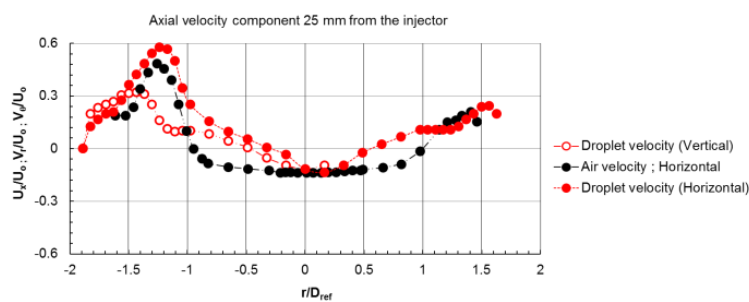
1.1.2 Caractérisation du système d'injection en confiné

Pour la configuration confinée, la chambre de combustion et le reste du montage sont présents à l'aval du système d'injection. L'objectif de cette section est d'analyser la distribution du brouillard de gouttes en condition réelle. Les profils horizontaux ($z = 0$) et verticaux ($y = 0$) ont été explorés dans un plan transverse à l'axe de symétrie (Ox) situé à 25 mm de l'injecteur. Les conditions d'essais sont listées dans le Tableau 6 :

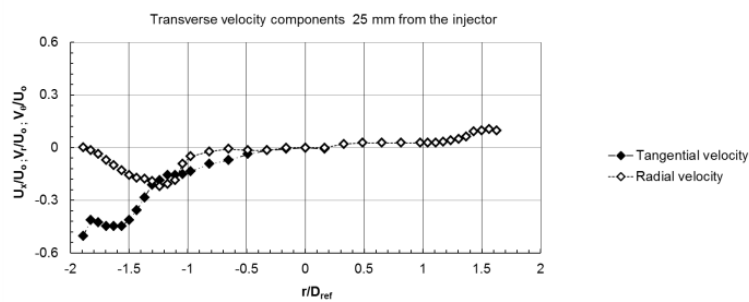
Paramètres	Valeurs
Débit réduit (%): $\Delta P/P$	6,1
Débit d'air (g.s^{-1}): \dot{m}_a	100
Température de l'air (K): T_{inlet}	450
Débit Pilote (g.s^{-1}): \dot{m}_p	0,9
Débit Multipoint (g.s^{-1}): \dot{m}_{MP}	3,6

Tableau 6 : Conditions d'essais pour la configuration confinée.

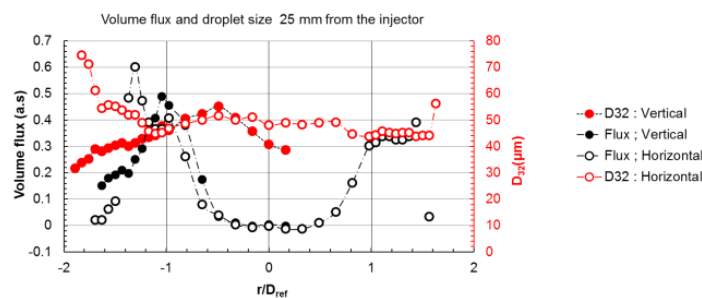
La Figure 110 présente les profils radiaux des trois composantes de la vitesse des gouttes, de leur taille et du flux mesurés à 25mm de l'injecteur pour des traversés horizontales et verticales. La taille des gouttes est comprise entre 40 μm et 60 μm mise à part proche des hublots. Ces résultats montrent clairement que l'hypothèse d'axisymétrie de l'écoulement généralement utilisée, n'est ici, pas vérifiée. Une forte dissymétrie, d'environ 50 %, est obtenue. Dans le but d'identifier l'origine de ce comportement, le profil de vitesse d'air mesuré sur la traversée horizontale (noir) a été déterminé (cf. Figure 110 (a)). Ces mesures révèlent le même comportement que pour les gouttes et mettent en évidence l'origine aérodynamique de ce phénomène. Il est très certainement dû à un blocage de l'écoulement aérodynamique induit par le mât non-profilé de la canne d'injection, amplifié par l'effet de confinement. Aussi, ce dernier est responsable de l'augmentation de la taille des gouttes dans les zones où la vitesse d'écoulement est plus faible, comparativement au cas non-confiné.



(a)



(b)



(c)

Figure 110 : Caractérisation du brouillard de gouttes en fonction de la position radiale dans le plan transverse situé à $x = 25 \text{ mm}$ de l'injecteur. (a) Profils de vitesse axiale. (b) Profils de vitesse tangentielle et radiale. (c) Profils SMD (rouge) et flux volumique (noir).

En conclusion, ces mesures montrent que l'hypothèse d'écoulement axisymétrique ne peut pas être considérée pour la configuration mise en œuvre dans ces travaux. Ce résultat a une conséquence directe sur la forme de flamme. Ainsi il n'est pas possible de déterminer, rigoureusement, le taux de dégagement de chaleur global pour toute la flamme et de garantir que la totalité du mélange réactif soit consommée. De plus, il à noter que les fluctuations de vitesse de l'air et des gouttes n'ont pas pu être mesurées par PDA en sortie de l'injecteur. Dans ce cas, le taux de validation des mesures était beaucoup trop insuffisant.

1.2 Caractérisation de la stabilité du montage LOTAR

Dans cette section la caractérisation de la stabilité du montage LOTAR est réalisée. Celle-ci a pour objectif de déterminer les conditions de stabilité de la flamme en fonction de la richesse globale (GER) et de la distribution de carburant entre les deux zones d'injection (FSP) pour des conditions aux limites acoustiques distinctes (IEL). Tout d'abord, les conditions d'essais sont résumées. Puis, les moyens expérimentaux et les méthodes utilisés sont décrits. Enfin la cartographie de stabilité du montage déduite de ces mesures est présentée.

1.2.1 Conditions de fonctionnement

Ces essais ont été réalisés pour les conditions de température et de débit d'air décrites précédemment ($T_{inlet} = 450 K$; $\dot{m}_a = 100 g \cdot s^{-1}$). La longueur d'échappement interne (IEL) est utilisée pour modifier les conditions aux limites acoustiques à l'aval du montage. Ce paramètre correspond à la distance entre la sortie de l'injecteur et l'extrémité du tube mobile. Pour ces essais les longueurs minimales et maximales sont étudiées, soit 1955 mm et 2405 mm.

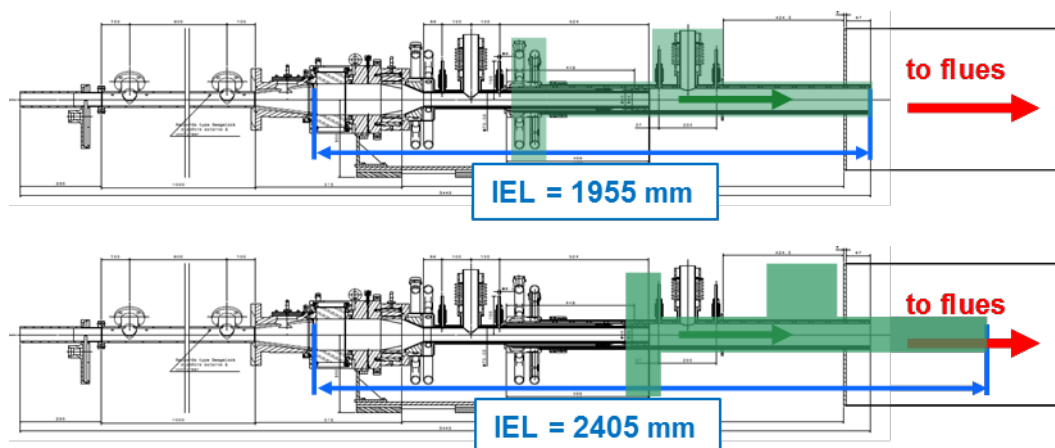


Figure 111 : Définition des longueurs d'échappement interne (IEL) utilisées pour caractériser l'écoulement réactif.

Dans ce cas, deux ensembles de mesures ont été réalisés. Dans le premier, seul l'injecteur pilote est alimenté en carburant Jet-A1, le paramètre FSP est alors fixé à 100 %. Dans le deuxième, les deux zones d'injection sont utilisées, la FSP peut alors varier de 4 % à 100 %. Le GER, quant à lui, varie de 0,95 jusqu'à la limite d'extinction pauvre (LBO). Les conditions d'essais pour réaliser cette cartographie sont listées dans le Tableau 7 ci-dessous :

Paramètres	Valeurs
Débit d'air ($g.s^{-1}$) : \dot{m}_a	100
Température de l'air (K) : T_{inlet}	450
Débit Pilote ($g.s^{-1}$) : \dot{m}_P	0,3 – 5,06
Débit Multipoint ($g.s^{-1}$) : \dot{m}_{MP}	1,1 – 6,15
Richesse globale : GER	0,43 – 0,96
FSP (%)	0 - 100
IEL (mm)	1955 ; 2405

Tableau 7 : Conditions d'essais utilisées pour la cartographie du montage LOTAR.

1.2.2 Moyens et méthodes utilisés

Le critère retenu dans cette étude, pour qualifier le régime de stabilité de la flamme consiste à déterminer la relation de phase entre le taux de dégagement de chaleur au niveau de la flamme q' et la réponse acoustique p' dans la chambre de combustion (critère de Rayleigh). Ces deux quantités sont obtenues, simultanément, à partir des signaux de fluctuation de pression dans la chambre de combustion et de chimiluminescence du radical OH^* . La Figure 112 présente le montage employé pour déterminer ces grandeurs. En première approximation, le signal d'émission OH^* est ici assimilé aux fluctuations du taux de dégagement de chaleur. Il est fourni par le biais d'un photomultiplicateur équipé d'un filtre d'interférence centré sur 310 nm (cf. Chapitre 3). Le dispositif est placé à 20 cm du hublot supérieur afin de garantir que le volume de la flamme visé soit constant. En effet, ces mesures peuvent être perturbées si la flamme fluctue trop spatialement dans le volume de mesure ainsi que par la présence de la suie déposée sur les hublots. Le signal de pression est, quant à lui, obtenu par un système de mesure microphonique conçu pour mesurer de hautes intensités sonores (supérieurs à 160 dB) et dans des conditions de température élevée (supérieurs à 800 K). L'acquisition des signaux est réalisée à l'aide d'un système Brüel & Kjør modèle LAN-XI type 3660 qui est piloté par le logiciel PULSE (Brüel & Kjør).

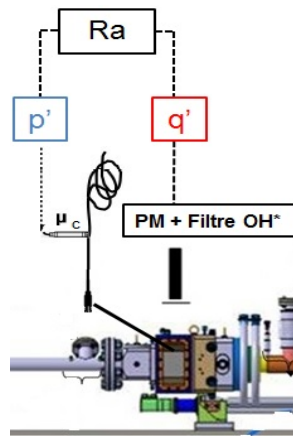


Figure 112 : Montage employé pour déterminer les conditions de stabilité de la flamme.

Le régime de stabilité de la flamme est alors déterminé à partir de la fonction d'intercorrélation entre ces deux signaux. Ainsi, la valeur de cette fonction mesurée pour un décalage temporel nul est, en première approximation, assimilée au critère de Rayleigh (R_a). La Figure 113 présente un exemple de l'évolution de ce paramètre en fonction du GER pour la longueur minimale d'échappement. La limite entre les régimes stables (vert) et instables (rouge) correspond au changement de signe du paramètre R_a .

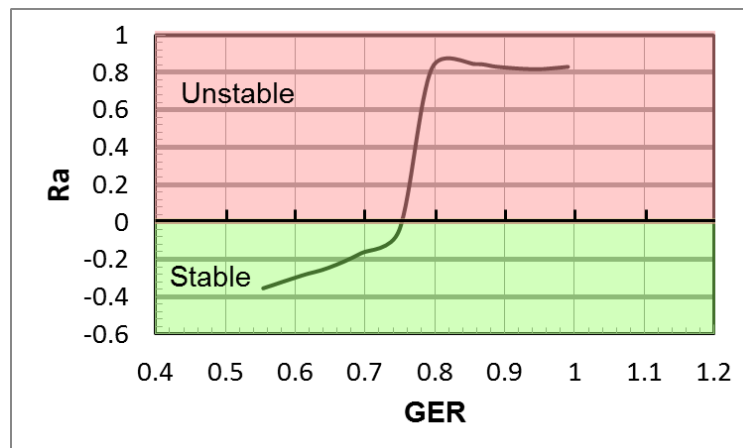


Figure 113 : Méthode expérimentale utilisée pour caractériser le régime de stabilité de la flamme : Évolution de l'inter-corrélation entre le signal de chimiluminescence de OH^* et le signal de pression en fonction du GER ($\dot{m}_{MP} = 0,9 \text{ g} \cdot \text{s}^{-1}$; $\text{IEL} = 1955 \text{ mm}$).

1.2.3 Cartographie de stabilité

Les résultats de la cartographie de stabilité de la flamme, en fonction du GER et de la FSP pour des valeurs de IEL de 1955 mm et de 2405 mm, sont présentés sur la Figure 114. Les conditions pour lesquelles la flamme est stable sont désignées par des losanges verts et les conditions instables par des losanges rouges. Les lignes en pointillés bleus correspondent aux débits d'injections constants de la zone pilote (iso-débit d'injection pilote). La limite d'extinction pauvre en fonction de la richesse globale est trouvée autour de $\text{GER} = 0,32$ pour un débit pilote, minimale, supérieur à $0,5 \text{ g} \cdot \text{s}^{-1}$. En dessous de cette valeur, la limite d'extinction tend vers des valeurs du GER de plus en plus élevées ($\text{GER} = 0,8$ à $\dot{m}_p = 0,3 \text{ g} \cdot \text{s}^{-1}$), $0,3 \text{ g} \cdot \text{s}^{-1}$ étant la valeur de débit minimale à imposer au pilote pour que la flamme ne soit pas soufflée.

En analysant les résultats présentés sur la Figure 114, il est possible de remarquer que les instabilités thermo-acoustiques se déclenchent uniquement pour des valeurs du GER supérieures à 0,6. A première vue, ce résultat est contradictoire avec ceux trouvés dans la littérature. En effet, les études présentées dans l'état de l'art (cf. [Partie I](#)) ont mis en évidence une augmentation de l'apparition des instabilités en fonction de la diminution de la richesse. Toutefois, dans le cas du montage LOTAR la présence du refroidissement pariétal, entraîne des pertes thermiques qui ne peuvent pas être négligées. Ainsi, en prenant en compte le critère de Rayleigh étendu, il est probable qu'une puissance minimale soit nécessaire pour que les instabilités se déclenchent et s'entretiennent dans le montage (~ 150 kJ).

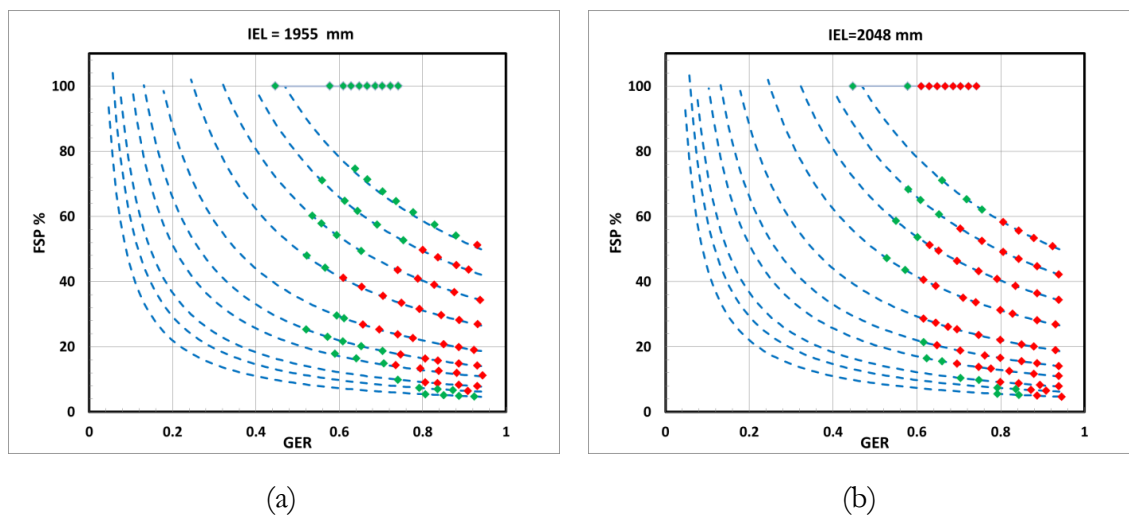


Figure 114 : Cartographie de stabilité de la flamme en fonction du GER et de la FSP (losange vert : régime flamme stable ; losange rouge : régime flamme instable) (a) IEL = 1955 mm ; (b) IEL = 2405 mm.

Au-delà de $GER = 0,6$, la comparaison entre les résultats obtenus pour les deux valeurs extrêmes de la longueur IEL montre un plus grand nombre de cas instables pour la configuration présentée Figure 114 (b). Ce comportement peut être analysé en fonction de la FSP. Pour des conditions d'essais équivalentes, le nombre de cas instables pour la configuration IEL = 2405 mm, vis-à-vis de la configuration IEL = 1955 mm (cf. Figure 114 (a)), augmente en fonction du paramètre FSP. En particulier, pour le cas où seule la zone pilote injecte du carburant ($FSP = 100\%$) la flamme est stable pour toutes les conditions testées pour la longueur d'échappement minimale alors que cette dernière est instable, au-delà de $GER = 0,6$, dans l'autre configuration. Ce résultat présente l'avantage, pour des conditions d'injection de carburant identiques, de pouvoir observer la différence de comportement de la flamme en ne modifiant que les caractéristiques acoustiques à l'aval du montage.

En conclusion, cette cartographie a permis de déterminer les régimes de stabilité en fonction des conditions d'injection. De plus, des conditions limites acoustiques différentes à l'aval du montage permettent d'observer la différence de comportement de la flamme pour des conditions d'injection identiques. A partir de ces résultats, il est maintenant possible de définir les conditions d'essais à adopter pour réaliser l'étude de la réponse de la flamme.

2 Analyse de la réponse de la flamme alimentée par la zone pilote

L'objectif de cette section est d'analyser la réponse de la flamme, alimentée en kérosène par la zone pilote uniquement, lorsqu'elle est soumise à des perturbations acoustiques de l'écoulement d'air. Pour cela, les fluctuations de vitesse acoustique de l'écoulement incident sont caractérisées en fonction de la fréquence et du niveau d'excitation imposés par la sirène. Puis, les fluctuations du taux de dégagement de chaleur sont déterminées. Comme indiqué précédemment, la détermination de ces dernières nécessite un étalonnage préalable. Celui-ci est réalisé à partir d'une analyse des mesures de chimiluminescence en fonction des conditions d'injection et du débit massique d'air. Enfin, l'analyse de la réponse de la flamme est effectuée à partir de la détermination de la réponse fréquentielle de la flamme (FDF).

Matrice d'essais

Dans ces travaux, la réponse de la flamme est étudiée à partir d'une excitation acoustique, forcée, produite par la sirène. Les conditions de fonctionnement pour ces essais sont choisies pour des cas où la flamme est stable. Les expériences ont été effectuées pour des valeurs fixes de la température de l'air, des débits massiques d'air et de kérosène. La matrice de test a été définie pour analyser les influences respectives de la fréquence d'excitation et du niveau d'amplitude sur la flamme lorsque cette dernière est naturellement stable. La vitesse acoustique est déterminée en amont du plénum (emplacement II). La gamme de fréquence est choisie, entre 170 Hz et 212 Hz, pour couvrir toute la gamme de fréquences dans laquelle la flamme répond aux perturbations incidentes. Les conditions d'essai retenues sont résumées dans le Tableau 8 :

<i>Paramètres</i>	<i>Valeurs</i>
<i>Débit Pilote (g.s⁻¹) : \dot{m}_p</i>	4,55
<i>Débit Air (g.s⁻¹) : \dot{m}_a</i>	100
<i>FSP (%)</i>	0
<i>IEL (mm)</i>	1955
<i>Température de préchauffage (K) : T_{inlet}</i>	450
<i>Fréquences d'excitations (Hz) : f</i>	170 – 212
<i>Angle du châssis (°)</i>	90 – 180

Tableau 8 : Conditions d'essai pour l'étude de la réponse de la flamme alimentée par la zone pilote.

2.1 Détermination des fluctuations de vitesse acoustique de l'écoulement d'air incident

Comme présentée dans la [Chapitre 2](#), la modulation de l'écoulement d'air est réalisée par le biais de la sirène. La gamme d'amplitude d'excitation est contrôlée en modifiant la pénétration de la roue crantée dans l'écoulement traversant cette dernière. Les différents niveaux d'amplitude sont définis en fonction de la valeur de l'angle formé entre le châssis et l'axe de la roue. Au cours des essais la valeur de ce paramètre varie de 90° à 170° , 180° étant la condition de modulation maximum. Il est à noter qu'en dessous de 90° aucune modulation n'intervient et qu'au-dessus de 170° la flamme s'éteint. La gamme d'amplitude de modulation de l'écoulement dépend donc à la fois de l'angle du châssis et de la réponse acoustique de l'installation. La relation entre cet angle et la vitesse acoustique, pour la gamme de fréquences considérée, est représentée sur la Figure 115. Ces résultats permettent d'observer qu'en fonction de l'angle du châssis, la vitesse acoustique varie de $u_{II} = 3 \text{ m.s}^{-1}$ à $u_{II} = 50 \text{ m.s}^{-1}$ de manière assez indépendante de la fréquence. En fonction de cet angle, le maximum de vitesse est atteint pour la fréquence $f = 205 \text{ Hz}$ et le minimum pour $f = 170 \text{ Hz}$.

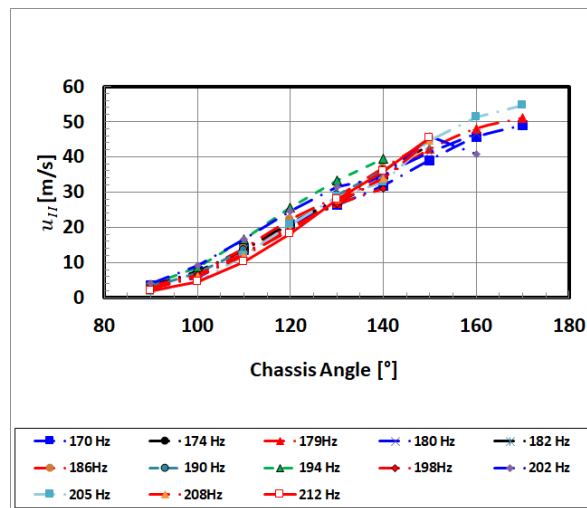


Figure 115 : Étalonage des fluctuations de vitesse de l'écoulement d'air en fonction de l'amplitude réglable de la sirène pour la gamme de fréquences considérée.

2.2 Détermination des fluctuations du taux de dégagement de chaleur par mesures de chimiluminescence

Comme indiqué précédemment, le taux de dégagement de chaleur dépend de différentes grandeurs physiques telles que le débit massique d'air et la richesse. Ces quantités sont déduites à partir de la mesure de l'émission de chimiluminescence de la flamme. Pour cela la relation entre ces grandeurs est établie par le biais d'un étalonage.

Pour réaliser l'étalonage de la technique de mesure, les conditions de fonctionnement ont tout d'abord été définies. Puis, les mesures d'intensité de chimiluminescence des différents radicaux sont analysées, en fonction des conditions d'injection et du débit massique d'air, dans le but de cibler les espèces représentatives du dégagement de chaleur. L'influence des émissions de fond de type « large bande » dues au CO_2^* sur les mesures de OH^* et CH^* est également

évaluée. Enfin, la richesse globale et le débit massique d'air sont reliés aux intensités de chimiluminescence mesurées.

2.2.1 Conditions de fonctionnement pour l'étalonnage

L'étalonnage de la technique de mesure a été réalisé en fonction du GER et du débit massique d'air (\dot{m}_a) à pression atmosphérique. La température de préchauffage de l'air (T_{inlet}) et la longueur d'échappement (IEL) sont quant à elles fixées. La gamme de débit d'air testée est choisie jusqu'aux limites d'extinction de la flamme et les conditions de richesse pour des régimes de flamme stable (cf. Figure 114). Les conditions d'essais sont résumées dans le Tableau 9.

	Paramètres	Valeurs
Configuration n°1 Injecteur Pilote (seul)	Débit Pilote (g.s ⁻¹) : \dot{m}_p	3 – 5
	Débit Air (g.s ⁻¹) : \dot{m}_a	80 – 120
	Richesse : GER	0,35 – 0,71
	FSP (%)	100
	IEL (mm)	1955
	Température de préchauffage (K) : T_{inlet}	450

Tableau 9 : Conditions de fonctionnement pour l'étalonnage de la technique de mesure.

2.2.2 Influence de l'émission de fond de type « large bande »

L'influence de l'émission de fond de type « large bande » sur les signaux de chimiluminescence est analysée dans cette section. Sur la Figure 116 est présentée l'évolution des spectres d'émission de la flamme en fonction des conditions d'essais utilisées lors de la réalisation des mesures. Sur ces graphes, les pics d'intensité correspondent aux rayonnements des radicaux OH^* à 310 nm, CH^* à 430 nm et C_2^* à 515 nm. Celui de OH^* est faible mais émerge nettement du spectre. Les niveaux de rayonnement des radicaux CH^* et C_2^* correspondent, quant à eux, à des maxima d'intensité et sont facilement discernables du spectre d'émission. Tout d'abord les émissions de fond dues au rayonnement des suies sont analysées. Ces dernières sont d'origine thermique, de type corps gris avec des niveaux élevés lorsque $\lambda > 475 \text{ nm}$. En fonction du débit massique d'air, le rayonnement des suies varie très peu (inférieur à 10 %). Il augmente de manière significative avec la richesse globale. C_2^* est superposé au rayonnement continu des suies. Dans ce cas, à partir de $\lambda > 550 \text{ nm}$ la variation constatée est supérieure à 40 %. Toutefois, pour des valeurs de $\lambda < 475 \text{ nm}$, cet effet est assez faible et est complètement négligeable aux longueurs d'ondes des radicaux OH^* et CH^* . Au vu de ces résultats, seuls les signaux de chimiluminescence de OH^* , CH^* et CO_2^* sont retenus pour le reste de l'étude, le signal C_2^* est exclu de l'analyse.

Concernant les émissions de fond dues au CO_2^* , les émissions de fonds autour de $\lambda = 310 \text{ nm}$ (OH^*) sont évaluées à partir de l'évolution des spectres dans les gammes de longueurs

d'ondes $\lambda = 280 - 295 \text{ nm}$ et $\lambda = 335 - 350 \text{ nm}$ et autour de $\lambda = 430 \text{ nm}$ (CH^*) dans les gammes $\lambda = 400 - 415 \text{ nm}$ et $\lambda = 445 - 460 \text{ nm}$. Dans un premier temps, la variation des rapports $OH^*/OH^*(bkg)$ et $CH^*/CH^*(bkg)$ est analysée en fonction du débit massique d'air pour des valeurs de la richesse globale fixées. Autour de $\lambda = 310 \text{ nm}$ (OH^*) les variations sont de l'ordre de 4,5 % et légèrement supérieures à 10 % autour de $\lambda = 430 \text{ nm}$ (CH^*). Le rapport $CH^*/CH^*(bkg)$ augmente en fonction de la diminution de la richesse globale alors que $OH^*/OH^*(bkg)$ évolue très peu. En fonction de la décroissance de la richesse globale $GER = 0.7$ à $GER = 0.4$, les émissions de fonds augmentent de plus de 27 % autour de CH^* et de moins de 5 % autour de OH^* . Le rayonnement de CH^* est donc plus affecté par l'émission de fond large bande du (CO_2^* et suies) que le rayonnement du radical OH^* . Ces résultats peuvent également permettre d'expliquer les différences observées entre ces deux radicaux lors de l'analyse des mesures en fonction des conditions d'essai.

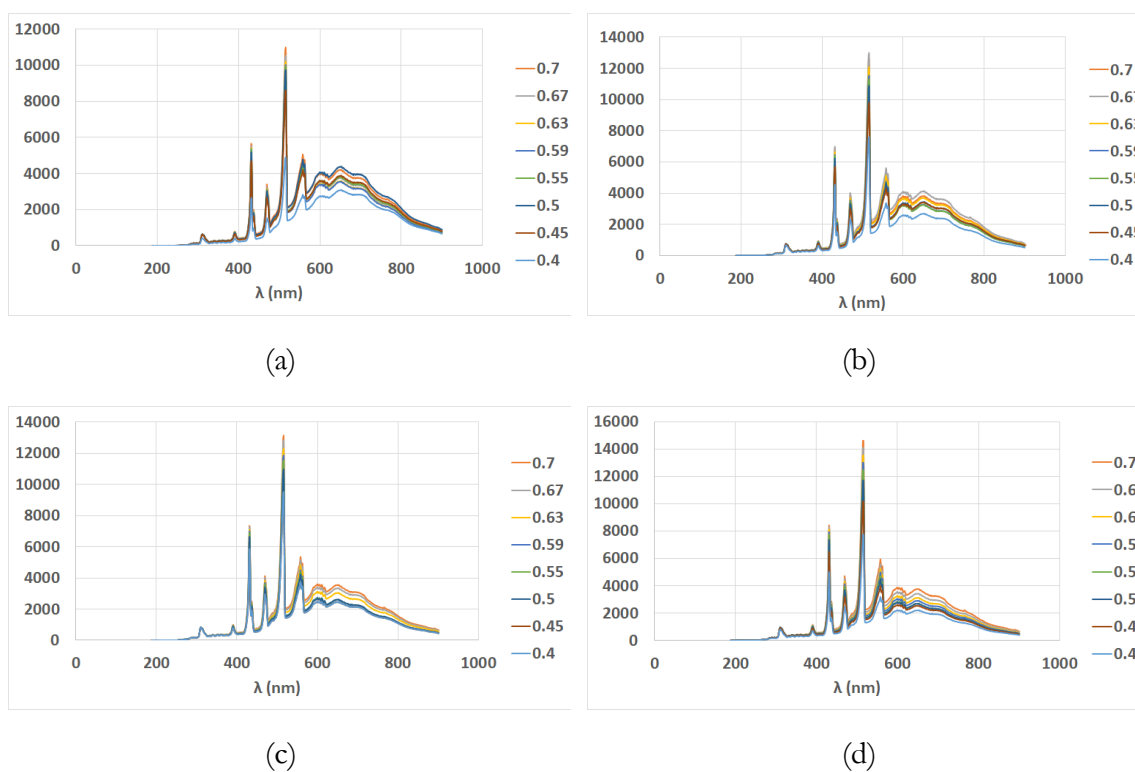


Figure 116 : Évolution des spectres d'émission en fonction de la richesse pour quatre débits massiques d'air : (a) $\dot{m}_a = 90 \text{ g} \cdot \text{s}^{-1}$, (b) $\dot{m}_a = 100 \text{ g} \cdot \text{s}^{-1}$, (c) $\dot{m}_a = 110 \text{ g} \cdot \text{s}^{-1}$, (d) $\dot{m}_a = 115 \text{ g} \cdot \text{s}^{-1}$.

2.2.3 Analyse des mesures de chimiluminescence en fonction des conditions d'injection et du débit massique d'air

Une analyse de l'évolution de l'intensité des signaux de chimiluminescence des différents radicaux est menée pour le cas où le kérosène est injecté seulement par la zone pilote. Les mesures ont été réalisées pour des valeurs de richesse globale variant de $GER = 0,35$ à $GER = 0,71$ et pour six valeurs de débit massique d'air $\dot{m}_a = 80, 90, 100, 110, 115$ et $120 \text{ g} \cdot \text{s}^{-1}$. L'évolution de l'intensité moyenne des signaux de chimiluminescence des différents radicaux en fonction des conditions d'injection et d'écoulement est présentée sur la Figure 117. L'incertitude de mesure des signaux de chimiluminescence des radicaux OH^* et CH^* est inférieure à 5 % et égale à 6,5 % pour le CO_2^* . L'écart-type des signaux varie très peu (inférieure à 3 %) en fonction des conditions d'essai. Toutefois, les mesures effectuées à $\dot{m}_a = 80 \text{ g} \cdot \text{s}^{-1}$ et $120 \text{ g} \cdot \text{s}^{-1}$ ont été rejetées car, dans ce cas, l'incertitude de mesure des signaux augmente de manière très significative. Elle est égale à 7,5 % pour les signaux OH^* et CH^* et est supérieure à 20 % pour le CO_2^* . Ces résultats sont probablement dus à une perturbation de la flamme proche de ses limites d'excitation.

En fonction de la richesse globale (GER), l'évolution de l'intensité moyenne des signaux de chimiluminescence des radicaux OH^* (Figure 117 (a)), CH^* (Figure 117 (c)) et CO_2^* (Figure 117 (e)) n'augmente pas de manière monotone sur la gamme des conditions testées. De manière générale, le rayonnement des différents radicaux croît sensiblement en fonction du GER pour des valeurs comprises entre $GER = 0,4$ et $GER = 0,5$ et très faiblement au-delà de $GER = 0,5$. En particulier, le rayonnement du radical OH^* n'évolue plus (sature) pour des valeurs du GER supérieures à $GER = 0,55$. En fonction du débit massique d'air (\dot{m}_a), les rayonnements de OH^* (Figure 117 (b)) et CH^* (Figure 117 (d)) sont sensibles à l'augmentation du débit d'air et croient de manière similaire. L'évolution du rayonnement du CO_2^* (Figure 117 (f)) est, quant à elle, peu sensible à l'augmentation du débit d'air \dot{m}_a . De manière générale, l'émission de chimiluminescence des autres radicaux sondés évolue linéairement vis-à-vis de ce paramètre. Toutefois, une différence de comportement est observée, par rapport à la tendance générale, pour un débit massique de $\dot{m}_a = 115 \text{ g} \cdot \text{s}^{-1}$.

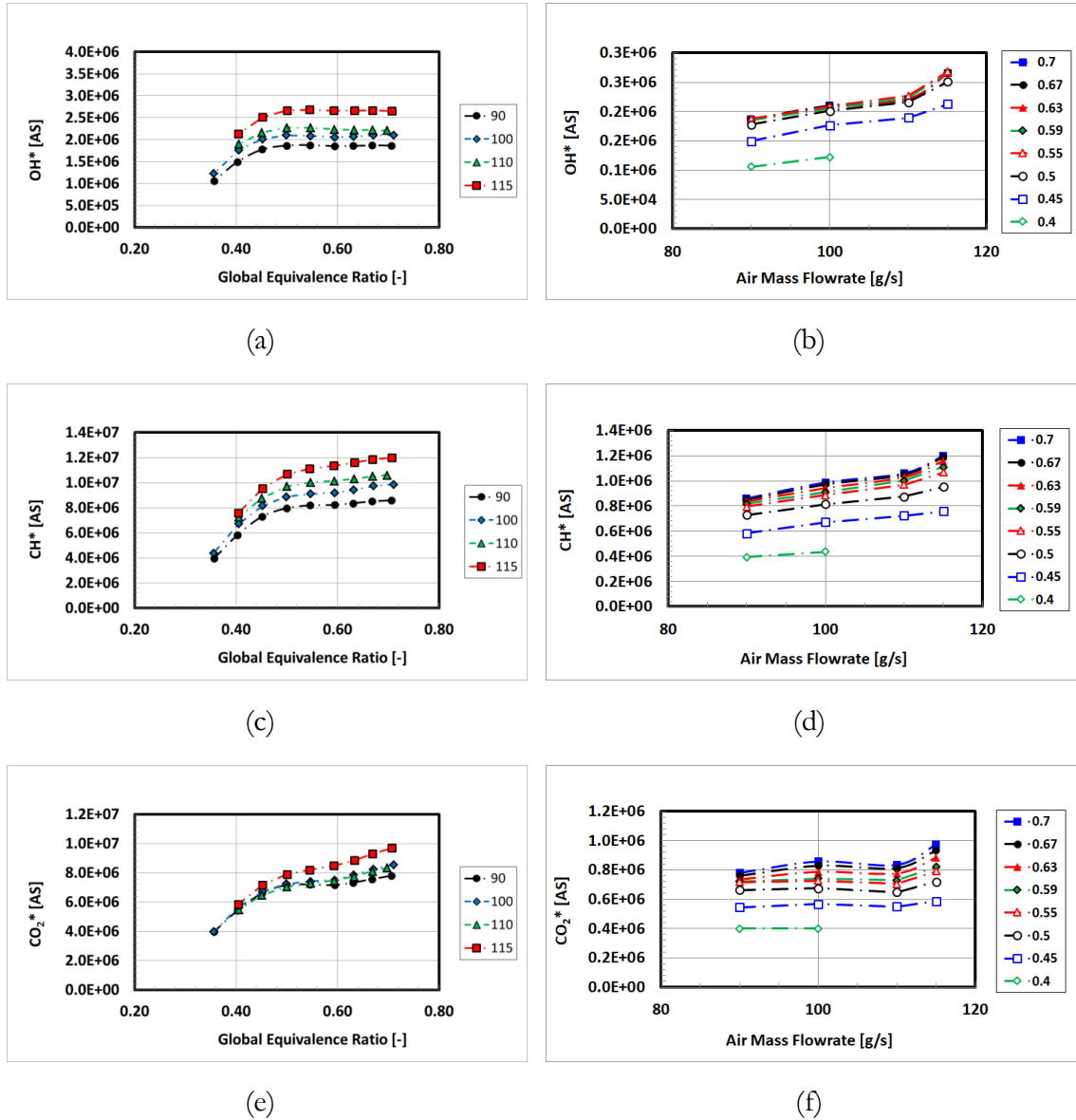


Figure 117 : Évolution de l'intensité moyenne de la chimiluminescence locale des radicaux OH^* (a et b), CH^* (c et d) et CO_2^* (e et f) en fonction du GER (colonne de gauche) et du débit massique d'air (colonne de droite).

Ces résultats mettent, notamment, en évidence que les rayonnements de OH^* , CH^* et CO_2^* ne sont pas directement proportionnels aux conditions d'injection et de débit massique d'air. De plus, ils n'ont pas de dépendance monotone par rapport au GER, ils ne sont donc pas appropriés pour le calcul du GER. En particulier, le radical OH^* n'est pas un bon indicateur du taux de dégagement de chaleur pour des valeurs du GER supérieures à $GER = 0,55$. Dans ces conditions, il semble difficile de corrélérer directement les mesures de chimiluminescence des différents radicaux au taux de dégagement de chaleur de la flamme.

Une autre solution a alors consisté à considérer les rapports entre deux signaux d'émission. Parmi les combinaisons testées, il ressort que les rapports OH^*/CH^* et OH^*/CO_2^* sont de bons candidats pour permettre d'établir le lien entre les mesures de chimiluminescence

et les conditions d'injection et de débit d'air. L'évolution des rapports d'intensités moyennes considérées en fonction de la richesse globale et du débit d'air est présentée sur la Figure 118. En observant l'évolution du rapport OH^*/CH^* en fonction du débit massique d'air sur la Figure 118 (b), il apparaît qu'il est indépendant de \dot{m}_a mise à part une légère différence pour la condition correspondant à un débit massique d'air $\dot{m}_a = 115 \text{ g.s}^{-1}$. Il dépend donc uniquement du GER. Ce dernier présente une diminution monotone vis-à-vis de la richesse globale (cf. Figure 118 (a)) tout en restant indépendante de \dot{m}_a , il est donc approprié pour réaliser le calcul du GER. Le rapport OH^*/CO_2^* , quant à lui, une dépendance monotone par rapport au débit massique d'air (cf. Figure 118 (d)), ce qui fait de lui un candidat idéal pour le calcul de \dot{m}_a .

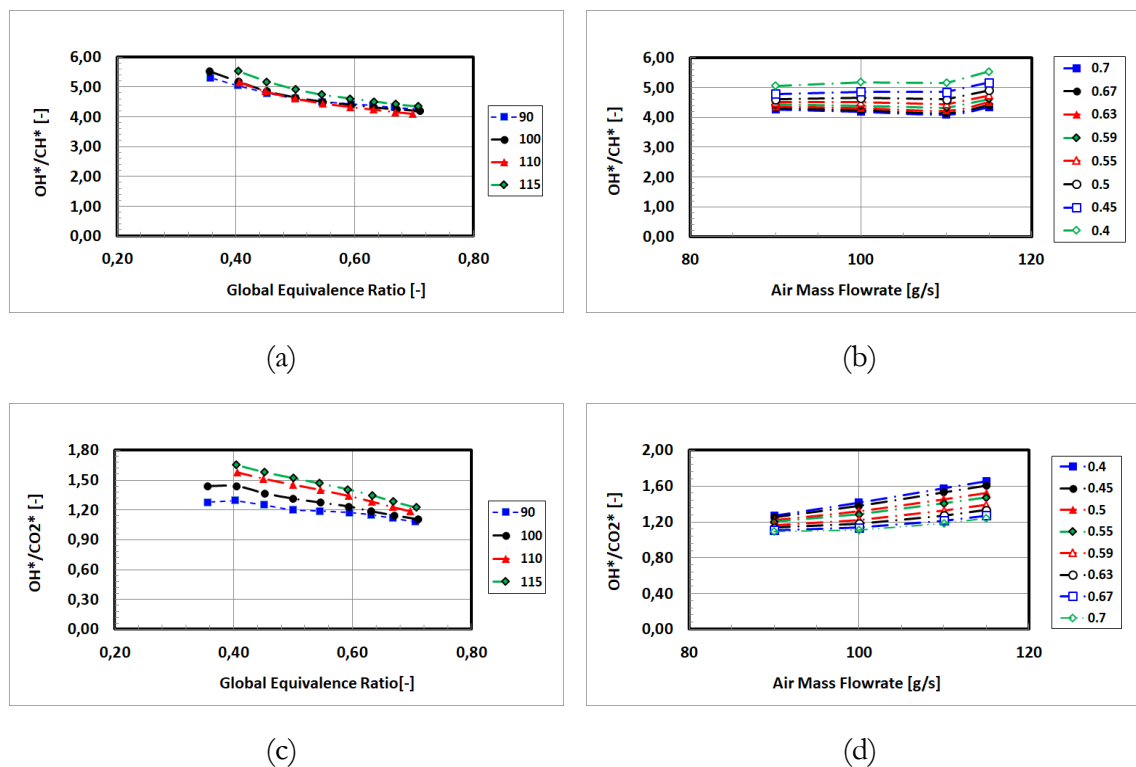


Figure 118 : Évolution de l'intensité moyenne des rapports OH^*/CH^* (a et b) et OH^*/CO_2^* (c et d) en fonction du GER (colonne de gauche) et du débit massique d'air (colonne de droite).

2.2.4 Étalonnage des mesures de chimiluminescence en fonction des conditions d'essais

A partir des analyses et des mesures précédentes, il est possible d'établir les relations entre les rapports d'intensité de chimiluminescence retenus (OH^*/CH^* et OH^*/CO_2^*) et la richesse globale (GER) ainsi que le débit massique d'air (\dot{m}_a). Le GER est calculé comme fonction du rapport $R_{OH^*/CH^*} = OH^*/CH^*$ par le biais d'une interpolation polynomiale d'ordre 3 issue des résultats de la Figure 118 (a). L'expression du GER en fonction de ce rapport est donnée ci-dessous :

$$GER = A_{GER} \cdot R_{OH^*/CH^*}^3 + B_{GER} \cdot R_{OH^*/CH^*}^2 + C_{GER} \cdot R_{OH^*/CH^*} + D_{GER} \quad (74)$$

Où les coefficients sont déduits de l'interpolation, ils sont listés dans le Tableau 10 :

$$GER = f(OH^*/CH^*)$$

A_{GER}	-31.95246667
B_{GER}	62.0313
C_{GER}	-42.10753333
D_{GER}	14.1635

Tableau 10 : Coefficients d'interpolation.

Le débit massique d'air, quant à lui, est calculé comme fonction du rapport $R_{OH^*/CO_2^*} = OH^*/CO_2^*$ par le biais d'une interpolation polynomiale d'ordre 2 à partir des résultats obtenus Figure 118 (d). L'expression de \dot{m}_a en fonction de ce rapport est obtenue de la forme suivante :

$$\dot{m}_a = A_{\dot{m}_a}(GER) \cdot R_{OH^*/CO_2^*}^2 + B_{\dot{m}_a}(GER) \cdot R_{OH^*/CO_2^*} + C_{\dot{m}_a}(GER) \quad (75)$$

Où les coefficients $A_{\dot{m}_a}$, $B_{\dot{m}_a}$, $C_{\dot{m}_a}$ sont eux-mêmes fonction de la richesse globale et sont déterminés à partir des résultats observés sur la Figure 118 (c), tels que :

$$A_{\dot{m}_a}(GER) = \alpha_{A_{\dot{m}_a}} \cdot GER^2 + \beta_{A_{\dot{m}_a}} \cdot GER + \gamma_{A_{\dot{m}_a}} \quad (76)$$

$$B_{\dot{m}_a}(GER) = \alpha_{B_{\dot{m}_a}} \cdot GER^2 + \beta_{B_{\dot{m}_a}} \cdot GER + \gamma_{B_{\dot{m}_a}} \quad (77)$$

$$C_{\dot{m}_a}(GER) = \alpha_{C_{\dot{m}_a}} \cdot GER^2 + \beta_{C_{\dot{m}_a}} \cdot GER + \gamma_{C_{\dot{m}_a}} \quad (78)$$

La Figure 119 présente l'estimation de l'erreur commise entre le calcul de la richesse globale et du débit massique d'air obtenue à partir des mesures de chimiluminescence et les valeurs de références utilisées pour réaliser l'étalonnage. La Figure 119 (a) permet d'observer que l'erreur pour le calcul du GER est, de manière générale, inférieure à 12 % mise à part pour le débit massique d'air le plus élevé ($\dot{m}_a = 115 \text{ g} \cdot \text{s}^{-1}$) qui est supérieur à 12,5 %. Pour le calcul du débit massique d'air, elle est inférieure à 6 % pour toutes les valeurs de richesse testées. Toutefois, l'erreur commise à $\dot{m}_a = 115 \text{ g} \cdot \text{s}^{-1}$ est également plus importante et augmente avec la richesse globale pour des valeurs comprises entre 3 % et 12 %. Ce résultat est cohérent avec les observations réalisées au cours de l'analyse des mesures. En effet, cette condition de débit massique d'air présentait déjà un comportement différent vis-à-vis des autres conditions utilisées pour l'étalonnage. Ces différences peuvent être induites à la fois par l'erreur commise lors de l'interpolation des résultats, et par la contamination des mesures due aux émissions de fond ou encore par le caractère non pré-mélangé de la flamme. Malheureusement, ces différents effets n'ont pas pu être différenciés lors de ces travaux. Une étude plus détaillée portant sur la technique de mesure est nécessaire. En particulier, les méthodes d'interpolation

des résultats pourraient être améliorées et la technique étalonnée sur des flammes où le mélange réactif serait mieux maîtrisé.

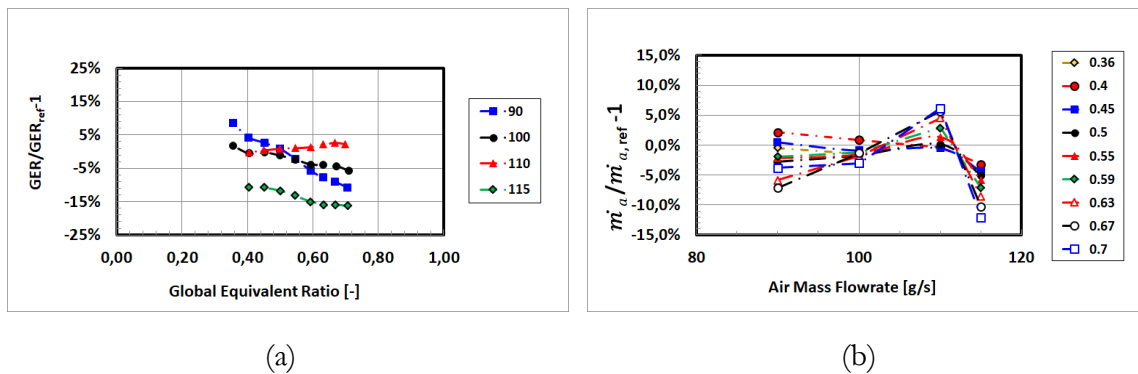


Figure 119 : Détermination de l'erreur commise entre le calcul de la richesse globale (a) et du débit massique d'air (b) à partir des mesures de chimiluminescence et les valeurs de références utilisées pour l'étalonnage.

2.3 Analyse de la fluctuation du taux de dégagement de chaleur

L'approche retenue pour déterminer les fluctuations du taux de dégagement de chaleur est appliquée pour étudier la réponse de la flamme alimentée par la zone pilote uniquement. Dans un premier temps, il est intéressant de comparer les valeurs moyennes des débits massiques d'air et des richesses globales, déterminées par le biais de la méthode, aux conditions réelles utilisées lors des essais. L'objectif de ce travail est, en particulier, d'évaluer les incertitudes des résultats obtenus par cette méthode. Les valeurs moyennes du débit massique d'air et de la richesse globale déterminées à partir des émissions de chimiluminescence de la flamme sont présentées sur la Figure 120. Ces dernières sont représentées par des symboles et les conditions réelles utilisées lors des essais par une courbe en pointillée verte. Les résultats obtenus sont étudiés en fonction de la gamme d'amplitudes et de fréquences de modulation de l'écoulement d'air définie pour étudier la réponse de la flamme (cf. Section 2.1). Les valeurs moyennes de richesse globale calculées en fonction de la modulation de l'écoulement sont sensiblement équivalentes sur toute la gamme évaluée (cf. Figure 120 (b)). La valeur de la condition réelle du GER utilisée pour réaliser l'essai est relativement bien retrouvée, l'erreur commise est inférieure à 5 %. Le débit massique d'air est, quant à lui, légèrement sous-estimé (cf. Figure 120 (a)). L'erreur commise varie de 10 % à 20 % en fonction des conditions de modulation de l'écoulement. En comparant ces résultats avec ceux déterminés lors de l'étalonnage de la technique (cf. Figure 115), il est possible de remarquer que ces erreurs sont du même ordre de grandeur. Les analyses réalisées lors de l'étalonnage mettent en évidence que la méthode retrouve plus difficilement les valeurs de références pour la condition de débit massique d'air $\dot{m}_a = 115 \text{ g} \cdot \text{s}^{-1}$, dans ce cas, la valeur de référence est sous-estimée d'environ 15 %. Il semble donc cohérent que la moyenne du signal fluctuant du débit massique d'air soit sous-estimée, les valeurs maximales de ce signal étant, elles aussi, sous-estimées.

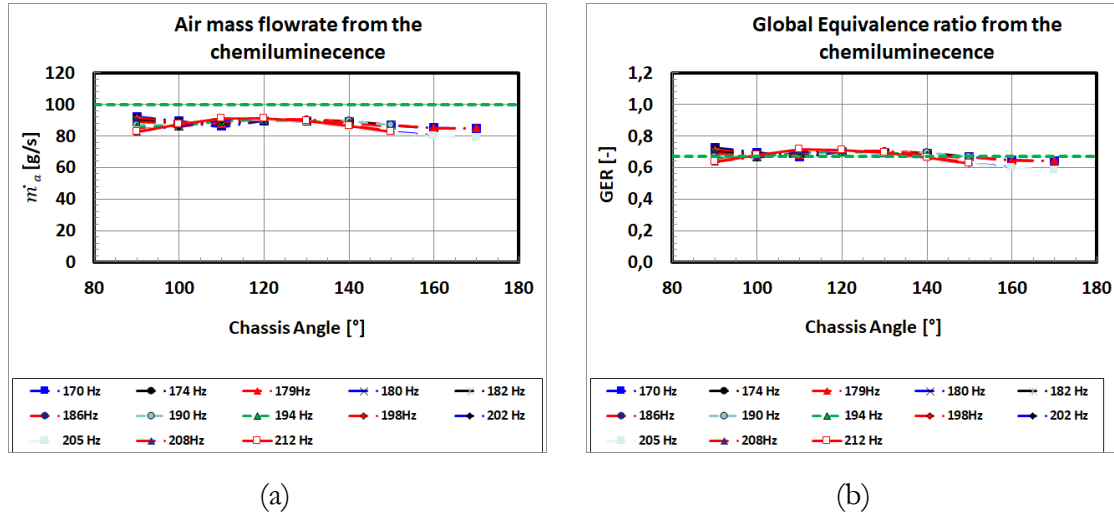
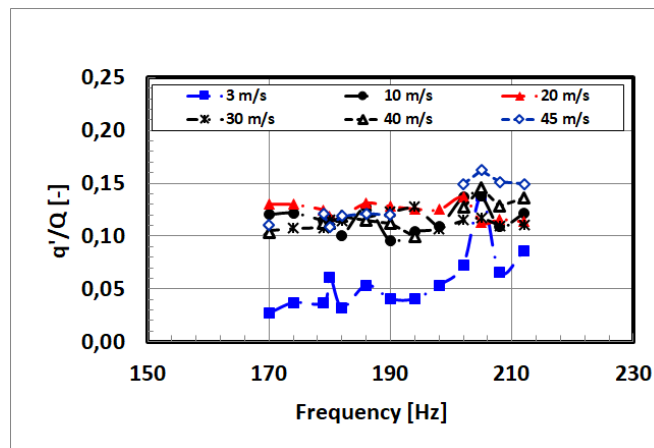


Figure 120 : Valeurs moyennes du débit massique d'air et de la richesse globale déterminées à partir de l'émission de chimiluminescence de la flamme (les courbes en vert représentent les conditions réelles utilisées lors des essais).

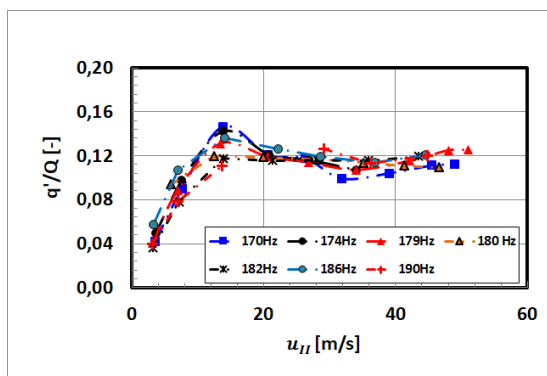
Les mesures de fluctuations du taux de dégagement de chaleur, calculées à partir de la méthode (cf. Eq.(73)), sont maintenant analysées en fonction de la fréquence et de l'amplitude d'excitation de l'écoulement d'air (cf. Figure 121). L'évolution des fluctuations relatives du taux de dégagement de chaleur (q'/Q) en fonction de la fréquence et pour six amplitudes d'excitation $u_{II} = 3, 10, 20, 30, 40$ et 45 m.s^{-1} est illustrée sur la Figure 121 (a). Indépendamment de l'amplitude d'excitation, les fluctuations relatives du taux de dégagement de chaleur évoluent comme une succession de bosses et de creux. Les mesures réalisées pour $u_{II} = 3 \text{ m.s}^{-1}$ montrent que les valeurs sont assez faibles de $f = 170 \text{ Hz}$ à $f = 194 \text{ Hz}$ puisque les fluctuations de l'écoulement d'air incident le sont aussi. De $f = 194 \text{ Hz}$ à $f = 205 \text{ Hz}$, q'/Q augmente pour atteindre un maximum à $q'/Q = 0.14$ pour $f = 205 \text{ Hz}$, fréquence pour laquelle la modulation de l'écoulement est maximale. Les fluctuations relatives du taux de dégagement de chaleur décroissent ensuite pour atteindre un minimum local à $f = 208 \text{ Hz}$. Lorsque $u_{II} > 3 \text{ m.s}^{-1}$ les variations de q'/Q sont beaucoup moins importantes en fonction de la fréquence. Toutefois, le maximum de q'/Q est observé à $f = 205 \text{ Hz}$ pour toutes les amplitudes d'excitation considérées (u_{II}) et augmente avec ces dernières. La valeur maximale $q'/Q = 0.16$ est atteinte pour $u_{II} = 45 \text{ m.s}^{-1}$.

Les fluctuations relatives du taux de dégagement de chaleur sont également représentées en fonction des amplitudes d'excitation pour $f = 170 \text{ Hz}$ à $f = 190 \text{ Hz}$ sur la Figure 121 (b) et pour $f = 194 \text{ Hz}$ à $f = 212 \text{ Hz}$ sur la Figure 121 (c). Mise à part $f = 205 \text{ Hz}$ le minimum de q'/Q est atteint à une valeur comprise entre $q'/Q = 0,037$ et $q'/Q = 0,06$ pour $u_{II} = 3 \text{ m.s}^{-1}$. Le maximum de la réponse de la flamme est atteint à $f = 205 \text{ Hz}$ pour $u_{II} = 56 \text{ m.s}^{-1}$. Dans un premier temps, q'/Q augmente avec l'amplitude de vitesse acoustique (u_{II}). Puis, un phénomène de saturation est clairement observé pour les amplitudes de vitesse supérieures à $u_{II} = 20 \text{ m.s}^{-1}$. A partir de cette limite, la réponse de la flamme semble être indépendante de la fréquence pour la gamme comprise entre $f = 170 \text{ Hz}$ et $f = 198 \text{ Hz}$ ainsi que pour les fréquences de $f = 202 \text{ Hz}$ à $f = 212 \text{ Hz}$. Ces observations mettent évidence

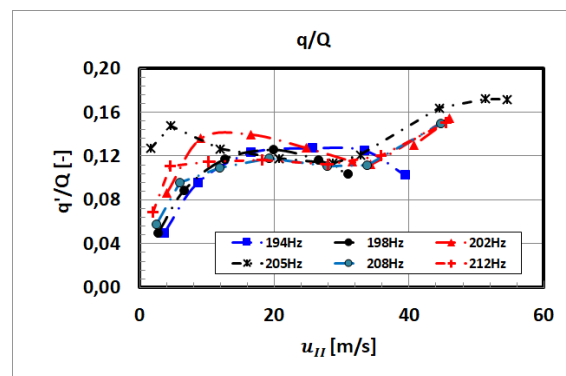
la non-linéarité des fluctuations relatives du taux de dégagement de chaleur vis-à-vis des fluctuations de l'écoulement incident.



(a)



(b)



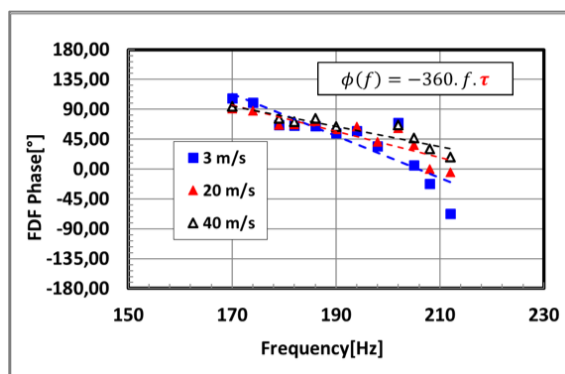
(c)

Figure 121 : Influence de la fréquence et de l'amplitude d'excitation (u_{II}) sur les fluctuations relatives du taux de dégagement de chaleur.

2.4 Réponse fréquentielle de la flamme (FDF)

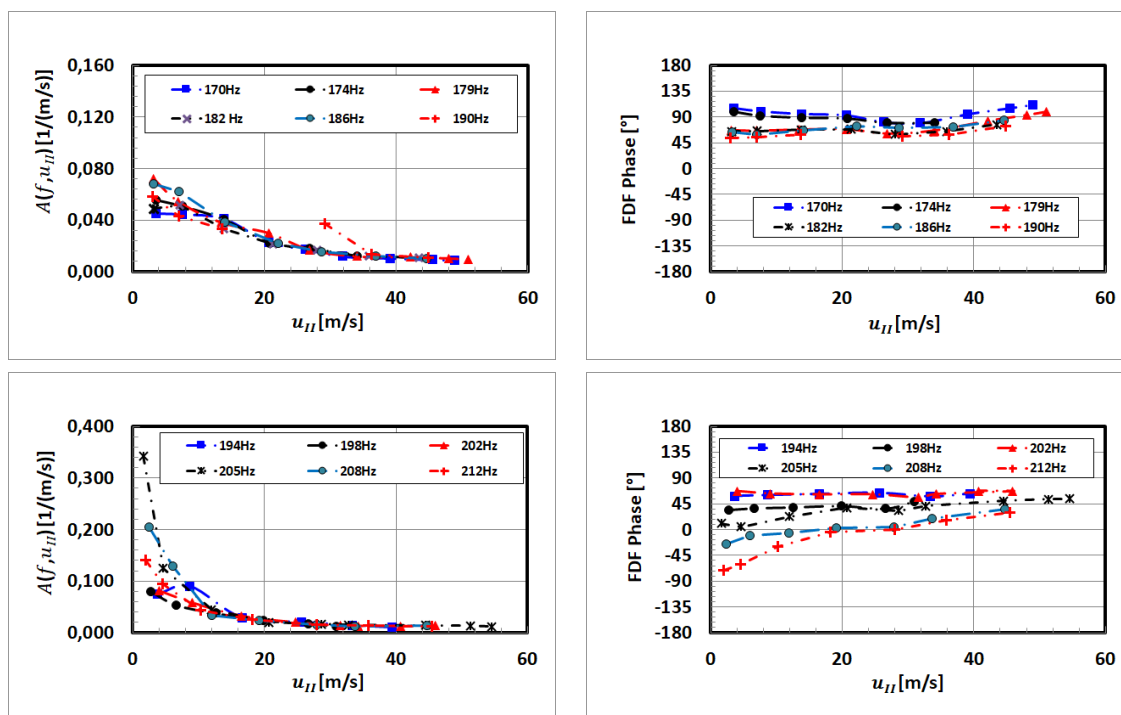
Pour analyser en détail la réponse de la flamme vis-à-vis des fluctuations de l'écoulement d'air incident, la relation entre les fluctuations de vitesses acoustiques et les fluctuations du taux de dégagement de chaleur est maintenant caractérisée par la fonction descriptive de flamme (FDF). Comme définie plutôt, la FDF est basée sur le calcul de la fonction de transfert entre la vitesse acoustique en amont du système d'injection et le dégagement de chaleur instationnaire de la flamme. Tout d'abord, il est important de rappeler que de manière générale la FDF est définie par un gain (sans dimension) et par une phase. Toutefois, dans le cadre de ces travaux, la FDF est définie par une amplitude, exprimée en $1/m \cdot s^{-1}$, qui relie directement les fluctuations relatives du taux de dégagement de chaleur aux fluctuations de vitesse acoustique. Les évolutions de l'amplitude et de la phase de la FDF en fonction des fluctuations de vitesse de l'écoulement d'air sont illustrées respectivement sur la Figure 122(a) et Figure 122 (b). L'amplitude de la FDF diminue fortement avec le niveau d'excitation et atteint une asymptote pour une vitesse acoustique supérieure à $u_{II} = 30 m \cdot s^{-1}$.

Ainsi pour la gamme d'amplitudes d'excitation comprises entre $u_{II} = 30 \text{ m.s}^{-1}$ et $u_{II} = 56 \text{ m.s}^{-1}$ aucune influence de la fréquence sur l'amplitude de la FDF n'est observée. Au contraire, pour des niveaux d'excitation plus faibles, compris entre $u_{II} = 10 \text{ m.s}^{-1}$ et $u_{II} = 3 \text{ m.s}^{-1}$, l'amplitude de la FDF dépend fortement de la fréquence. Une analyse détaillée de l'évolution de l'amplitude de la FDF en fonction de la fréquence est illustrée sur la



(c)

Figure 123 (a). Les mesures réalisées pour $u_{II} = 3 \text{ m.s}^{-1}$ montrent qu'une réponse plus importante est obtenue pour des fréquences autour de $f = 205 \text{ Hz}$. Ce résultat est dû à la réponse acoustique du banc d'essais. En effet, cette fréquence correspond au mode acoustique longitudinale calculé entre la sortie de l'injecteur et l'extrémité aval du tube d'échappement lorsque ce dernier est à la position IEL = 1955 mm. Ainsi, pour de faibles amplitudes d'excitation imposées par la sirène, la flamme répond principalement aux ondes de pression réfléchies par la condition limite aval et non à celles provenant de la sirène en amont. En augmentant le niveau d'excitation, les fluctuations de pression imposées par la sirène deviennent prédominantes et les ondes réfléchies par la condition limite aval négligeables.



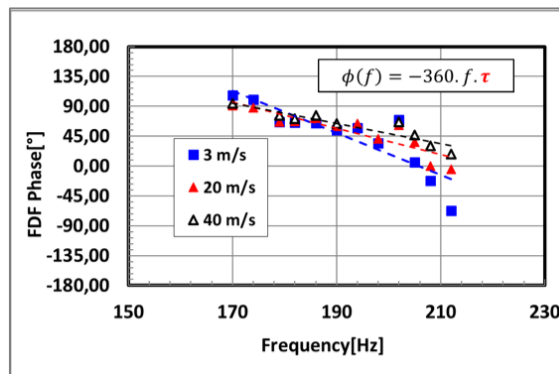
(a)

(b)

Figure 122 : Évolution de l'amplitude (a) et de la phase (b) de la fonction descriptive de flamme en fonction des fluctuations de vitesse acoustique pour la gamme de fréquences considérée.

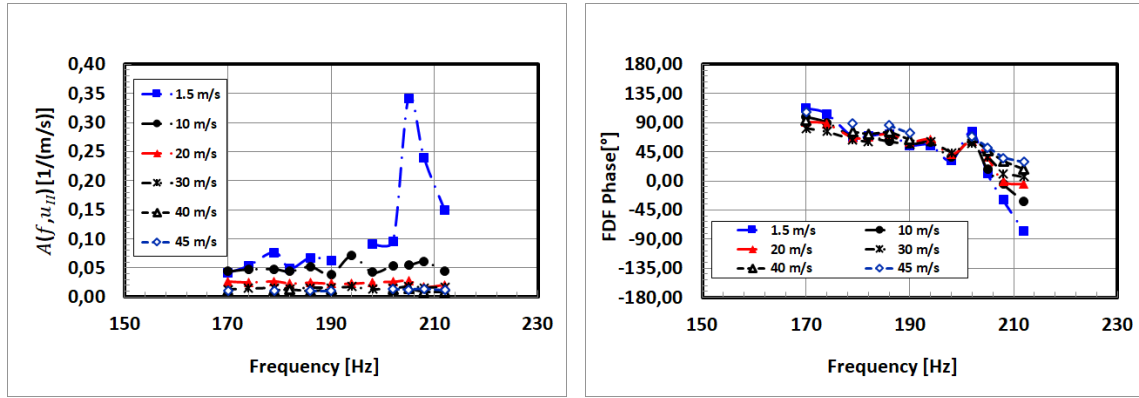
Pour la gamme de fréquence comprise entre $f = 170 \text{ Hz}$ et $f = 202 \text{ Hz}$, la relation de phase entre les fluctuations de l'écoulement d'air en amont et les fluctuations du taux de dégagement de chaleur varie de manière significative avec l'amplitude d'excitation (cf. Figure 122(b)). De plus, pour les valeurs de fréquences de $f = 205, 208$ et 212 Hz , la phase de la FDF augmente en fonction du niveau d'excitation. Cette observation contraste avec la réponse des flammes parfaitement pré-mélangées swirlées où, de manière générale, le déphasage est très peu sensible au niveau d'excitation. En analysant ce point plus en détail pour ces trois fréquences, il est possible de remarquer que la variation du déphasage augmente également avec la fréquence. Pour $f = 205 \text{ Hz}$, l'augmentation de la phase est légèrement supérieure à 45° entre le plus petit niveau de modulation $u_{II} = 3 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ et le plus élevé $u_{II} = 56 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$. Sur cette même gamme de modulation, l'augmentation de la phase pour $f = 208 \text{ Hz}$ est de l'ordre de 80° et pour $f = 212 \text{ Hz}$ elle supérieure à 90° . En fonction de la fréquence, la variation du déphasage est plus importante pour les plus petites amplitudes de modulation comprises entre $u_{II} = 1,5 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ et $u_{II} = 30 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$. Pour celles les plus élevées $40 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1} < u_{II} < 56 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, la phase de la FDF tend vers 90° pour les fréquences comprises entre $f = 170 \text{ Hz}$ et $f = 192 \text{ Hz}$. Pour celles comprises entre $f = 194 \text{ Hz}$ et $f = 212 \text{ Hz}$ la phase converge vers 45° .

En fonction de la fréquence (cf.



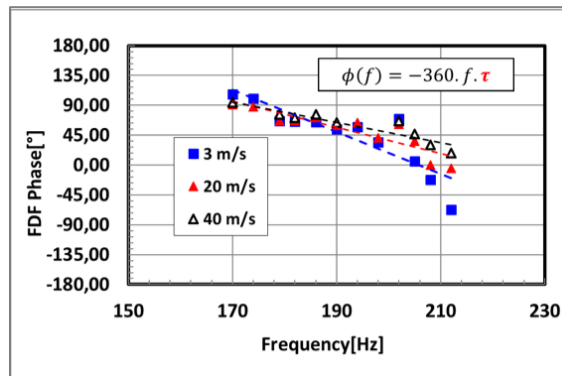
(c)

Figure 123(b)), la phase de la FDF diminue. Un point singulier apparaît sur l'évolution de la phase autour de la fréquence $f = 205 \text{ Hz}$.



(a)

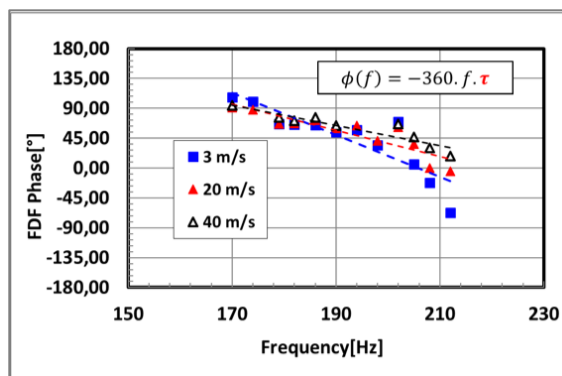
(b)



(c)

Figure 123 : Évolution de l'amplitude (a) et de la phase (b) de la fonction descriptive de flamme en fonction de la fréquence d'excitation pour la gamme d'amplitude d'excitation considérée. (c) Exemple d'interpolation pour la détermination de la pente des courbes.

A partir de la détermination de la pente des courbes (



(c)

Figure 123(b et c)), il est possible d'examiner plus en détail ce comportement en fonction du niveau d'excitation. Les résultats obtenus sont présentés sur la Figure 124. Ils indiquent que ce retard diminue de $u_{II} = 1,5 m \cdot s^{-1}$ à $u_{II} = 30 m \cdot s^{-1}$ et est constant pour des niveaux d'excitation supérieurs.

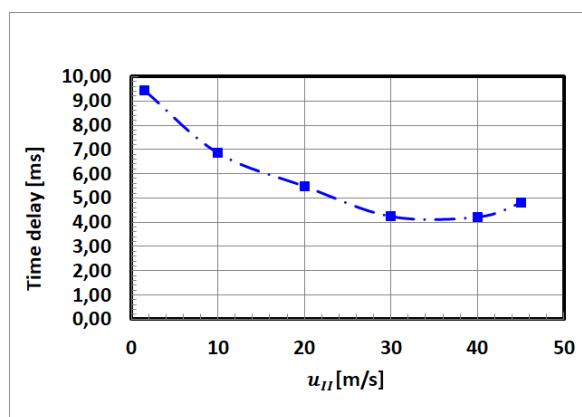


Figure 124 : Évolution du retard entre l'excitation acoustique et la réponse de la flamme en fonction du niveau d'excitation.

En conclusion, l'analyse de l'amplitude et de la phase de la FDF en fonction du niveau d'excitation a permis, de mettre en évidence des phénomènes de saturation qui limitent l'amplitude et le retard des instabilités thermo-acoustiques en fonction de leurs fréquences. A partir de $u_{II} = 30 \text{ m.s}^{-1}$, la réponse de la flamme est indépendante du niveau d'excitation et de la fréquence, les fluctuations du taux de dégagement de chaleur saturent et la flamme répond avec le même temps de retard pour toutes les configurations évaluées. Ainsi, le système atteint un cycle limite sur toute la gamme de fréquences. La phase de la FDF mesurée aux cycles limites, en fonction de la fréquence, varie de 90° à 0° . Pour des niveaux d'excitations compris entre $u_{II} = 1,5 \text{ m.s}^{-1}$ à $u_{II} = 30 \text{ m.s}^{-1}$, le retard de la réponse de la flamme par rapport à l'excitation acoustique diminue avec u_{II} . Ces observations mettent en évidence que le temps nécessaire aux perturbations pour atteindre la flamme dépend du niveau de modulation. Ces résultats indiquent que des fluctuations de richesse (inhomogénéité de richesse) sont à l'origine de ce comportement. En considérant les analyses réalisées dans la [Partie II](#) sur le comportement du brouillard de gouttes, il est probable qu'elles soient dues à l'apparition d'ondes de densité de gouttes en fonction du niveau d'excitation. Ce type de comportement a déjà été observé sur des sprays issus de ce genre de d'injecteur ([\(Gajan, et al., 2007\)](#) ; [\(Eckstein, et al., 2006\)](#)). En effet, la taille des gouttes dans le brouillard varie périodiquement à la même fréquence que celle de l'excitation de l'écoulement. Deux origines de ce phénomène avaient été mises en évidence. La première, décrite par Eckstein et al ([\(Eckstein, et al., 2006\)](#)) est liée à l'atomisation. Ainsi, pour une condition d'injection liquide donnée, une vitesse d'air élevée peut produire un plus grand nombre de petites gouttes, alors qu'une vitesse d'air faible génère une petite quantité de grosses gouttes. Ainsi quand les instabilités de combustion se produisent, les fluctuations de vitesse périodique, engendrées dans le système d'atomisation, induisent une variation temporelle de la distribution en taille des gouttes qui est transportée vers la flamme comme une onde de densité de gouttes. La seconde origine liée au transport des gouttes de petite taille par l'écoulement d'air a été initialement décrite par Giuliani et al ([\(Giuliani, et al., 2002\)](#)). Ce phénomène entraîne le regroupement périodique de paquets de gouttes qui sont convectés vers l'aval. Ces deux mécanismes induisent alors des inhomogénéités spatiales et temporelles de vapeur du combustible et donc de richesse à l'amont de la flamme à l'origine des fluctuations de taux de dégagement de chaleur. Dans la configuration décrite ici où seul l'injecteur à pression du pilote est alimenté, il est fortement probable que le second mécanisme soit prédominant et à l'origine de la réponse observée de la flamme au travers de la FDF.

3 Analyse de la réponse de la flamme alimentée par la zone pilote et multipoint

L'objectif de cette section est d'analyser la réponse de la flamme lorsqu'elle est alimentée en kérosène par les deux zones d'injection. Tout d'abord, les fluctuations de vitesse acoustique de l'écoulement incident sont caractérisées en fonction de la fréquence et du niveau d'excitation imposés par la sirène. Puis, le lien entre les fluctuations du taux de dégagement de chaleur et les mesures de chimiluminescence est évalué. Enfin, l'analyse de la réponse de la flamme est effectuée à partir de la détermination de la réponse fréquentielle de la flamme.

Matrice d'essais

Les expériences ont été effectuées pour des valeurs fixes de la température de l'air, des débits massiques d'air et d'injection. La matrice de test a été définie pour analyser les influences respectives de la fréquence d'excitation et du niveau d'amplitude sur la flamme lorsque cette dernière est naturellement stable. La gamme de fréquence est choisie entre 180 Hz et 223 Hz. Les conditions d'essai retenues sont résumées dans le Tableau 8 :

<i>Paramètres</i>	<i>Valeurs</i>
<i>Débit Pilote ($g.s^{-1}$) : \dot{m}_P</i>	0,9
<i>Débit Multipoint ($g.s^{-1}$) : \dot{m}_{MP}</i>	3,6
<i>Débit Air ($g.s^{-1}$) : \dot{m}_a</i>	100
<i>FSP (%)</i>	18,38
<i>IEL (mm)</i>	1955
<i>Température de préchauffage (K) : T_{inlet}</i>	450
<i>Fréquences d'excitations (Hz) : f</i>	180 – 223
<i>Angle du châssis (°)</i>	100 – 150

Tableau 11 : Conditions d'essai pour l'étude de la réponse de la flamme alimentée par la zone pilote.

3.1 Détermination des fluctuations de vitesse acoustique de l'écoulement d'air incident

Comme pour l'étude précédente, la vitesse acoustique en amont du système d'injection est déterminée en fonction des paramètres de modulation de la sirène (cf. Figure 125). Les mesures ont été réalisées sur une gamme de fréquence comprise entre $f = 180 \text{ Hz}$ et $f = 223 \text{ Hz}$. Pendant les essais, l'angle du châssis varie de 100° à 150° . Ces résultats permettent d'observer qu'en fonction de ce dernier, la vitesse acoustique varie de $u_{II} = 3 \text{ m.s}^{-1}$ à $u_{II} = 48 \text{ m.s}^{-1}$. L'évolution de cette dernière augmente de manière similaire en fonction de la

fréquence mise à part pour $f = 192 \text{ Hz}$ et $f = 196 \text{ Hz}$. Pour ces deux valeurs de fréquence les fluctuations de vitesse acoustique sont plus élevées ($\sim +10 \text{ m.s}^{-1}$).

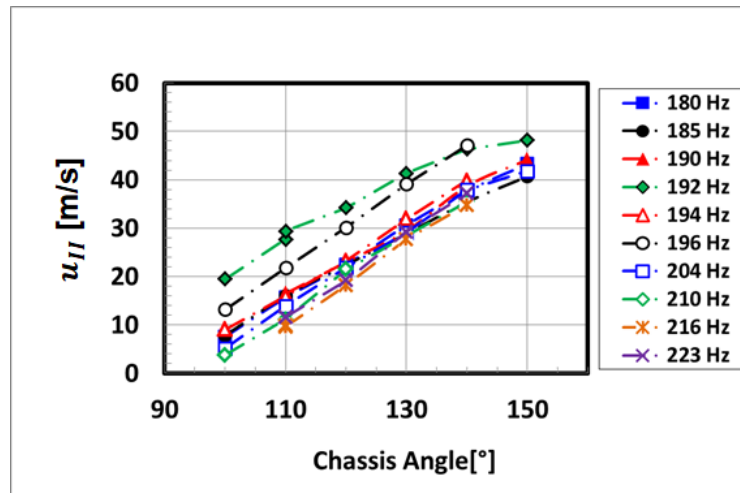


Figure 125 : Étalonage des fluctuations de vitesse de l'écoulement d'air en fonction de l'amplitude réglable de la sirène pour la gamme de fréquences considérée.

3.2 Détermination des fluctuations du taux de dégagement de chaleur par mesures de chimiluminescence

Dans cette section, l'analyse de l'évolution de l'intensité des signaux de chimiluminescence des différents radicaux est menée pour le cas où le kérosène est injecté simultanément sur les deux zones d'injection. Dans un premier temps, les mesures ont été réalisées en fonction de la distribution de carburant entre les deux zones (FSP) et pour des valeurs du débit massique d'air et de richesse globale fixées à $\dot{m}_a = 100 \text{ g.s}^{-1}$ et $GER = 0,66$. L'objectif de ces expériences est d'analyser l'influence de la FSP sur les mesures de chimiluminescence. L'évolution de l'intensité normalisée des signaux de chimiluminescence des différents radicaux sur la gamme de valeur $FSP = 18,9 - 25,5 \%$ est présentée sur la Figure 126. Ces résultats mettent en évidence une influence importante de ce paramètre sur le rayonnement des différents radicaux. En fonction des espèces, l'émission de chimiluminescence diminue de 25 % à 40 % avec l'augmentation du paramètre FSP .

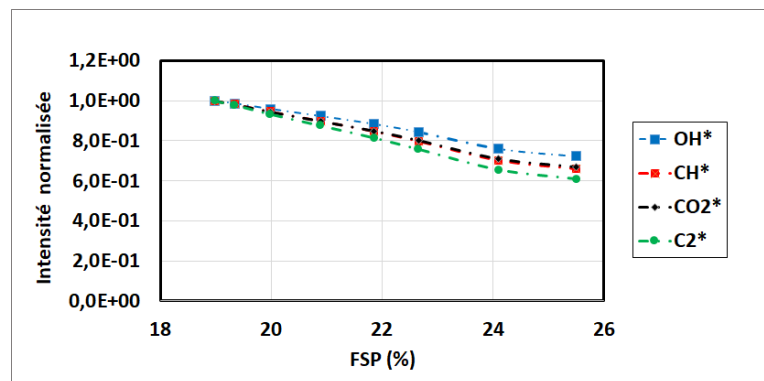


Figure 126 : Évolution de l'émission de chimiluminescence des radicaux OH^* , CH^* , C_2^* et CO_2^* en fonction de la distribution de carburant entre les deux zones d'injection (FSP) pour des conditions de débit massique d'air et de richesse globale fixées ($\dot{m}_a = 100 \text{ g.s}^{-1}$ et $GER = 0,66$).

Ainsi, pour cette seconde configuration, la méthode développée précédemment n'a pas pu être appliquée. Dans ce cas, la relation des émissions de chimiluminescence avec le débit massique d'air et la richesse globale ne peut pas être établie. L'analyse des mesures de chimiluminescence a mis en évidence un effet important de la distribution de carburant (FSP). Par la suite, il n'a pas été possible de décorréler les contributions des deux zones sur les mesures de chimiluminescence, rendant impossible l'étalonnage de la technique de mesure en fonction de la richesse globale et du débit massique d'air. En conséquence, l'analyse des fluctuations du taux de dégagement de chaleur est réalisée uniquement à partir de l'émission du radical OH^* . Ce dernier est privilégié par rapport aux autres radicaux car il n'est pas contaminé par le rayonnement des suies et faiblement perturbé par les émissions de fonds larges bandes du CO_2^* .

3.3 Analyse de la fluctuation du rayonnement du radical OH^*

L'évolution des fluctuations du rayonnement du radical OH^* en fonction de la fréquence et du niveau d'excitation est illustrée sur la Figure 127. En fonction de la fréquence (cf. Figure 127 (a)), pour de faibles niveaux d'excitation $u_{II} = 5 \text{ m.s}^{-1}$ et $u_{II} = 10 \text{ m.s}^{-1}$ deux pics apparaissent autour de $f = 194 \text{ Hz}$ et $f = 204 \text{ Hz}$. Pour des niveaux d'excitations supérieurs à $u_{II} = 30 \text{ m.s}^{-1}$, la variation de ces dernières s'atténue fortement sur toute la gamme de fréquences. Toutefois, une valeur plus élevée des fluctuations de OH^* semble subsister à $f = 194 \text{ Hz}$. En fonction de l'amplitude de l'excitation, comme dans le cas précédent pour lequel la flamme est alimentée uniquement par la zone pilote, un phénomène de saturation est observé. Néanmoins, pour cette configuration la valeur de coupure est plus élevée. Ainsi, l'amplitude des fluctuations du rayonnement de OH^* sature pour des niveaux d'excitations supérieurs à $u_{II} = 30 \text{ m.s}^{-1}$ contre $u_{II} = 20 \text{ m.s}^{-1}$ pour la configuration utilisant l'injecteur pilote uniquement. De $u_{II} = 5 \text{ m.s}^{-1}$ à $u_{II} = 30 \text{ m.s}^{-1}$ la fluctuation du signal OH^* à $f = 204 \text{ Hz}$ est légèrement supérieure à celle trouvée autour de $f = 194 \text{ Hz}$. A partir de $u_{II} > 30 \text{ m.s}^{-1}$ cette tendance s'inverse et le maximum observé à $f = 204 \text{ Hz}$ disparaît. Ces observations indiquent également la non-linéarité de la réponse de la flamme aux fluctuations du débit massique d'air.

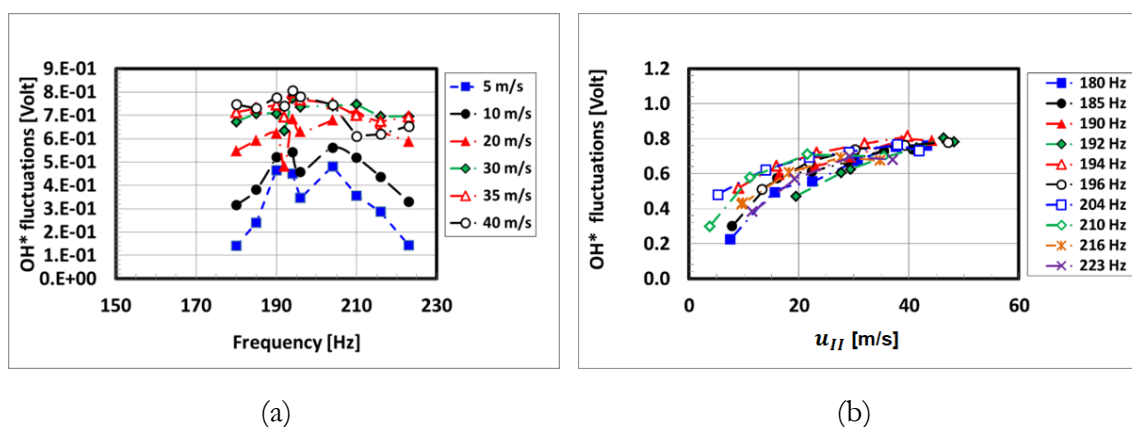


Figure 127 : Influence de la fréquence et de l'amplitude d'excitation sur les fluctuations de l'émission du radical OH^* .

3.4 Réponse fréquentielle de la flamme

Pour analyser plus en détail la réponse de la flamme vis-à-vis des fluctuations de l'écoulement d'air incident, la relation entre les fluctuations de vitesse acoustique et les fluctuations du rayonnement est caractérisée par une fonction de transfert. Il est rappelé que pour cette configuration, les fluctuations du taux de dégagement de chaleur ne sont pas corrélées aux fluctuations du rayonnement de OH^* . Les résultats traitant de l'amplitude de la fonction de transfert sont donc à considérer avec précaution. Toutefois, la phase de ce signal est jugée comme un très bon indicateur de la phase des fluctuations de dégagement de chaleur. Les résultats portant sur la phase de la fonction de transfert sont donc tout à fait pertinents. L'évolution de l'amplitude et de la phase de la fonction de transfert en fonction des fluctuations de vitesse de l'écoulement d'air incident sont représentées sur la Figure 128. L'effet de saturation de la réponse de la flamme est clairement observé sur la courbe de réponse en amplitude (cf. Figure 128 (a)). L'amplitude de la FDF diminue fortement avec le niveau d'excitation et atteint une asymptote pour une vitesse acoustique supérieure à $u_{II} = 40 \text{ m.s}^{-1}$. Ainsi pour la gamme d'amplitude d'excitation comprise entre $u_{II} = 35 \text{ m.s}^{-1}$ et $u_{II} = 45 \text{ m.s}^{-1}$ aucune influence de la fréquence sur l'amplitude de la fonction de transfert n'est constatée. De la même façon que pour la configuration précédente, pour des niveaux d'excitation plus faibles, compris entre $u_{II} = 10 \text{ m.s}^{-1}$ et $u_{II} = 5 \text{ m.s}^{-1}$, l'amplitude la FDF dépend fortement de la fréquence.

En ce qui concerne la phase, son évolution est là moins dépendante du niveau d'excitation pour toute la gamme de fréquences étudiée (cf. Figure 128 (b)). L'évolution de la phase est représentée par rapport à la fréquence d'excitation sur la Figure 129. Comme observée sur les résultats obtenus pour la première configuration, la phase de la fonction de transfert diminue linéairement avec la fréquence. Un point d'inflexion apparaît également, il se situe autour de $f = 194 \text{ Hz}$. Dans ce cas, le système atteint aussi un cycle limite sur toute la gamme de fréquences. Au-delà de $u_{II} = 50 \text{ m.s}^{-1}$, la flamme est soufflée.

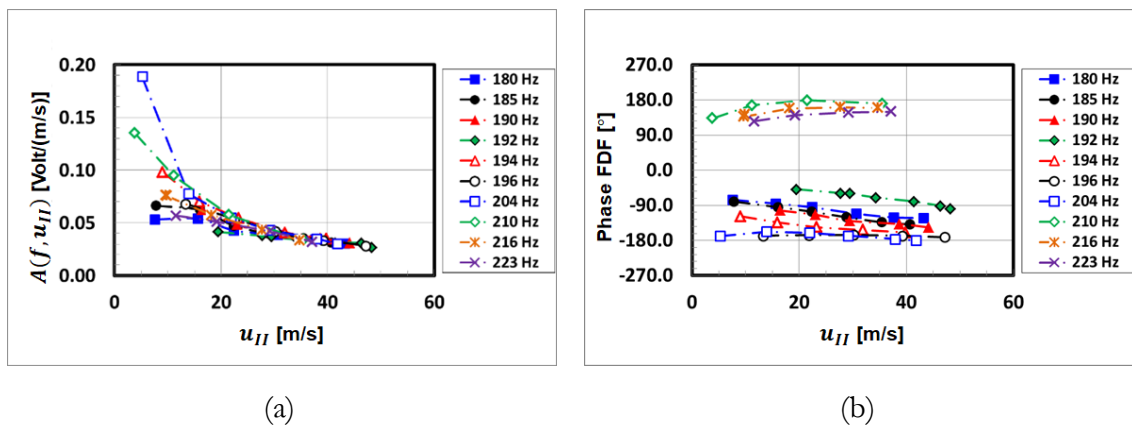


Figure 128 : Évolution de l'amplitude (a) et de la phase (b) de la fonction descriptive de flamme en fonction des fluctuations de vitesse acoustique pour la gamme de fréquence considérée.

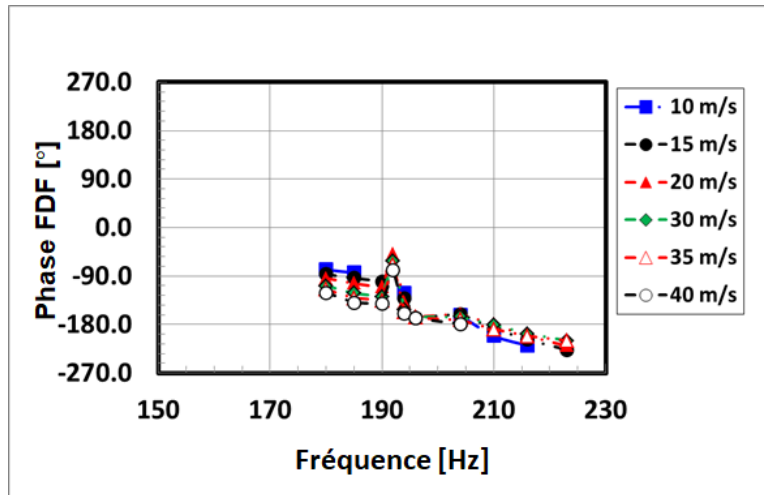


Figure 129 : Évolution de la phase de la fonction de transfert en fonction de la fréquence d'excitation.

A partir des résultats obtenus en fonction de la fréquence (cf. Figure 129 (b)), l'évolution du retard entre l'excitation acoustique et la réponse de la flamme en fonction du niveau d'excitation est illustrée sur la Figure 130. Les marqueurs ronds et rouges désignent la configuration utilisant à la fois la zone pilote et la zone multipoint. Ces résultats sont comparés avec ceux obtenus pour la configuration précédente symbolisée par des carrés bleus. Comme observé pour la configuration précédente, le retard entre les deux phénomènes diminue en fonction du niveau d'excitation et tend vers une valeur constante à partir de $u_{II} = 35 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$. Toutefois, des retards plus élevés sont observés lorsque les deux zones d'injection sont alimentées en carburant. Ce résultat peut s'expliquer par les différents phénomènes d'écoulement se produisant lors du transport du combustible liquide et de son évaporation de la zone multipoints vers la flamme. En particulier, l'analyse réalisée dans le [Partie I](#) et [III](#) montre que pour cette zone d'injection, les phénomènes liés à l'atomisation des jets liquides et la création d'un film liquide puis son atomisation à l'aval des lèvres du diffuseur, jouent un rôle prédominant dans la formation des ondes de densité de richesse interagissant avec la flamme. Comme décrit dans la [Partie II \(Chapitre 4\)](#), consacré à la caractérisation de ces phénomènes, les gouttelettes sont transportées à une vitesse de l'ordre de 0,45 fois la vitesse d'air dans le canal d'injection. Bien que ces valeurs obtenues sur le montage SIGMA soient difficilement transposables en l'état pour analyser les observations réalisées sur le montage LOTAR, il est certain que les phénomènes observés soient à l'origine du retard mesuré.

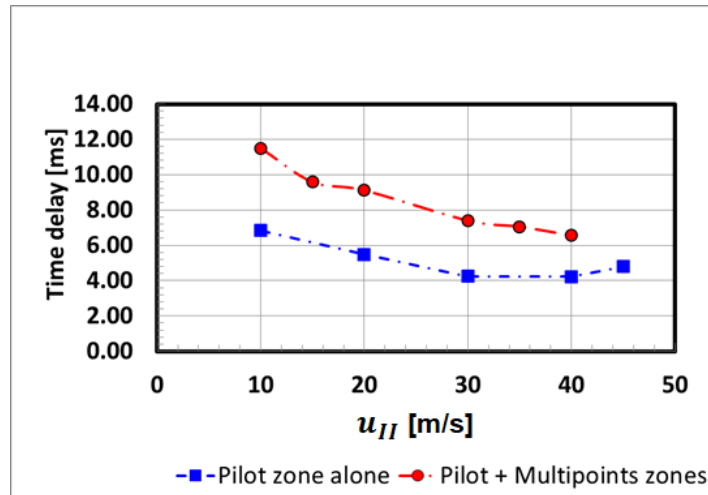


Figure 130 : Évolution du retard entre l'excitation acoustique et la réponse de la flamme en fonction du niveau d'excitation. (rond rouge) : Configuration utilisant les deux zones d'injection. (carré bleu) : Configuration utilisant l'injecteur pilote uniquement.

L'ensemble des résultats obtenus, pour les deux configurations d'injection, peut également être confronté à des observations antérieures issues de la littérature. L'influence du niveau d'excitation sur le retard de phase a déjà été observée pour des flammes swirlées issues de combustibles gazeux soumises à des fluctuations de richesse (Kim, et al., 2010) ou pour des flammes non pré-mélangé swirlées issues de combustibles liquides légers (dodécane) (Mirat, 2015). Ceci indique que la distribution inhomogène en espace et temps des vapeurs de combustible, dues à des fluctuations de richesse ou à un regroupement périodique de paquets de gouttes (Giuliani, et al., 2002), est probablement à l'origine du comportement observé pour la réponse de flammes issues de sprays.

Dans ses travaux Mirat (Mirat, 2015) obtient des valeurs du retard estimées entre 5 et 9 ms. Toutefois pour déterminer la réponse de la flamme, il utilise un signal de vitesse mesuré au nez de l'injecteur. De plus la vitesse moyenne de l'écoulement caractérisant la convection des inhomogénéités de richesse vers la flamme était dans son cas de l'ordre de 7 à 10 $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ alors que dans le cas présent elle est proche de 50 $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$. Ainsi, il semble que les temps caractéristiques mesurés sur le montage LOTAR soient très importants par rapport aux valeurs obtenues par Mirat (Mirat, 2015).

Des mesures de temps de retard avaient été réalisées sur un injecteur multipoints par Apeloig (Apeloig, 2013) pour la configuration utilisant à la fois les zones d'injection pilote et multipoint. Dans ses travaux, Apeloig (Apeloig, 2013) obtenait des temps caractéristiques différents en fonction du signal de vitesse utilisé pour le calcul de sa fonction de transfert. Il avait ainsi considéré deux signaux, l'un mesuré à l'aide de microphones en amont de la chambre de combustion et l'autre dans la chambre de combustion par LDA. Cette seconde configuration se rapproche ainsi de la méthode mise en œuvre par Mirat (Mirat, 2015). Il est ainsi possible d'observer que les temps caractéristiques obtenus par Apeloig pour un même signal de vitesse de référence (u_{II}) sont équivalents à ceux présentés sur la Figure 130. De plus, Apeloig obtenait un écart d'environ 10 ms entre les deux approches. La localisation de la mesure des fluctuations de vitesse influe donc sur le déphasage entre les signaux de vitesse et

de dégagement de chaleur et une caractérisation de la fonction de transfert entre des mesures réalisées au nez de l'injecteur et les mesures microphonique à l'amont serait nécessaire pour caractériser et comprendre l'origine de ce phénomène.

4 Conclusion sur ce chapitre

Dans cette partie, la caractérisation de l'écoulement réactif a, tout d'abord, été réalisée en l'absence de perturbations acoustiques. Elle a permis de qualifier la qualité du mélange réactif kérosène/air produit par le LOTAR et de déterminer les conditions de stabilité de ce dernier. Ces résultats ont, en particulier, permis de définir les conditions de fonctionnement à adopter pour réaliser l'étude de la réponse de la flamme.

Dans le but d'analyser l'influence de la zone d'injection multipoint sur la réponse de la flamme, l'étude a été réalisée pour deux configurations de fonctionnement du système d'injection. Dans le premier cas, seul l'injecteur pilote est alimenté. Dans le second cas, le débit de kérosène injecté par la zone pilote est fixé et le débit de la zone multipoint varie. La réponse de la flamme a été étudiée à partir de la détermination de la réponse fréquentielle de la flamme (FDF), sur une large gamme de fréquences et de niveaux d'excitation. Pour cela, les fluctuations de vitesse de l'écoulement incident ont, d'une part, été caractérisées en fonction des perturbations acoustiques imposées par la sirène. D'autre part, les fluctuations du taux de dégagement de chaleur ont été déterminées à partir de l'étalonnage des mesures de chimiluminescence des radicaux OH^* , CH^* et CO_2^* en fonction du débit massique d'air et de la richesse globale.

Pour la première configuration, l'analyse de l'évolution de l'intensité des signaux de chimiluminescence a montré que le rayonnement des différents radicaux n'évolue pas de manière proportionnelle avec la richesse globale et le débit massique d'air. Ces résultats mettent, notamment, en évidence que les mesures de OH^* , CH^* et CO_2^* ne peuvent pas directement être reliées aux conditions d'injection et de débit massique d'air. Une autre solution a alors consisté à considérer les rapports en OH^*/CH^* et OH^*/CO_2^* afin d'établir le lien entre les mesures de chimiluminescence et les conditions d'injection et de débit d'air. Les résultats de l'étalonnage montrent que la valeur de la condition réelle du GER utilisée pour réaliser l'essai est relativement bien retrouvée, l'erreur calculée étant inférieure 5 %. Le débit massique d'air est, quant à lui, légèrement sous-estimé. L'erreur commise varie de 10 % à 20 % en fonction des conditions de modulation de l'écoulement. Ces écarts sont probablement dus à l'erreur commise lors de l'interpolation ou aux incertitudes de mesures liées aux émissions de lumière parasites. Les mesures de fluctuations du taux de dégagement de chaleur, calculées à partir de l'étalonnage, ont été analysées en fonction de la fréquence et de l'amplitude d'excitation de l'écoulement d'air. Ces résultats ont permis d'observer l'influence de la fréquence et de l'amplitude de l'excitation sur les fluctuations du taux de dégagement de chaleur.

Pour analyser plus en détail la réponse de la flamme vis-à-vis des fluctuations de l'écoulement d'air incident, la relation entre les fluctuations de vitesse acoustique et les fluctuations du taux de dégagement de chaleur a été caractérisée par la fonction descriptive de flamme (FDF). L'analyse de l'amplitude et de la phase de la FDF en fonction du niveau d'excitation a permis de mettre en évidence des phénomènes de saturation qui limitent

l'amplitude et le retard des instabilités thermo-acoustiques. Le retard de la réponse de la flamme par rapport à l'excitation acoustique a pu être calculé à partir de l'évolution du déphasage de la FDF en fonction de la fréquence. Ce dernier diminue avec le niveau d'excitation. Ces observations mettent en évidence que le temps nécessaire aux perturbations pour atteindre la flamme dépend du niveau de modulation. En considérant les analyses réalisées dans la [Partie II](#) sur le comportement du brouillard de gouttes, il est probable qu'elles soient dues à l'apparition d'ondes de densité de gouttes en fonction du niveau d'excitation. En effet, les possibles origines de ce phénomène sont liées à l'atomisation et au transport des gouttes, induisant alors des inhomogénéités spatiales et temporelles de vapeur du combustible et donc de richesse. Toutefois, dans la configuration décrite ici où seul l'injecteur à pression du pilote est alimenté, il est fortement probable que le regroupement périodique de paquets de gouttes convectées vers la flamme soit à l'origine de la réponse observée au travers des résultats de la FDF.

Pour la seconde configuration, l'analyse des mesures de chimiluminescence a mis en évidence un effet important de la distribution de carburant (FSP). Par la suite, il n'a pas été possible de décorrélérer les contributions des deux zones sur les mesures de chimiluminescence, rendant impossible l'étalonnage de la technique de mesure en fonction de la richesse globale et du débit massique d'air. En conséquence, l'analyse des fluctuations du taux de dégagement de chaleur a été réalisée uniquement à partir de l'émission du radical OH^* . Les résultats ont également mis en évidence un effet de saturation de l'amplitude de la fonction de transfert de flamme en fonction du niveau d'excitation. Toutefois, l'analyse de la phase de la réponse de la flamme en fonction du niveau d'excitation a révélé que les retards observés étaient plus élevés lorsque les deux zones d'injection sont alimentées en carburant. Ce résultat est certainement dû aux phénomènes supplémentaires intervenant lors de l'atomisation, du transport du combustible liquide et de son évaporation de la zone multipoint vers la flamme. Ainsi, à partir des analyses réalisées dans les [Parties I](#) et [II](#), il est probable que les phénomènes liés aux comportements et à l'atomisation des jets composants la zone multipoint soient responsables de la modification des temps caractéristiques entre les fluctuations de l'écoulement incident et la réponse de la flamme.

Enfin, de manière commune aux deux configurations, l'analyse de la phase montre que le temps nécessaire aux perturbations pour atteindre la flamme diminue puis, tend à se stabiliser avec le niveau de modulation. Cet effet se traduit également par une saturation de l'amplitude de la réponse de la flamme. Ce comportement peut être expliqué par le rapprochement de la flamme vers l'injecteur et à un phénomène de blocage de cette dernière à partir d'une valeur élevée du niveau d'excitation. Néanmoins, il semble que les temps caractéristiques mesurés soient fortement influencés par la présence de l'injecteur. La mesure des fluctuations de vitesse au nez de l'injecteur et la détermination quantitative du taux de dégagement de chaleur, pour la seconde configuration, seraient nécessaires pour analyser et comprendre l'origine de ces résultats.

Bilan de cette partie

Les travaux présentés dans cette dernière partie du mémoire avaient pour objectif d'établir une base de données expérimentale détaillée permettant de caractériser et d'étudier l'influence de la modification du comportement de l'injection de carburant liquide, réalisée par un système étagé de type multipoint, sur la réponse de la flamme. Cette base de données doit également permettre la validation des simulations numériques destinées à la prévision de l'apparition des instabilités thermo-acoustiques dans les chambres de combustion (Huet). Tout d'abord, afin de reproduire, de manière réaliste, les phénomènes observés dans les chambres de combustion, un montage expérimental nommé LOTAR a été défini. Ce dernier est muni d'un injecteur industriel de type étagé. Il est composé d'une zone d'injection pilote utilisant un injecteur à pression et permettant d'accrocher la flamme et d'une zone multipoint où le carburant est injecté sous forme de jets liquides atomisés par un écoulement transverse. Cet injecteur permet de produire une flamme turbulente swirlée kérosène/air. Afin de reproduire et d'étudier l'influence de la modification du comportement de l'injection liquide de carburant sur la réponse de la flamme, le montage est équipé d'une sirène générant des perturbations acoustiques sur une large gamme de fréquence et d'amplitude d'excitation.

Une fois le montage défini, la caractérisation de l'écoulement réactif a permis de déterminer le caractère non pré-mélangé de la flamme et de définir les conditions de fonctionnement à adopter pour réaliser l'étude de la réponse de la flamme.

L'analyse de la réponse non linéaire de la flamme a été réalisée à partir de la mesure de fonction de transfert de flamme (FDF). Ces dernières sont déterminées en mesurant simultanément l'amplitude des fluctuations de vitesse de l'écoulement d'air en amont du système d'injection et le taux de dégagement de chaleur adimensionnel associé pour différentes fréquences et amplitudes de modulation. D'une part, les fluctuations de pression ont été déterminées à partir de mesures microphoniques en amont du système d'injection. D'autre part, les fluctuations du taux de dégagement de chaleur ont été déduites de l'étalonnage de mesures de chimiluminescence des radicaux OH^* , CH^* et CO_2^* en fonction des conditions d'injection et d'écoulement d'air. Enfin, pour analyser la réponse de la flamme en fonction de l'injecteur multipoint, deux configurations sont étudiées. Dans la première, seul l'injecteur pilote est alimenté en kérosène. Dans la seconde, les deux zones d'injection sont utilisées.

Ainsi, une caractérisation détaillée de la réponse de la flamme en fonction de la fréquence et du niveau d'excitation a été obtenue. L'analyse de l'amplitude et de la phase de la FDF a mis en évidence l'influence des perturbations de l'écoulement incident sur la réponse de la flamme. L'origine de ce comportement est liée à la distribution inhomogène en espace et temps des vapeurs de combustible, dues probablement à un regroupement périodique de paquets de gouttes. L'analyse de la phase a permis de déterminer le retard entre les perturbations et les fluctuations du taux de dégagement de chaleur. Ces résultats ont montré que le temps nécessaire aux perturbations pour atteindre la flamme diminue puis, tend à se stabiliser avec le niveau de modulation. Ce comportement se traduit alors également par une saturation de l'amplitude de la réponse de la flamme. Enfin, des temps caractéristiques différents entre les deux configurations ont été observés. Les retards déterminés sont plus élevés lorsque les deux zones d'injection sont alimentées en carburant. Ce résultat est certainement dû aux phénomènes supplémentaires intervenant lors de l'atomisation, du transport du combustible liquide et de son évaporation de la zone multipoint vers la flamme.

En conclusion, ces résultats ont tout d'abord permis d'observer le caractère non linéaire de la réponse de la flamme. Ils mettent également en évidence que la modification

du comportement de l'injection de carburant liquide modifie de manière importante le temps nécessaire aux perturbations pour atteindre la flamme. En particulier, le retard engendré par les phénomènes supplémentaires intervenants au niveau de la zone multipoint est significatif. Il n'a en revanche pas été possible de transposer directement les résultats obtenus dans le [Partie II](#) pour expliquer les retards observés de la réponse de la flamme. Une étude plus détaillée de l'atomisation du film liquide formé par l'impact cyclique des jets sur les lèvres du diffuseur serait nécessaire pour analyser les temps caractéristiques associés à ces mécanismes.

CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES

Ces travaux de thèse s'inscrivent dans le cadre de l'amélioration de la compréhension de l'apparition des instabilités de combustion au sein des turbomachines aéronautiques. En particulier, l'objectif est d'accompagner l'effort engagé par l'ONERA au travers du projet SIGMA dédié à l'étude du rôle de l'injection de carburant liquide dans ces phénomènes. Plus spécifiquement, les objectifs de ce travail de thèse étaient : D'une part, d'étudier le rôle de l'injection de carburant liquide sur la réponse non linéaire de flammes issues d'un injecteur réaliste étagé type multipoint représentatif des systèmes utilisés dans les moteurs aéronautiques. D'autre part, de constituer une base de données expérimentale la plus précise possible permettant de valider les simulations numériques utilisées pour la prévision de l'apparition des instabilités thermo-acoustiques.

Dans un premier temps, l'étude bibliographique préalable a permis de montrer que dans le cas d'une injection de carburant liquide, des phénomènes supplémentaires, tels que l'atomisation, le transport et l'évaporation, sont mis en jeu dans le couplage entre l'acoustique du foyer et la réponse de la flamme. De plus, il a été mis en évidence que, pour un système d'injection multipoint, les oscillations de pression d'origine acoustique, liées au caractère instationnaire de la flamme, peuvent également modifier le comportement des jets liquides composants la zone d'injection (cf. [Partie I](#)). C'est pourquoi, dans le but d'analyser le rôle de l'injection sur la réponse de la flamme, il est apparu nécessaire de caractériser l'influence de perturbations acoustiques sur le comportement des jets liquides, composants l'injecteur, et sur le brouillard induit par leur atomisation.

Pour cela, une première étude (cf. [Partie II](#)), mettant en œuvre une configuration expérimentale simplifiée, a consisté à analyser l'influence de perturbations acoustiques sur le comportement d'un jet liquide débouchant transversalement dans un écoulement d'air. Ce travail a permis de mettre en évidence les mécanismes d'atomisation du jet et son interaction avec des perturbations acoustiques. L'étude des phénomènes de transport du brouillard de gouttes résultant a mis en évidence l'apparition d'ondes de densité de gouttes se propageant, vers l'aval, à une vitesse de l'ordre de 0,45 fois la vitesse débitante. L'influence de la taille des gouttes sur ces phénomènes a également été observée. Tous ces résultats ont, notamment, permis de valider des simulations numériques de type LES ([\(Thuillet, 2018\)](#) ; [\(Desclaux, et al., 2020\)](#)).

Dans un second temps, le comportement instationnaire d'une flamme diphasique (kérosène/air) turbulente non pré-mélangée issue d'un injecteur industriel a été analysé en présence d'une excitation acoustique sur une large gamme de fréquences et d'amplitudes (cf. [Partie III](#)). Pour cela, une deuxième configuration expérimentale, reproduisant de manière réaliste les phénomènes rencontrés dans les chambres de combustion, a été mise en œuvre. L'objectif de cette partie était, en particulier, d'analyser l'influence de la modification du comportement de la phase liquide, dépendamment du mode d'injection, sur la réponse flamme. Pour cela, deux configurations ont été prises en compte. Dans la première, seul l'injecteur

pilote est alimenté en kérosène. Dans la seconde, les deux zones d'injection sont utilisées avec une distribution de carburant beaucoup plus importante sur l'injecteur multipoint. Le moyen utilisé pour réaliser cette analyse est basé sur la détermination de la réponse fréquentielle de la flamme en fonction de la fréquence et du niveau d'excitation (FDF). Cependant, la détermination de la FDF requiert la mesure des fluctuations du taux de dégagement de chaleur. Pour cela, une analyse des travaux publiés sur ce sujet a montré qu'a priori, une mesure simultanée de la chimiluminescence des radicaux OH^* , CH^* et CO_2^* était bien adaptée pour une flamme turbulente kérosène/air. Ainsi, une autre contribution importante de ce travail a été d'adapter et de développer cette technique de mesure pour le cas applicatif visé dans ces travaux.

Les résultats obtenus pour les deux configurations mettent en évidence un phénomène de cycle limite du système se traduisant par une saturation de l'amplitude de la réponse de la flamme indépendamment de la fréquence. L'analyse de la phase montre que ce comportement est lié à la stabilisation du retard entre l'excitation et la réponse de la flamme avec l'augmentation du niveau d'excitation. Ce phénomène peut être expliqué par un blocage de la position de la flamme proche de l'injecteur. La comparaison entre les configurations testées montre que le retard est fortement influencé par le mode d'injection et en particulier par les mécanismes d'atomisation et de transport qui y sont associés. Ainsi, pour l'injecteur pilote (atomiseur à pression), ce retard semble principalement dû aux ondes de densité de gouttes, issues d'un effet de Stokes, convectées vers la flamme. Lorsque le carburant est principalement injecté par la zone multipoint, les phénomènes observés dans la première partie de ces travaux, liés aux battements cycliques des jets et à leur atomisation, semblent dominer la réponse de la flamme induisant alors des temps caractéristiques plus importants.

Toutefois certains points pourraient être améliorés et complétés. En particulier, les fluctuations du taux de dégagement de chaleur et les temps de retard n'ont pas pu être rigoureusement déterminés. La technique de mesure des fluctuations du taux de dégagement de chaleur, appliquée uniquement à la zone pilote, a montré des résultats satisfaisants. Elle est pertinente dans des cas d'applications difficiles telles que celles rencontrées sur le LOTAR et utilisant du kérosène liquide. De plus, elle est moins coûteuse et moins complexe à mettre œuvre que des méthodes de diagnostics optiques plus conventionnelles telles que la LIF. Toutefois, cette technique de mesure pourrait être améliorée par la correction des mesures vis-à-vis des émissions de lumières parasites, telles que l'émission des suies ou l'émission large bande du radical CO_2^* . D'autres méthodes d'interpolation pourraient être également envisagées. Néanmoins, cette technique n'a pas pu être appliquée à la configuration multipoint en raison de l'influence de la distribution de carburant sur les mesures de chimiluminescence. Dans ce cas, la prise en compte de ce paramètre dans l'étalonnage pourrait permettre d'améliorer la base de données déjà existante, c'est précisément sur ce point que devront porter de prochains travaux. Concernant la détermination du retard de la réponse de la flamme vis-à-vis des perturbations de l'écoulement, mesurer la fonction de transfert acoustique de l'injecteur pourrait améliorer la base de données déjà existante. L'idéal serait de pouvoir réaliser des mesures à proximité du point d'injection par LDA ou par fil chaud afin d'obtenir des informations réalistes des perturbations vues par la phase liquide.

Au terme de ces travaux de thèse, quelques perspectives supplémentaires peuvent être envisagées. Les résultats obtenus, dans un premier temps, peuvent servir à la validation de

simulations numériques type LES ou pour des codes basés sur la résolution des équations d'Helmholtz, permettant ainsi de prédire la stabilité de la chambre de combustion. Une étude plus systématique du comportement non linéaire du jet liquide permettrait de prendre en compte l'effet du niveau d'excitation sur le brouillard de gouttes formé par l'atomisation de ce dernier. Enfin, une étude en régime d'évaporation permettrait d'analyser le transfert entre les ondes de densité de gouttes et les ondes de richesse.

BIBLIOGRAPHIE

- Åbom, M., & Bodén, H. (1988). Error analysis of two-microphone measurements in ducts with flow. *The Journal of the Acoustical Society of America*, *83*, 2429-2438.
doi:10.1121/1.396322
- ACARE. (2011). *Flightpath 2050 - Europe's Vision for Aviation*. Tech. rep., European Commission.
- Amighi, A., Eslamian, M., & Ashgriz, N. (2009). Trajectory of a liquid jet in high pressure and high temperature subsonic air crossflow. *11th International Annual Conference on Liquid Atomization and Spray Systems (ICLASS 2009)*, Vail, CO, July, (pp. 26-30).
- Anderson, T. J., Proscia, W., & Cohen, J. M. (2001). Modulation of a liquid-fuel jet in an unsteady cross-flow. *ASME Turbo Expo 2001: Power for Land, Sea, and Air*.
- Annaswamy, A. M., & Ghoniem, A. F. (2002). Active control of combustion instability: Theory and practice. *IEEE control systems*, *22*, 37-54.
- Apeloig, J. (2013). *Étude expérimentale du rôle de la phase liquide dans les phénomènes d'instabilités thermo-acoustiques agissant au sein de turbomachines diphasiques*. Ph.D. dissertation, Toulouse, ISAE.
- Apeloig, J. M., François-Xavier, Simon, F., Gajan, P., Orain, M., & Roux, S. (2014). Liquid-fuel behavior in an aeronautical injector submitted to thermoacoustic instabilities. *Journal of Propulsion and Power*, *31*, 309-319.
- Ashgriz, N. (2011). *Handbook of atomization and sprays: theory and applications*. Springer Science & Business Media.
- Aviation Fuels Technical Review . (2010).
- Böckle, S., Kazenwadel, J., Thomas, Shin, D.-I., Schulz, C., & Wolfrum, J. (2000). Simultaneous single-shot laser-based imaging of formaldehyde, OH, and temperature in turbulent flames. *Proceedings of the Combustion Institute*, *28*, 279-286.
doi:https://doi.org/10.1016/S0082-0784(00)80221-0
- Balachandran, R., Ayoola, B. O., Kaminski, C. F., Dowling, A. P., & Mastorakos, E. (2005). Experimental investigation of the nonlinear response of turbulent premixed flames to imposed inlet velocity oscillations. *Combustion and Flame*, *143*, 37-55.
doi:https://doi.org/10.1016/j.combustflame.2005.04.009
- Becker, J., & Hassa, C. (2002). BREAKUP AND ATOMIZATION OF A KEROSENE JET IN CROSSFLOW AT ELEVATED PRESSURE. *Atomization and Sprays*, *12*.
- Behzad, M., Ashgriz, N., & Mashayek, A. (2015). Azimuthal shear instability of a liquid jet injected into a gaseous cross-flow. *Journal of Fluid Mechanics*, *767*, 146-172.
- Bellofiore, A., Cavaliere, A., & Ragucci, R. (2007). Air density effect on the atomization of liquid jets in crossflow. *Combustion Science and Technology*, *179*, 319-342.
- Bellofiore, A., Cavaliere, A., & Ragucci, R. (2008). PIV characterization of sprays generated by crossflow injection in high-density airflow. *Proceedings ICLASS-Europe, 22nd European Conference on Liquid Atomization and Spray Systems*.

- Bellofiore, A., Di Martino, P., Lanzuolo, G., & Ragucci, R. (2008). Improved modeling of liquid jets in crossflow. *Proceedings ILASS-Europe, 22nd European Conference on Liquid Atomization and Spray Systems*. ILASS.
- Birouk, M., Azzopardi, B. J., & Stähler, T. (2003). Primary Break-up of a Viscous Liquid Jet in a Cross Airflow. *Particle & Particle Systems Characterization: Measurement and Description of Particle Properties and Behavior in Powders and Other Disperse Systems*, 20, 283-289.
- Bodoc, V., Desclaux, A., Gajan, P., Simon, F., & Illac, G. (2018). Characterization of confined liquid jet injected into oscillating air crossflow. *Flow, Turbulence and Combustion*.
- Bombach, R., & Käppeli, B. (1999, 2 01). Simultaneous visualisation of transient species in flames by planar-laser-induced fluorescence using a single laser system. *Applied Physics B*, 68, 251-255. doi:10.1007/s003400050614
- Boudy, F., Durox, D., Schuller, T., & Candel, S. (2012). Nonlinear flame describing function analysis of galloping limit cycles featuring chaotic states in premixed combustors. *ASME Turbo Expo 2012: Turbine Technical Conference and Exposition*, (pp. 713-724).
- Boudy, F., Durox, D., Schuller, T., Jomaas, G., & Candel, S. (2011). Describing function analysis of limit cycles in a multiple flame combustor. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, 133.
- Brettar, J. (2015). *Développement de techniques optiques pour la caractérisation de brouillard de gouttes dans les foyers aéronautiques*. Ph.D. dissertation, Université de Toulouse.
- Brodkey, R. S. (1967). *The phenomena of fluid motions*. Addison-Wesley.
- Broumand, M., & Birouk, M. (2016). Liquid jet in a subsonic gaseous crossflow: Recent progress and remaining challenges. *Progress in Energy and Combustion Science*, 57, 1-29.
- Broumand, M., & Birouk, M. (2016). Two-zone model for predicting the trajectory of liquid jet in gaseous crossflow. *ALAA Journal*, 54, 1499-1511.
- Broumand, M., Farokhi, M., & Birouk, M. (2016). Penetration Height of a Circular Liquid Jet in a Subsonic Gaseous Crossflow: an Eulerian-Lagrangian Approach. *54th ALAA Aerospace Sciences Meeting*, (p. 1591).
- Broumand, M., Rigby, G., & Birouk, M. (2017). Effect of nozzle exit turbulence on the column trajectory and breakup location of a transverse liquid jet in a gaseous flow. *Flow, Turbulence and Combustion*, 99, 153-171.
- Brunet, C., Gori, N., Godard, G., Frindt, F., Cabot, G., & Grisch, F. (2018). Etude de l'influence de la viscosité sur la distribution de taille de gouttes par mesures PDPA et ombroscopie. *16th congrès francophone de techniques laser pour la mécanique des fluides*.
- Bunce, K., Lee, J., & Santavicca, D. (2006). Characterization of liquid jets-in-crossflow under high temperature, high velocity non-oscillating and oscillating flow conditions. *44th ALAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, (p. 1225).
- Camilo Fernando Silva, F. N. (2013). Combining a Helmholtz solver with the flame describing function to assess combustion instability in a premixed swirled combustor. *Combustion and Flame*, Volume 160, Issue 9, Pages 1743-1754.
- Candel, S., Durox, D., Schuller, T., Palies, P., Bourgouin, J.-F., & Moeck, J. P. (2012). Progress and challenges in swirling flame dynamics. *Comptes rendus mécanique*, 340, 758-768.

- Cantrell, R. H., & Hart, R. W. (1964). Interaction between sound and flow in acoustic cavities: Mass, momentum, and energy considerations. *The Journal of the Acoustical Society of America*, *36*, 697-706.
- Carpentier, J.-B., Baillet, F., Blaisot, J.-B., & Dumouchel, C. (2009). Behavior of cylindrical liquid jets evolving in a transverse acoustic field. *Physics of Fluids*, *21*.
- Charalampous, G., & Hardalupas, Y. (2011). Method to reduce errors of droplet sizing based on the ratio of fluorescent and scattered light intensities (laser-induced fluorescence/mie technique). *Applied Optics*, *50*, 3622-3637.
- Charalampous, G., & Hardalupas, Y. (2011). Numerical evaluation of droplet sizing based on the ratio of Fluorescent and scattered light intensities (lif/mie technique). *Applied Optics*, *50*, 1197-1209.
- Chen, T. e. (2017). Aerodynamic breakup and secondary drop formation for a liquid metal column in a shock-induced cross-flow. *55th AIAA Aerospace Sciences Meeting*.
- Chen, T. H., Smith, C. R., Schommer, D. G., & Nejad, A. S. (1993). Multi-zone behavior of transverse liquid jet in high-speed flow. *AIAA paper*, 453.
- Chishty, W. A. (2005, 1). *Effects of thermoacoustic oscillations on spray combustion dynamics with implications for lean direct injection systems*. Ph.D. dissertation, Virginia Polytechnic Institute and State University.
- Coker, A., Neumeier, Y., Zinn, B. T., Menon, S., & Lieuwen, T. I. (2006). Active instability control effectiveness in a liquid fueled combustor. *Combustion science and technology*, *178*, 1251-1261.
- Crocco, L., & Cheng, S.-I. (1956). *Theory of combustion instability in liquid propellant rocket motors*. Tech. rep., PRINCETON UNIV NJ.
- Deguchi, Y., Noda, M., Abe, M., & Abe, M. (2002). Improvement of combustion control through real-time measurement of O₂ and CO concentrations in incinerators using diode laser absorption spectroscopy. *Proceedings of the Combustion Institute*, *29*, 147-153. doi:[https://doi.org/10.1016/S1540-7489\(02\)80023-2](https://doi.org/10.1016/S1540-7489(02)80023-2)
- Desclaux, A. (2017). *Rapport d'avancement et étude bibliographique. Thèse 1ère année. Etude expérimentale du comportement linéaire et non-linéaire d'une flamme diphasique soumise à une excitation acoustique. Mise en oeuvre d'une méthode contrôle adaptative*. Toulouse.
- Desclaux, A., Thuillet, S., Zuzio, D., Sebbane, J.-M. S., Bodoc, V., & Gajan, P. (2020). Experimental and numerical characterization of liquid jet injected into air crossflow with acoustic forcing. *Flow, Turbulence and Combustion*, *Accepted*.
- Doublet, P. (2015). *Étude expérimentale d'un jet liquide débouchant dans un écoulement d'air transverse excité acoustiquement*. unpublished.
- DOWLING, A. P. (1997). Nonlinear self-excited oscillations of a ducted flame. *Journal of Fluid Mechanics*, *346*, 271–290. doi:10.1017/S0022112097006484
- Ducruix, S., Schuller, T., Durox, D., & Candel, S. (2003). Combustion dynamics and instabilities: Elementary coupling and driving mechanisms. *Journal of propulsion and power*, *19*, 722-734.
- Durox, D., Schuller, T., Noiray, N., & Candel, S. (2009). Experimental analysis of nonlinear flame transfer functions for different flame geometries. *Proceedings of the Combustion Institute*, *32*, 1391-1398.

- Durst, F., & Zaré, M. (1975). Laser doppler measurements in two-phase flows. *Proc. LDA. Symp (Copenhagen)*.
- Eberhart, L. D. (2009). Experimental cold flow characterization of a swirl coaxial injector element. *Joint Propulsion Conference*.
- Eckstein, J., Freitag, E., Hirsch, C., & Sattelmayer, T. (2006). Experimental study on the role of entropy waves in low-frequency oscillations in a RQL combustor. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, 128, 264-270.
- Elshamy, O. M. (2007). *Experimental investigations of steady and dynamic behavior of transverse liquid jets*. Ph.D. dissertation, University of Cincinnati.
- Elshamy, O. M., & Jeng, S. M. (2005). Study of Liquid Jet in Crossflow at Elevated Ambient Pressures. *18th Annual Conference on Liquid Atomization and Spray Systems, Irvine, CA, May*, (pp. 22-25).
- Elshamy, O., Tambe, S., Cai, J., & Jeng, S.-M. (2007). Excited liquid jets in subsonic crossflow. *45th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, (p. 1340).
- F. Baillot, D. D. (1992). Experimental and theoretical study of a premixed vibrating flame. *Combustion and Flame*, Volume 88, Issue 2, Pages 149-168,.
- Faeth, G. M. (1990). Structure and atomization properties of dense turbulent sprays. *23rd Symposium Int on Combustion*, 1345-1352.
- Fayoux, A., Zähringer, K., Gicquel, O., & Rolon, J. C. (2005). Experimental and numerical determination of heat release in counterflow premixed laminar flames. *Proceedings of the Combustion Institute*, 30, 251-257. doi:https://doi.org/10.1016/j.proci.2004.08.210
- Gajan, P., Simon, F., Orain, M., & Bodoc, V. (2016). Investigation and modeling of combustion instabilities in aero engines. *AerospaceLab*.
- Gajan, P., Strzelecki, A., Platet, B., Lecourt, R., & Giuliani, F. (2007). Investigation of spray behavior downstream of an aeroengine injector with acoustic excitation. *Journal of Propulsion and Power*, 23, 390-397.
- Gaudron, R., Gatti, M., Mirat, C., & Schuller, T. (2019, 9 01). Impact of the Acoustic Forcing Level on the Transfer Matrix of a Turbulent Swirling Combustor with and Without Flame. *Flow, Turbulence and Combustion*, 103, 751-771. doi:10.1007/s10494-019-00033-z
- Gazi, A., Vourliotakis, G., Skevis, G., & Founti, M. A. (2013). Assessment of Chemical Markers for Heat-Release Rate Correlations in Laminar Premixed Flames. *Combustion Science and Technology*, 185, 1482-1508. doi:10.1080/00102202.2013.804517
- Geery, E. L., & Margetts, M. J. (1969). Penetration of a high-velocity gas stream by a water jet. *Journal of Spacecraft and Rockets*, 6, 79-81.
- Ghorbanian, K., Ashjaee, M., Soltani, M. R., Mesbahi, M. H., & Morad, M. R. (2003). Experimental flow visualization of single swirl spray pattern at various pressure drops. *39th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference and Exhibit*.
- Giauque, A., SELLE, L., Gicquel, L., Poinot, T., Buechner, H., Kaufmann, P., & Krebs, W. (2005). System identification of a large-scale swirled partially premixed combustor using LES and measurements. *Journal of Turbulence*.
- GIAUQUE, A., SELLE, L., GICQUEL, L., POINSOT, T., BUECHNER, H., KAUFMANN, P., & KREBS, W. (2005). System identification of a large-scale

- swirled partially premixed combustor using LES and measurements. *Journal of Turbulence*, 6, N21. doi:10.1080/14685240512331391985
- Giuliani, F. (2002). *Étude du comportement d'un système d'injection de turbomachine en régime pulsatoire forcé*. Ph.D. dissertation, Toulouse, ENSAE.
- Giuliani, F., Gajan, P., Diers, O., & Ledoux, M. (2002). Influence of pulsed entries on a spray generated by an airblast injection device : An experimental analysis on combustion instability processes in aeroengines. *Combustion Institute*, 29, pp. 91-98.
- Giuliani, F., Gajan, P., Diers, O., & Ledoux, M. (2002). Influence of pulsed entries on a spray generated by an air-blast injection device: An experimental analysis on combustion instability processes in aeroengines. *Proceedings of the combustion institute*, 29, 91-98.
- Grant, R. P., & Middleman, S. (1966). Newtonian jet stability. *AIChE Journal*, 12, 669-678.
- Guethe, F., Guyot, D., Singla, G., Noiray, N., & Schuermans, B. (2012, 6 01). Chemiluminescence as diagnostic tool in the development of gas turbines. *Applied Physics B*, 107, 619-636. doi:10.1007/s00340-012-4984-y
- Gutmark, E., & Gutmark, E. (1997). Shear-flow role in combustion control. *28th Fluid Dynamics Conference*, (p. 2113).
- Guyot, D., & Paschereit, C. O. (2009). Optical Transfer Function Measurements for a Swirl Burner at Atmospheric Pressure. Dans *45th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit*. doi:10.2514/6.2009-5413
- (2004). *Handbook of aviation fuel properties*. Tech. rep., Coordinating Reserach Council, Inc Third Edition.
- Hardalupas, Y., & Orain, M. (2004). Local measurements of the time-dependent heat release rate and equivalence ratio using chemiluminescent emission from a flame. *Combustion and Flame*, 139, 188-207. doi:https://doi.org/10.1016/j.combustflame.2004.08.003
- Hendricks, A. G., Vandsburger, U., Saunders, W. R., & Baumann, W. T. (2005, 12). The use of tunable diode laser absorption spectroscopy for the measurement of flame dynamics. *Measurement Science and Technology*, 17, 139-144. doi:10.1088/0957-0233/17/1/023
- Higgins, B. (1802). On the sound produced by a current of hydrogen gas passing through a tube. *Journal of natural philosophy, chemistry and the arts*, 1, 2.
- Higgins, B., McQuay, M. Q., Lacas, F., Rolon, J. C., Darabiha, N., & Candel, S. (2001). Systematic measurements of OH chemiluminescence for fuel-lean, high-pressure, premixed, laminar flames. *Fuel*, 80, 67-74. doi:https://doi.org/10.1016/S0016-2361(00)00069-7
- Hsiang, L.-P., & Faeth, G. M. (1995). Drop deformation and breakup due to shock wave and steady disturbances. *International Journal of Multiphase Flow*, 21, 545-560.
- Huet, M., & Giauque, A. (2013). A nonlinear model for indirect combustion noise through a compact nozzle. *Journal of Fluid Mechanics*, 733, 268-301.
- Hurle, I. R., Price, R. B., Sugden, T. M., & Thomas, A. (1968). Sound emission from open turbulent premixed flames. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences*, 303, 409-427. doi:10.1098/rspa.1968.0058
- IATA. (2018). 20 Year Passenger Forecast. Récupéré sur <https://www.iata.org/publications/store/Pages/20-year-passenger-forecast.aspx>

- Inamura, T. (2000). Trajectory of a liquid jet traversing subsonic airstreams. *Journal of Propulsion and Power*, 16, 155-157.
- Inamura, T., & Nagai, N. (1997). Spray characteristics of liquid jet traversing subsonic airstreams. *Journal of Propulsion and Power*, 13, 250-256.
- Inamura, T., Nagai, N., Watanabe, T., & Yatsuyanagi, N. (1993). Disintegration of liquid and slurry jets traversing subsonic airstreams. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 7, 166.
- Ingebo, R. D. (1985). Aerodynamic effect of combustor inlet air pressure on fuel jet atomization. *Journal of Propulsion and Power*, 1, 137-142.
- Ingebo, R. D., & Foster, H. H. (1957). Drop-size Distribution for Cross Current Breakup of Liquid Jets in Airstreams.
- J.Y. CHUNG and D.A.BLASER. (1980). Transfert function methode of measurement in-duct acoustic properties - I Theory, II Experiment. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 68 (3).
- Keller, J. O., Barr, P. K., & Gemmen, R. S. (1994). Premixed combustion in a periodic flow field. Part I: Experimental investigation. *Combustion and Flame*, 99, 29-42.
doi:[https://doi.org/10.1016/0010-2180\(94\)90080-9](https://doi.org/10.1016/0010-2180(94)90080-9)
- Kennedy, J. B. (1985). High weber number SMD correlations for pressure Atomizers. *ASME*.
- Kim, K. T., & Hochgreb, S. (2011). The nonlinear heat release response of stratified lean-premixed flames to acoustic velocity oscillations. *Combustion and Flame*, 158, 2482-2499. doi:<https://doi.org/10.1016/j.combustflame.2011.05.016>
- Kim, K. T., Lee, J. G., Quay, B. D., & Santavicca, D. (2010, 10). Experimental Investigation of the Nonlinear Response of Swirl-Stabilized Flames to Equivalence Ratio Oscillations. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, 133.
doi:10.1115/1.4001999
- Krebs, W., Krediet, H., Portillo, E., Hermeth, S., Poinso, T., Schimek, S., & Paschereit, O. (2013). Comparison of nonlinear to linear thermoacoustic stability analysis of a gas turbine combustion system. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, 135.
- Krzywoblocki, M. A. (1957). Jets-Review of litterature. *Jet Propulsion*, 26, 760-779.
- Lakhamraju, R. R., & Jeng, S. M. (2005). Liquid jet breakup in subsonic air stream at elevated temperatures. *Proc. ILASS Americas*.
- Lauer, M., & Sattelmayer, T. (2010, 3). On the Adequacy of Chemiluminescence as a Measure for Heat Release in Turbulent Flames With Mixture Gradients. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, 132. doi:10.1115/1.4000126
- Laverdant, A. M., & Candel, S. M. (1989). Computation of diffusion and premixed flames rolled up in vortex structures. *Journal of Propulsion and Power*, 5, 134-143.
doi:10.2514/3.23127
- Lee, K., Aalburg, C., Diez, F. J., Faeth, G. M., & Sallam, K. A. (2007). Primary breakup of turbulent round liquid jets in uniform crossflows. *ALAA journal*, 45, 1907-1916.
- Lefebvre, A. H. (1983). *Gas Turbine Combustion*. Hemisphere publishing corporation.
- Lefebvre, A. H. (1989). *Atomization and Sprays*. (N. Chigier, Éd.) Hemisphere publishing corporation.

- Lefebvre, A. H., & McDonnell, V. G. (2017). *Atomization and sprays*. CRC press.
- Leitgeb, T., Schuller, T., Durox, D., Giuliani, F., Köberl, S., & Woisetschlager, J. (2013). Interferometric determination of heat release rate in a pulsated flame. *Combustion and Flame*, 160, 589-600. doi:<https://doi.org/10.1016/j.combustflame.2012.11.001>
- Lempereur, C. (2011). *Techniques de mesure optiques dans les brouillards*. Tech. rep., DMAE / MH 18327.
- Leong, M. Y., & Hautman, D. J. (2002). Near-field spray characterization of a liquid fuel jet injected into a crossflow. *Proceedings, 15th Annual ICLASS Americas Conference*.
- Li, J. (2012, 1). *Development of novel diagnostic techniques to measure heat release rate perturbations in flames*. Theses, Ecole Centrale Paris. Récupéré sur <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00997413>
- Lieuwen, T., & Zinn, B. (1998). Theoretical investigation of combustion instability mechanisms in lean premixed gas turbines. *36th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, (p. 641).
- Lieuwen, T., & Zinn, B. T. (1998). The role of equivalence ratio oscillations in driving combustion instabilities in low NOx gas turbines. *Symposium (International) on Combustion*, 27, pp. 1809-1816.
- Lin, K.-C., Kennedy, P., & Jackson, T. (2002). Penetration heights of liquid jets in high-speed crossflows. *40th AIAA Aerospace Sciences Meeting & Exhibit*, (p. 873).
- Madsen, J., Harbo, J., Non, T. I., Blondel, D., Hjertager, B. H., & Solberg, T. (2003). Measurement of droplet size and velocity distribution in sprays using interferometric particle imaging (ipi) and particle tracking velocimetry (ptv). *In Proc. ICLASS*.
- Marble, F. E., & Candel, S. M. (1977). Acoustic disturbance from gas non-uniformities convected through a nozzle. *Journal of Sound and Vibration*, 55, 225-243.
- Mashayek, A. (2006). *Experimental and Numerical Study of Liquid Jets in Crossflow*. Ph.D. dissertation, University of Toronto.
- Mashayek, A., & Ashgriz, N. (2011). Atomization of a Liquid Jet in a Crossflow. Dans *Handbook of Atomization and Sprays* (pp. 657-683). Springer.
- Mashayek, A., Behzad, M., & Ashgriz, N. (2011). Multiple injector model for primary breakup of a liquid jet in crossflow. *AIAA journal*, 49, 2407-2420.
- Mashayek, A., Jafari, A., & Ashgriz, N. (2008). Improved model for the penetration of liquid jets in subsonic crossflows. *AIAA journal*, 46, 2674-2686.
- Masuda, B. J. (2006). Penetration of a recessed distillate liquid jet into a crossflow at elevated pressure and temperature. *Proc. 10th International Conference on Liquid Atomization and Spray Systems, ICLASS 2006*.
- Mazallon, J., Dai, Z., & Faeth, G. M. (1999). Primary breakup of nonturbulent round liquid jets in gas crossflows. *Atomization and Sprays*, 9.
- Min, J. (2011). *Comportement transitionnel et stabilisation de flammes-jets non-prémélangés de méthane dans un coflow d'air dilué en CO2*. ROUEN: PhD, INSA, COMPLEXE DE RECHERCHE INTERPROFESSIONNEL EN AÉROTHERMOCHEMIE.
- Minotti, A. (2004). *Contribution à la mesure aéroacoustique par Vélocimétrie Laser Doppler*. Ph.D. dissertation, Toulouse, ENSAE.

- Mirat, C. (2015, 7). *Analysis of combustion instabilities in thermal power plants operating with heavy fuel oil*. Theses, Ecole Centrale Paris. Récupéré sur <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-01218155>
- Mishra, Y. N., Kristensson, E., & Berrocal, E. (2014). Reliable lif/mie droplet in sprays using structured laser illumination planar imaging. *Optics Express*, 22, 4480-4492.
- Moon, A.-S. E., & Bae, C. (2009). Air flow and pressure inside a pressure-swirl spray and their effects on spray development. *Exp. Therm. Fluid Sci.*, 33, 222-231.
- Mugele, H. D. (1951). Droplet Size Distribution in Sprays. *Industrial & Engineering Chemistry. American Chemical Society*.
- Mugele, R., & Evans, H. D. (1951). Droplet size distribution in sprays. *Ind.Eng.Chem*, 43, 1317-1324.
- N. Tran, S. D. (2009). Damping combustion instabilities with perforates at the premixer inlet of a swirled burner. *Proceedings of the Combustion Institute*, Volume 32, Issue 2, Pages 2917-2924,.
- Najm, H. N., Paul, P. H., Mueller, C. J., & Wyckoff, P. S. (1998). On the Adequacy of Certain Experimental Observables as Measurements of Flame Burning Rate. *Combustion and Flame*, 113, 312-332. doi:[https://doi.org/10.1016/S0010-2180\(97\)00209-5](https://doi.org/10.1016/S0010-2180(97)00209-5)
- Naqwi, A. A., & Durst, F. (1991). Light scattering applied to LDA and PDA measurements. Part 1: Theory and numerical treatments. *Part.Part. Syst. Charact*, 8, 245-258.
- Nau, P., Koppmann, J., Lackner, A., Kohse-Höinghaus, K., & Brockhinke, A. (2015, 3 01). Quantum cascade laser-based MIR spectrometer for the determination of CO and CO₂ concentrations and temperature in flames. *Applied Physics B*, 118, 361-368. doi:10.1007/s00340-014-5992-x
- Needham, H. C. (1946). *Power Jets R & D Report*. Tech. rep.
- Neya, K., & Sato, S. (1968). Effect of ambient air pressure on the spray characteristics of swirl atomizers. *Ship Res. Inst.*
- Nguyen, T., & Karagozian, A. R. (1992). Liquid fuel jet in subsonic crossflow. *Journal of Propulsion and Power*, 8, 21-29.
- Nicoud, F., & Poinso, T. (2005). Thermoacoustic instabilities: Should the Rayleigh criterion be extended to include entropy changes? *Combustion and Flame*, 142, 153-159.
- Nikolaou, Z. M., & Swaminathan, N. (2014). Heat release rate markers for premixed combustion. *Combustion and Flame*, 161, 3073-3084. doi:<https://doi.org/10.1016/j.combustflame.2014.05.019>
- No, S.-Y. (2015). A review on empirical correlations for jet/spray trajectory of liquid jet in uniform cross flow. *International Journal of Spray and Combustion Dynamics*, 7, 283-313.
- Noiray, N., Durox, D., Schuller, T., & Candel, S. (2008). A unified framework for nonlinear combustion instability analysis based on the flame describing function. *Journal of Fluid Mechanics*, 615, 139-167.
- Onofri, F. (1995). *Prise en compte de la dimension finie des faisceaux d'éclairage en granulométrie optique: Anémométrie Phase Doppler-Diagnostics des milieux diphasiques*. Ph.D. dissertation, Université de Rouen.

- Orain, M., & Hardalupas, Y. (2010). Effect of fuel type on equivalence ratio measurements using chemiluminescence in premixed flames. *Comptes Rendus Mécanique*, 338, 241-254. doi:<https://doi.org/10.1016/j.crme.2010.05.002>
- Orain, M., Grisch, F., Jourdanneau, E., Rossow, B., Guin, C., & Trétout, B. (2009). Simultaneous measurements of equivalence ratio and flame structure in multipoint injectors using PLIF. *Comptes Rendus Mécanique*, 337, 373-384. doi:<https://doi.org/10.1016/j.crme.2009.06.019>
- Osta, A. R., & Sallam, K. A. (2010). Nozzle-geometry effects on upwind-surface properties of turbulent liquid jets in gaseous crossflow. *Journal of Propulsion and Power*, 26, 936-946.
- Palies, P. (2010, 10). *Dynamics and Combustion Instabilities of Swirling Flames*. Theses, Ecole Centrale Paris. Récupéré sur <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00545421>
- Panoutsos, C. S., Hardalupas, Y., & Taylor, A. M. (2009). Numerical evaluation of equivalence ratio measurement using OH* and CH* chemiluminescence in premixed and non-premixed methane-air flames. *Combustion and Flame*, 156, 273-291. doi:<https://doi.org/10.1016/j.combustflame.2008.11.008>
- Paul, P. H., & Najm, H. N. (1998). Planar laser-induced fluorescence imaging of flame heat release rate. *Symposium (International) on Combustion*, 27, 43-50. doi:[https://doi.org/10.1016/S0082-0784\(98\)80388-3](https://doi.org/10.1016/S0082-0784(98)80388-3)
- Pimentel, R. G. (2006). *Measurement and prediction of droplet size distribution in sprays*. Ph.D. dissertation, Université de Laval.
- Poinsot, T. J., Trounev, A. C., Veynante, D. P., Candel, S. M., & Esposito, E. J. (1987). Vortex-driven acoustically coupled combustion instabilities. *Journal of Fluid Mechanics*, 177, 265-292.
- Polifke, W., Paschereit, C. O., & Döbbeling, K. (2001). Constructive and destructive interference of acoustic and entropy waves in a premixed combustor with a choked exit. *Int. J. Acoust. Vib*, 6, 135-146.
- Prakash, R. S., Gadgil, H., & Raghunandan, B. N. (2014). Breakup processes of pressure swirl spray in gaseous cross-flow. *Int. J. Multiphas. Flow*, 79-91.
- Price, R. B., Hurler, I. R., & Sugden, T. M. (1969). Optical studies of the generation of noise in turbulent flames. *Symposium (International) on Combustion*, 12, 1093-1102. doi:[https://doi.org/10.1016/S0082-0784\(69\)80487-X](https://doi.org/10.1016/S0082-0784(69)80487-X)
- Putnam, A. A., & Dennis, W. R. (1956). Survey of Organ-Pipe Oscillations in Combustion Systems. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 28, 246-259.
- Röder, M., Dreier, T., & Schulz, C. (2013). Simultaneous measurement of localized heat-release with OH/CH₂O-LIF imaging and spatially integrated OH* chemiluminescence in turbulent swirl flames. *Proceedings of the Combustion Institute*, 34, 3549-3556. doi:<https://doi.org/10.1016/j.proci.2012.06.102>
- Radcliffe, A. (1960). *Fuel injection*. Princeton University Press.
- Ragucci, R., Bellofiore, A., & Cavaliere, A. (2007). Trajectory and momentum coherence breakdown of a liquid jet in high-density air cross-flow. *Atomization and Sprays*, 17.
- Rayleigh, B. (1878). *The theory of sound*. vol. 2. MacMillan and Co., London.

- Rayleigh, J. W. (1878). On the instability of jets. *Proceedings of the London mathematical society*, 10, 4-13.
- Review, A. F. (2010).
- RICHARD R., J. O., & SUMMERFIELD, M. A. (1957). Effect of Turbulence on Radiation Intensity From Propane-Air Flames. *Journal of Jet Propulsion*, 27, 169-175. doi:10.2514/8.12613
- Rijke, P. L. (1859). LXXI. Notice of a new method of causing a vibration of the air contained in a tube open at both ends. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, 17, 419-422.
- Rizk, N. K., & Lefebvre, A. H. (1980). The influence of liquid film thickness on airblast atomization. *J. Engng Power*, 102, 706-710.
- Rizk, N. K., & Lefebvre, A. H. (1985). Internal flow characteristics of simplex swirl atomizers. *J. Propul. Power* 1, 1, 193-199.
- Sallam, K. A., & Faeth, G. M. (2003). Surface properties during primary breakup of turbulent liquid jets in still air. *ALAA journal*, 41, 1514-1524.
- Sallam, K. A., Aalburg, C., & Faeth, G. M. (2004). Breakup of round nonturbulent liquid jets in gaseous crossflow. *ALAA journal*, 42, 2529-2540.
- Sallam, K., Ng, C., Sankarakrishnan, R., Aalburg, C., & Lee, K. (2006). Breakup of turbulent and non-turbulent liquid jets in gaseous crossflows. *44th ALAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, (p. 1517).
- Santolaya, J. L., Aisa, L. A., Calvo, E., Garcia, I., & Garcia, J. A. (2010). Analysis by droplet size classes of the liquid flow structure in a pressure swirl hollow cone spray. *Chemical Engineering and Processing*, 125-131.
- Sattelmayer, T. (2003). Influence of the combustor aerodynamics on combustion instabilities from equivalence ratio fluctuations. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, 125, 11-19.
- Savkar, S. D. (1971). Propagation of sound in ducts with shear flow. *Journal of Sound and Vibration*, 19, 355-372. doi:https://doi.org/10.1016/0022-460X(71)90695-X
- Schetz, J. A., & Padhye, A. (1977). Penetration and breakup of liquids in subsonic airstreams. *ALAA Journal*, 15, 1385-1390.
- Schuermans, B., Guethe, F., & Mohr, W. (2010, 5). Optical Transfer Function Measurements for Technically Premixed Flames. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, 132.
- Schuermans, B., Guethe, F., Pennell, D., Guyot, D., & Paschereit, C. O. (2010, 8). Thermoacoustic Modeling of a Gas Turbine Using Transfer Functions Measured Under Full Engine Pressure. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, 132. doi:10.1115/1.4000854
- Schuller, T. (2003). *Mécanismes de couplage dans les interactions acoustiques-combustion*. Ph.D. dissertation, Ecole Centrale Paris.
- Schuller, T., Ducruix, S., Durox, D., & Candel, S. (2002). Modeling tools for the prediction of premixed flame transfer functions. *Proceedings of the Combustion Institute*, 29, 107-113.
- Shankar, P. N. (1971). On acoustic refraction by duct shear layers. *Journal of Fluid Mechanics*, 47, 81-91. doi:10.1017/S0022112071000946

- Sharma, A., & Lee, J. G. (2018). Dynamics of Near-Field and Far-Field Spray Formed by Liquid Jet in Oscillating Crossflow. *Atomization and Sprays*, 28.
- Shimizu, M., Arai, M., & Hiroyasu, H. (1984). Measurements of breakup length in high speed jet. *Bulletin of JSME*, 27, 1709-1715.
- Sidey, J. A., & Mastorakos, E. (2016). Simulations of laminar non-premixed flames of methane with hot combustion products as oxidiser. *Combustion and Flame*, 163, 1-11. doi:<https://doi.org/10.1016/j.combustflame.2015.07.034>
- Simon, F., & Biron, D. (2004). Experimental acoustic reflections of choked inlet and outlet nozzles. *ONERA: Tire a Part*, 1-9.
- Song, J., & Lee, J. G. (2015). Characterization of Spray Formed by Liquid Jet Injected Into Oscillating Air Crossflow. *ASME Turbo Expo 2015: Turbine Technical Conference and Exposition*.
- Song, J., Cain, C. C., & Lee, J. G. (2015). Liquid jets in subsonic air crossflow at elevated pressure. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, 137.
- Song, J., Ramasubramanian, C., & Lee, J. G. (2013). Response of liquid jet to modulated crossflow. *ASME Turbo Expo 2013: Turbine Technical Conference and Exposition*.
- Soria, J., Palero, V., & Arroyo, M. P. (2007). Digital holography for micro-droplet diagnostics. *Exp. Fluid*, 43, 185-195.
- Stenzler, J. N., Lee, J. G., Santavicca, D. A., & Lee, W. (2006). Penetration of liquid jets in a cross-flow. *Atomization and Sprays*, 16.
- Stow, C. D., & Hadfield, M. G. (1981). An experimental investigation of fluid flow resulting from the impact of a water drop with an unyielding dry surface. *Proc. R. Soc. Lond. A*, 373, 419-441.
- Strahle, W. C. (1971). On combustion generated noise. *Journal of Fluid Mechanics*, 49, 399-414.
- Sur, R., Sun, K., Jeffries, J. B., & Hanson, R. K. (2014, 4 01). Multi-species laser absorption sensors for in situ monitoring of syngas composition. *Applied Physics B*, 115, 9-24. doi:10.1007/s00340-013-5567-2
- Tambe, S., Jeng, S.-M., Mongia, H., & Hsiao, G. (2005). Liquid jets in subsonic crossflow. *43rd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, (p. 731).
- Tanasawa, Y., & Toyoda, S. (1955). On the atomization of a liquid jet issuing from a cylindrical nozzle. *Tech. Report of Tohoku university*, 135.
- Taylor, G. I. (1948). The mechanics of swirl atomizers. *Seventh International congress of applied mechanics*, 2, 280-285.
- Taylor, G. I. (1963). The shape and acceleration of a drop in a high speed air stream. *The scientific papers of GI Taylor*, 3, 457-464.
- Thuillet, S. (2018). *Simulation multi-échelle de l'atomisation d'un jet liquide sous l'effet d'un écoulement gazeux transverse en présence d'une perturbation acoustique*. Ph.D. dissertation. Récupéré sur <http://www.theses.fr/2018ESAE0033>
- Tropea, C. (2011). Optical Part Characterization in Flows. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, 43, 399-426.
- Vicentini, M. (2016). *Mise en évidence expérimentale et modélisation des régimes de combustion diphasique présents dans les foyers aéronautiques*. Ph.D. dissertation, Toulouse, ISAE.

- Vijay, S. V., & Manivannan, A. (2015). Internal and external flow characteristics of swirl atomizers : a review. *Atomization and sprays*, 25, 153-188.
- Wang, Q., Mondragon, U. M., Brown, C. T., & McDonell, V. G. (2011). Characterization of trajectory, break point, and break point dynamics of a plain liquid jet in a crossflow. *Atomization and Sprays*, 21.
- Wang, S., Huang, Y., & Liu, Z. L. (2014). Theoretical analysis of surface waves on a round liquid jet in a gaseous crossflow. *Atomization and Sprays*, 24.
- Wang, X. F., & Lefebvre, A. H. (1987). Influence of ambient air pressure on pressure swirl atomization. *32nd ASME International Gas Turbine Conference*.
- Wang, X. F., & Lefebvre, A. H. (1987). Mean drop size from pressure swirl nozzles. *Journal of Propulsion and Power*, 3, 11-18.
- Wierzba, A., & Takayama, K. (1988). Experimental investigation of the aerodynamic breakup of liquid drops. *ALAA Journal*, 26, 1329-1335.
- Wotel, G. J., Gallagher, K. E., Caron, S. D., Rosfjord, T. J., Hautman, D. J., & Spadaccini, L. J. (1991). High Speed Turboramjet Combustor Technology Program. *Wright Lab., TR-91-2043, Wright-Patterson AFB, OH*.
- Wu, P.-K., Kirkendall, K. A., Fuller, R. P., & Nejad, A. S. (1997). Breakup processes of liquid jets in subsonic crossflows. *Journal of Propulsion and Power*, 13, 64-73.
- Wu, P.-K., Kirkendall, K. A., Fuller, R. P., & Nejad, A. S. (1998). Spray structures of liquid jets atomized in subsonic crossflows. *Journal of propulsion and power*, 14, 173-182.
- Wu, P.-K., Miranda, R., & Faeth, G. (1994). Effects of initial flow conditions on primary breakup of nonturbulent and turbulent liquid jets. *32nd Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, (p. 561).
- Yao, S., Zhang, T., & Fang, T. (2012). Effect of viscosities on structure and instability of sprays from a swirl atomizer. *Exp. Therm. Fluid Science*, 39, 158-166.
- Yates, C. L. (1972). *Liquid injection into a supersonic stream*. Tech. rep., DTIC Document.
- Yeh, C. N., Kosaka, H., & Kamimoto, T. (1993). A fluorescence / scatterscattering technique for instantaneous 2-d measurements of particule size distribution in a transient spray. *Proceedings of the 3rd Congress on Optical Particle Sizing*, 355-361.
- Yi, T., & Santavicca, D. A. (2009). Flame Spectra of a Turbulent Liquid-Fueled Swirl-Stabilized Lean-Direct Injection Combustor. *Journal of Propulsion and Power*, 25, 1058-1067. doi:10.2514/1.43003
- Yu, K. H., Trouve, A., & Daily, J. W. (1991). Low-frequency pressure oscillations in a model ramjet combustor. *Journal of Fluid Mechanics*, 232, 47-72.
- Zhou, B., Kiefer, J., Zetterberg, J., Li, Z., & Aldén, M. (2014). Strategy for PLIF single-shot HCO imaging in turbulent methane/air flames. *Combustion and Flame*, 161, 1566-1574. doi:https://doi.org/10.1016/j.combustflame.2013.11.019
- Zuzio, D., Thuillet, S., Senoner, J.-M., Laurent, C., Rouzaud, O., & Gajan, P. (2017). LES simulation of the atomization of a cross-flow liquid jet in a channel. *Proceedings of the 4th INCA Colloquium Paris-Saclay*

ANNEXES

Sommaire

Annexe A	214
Annexe B	215
1 Modélisation acoustique	215
1.1 Equations bilan pour un fluide idéal	215
1.2 Equation de Helmholtz	217
1.3 Propagation guidée	218
1.3.1 Modes propres de la conduite.....	218
1.4 Description du modèle utilisé	220
1.4.1 Approximation unidimensionnelle.....	220
2 Mesure de la fluctuation de vitesse acoustique par méthode indirecte	223
Annexe C	226
1 Moyen de diagnostic de l'écoulement aérodynamique et de la phase dispersée	226
1.1 Principe général de la mesure	226
1.2 Mesure de la vitesse	227
1.3 Détermination du diamètre	228

ANNEXE A

Paramètres caractéristiques	Nom	Corrélation
$\frac{x}{d}, q$	Masuda	$\frac{y}{d} = 0.92q^{0.5}\left(\frac{x}{d}\right)^{0.33}$
	Wu (jet)	$\frac{y}{d} = 1.37q^{0.5}\left(\frac{x}{d}\right)^{0.5}$
	Wu (brouillard)	$\frac{y}{d} = 4.3q^{0.33}\left(\frac{x}{d}\right)^{0.33}$
	Inamura	$\frac{y}{d} = (1.18 + 0.24d)q^{0.36}\ln(1 + [1.56 + 0.48d]\frac{x}{d})$
	Wotel	$\frac{y}{d} = 1.19q^{0.45}\left(\frac{x}{d}\right)^{0.45}$
	Becker and Hassa	$\frac{y}{d} = 1.57q^{0.36}\ln[1 + 3.81\left(\frac{x}{d}\right)]$
	Tambe	$\frac{y}{d} = 2.17q^{0.43}\log(1 + 2\left(\frac{x}{d}\right))$
	Yates	$\frac{y}{d} = 1.15\sqrt{q}\log(1 + 6\left(\frac{x}{d}\right))$
Chen	$\frac{y}{d} = 9.91q^{0.44}[1 - e^{-(\frac{x}{d})/13.1}]$ $*[1 + 1.67e^{-(\frac{x}{d})/4.77}][1 + 1.06e^{-(\frac{x}{d})/0.86}]$	
$\frac{x}{d}, q, We_a$	Stenzler	$\frac{y}{d} = 2.63q^{0.442}\left(\frac{x}{d}\right)^{0.39}We^{-0.088}$
	Elshamy	$\frac{y}{d} = 4.95\left(\frac{x}{d}\right)^{0.279}q^{0.424}We^{-0.076}$
	Tambe	$\frac{y}{d} = 0.52q^{0.34}\left(\frac{x}{d}\right)^{0.34}We^{0.42}$
	Ragucci	$\frac{y}{d} = 2.698q^{0.441}\left(\frac{x}{d}\right)^{0.367}We^{-0.069}$
	Song (jet)	$\frac{y}{d} = 0.178q^{0.666}\left(\frac{x}{d}\right)^{0.689}We^{0.220}$
	Song (brouillard)	$\frac{y}{d} = 0.990q^{0.588}\left(\frac{x}{d}\right)^{0.172}We^{0.108}$
$\frac{x}{d}, q, We_a, \mu_l$	Stenzler	$\frac{y}{d} = 2.63q^{0.442}\left(\frac{x}{d}\right)^{0.39}We^{-0.88}\left(\frac{\mu_l}{\mu_w}\right)^{-0.027}$
	Masuada and McDonell	$\frac{y}{d} = 15q^{0.5}\left(\frac{x}{d}\right)^{0.33}\left(\frac{\mu_l}{\mu_w}\right)^{-0.027}$

ANNEXE B

1 Modélisation acoustique

La propagation d'ondes acoustiques dans un tube et en présence d'un écoulement subsonique est, en général, un problème complexe. Toutefois, en se limitant à une propagation à basses fréquences pour un tube aux parois rigides et suffisamment long, il est possible de décrire ces phénomènes plus simplement. L'approche retenue pour cette thèse a été démontrée théoriquement et expérimentalement par de nombreux auteurs tels que Shankar (Shankar, 1971), Savkar (Savkar, 1971), ou encore Abom et Boden (Åbom & Bodén, 1988) par exemple. Elle est également explicitée, pour le cas d'un tube 2D aux parois rigides et en écoulement d'air uniforme, dans le manuscrit de thèse de Minotti (Minotti, 2004), pour plus de précisions le lecteur est invité à se référer aux études précédemment citées. Cette partie porte sur la modélisation de la propagation dans une conduite, d'ondes acoustiques au sein d'un fluide en écoulement uniforme. Les équations de la mécanique des fluides pour un fluide idéal sont tout d'abord rappelées, puis les perturbations des variables décrivant le mouvement du fluide sont introduites.

1.1 Équations bilan pour un fluide idéal

Ces équations traduisent, en l'absence de forces extérieures agissant sur le fluide, le bilan de masse, de quantité de mouvement et d'entropie. Le fluide est supposé parfait, c'est-à-dire non visqueux et isotherme. Il est monophasique et aucune réaction chimique n'a lieu. De plus comme les applications expérimentales concernent la propagation dans l'air, l'équation d'état considéré pour le fluide est celle des gaz parfaits. L'analyse se limite également à de petites perturbations supposées isentropiques autour d'un écoulement moyen uniforme à faible nombre de Mach. Sous forme conservative ces équations s'écrivent :

Conservation de la masse :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{V}) = 0 \quad (79)$$

Conservation de la quantité de mouvement :

$$\frac{\partial \rho \mathbf{V}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{V} \otimes \mathbf{V}) = -\nabla P \quad (80)$$

Conservation de l'entropie :

$$\frac{\partial \rho s}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{V} s) = 0 \quad (81)$$

où $\mathbf{V} = (u, v, w)$ est le vecteur vitesse, P la pression, ρ la masse volumique et s l'entropie. De plus, il est ajouté à ce système d'équations, l'équation d'état des gaz parfaits :

$$\frac{P}{\rho^\gamma} = e^{s/c_v} \quad (82)$$

où γ est le rapport des chaleurs massiques et c_v la chaleur massique à volume constant du fluide.

Les ondes acoustiques sont des perturbations de grandeurs décrivant le fluide qui se propage, dans le cas présent, de l'air. Chaque grandeur (ρ, \mathbf{V}, P) peut alors être décomposée comme la somme d'une variable $(\rho_0, \mathbf{V}_0, p_0)$ de référence, et d'une variable de perturbation (ρ', \mathbf{V}', P') telle que :

$$\rho = \rho_0 + \rho', \mathbf{V} = \mathbf{V}_0 + \mathbf{V}' \text{ et } P = P_0 + P'$$

Avec $\mathbf{V}_0 = (V_0, 0, 0)$ la vitesse moyenne de l'écoulement uniforme et $\mathbf{V}' = (u', v', w')$ la perturbation de vitesse. L'hypothèse d'écoulement uniforme implique que $\rho_0 = Cste, V_0 = Cste, P_0 = Cste$.

En considérant ces perturbations comme très petites autour de l'écoulement moyen telles que $\rho' \ll \rho_0, \mathbf{V}' \ll \mathbf{V}_0$ et $P' \ll P_0$, un développement de Taylor à l'ordre 1 peut alors être utilisé pour linéariser les équations décrivant le système et en faisant l'hypothèse d'un écoulement d'air uniforme, les équations (79) et (80) deviennent :

$$\frac{\partial \rho'}{\partial t} + \mathbf{V}_0 \frac{\partial \rho'}{\partial x} + \rho_0 \nabla \cdot (\mathbf{V}') = 0 \quad (83)$$

$$\rho_0 \left(\frac{\partial \mathbf{V}'}{\partial t} + \mathbf{V}_0 \nabla \cdot (\mathbf{V}') \right) = -\nabla P' \quad (84)$$

La vitesse du son caractérise la vitesse à laquelle se propagent les ondes de compression-dilatation des molécules fluides. Par définition, cette dernière est exprimée par la dérivée partielle de la pression par rapport à la masse volumique à entropie constante, telle que :

$$c_0^2 = \left(\frac{\partial P}{\partial \rho} \right)_{s=s_0} \quad (85)$$

Ainsi, il est obtenu :

$$P' = c_0^2 \rho' \quad (86)$$

Pour un gaz parfait, la vitesse du son est obtenue à partir de l'équation (82) :

$$c_0^2 = \gamma \frac{P_0}{\rho_0} = \gamma r T_0 \quad (87)$$

A partir de l'expression de la dérivé particulaire (convective) : $\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{V}_0 \cdot \nabla$

Les équations de la forme dite non-conservative s'écrivent :

$$\frac{D\rho'}{Dt} + \rho_0 \cdot \nabla \mathbf{V}' = 0 \quad (88)$$

$$\rho_0 \frac{D\mathbf{V}'}{Dt} = -\nabla P' \quad (89)$$

En utilisant Eq.(86) dans Eq.(88) et en combinant de Eq.(88) et Eq.(89), il est alors possible de déduire l'équation de propagation d'onde convectée portant sur P' :

$$\frac{D^2 P'}{Dt^2} - c_0^2 \Delta P' = 0 \quad (90)$$

Il est à noter que si $V_0 = 0$, alors l'équation (90) se réduit simplement à l'équation d'onde classique :

$$\frac{\partial^2 P'}{\partial t^2} - c_0^2 \Delta P' = 0 \quad (91)$$

1.2 Équation de Helmholtz

En considérant qu'une perturbation de pression en régime harmonique se propage dans la conduite, c'est-à-dire $\exists p' \in \mathbb{C}$ tel que :

$$P' = R_e(p' e^{i\omega t}) \quad (92)$$

Où p' est un nombre complexe associé aux fluctuations de pression P' . L'opérateur R_e représente la partie réelle du nombre complexe et ω est la pulsation temporelle. Une

conséquence forte de l'hypothèse d'écoulement de référence uniforme est que les opérateurs de dérivation ∇ et $\frac{\partial}{\partial t}$ sont commutatifs. L'équation de propagation des ondes (90), pour laquelle l'écoulement de référence uniforme est porté, par exemple, par \mathbf{e}_x de la base physique, devient alors l'équation de Helmholtz pour une propagation en écoulement uniforme :

$$\Delta p' - M_0^2 \frac{\partial^2 p'}{\partial x^2} - 2ik_0 M_0 \frac{\partial p'}{\partial x} + k_0^2 p' = 0 \quad (93)$$

Où $k_0 = \omega/c_0$ est le nombre d'onde et $M_0 = V_0/c_0$ le nombre de Mach de l'écoulement de référence.

1.3 Propagation guidée

La résolution de l'équation de Helmholtz est assujettie aux conditions limites du système étudié et permet de déterminer les différents modes acoustiques longitudinaux et transversaux. La propagation d'ondes acoustiques guidées en conduite 2D, utile pour les applications expérimentales visées dans cette étude, est maintenant présentée. La configuration considérée (cf. Figure 131) est une conduite 2D avec des parois rigides traversées par un écoulement de référence uniforme $\mathbf{V}_0 = V_0 \mathbf{e}_x$. Ce qui implique que la vitesse acoustique aux parois est nulle, seules les impédances d'entrée et de sortie des systèmes sont prises en compte.

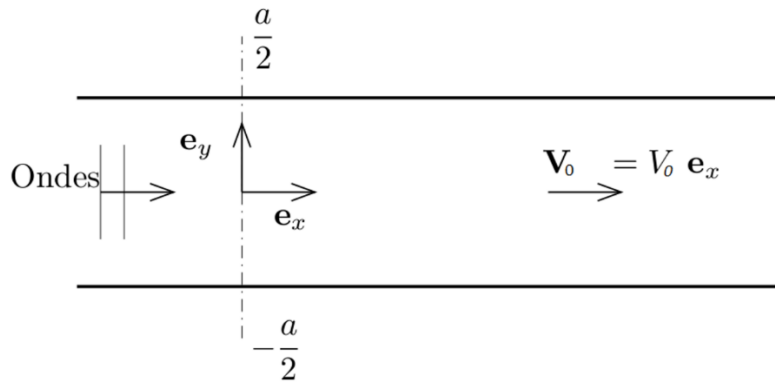


Figure 131 : Schéma de la conduite 2D avec des parois planes et rigides.

1.3.1 Modes propres de la conduite

La détermination des modes propres et des modes de coupure sont issus des travaux de Savkar (Savkar, 1971), Shankar (Shankar, 1971) et Minotti (Minotti, 2004). Ces grandeurs permettent d'indiquer à quelle condition un mode donné se propage dans la conduite. En considérant une perturbation eulérienne de pression harmonique qui se propage dans la conduite, telle que :

$$P'(x, y, t) = R_e(p'(x, y)e^{i\omega t}) \quad (94)$$

Où $p'(x, y)$ vérifie l'équation de Helmholtz Eq.(93). Les solutions supposées sont cherchées de la forme :

$$p' = p'(y)e^{-ik_x x} \quad (95)$$

Alors, en injectant Eq.(95) dans Eq.(93), l'équation régissant la fonction d'amplitude, $p'(y)$, est obtenue sous la forme suivante :

$$\frac{d^2 p'}{dy^2} + k_0^2 [(1 - M_0 K)^2 - K^2] \cdot p' = 0 \quad (96)$$

Où K est le nombre d'onde normalisé, sous condition de parois rigides :

$$K = \frac{k_x c_0}{\omega} = \frac{k_x}{k_0} \quad (97)$$

Où k_x le nombre d'onde dans la direction longitudinale.

La condition limite de parois rigides, donne également :

$$\frac{dp'}{dy} = 0, \quad \text{à } y = \pm \frac{a}{2} \quad (98)$$

Ce type de système est satisfait par des solutions du type :

$$p'_n = A^n \cos \left(k_0 \sqrt{(1 - M_0 K)^2 - K^2} \left(y - \frac{a}{2} \right) \right) \quad (99)$$

où $A^n \in \mathbb{C}$, avec $n \in \mathbb{N}$ l'indice associé au mode de propagation.

A condition que les valeurs propres de K soient déterminées par :

$$K_n = - \frac{M_0 \pm \sqrt{(1 - (n^2 \pi^2 / k_0^2 a^2)(1 - M_0^2))}}{1 - M_0^2} \quad (100)$$

Un mode se propage si et seulement si $k_x \in \mathbb{R}$. Il est amorti si et seulement si $k_x \in \mathbb{C}$ pour $I_m(k_x) < 0$. L'expression de $k_x^{+/-}$ est déduite de l'équation précédente :

$$k_x^{+/-} = \frac{-k_0 M_0 \pm \sqrt{\Delta}}{1 - M_0^2} \quad (101)$$

Avec $\Delta = k_0^2 - (1 - M_0^2)\beta_n^2$ et $\beta_n = n\pi/a$

Ainsi pour $M_0 < 1$, Δ peut être positif ou négatif selon la valeur de β_n . Si il est positif, il y a deux solutions réelles pour k_x et le mode se propage alors dans la conduite. Si il est négatif, alors il y a deux solutions complexes pour k_x et le mode est amorti. Comme $k_0 = \omega/c_0$, le cas $\Delta = 0$ permet de définir une fréquence de coupure $f_{c,n}$ en dessous de laquelle le mode $n = 1$ ne peut se propager :

$$f_{c,n} = \sqrt{1 - M_0^2} \frac{n c_0}{2a} \quad (102)$$

1.4 Description du modèle utilisé

Le modèle utilisé est basé sur une approche multi ports qui consiste à diviser le domaine de calcul en blocs. A chaque bloc correspond une matrice de transfert permettant de déterminer la relation d'amplitude et de phase entre les conditions de pression et de vitesse de part et d'autre du bloc considéré. Ces matrices de transfert sont déduites des équations linéarisées de la mécanique des fluides. Ainsi dans cette approche, les inconnues sont définies sur les faces d'entrée et de sortie des blocs qui peuvent être considérées comme les nœuds d'un maillage.

1.4.1 Approximation unidimensionnelle

Lorsque la longueur d'onde est très supérieure à la plus grande largeur du canal, seules les dimensions les plus grandes du système sont à considérer. Les ondes acoustiques se propagent alors en ondes planes longitudinales. Pour cela, la fréquence d'excitation doit rester inférieure à la valeur du seuil de coupure du premier mode (Eq.(102)) $f_{ex} < f_{c,1}$.

Aussi, il est désormais supposé que les ondes acoustiques sont planes et se propagent dans la direction principale de la conduite selon l'axe x telles que $p'(x, y) = p'(x)$. L'onde de pression acoustique s'écrit dans ce cas comme la somme de deux ondes progressives. La première se propage dans le sens de l'écoulement $p'(x) = A \cdot e^{-i \cdot k_x^+ \cdot x}$ et la seconde dans le sens inverse $p'(x) = B \cdot e^{i \cdot k_x^- \cdot x}$. La pression et la vitesse acoustiques prennent dans ce cas les formes générales :

$$\begin{cases} p'(x, t) = (A \cdot e^{-i \cdot k_x^+ \cdot x} + B \cdot e^{i \cdot k_x^- \cdot x}) \cdot e^{i \cdot \omega \cdot t} \\ v'(x, t) = \frac{1}{\rho \cdot c} \cdot (A \cdot e^{-i \cdot k_x^+ \cdot x} - B \cdot e^{i \cdot k_x^- \cdot x}) \cdot e^{i \cdot \omega \cdot t} \end{cases} \quad (103)$$

où A et B sont des constantes complexes et le nombre d'onde convectif est défini comme :

$$k_x^{+/-} = \frac{k_0}{1 \pm M} \quad (104)$$

k_x^+ correspondant au nombre d'onde dans le sens de l'écoulement et k_x^- le nombre d'onde dans le sens inverse.

L'expression Eq.(103) peut aussi être exprimée en fonction du nombre d'onde longitudinal $k_x = \omega/c_0(1 - M_0^2)$:

$$\begin{cases} p'(x, t) = e^{ik_x M_0 x} (A \cdot e^{-i \cdot k_x \cdot x} + B \cdot e^{i \cdot k_x \cdot x}) \cdot e^{i \cdot \omega \cdot t} \\ v'(x, t) = \frac{e^{ik_x M_0 x}}{\rho \cdot c_0} \cdot (A \cdot e^{-i \cdot k_x \cdot x} - B \cdot e^{i \cdot k_x \cdot x}) \cdot e^{i \cdot \omega \cdot t} \end{cases} \quad (105)$$

En abandonnant l'indice (') pour simplifier les notations, les conditions de sortie (p_{j+1}, v_{j+1}) de chaque bloc élémentaire j sont reliées aux conditions d'entrée (p_j, v_j) par la relation :

$$\begin{pmatrix} p_{j+1} \\ v_{j+1} \end{pmatrix} = TM_j \begin{pmatrix} p_j \\ v_j \end{pmatrix} \quad (106)$$

Où TM_j est la matrice de transfert de l'élément (bloc) considéré.

Pour un canal à section constante de longueur L_j (Figure 132) la matrice de transfert s'écrit:

$$TM_j = e^{i \cdot k_j \cdot M \cdot L_j} \cdot \begin{pmatrix} \cos(k_j \cdot L_j) & -i \cdot \rho \cdot c \cdot \sin(k_j \cdot L_j) \\ \frac{-i \cdot \sin(k_j \cdot L_j)}{\rho \cdot c_0} & \cos(k_j \cdot L_j) \end{pmatrix} \quad (107)$$

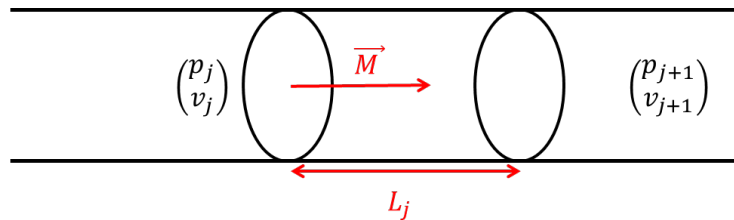


Figure 132 : Conduite à section constante.

Si entre deux sections consécutives, un changement de section intervient (cf. Figure 133), il est possible d'écrire deux équations traduisant la conservation de la masse et de la quantité de mouvement.

$$\begin{aligned} \rho_j U_j S_j &= \rho_{j+1} U_{j+1} S_{j+1} \\ \frac{1}{2} \rho_j U_j^2 + P_j &= \frac{1}{2} \rho_{j+1} U_{j+1}^2 + P_{j+1} \end{aligned} \quad (108)$$

avec $U = U_0 + v$ et $P = P_0 + p$

Par hypothèse on utilise les équations de saut, on obtient alors :

$$\begin{pmatrix} p_{j+1} \\ v_{j+1} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \frac{S_j}{S_{j+1}} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} p_j \\ v_j \end{pmatrix} \quad (109)$$

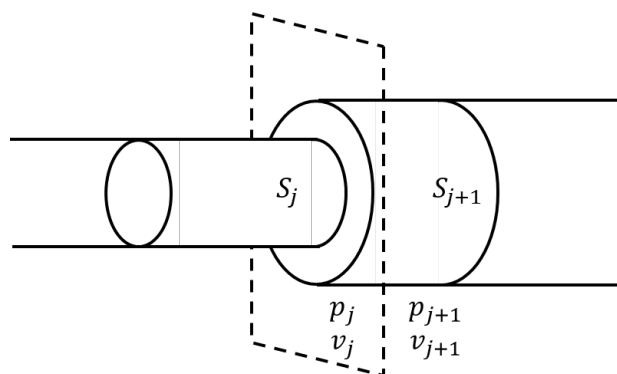


Figure 133 : Conduite à section variable.

2 Mesure de la fluctuation de vitesse acoustique par méthode indirecte

En fonction des hypothèses démontrées précédemment pour un tube à section constante, la méthode retenue pour la détermination de la vitesse acoustique est celle dite du « tri-d'onde ». Issue des travaux de Abom et Bodén (Åbom & Bodén, 1988), elle consiste à placer deux microphones en paroi de la conduite à deux positions distinctes x_I et x_{II} , avec L l'écartement entre les deux microphones (cf. Figure 134).

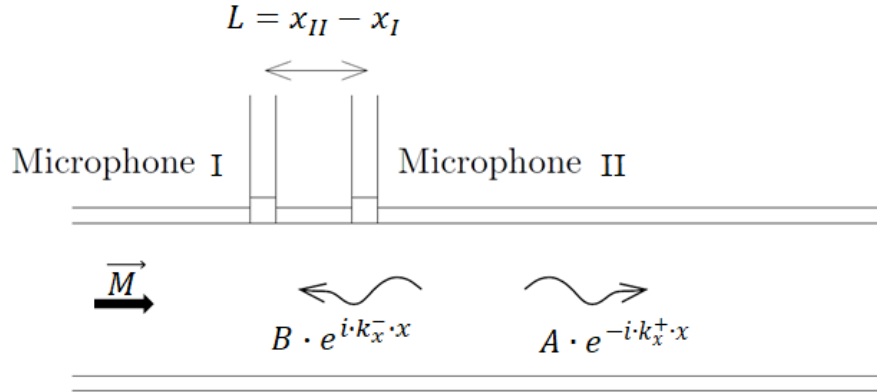


Figure 134 : Principe du tri-d'onde.

Dans leurs travaux, Abom et Bodén (Åbom & Bodén, 1988) montrent l'influence de cette distance sur l'erreur de mesure, ce qui leur permet de définir une gamme fréquentielle de validité en fonction de l'écartement pour la méthode :

$$0.1 \frac{c_0(1 - M^2)}{2L} < f < 0.8 \frac{c_0(1 - M^2)}{2L} \quad (110)$$

Où f est la fréquence de l'onde considérée.

À partir du système d'équation Eq.(106), il est possible d'obtenir le système reliant les signaux de pression amont et aval :

$$\begin{aligned} p_{II} &= e^{ikML} [\cos kL p_I - i \sin kL \rho c_0 u_I] \\ \rho c_0 \cdot u_{II} &= e^{ikML} [-i \sin kL p_I + \cos kL \rho c_0 u_I] \\ \rho c_0 \cdot u_I &= -\frac{1}{i \sin kL} [p_{II} e^{-ikML} - \cos kL p_I] \end{aligned} \quad (111)$$

Il est alors possible d'en déduire l'impédance au niveau du plan à la position x_I du microphone amont (I) :

$$Z_I = \frac{p_I}{\rho c_0 u_I} = \frac{-i \sin kL p_I}{[p_{II} e^{-ikML} - \cos kL p_I]} = \frac{-i \sin kL}{\left[\frac{p_{II}}{p_I} e^{-ikML} - \cos kL \right]} \quad (112)$$

$$\Leftrightarrow Z_I = \frac{-i \sin kL}{[H_{II,I} e^{-ikML} - \cos kL]} \quad (113)$$

Où $H_{II,I}$ est la fonction de transfert entre les deux signaux microphoniques, telle que :

$$\frac{p_{II}}{p_I} = H_{II,I} \quad (114)$$

Il en est de même pour l'impédance à la position x_{II} du microphone aval (II):

$$Z_{II} = \frac{p_{II}}{\rho C u_{II}} = \frac{\cos kL p_I - i \sin kL \rho c_0 u_I}{-i \sin kL p_I + \cos kL \rho c_0 u_I} = \frac{\cos kL Z_I - i \sin kL}{-i \sin kL Z_I + \cos kL} \quad (115)$$

Il est ainsi possible de déterminer la fluctuation de vitesse aux positions I ou II par :

$$\begin{aligned} u_I &= \frac{p_I}{\rho c_0 Z_I} = \frac{p_I}{\rho c_0} i \frac{[H_{II,I} e^{-ikML} - \cos kL]}{\sin kL} \\ u_{II} &= \frac{p_{II}}{\rho c_0 Z_{II}} = \frac{p_{II}}{\rho c_0} \frac{-i \sin kL Z_I + \cos kL}{\cos kL Z_I - i \sin kL} \end{aligned} \quad (116)$$

Il est également possible de calculer les coefficients de réflexion représentatifs des conditions limites aux extrémités du tube :

$$\begin{aligned} Z_K &= \frac{p_K}{\rho C u_K} = \frac{p_K^+ + p_K^-}{p_K^+ - p_K^-} \\ R_K &= \frac{p_K^-}{p_K^+} \Rightarrow R_K = \frac{Z_K - 1}{Z_K + 1} \end{aligned} \quad (117)$$

Ainsi :

$$p_K^+ = \frac{p_K}{R_K + 1} ; v_K^+ = \frac{1}{\rho C} \frac{p_K}{R_K + 1} \quad (118)$$

Par définition, les auteurs (Åbom & Bodén, 1988) donnent la relation suivante au niveau du microphone I :

$$R_0 = \frac{H_{II,I} - e^{-ik_x^+ L}}{e^{ik_x^- L} - H_{II,I}} \quad (119)$$

Et soit L_s la distance entre la position x_I et la sortie de la conduite. La condition limite en sortie de la conduite s'écrit alors :

$$R_{L_s} = R_0 e^{2i\omega L_s / c_0 (1-M^2)} \quad (120)$$

Enfin, les auteurs quantifient l'erreur commise par la méthode. Ils trouvent, notamment, que cette dernière est négligeable pour des écoulements uniformes pour des nombres de Mach allant jusqu'à 0.3.

ANNEXE C

1 Moyen de diagnostic de l'écoulement aérodynamique et de la phase dispersée

Les caractérisations de l'écoulement gazeux et de la phase dispersée, intervenant dans les différents montages expérimentaux mis en œuvre pour cette étude, ont été obtenues à partir de mesures réalisées par un granulomètre à effet Doppler de la société Dantec Dynamics (PDA pour Phase Doppler Analyser).

1.1 Principe général de la mesure

Le système PDA fournit une détermination locale et simultanée du diamètre des particules, des composantes de vitesse et du comptage du nombre de particules avec une grande fréquence d'acquisition. Cette technique ponctuelle repose sur l'interférométrie et la diffusion de la lumière. Elle consiste à focaliser deux faisceaux laser parallèles, issus d'une même source cohérente, au foyer d'une lentille convergente dans le but de générer un réseau de franges d'interférences (cf. Figure 135 (a)) nommé « volume de mesure » par la suite.

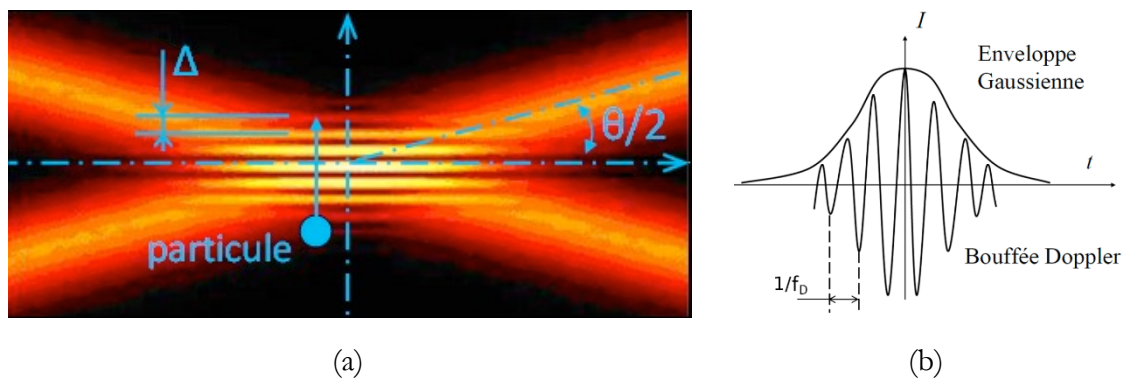


Figure 135 : Principe de la mesure PDA : (a) Figure d'interfrange définissant le volume de mesure. (b) Bouffée Doppler.

Dans ce réseau, les franges d'interférences sont supposées planes et parallèles à la bissectrice formée par les deux faisceaux laser. L'interfrange Δ , définie comme la distance séparant deux franges successives, est alors reliée à la longueur d'onde d'excitation du laser λ et au demi-angle d'intersection des faisceaux $\theta/2$.

$$\Delta = \frac{\lambda}{2 \sin\left(\frac{\theta}{2}\right)} \quad (121)$$

A la traversée du volume de mesure, l'intensité lumineuse qui est diffusée par la particule fluide fluctue. Ce scintillement est dû au passage de la particule à travers le réseau de franges brillantes régulièrement espacées. Ces dernières émettent alors de la lumière selon la théorie de Mie avec une fréquence f_D modulée par l'interfrange et la vitesse perpendiculaire au réseau de franges de la particule (V). Le signal lumineux émis, appelé bouffée Doppler, est alors collecté par un photomultiplicateur qui le convertit en signal électrique. Ce signal est sinusoïdal avec une enveloppe de forme gaussienne, due au profil spatial de l'intensité lumineuse du faisceau laser. Enfin, un dispositif suiveur de fréquence permet alors de déterminer la fréquence de scintillement f_D (cf. Figure 135 (b)).

1.2 Mesure de la vitesse

La mesure de la vitesse d'une particule est réalisée par la détermination de la fréquence f_D obtenue à partir de la bouffée Doppler. Ainsi, en exprimant l'interfrange en fonction de l'angle d'intersection des faisceaux incidents, il est possible de déduire la vitesse de la particule dans la direction perpendiculaire à l'axe des deux faisceaux par la relation suivante :

$$V = f_D \cdot \Delta = \frac{f_D \lambda}{2 \sin\left(\frac{\theta}{2}\right)} \quad (122)$$

Toutefois, à ce stade il reste une ambiguïté sur le sens de la vitesse mesurée. Pour lever cette indétermination, la mise en œuvre d'une cellule de Bragg permet de décaler en fréquence l'un des deux faisceaux ($\Delta f = 40 \text{ MHz}$). Ce décalage a pour effet de faire défiler le réseau de franges à vitesse constante, ce qui permet d'obtenir le sens de la vitesse des particules mesurées. Un schéma de principe du système PDA utilisé est présenté sur la Figure 136.

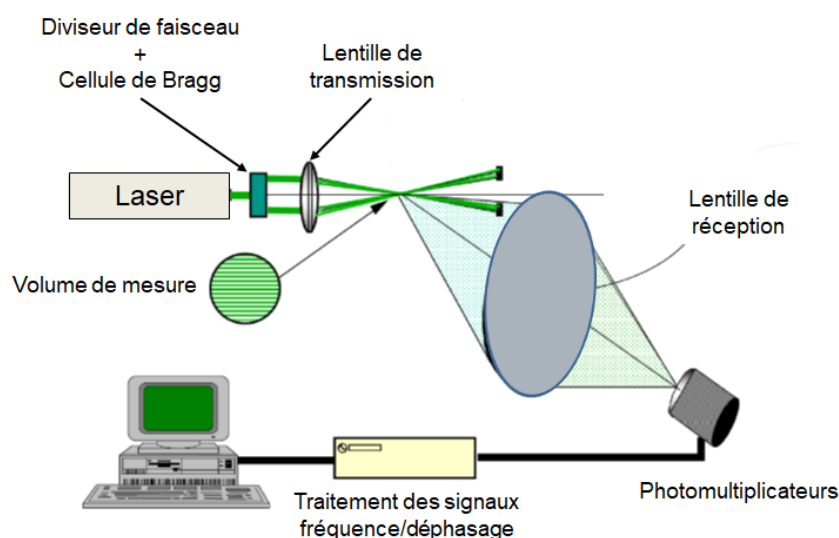


Figure 136 : Schéma de principe d'un système PDA à une seule composante.

La détermination simultanée de deux composantes de la vitesse (axiale et tangentielle) nécessite d'utiliser deux longueurs d'ondes différentes. Ces deux sources doivent converger au même point focal pour former un volume de mesure unique. La configuration utilisée lors de cette thèse permet de remonter à ces deux quantités. Aussi, en chaque point de l'espace, les vitesses axiale et tangentielle de chacune des particules passant dans le volume de mesure sont mesurées.

1.3 Détermination du diamètre

La mesure du diamètre des particules nécessite l'utilisation d'au moins deux photomultiplicateurs (PM) positionnés à des angles de collection différents. Elle repose sur la mesure du déphasage Φ_{i-j} entre les signaux délivrés par les PM. Il est relié de manière proportionnelle au diamètre des gouttes dans le cas où un seul mode de diffusion de la lumière (réfraction ou réflexion) émise par la particule est prédominant. Ces phénomènes sont dus à la nature optique des particules et au milieu dans lequel elles se situent. En effet, comme le montre la Figure 137 (a), l'intensité de la diffusion de lumière émise par une particule sphérique n'est pas uniforme dans toutes les directions et dépend de l'indice de réfraction relatif m :

$$m = \frac{n_p}{n_M} \quad (123)$$

Où n_p est l'indice optique de la particule et n_M l'indice optique du milieu dans lequel elle se situe.

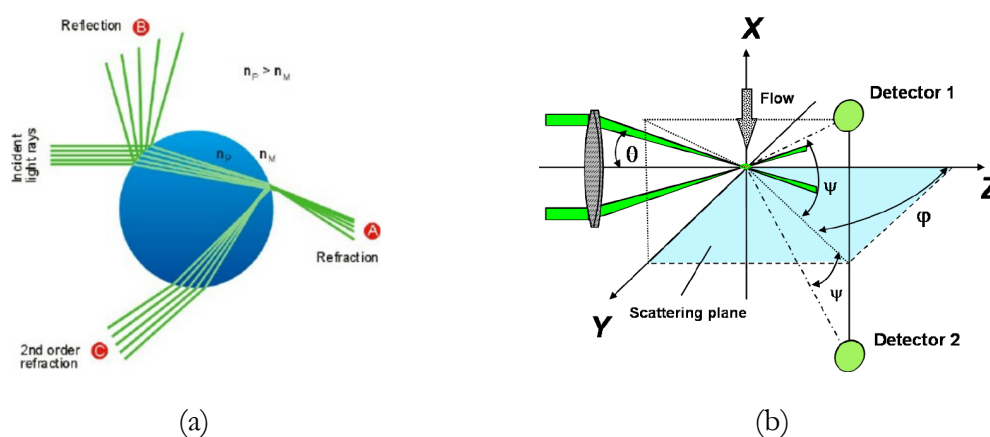


Figure 137 : Principe de la granulométrie phase Doppler : (a) Principe de diffusion de la lumière par une particule sphérique et (b) Configuration géométrique de la technique, issue de la documentation DANTEC Dynamics .

Dans cette étude, la réfraction du premier ordre est considérée comme le mode dominant (cas des particules transparentes comme les gouttes d'eau ou de kérosène). Dans ce cas, comme présenté par la Figure 137 (b), le déphasage entre les deux récepteurs est relié au diamètre des particules par la relation suivante (Naqwi & Durst, 1991) :

$$\Phi = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot D \cdot \frac{n_r \sin(\theta) \sin(\Psi)}{\sqrt{2(1 + \cos \theta \cos \Psi \cos \phi) [1 + m^2 - m\sqrt{2(1 + \cos \theta \cos \Psi \cos \phi)}]}} \quad (124)$$

Où D est le diamètre de la goutte, λ la longueur d'onde d'excitation, θ l'angle d'intersection des faisceaux, Ψ l'angle d'élévation et ϕ l'angle de diffusion (Figure 137 (b)).

Dans le cadre des essais réalisés, l'angle d'élévation Ψ , correspondant à l'angle formé par la tête de réception par rapport à l'axe du système d'émission (cf. Figure 137(b)), est choisi égal à 45° pour le cas de l'eau et à 30° pour le kérosène de manière à correspondre aux maximums de réfraction pour les particules (sphériques) sondées.

La Figure 138 présente un exemple de mesure du déphasage entre les bouffées Doppler fournies par les deux PM. Cette mesure est obtenue à 2π près. Pour lever cette incertitude, un troisième PM positionné selon un troisième angle est utilisé. Comme présentée sur la Figure 139, la comparaison des déphasages mesurés entre les PM 1 et 2 et les PM 1 et 3 permet de déterminer la taille de la particule sans incertitude.

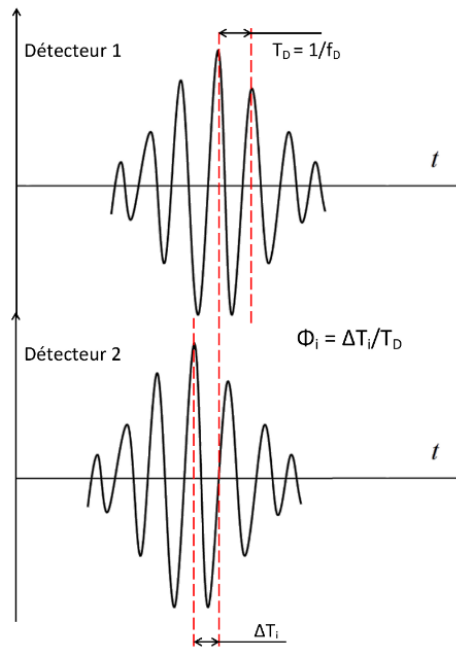


Figure 138 : Mesure du déphasage des bouffées Doppler.

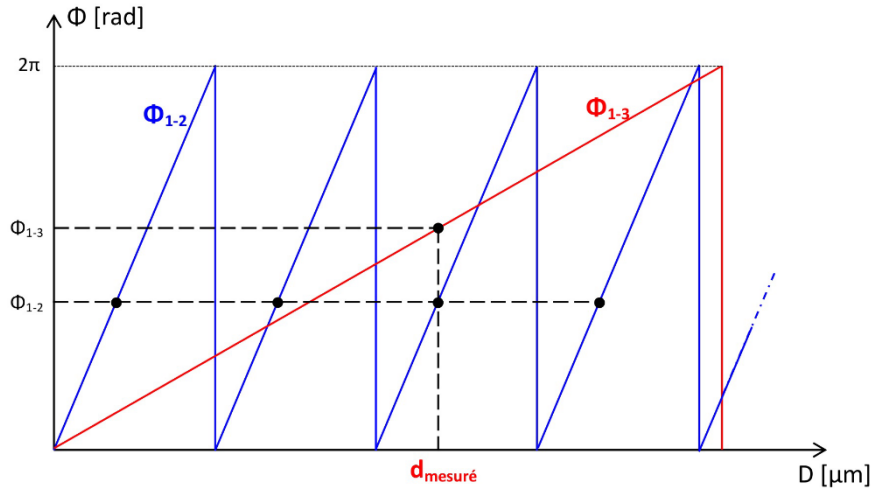


Figure 139 : Relation phase/diamètre et saut de phase.

Toutefois, la mesure du diamètre est très sensible à la non-sphéricité des gouttes et peut engendrer des erreurs de mesure. Afin de quantifier cet aspect, un critère de non sphéricité est fourni par le logiciel et permet d'estimer la confiance de la mesure. Ce dernier est défini comme l'écart relatif du diamètre déterminé par deux couples de PM. Pour les mesures effectuées dans le cadre des travaux de cette thèse, l'écart relatif toléré est de 10 %, sinon l'information est rejetée par le système de mesure.

Résumé

Cette thèse de doctorat se place dans la continuité de l'effort engagé par l'ONERA sur la compréhension des mécanismes de stabilisation des flammes diphasiques dans les moteurs aéronautiques. Ces travaux concernent plus particulièrement la dynamique de sprays et de flammes perturbés par des ondes acoustiques. Ils étudient le rôle de l'injection de carburant liquide sur la réponse non linéaire de flammes stabilisée à l'aval d'un injecteur industriel multipoint à zone centrale pilote. Sur la base de travaux antérieurs, l'objectif premier est d'étudier l'influence de perturbations acoustiques sur le comportement de l'injection de carburant liquide. Pour cela, une première configuration expérimentale simplifiée analyse l'influence de perturbations acoustiques sur le comportement d'un jet liquide débouchant transversalement dans un écoulement d'air. Les résultats mettent en évidence les mécanismes d'atomisation du jet ainsi que son interaction avec des perturbations acoustiques. L'étude des phénomènes de transport du brouillard de gouttes montre l'apparition d'ondes de densité de gouttes. L'influence de la taille des gouttes sur ces phénomènes est caractérisée. Le second objectif de ces travaux est d'analyser le comportement d'une flamme diphasique (kérosène/air) en présence d'excitations acoustiques. Dans ce cas, une deuxième configuration expérimentale est mise en œuvre. Elle reproduit de manière réaliste les phénomènes rencontrés dans les chambres de combustion. Ce travail utilise l'approche « Flame Describing Function » (FDF). Pour cela, les fluctuations du taux de dégagement de chaleur de la flamme sont caractérisées à partir d'une méthode originale basée sur la mesure simultanée de la chimiluminescence de plusieurs radicaux. Les résultats sont obtenus pour deux configurations d'injection, l'une utilisant la zone pilote seul et l'autre l'injecteur dans son intégralité. L'analyse des FDF met en évidence des phénomènes de saturation qui limitent la réponse de la flamme. La comparaison des résultats entre les deux configurations d'injection montre que le retard entre la réponse de la flamme et les perturbations de l'écoulement est fortement influencé par le mode d'injection. L'ensemble des résultats obtenus dans ces travaux constituent une base de donnée expérimentale pour valider des simulations LES réactives et pour fournir un modèle de description du comportement de la flamme à des codes de simulation « bas ordre ».

Mots-clés : instabilité de combustion, acoustique, écoulement diphasique, jet transverse, brouillard, dégagement de chaleur, non-linéarité, fonction descriptive de flamme, étude expérimentale

Abstract

This PhD thesis supports the effort undertaken by ONERA to understand the mechanisms of stabilization of two-phase flames in aeronautical engines. This work concerns more particularly the dynamics of sprays and flames disturbed by acoustic waves. This work studies the role of liquid fuel injection on the non-linear response of stabilized flames downstream of an industrial multipoint injector with a central pilot zone. Based on previous work, the first objective is to study the influence of acoustic disturbances on the behavior of liquid fuel injection in the multipoint zone. The observed phenomena are reproduced, in an idealized form, from a simplified experimental set up based on the configuration of a liquid jet injected into air crossflow submitted to an acoustic forcing. The results highlight the atomization mechanisms of the jet and its interaction with acoustic disturbances. The study of the spray shows the appearance of droplet density waves. The influence of drop size on these phenomena is characterized. The second objective of this work is to analyze the behavior of a two-phase flame (kerosene/air) disturbed by acoustic excitations. In this case, a second experimental configuration is implemented. This experimental set up reproduces in a realistic way the phenomena encountered in combustion chambers. This work uses the "Flame Describing Function" (FDF) approach. In order to do this, the fluctuations of the heat release rate from the flame are characterized using an original method based on the simultaneous measurement of the chemiluminescence of several radicals. The results are obtained for two injection configurations, one using the pilot zone alone and the other using the entire injector. The analysis of the FDFs reveals saturation phenomena which limit the flame response. Comparison of the results between the two injection configurations shows that the delay between flame response and flow disturbances is strongly influenced by the injection mode. All the results obtained in this work constitute an experimental database to validate reactive LES simulations and to provide a model for describing the flame behavior in simulations based on "low order" approaches.

Keywords : combustion instabilities, acoustic, two-phase flow, jet in crossflow, spray, heat release, non-linearity, flame describing function, experimental study

