Université Fédérale
Toulouse Midi-Pyrénées

THÈSE

En vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par :

Institut Supérieur de l'Aéronautique et de l'Espace

Présentée et soutenue par :
Pierre DOUBLET

le mardi 17 décembre 2019

Titre :

Effet de la pression et de la température de l'air et du carburant
sur les caractéristiques du spray délivré dans une chambre de combustion

---

École doctorale et discipline ou spécialité :
ED MEGeP : Dynamique des fluides

Unité de recherche :
Équipe d'accueil ISAE-ONERA EDyF

Directeur(s) de Thèse :

M. Pierre GAJAN Ingénieur de Recherche ONERA (directeur de thèse)
Mme Christine LEMPEREUR Ingénieure de Recherche ONERA (co-directrice de thèse)

Jury :
Mme Christine MOUNAÏM-ROUSSELLE Professeure Université d'Orléans – Présidente
M. Alain CAYRE Ingénieur Safran Aircraft Engines - Examinateur
M. Pierre GAJAN Ingénieur de Recherche ONERA - Directeur de thèse
Mme Christine LEMPEREUR Ingénieure de Recherche ONERA - Co-directrice de thèse
M. Jean-Philippe MATAS Professeur École Centrale de Lyon - Rapporteur
Mme Céline MORIN Professeure Université Val Mont Houy - Rapporteur

Remerciements

Sans financement, pas de thèse ! Je tiens donc tout d'abord à remercier Safran Aircraft Engines pour le financement de cette thèse CIFRE. Je remercie plus précisément Alain Cayre pour sa gentillesse, sa disponibilité et l'aide apportée tant sur le plan scientifique que logistique durant cette thèse. Je remercie également chaleureusement l'ONERA et plus précisément Pierre Millan, directeur du Département Multi-Physique pour l'Energétique, et Pierre Gajan, chef de l'unité de recherche Multiphasique Hétérogène, pour m'avoir accueilli et permis de travailler dans cette très bonne ambiance.

Je remercie sincèrement Céline Morin et Jean Philippe Matas pour avoir accepté de rapporter ce manuscrit de thèse, ainsi que la présidente du jury et examinatrice Christine Rousselle pour ces questions très pertinentes lors de la soutenance.

Je souhaite à présent remercier les personnes qui ont participé à l'encadrement de cette thèse. A ce sujet, je remercie mon directeur de thèse et tout jeune retraité Pierre Gajan pour sa disponibilité, sa gentillesse ainsi que ses conseils avisés tant sur le plan scientifique qu'humain. Profite bien de cette retraite bien méritée ! Je remercie également Christine Lempereur, mon encadrante, pour sa bonne humeur quotidienne et communicative, sa disponibilité, sa gentillesse et son aide tout au long de cette thèse. Ce fut un réel plaisir de travailler avec toi tout au long de cette thèse et je te remercie de m'avoir transmis tes nombreuses connaissances en matière de traitement d'image. Je remercie aussi Virginel Bodoc. Bien que tu n'apparaisses pas dans le jury de cette thèse, je tenais tout de même à souligner ton investissement dans cette thèse et je t'en remercie. Bien que maintenant présent sur le site du Fauga-Mauzac, j'espère garder contact avec vous Christine et Virginel et pourquoi pas travailler avec vous dans l'avenir qui sait ! Je remercie enfin Mikael Orain qui n'était pas prévu initialement dans l'encadrement de cette thèse mais que je considère comme un encadrant. Merci de t'être démené pour avoir des créneaux sur le banc MERCATO pour ma thèse et de l'air de F1 pour les essais. On en a pas mal bavé quand même hein ! En tout cas, je n'oublierai pas de sitôt cette douce odeur de kérosène et les innombrables heures d'essais passées en ta compagnie [sans oublier Michel et Toto]. J'espère avoir la possibilité de continuer à travailler avec toi dans l'avenir et sinon je passerai te voir au MERCATO en souvenir du bon vieux temps !

Au-delà de cet encadrement de thèse, je me dois de remercier un certain nombre d'ingénieurs et de techniciens du DMPE sans qui ce travail de thèse n'aurait pu être mené à son terme. Je remercie ainsi Pierre Berthoumieu pour sa bonne humeur, ses précieux conseils et d'avoir accepté de me prêter (si souvent !) son matériel. Je remercie également Geoffroy Illac pour sa gentillesse et son aide pour le montage des nombreux bancs d'essai. Je te remercie aussi pour ton aide dans l'installation des systèmes de mesure et pour le partage de tes connaissances en matière de PDA et de Malvern. Je remercie aussi Frédéric Bigot (allias « Mac Giver ») que j'ai pas mal fait suer avec les différentes configurations sur le banc MERCATO. Encore merci pour ton aide Fred ! Merci également à Julien Garraud qui m'a donné pas mal de coups de main sur les essais MERCATO et à qui j'ai (aussi) emprunté pas mal de matériel. Merci pour ta bonne humeur et ton aide. J'espère que l'on continuera à se voir, Fred et Julien,

régulièrement sur le centre du Fauga Mauzac. Je tiens également à remercier, côté Safran Aircraft Engines, Julien Leparoux pour son investissement, sa gentillesse et sa disponibilité tout au long de cette thèse. J'ai passé d'excellents moments en ta compagnie et notamment une certaine soirée à Valence. Merci également à Sébastien Da-Veiga de m'avoir initié à l'analyse statistique afin d'exploiter mes données d'essai. Tu m'as consacré beaucoup de temps alors que rien ne t'y obligeait et je tenais à t'en remercier. Je vous souhaite, Sébastien et Julien, une bonne continuation et j'espère que nos chemins se recroiseront.

Je tiens également à remercier l'ensemble du personnel de l'ONERA que j'ai eu l'occasion de croiser pendant ces années de thèse. Je commencerai par ceux que je considère comme les « jeunes permanents » que j'ai rencontrés pour la plupart dès mon PFE et qui sont devenus au cours de ces années bien plus que de simples collègues. Un grand merci à Maxime Forte, l'attaquant emblématique du DMAE (notre Zlatan à nous), Maxime Bouyges (le roi des « cachous » au Soccer et partenaire de marathon). J'espère que vos soucis au dos (Max Forte) et au pied (Max Bouyges) vont vite disparaître afin qu'on puisse reformer en partie la « dream team » foot de l'ONERA ! Un grand merci à Ghislain Blanchard (alias « l'anneau ») pour tes conseils (très nombreux mais toujours très pertinents !) tant sur le plan professionnel (rédaction de thèse, power point, rédaction de mail, …) que personnel (billard, pétanque, comportement à adopter après un cambriolage, …) et ton soutien dans les moments difficiles. On formait une belle bande de branl… euh vainqueurs avec Swann quand j'y repense ! J'espère sincèrement que l'on continuera à se voir aussi régulièrement en dehors de l'Onera que durant cette thèse. Je remercie aussi Baptiste Dejean pour sa bonne humeur, son expertise en matière de Word, les repas de coloc, les sorties « allemandes » et les pétanques du soir avec l'ami Ghislain. Bonne continuation à toi chez MH et profite bien du nouveau joujou du DMPE ! Je remercie enfin Lokman que j'ai adoré « divertir » dans son bureau et qui m'a appris pas mal d'informations « insolites » sur des thématiques toutes aussi « insolites ».

Au cours de ces années de thèse, j'ai rencontré un grand nombre de stagiaires et doctorants aussi bien au premier qu'au deuxième étage du DMPE. Je ne me lancerai pas dans la liste exhaustive de toutes ces personnes de peur d'oublier certains noms. Cependant, il m'est impossible de ne pas citer certaines personnes. A ce propos, j'aimerai remercier dans un premier temps les doctorants du premier étage et plus précisément Julien Saint James (mon « Piou Piou »), Loic Adja (le roi du dunk), Jérémie Derré (cobureau de stage et partenaire de marathon) ainsi que les nouveaux arrivants : Adrien, Valentin et Alexis le post-doc avec qui j'ai passé des soirées bien sympathiques. Concernant le deuxième étage, je tenais à remercier Anthony, Pierre L, Julien, Baptiste T., Jeff, Thibault X., Matthias sans oublier Tanguy. Mention spéciale à mon « petit krou » du deuxième : Nicolas (notre mec sûr en soirée), Marc Schouler (mon très cher Lucien, expert Mème de l'Onera, qui s'est donné pour la réalisation d'un bien bel ouvrage photo !), Thomas (le digne successeur du bureau), Vincent (notre spécialiste « bonne bière » en soirée) sans oublier Thibault Desert (notre DJ stylé de l'Onera). Hé non Swann, je ne vais pas t'oublier dans mes remerciements cette fois-ci. J'ai commencé l'aventure Onera avec toi en stage jusqu'à l'aboutissement de cette thèse. Un grand merci à toi d'avoir été là avec ta bonne humeur et tes blagues de haute volée. Je garderai, entre autre, en mémoire notre petit séjour en conf à Valence ! Enfin, je me pouvais finir ce paragraphe sans mentionner mon co-bureau qui m'a accompagné sur une grande partie de cette thèse, à savoir Virgile. Je te

souhaite le meilleur pour la fin de ta thèse et j'espère sincèrement que tu parviennes à aller au Japon avec ta chère Margot (partenaire de danse folle en soirée). Merci à toi pour ta bonne humeur, les fou-rires quotidiens, et je finirai en citant tes propos : « je t'en ai déjà bien trop dit ! ».

J'ai passé pas mal de temps à l'Onera mais j'ai également pu compter sur de très bons amis en dehors qui m'ont permis de me changer les idées quand il le fallait. Merci à Flo, Célia, Alex et Nadia pour les bons moments passés : les soirées Bouriquito et les week-end Canal Amité. J'espère qu'on continuera nos petites sorties pendant encore un long moment. Je tiens également à remercier Niels et JB qui m'ont gentiment accueilli dans leur coloc à mes débuts à Toulouse alors qu'ils ne me connaissaient pas. Merci à vous pour ces folles soirées passées en votre compagnie. Pour terminer, je souhaitais te remercier Pierre (alias « Renard ») que je connais depuis 10 ans désormais. Malgré le temps qui passe tu n'as pas changé et c'est très bien comme ça ! Je ne suis pas prêt d'oublier notre petit périple au Pérou et j'espère que nos discussions autour d'un petit godet vont perdurer pendant un long moment. Quand tu veux pour le prochain voyage !

Merci au Black Lion, au Biergarten, au Dubliners, au Seventies, au Thirsty Monk, à la Cale Sèche, à la Tantina, au Bikini, au Connexion, au Down Town et au Cri de la Mouette de m'avoir permis de passer de si bons moments avec mes amis.

Ces remerciements ne seraient pas complets si je ne mentionnais pas la coloc dans laquelle je vis et m'épanouis depuis plus de 3 ans maintenant. Un grand merci à Lola et Antoine avec qui j'ai commencé cette belle aventure. Je garderai longtemps les moments de convivialité et de fous-rire passés en votre compagnie et je vous souhaite bon vent pour la suite : dans notre belle Lorraine pour toi Antoine et aux Etats-Unis pour Loulou. Merci à la coloc « Cazzo » et plus précisément à Damien (alias « Dam's ») et Lorenzo, collègues et amis pour tous ces fous rires, ces folles soirées, ces longues discussions autour d'un limoncello et ces bons repas de coloc ! Je vous souhaite, à vous deux, une bonne fin de thèse. Merci d'avoir été aussi présent dans les moments difficiles, je tacherai de vous rendre la pareille !

Je finirais en remerciant toute ma famille qui me soutient depuis de nombreuses années déjà. Je remercie plus particulièrement mes parents et mon frère pour leur soutien indéfectible tout au long de cette aventure. Si je suis devenu la personne que je suis aujourd'hui c'est en grande partie grâce au soutien et à la confiance dont vous m'avez fait part depuis tout petit.

Encore merci pour tout !

Je dédie cette thèse
à mes parents,
mon frère,
mes grands parents
et toute ma famille

Table des matières

TABLE DES MATIERES **9**

NOMENCLATURE **19**

0. INTRODUCTION **23**

1. Contexte de l'étude **23**

2. Objectif de la thèse **25**

3. Plan du manuscrit **26**

PARTIE 1 : ETAT DE L'ART ET DESCRIPTION DES MOYENS D'ESSAI **29**

1. CHAPITRE 1 : ÉTAT DE L'ART **31**

Section 1 : Influence des conditions environnementales sur le processus d'atomisation **33**

1 Principe de fonctionnement d'une turbomachine 33

1.1 Description globale d'une turbomachine 33

1.2 Chambre de combustion 34

1.3 Systèmes d'injection 35

1.3.1 Injecteurs aérodynamiques 36

1.3.2 Injecteurs mécaniques 36

Injecteurs pressurisés 36

Injecteurs rotatifs 37

1.3.3 Injecteurs hybrides 38

2 Physique de l'atomisation du liquide généré par un injecteur simplex 39

2.1 Injecteurs simplex 39

2.1.1 Principe de fonctionnement 39

2.1.2 Grandeurs caractéristiques 41

Nombre d'écoulement K_S 41

Coefficient de débit C_d 41

Constante de l'injecteur K 42

2.1.3 Topologie du brouillard issu d'un injecteur de type simplex 43
2.2 Atomisation primaire 43
2.2.1 Régimes d'atomisation du cône 43
2.2.2 Angle d'ouverture du cône 45
Etudes théoriques 45
Etudes expérimentales 46
Influence de la géométrie du gicleur 46
Influence des conditions opératoires 47
Influence des propriétés physiques 47
2.3 Atomisation secondaire 48
2.3.1 Tube à choc 48
2.3.2 Nombres adimensionnels 49
2.4 Caractérisation granulométrique d'un brouillard 51
2.4.1 Diamètres moyens 51
2.4.2 Diamètre de Sauter $d32$ 52
Influence de la géométrie de l'injecteur 52
Influence des conditions opératoires 52
Influence des propriétés physiques du liquide et de l'air 53
Tension de surface du liquide 53
Viscosité du liquide 53
Masse volumique de l'air 54
Influence de la température et de la pression du liquide et de l'air 55
Température du liquide 56
Pression de l'air 56
3 Conclusion 58

Section 2 : Techniques optiques de caractérisation des brouillards 59

1 Principes optiques 59
1.1 Notion d'extinction, d'indice de réfraction et d'absorption 59
1.2 Approche de la diffusion de la lumière par des particules sphériques 60
1.3 Diffusion de la lumière selon la théorie de Lorenz-Mie 62
1.4 Fluorescence 64
2 Techniques de mesure granulométrique 66
2.1 Technique ponctuelle 67

2.1.1 Anémométrie Phase Doppler (PDA) 67
Principe de fonctionnement 67
Mesure de la vitesse 68
Détermination du diamètre de goutte 69
Limitations du PDA 69
Avantages du PDA 71
2.2 Technique intégrale 72
2.2.1 Granulomètre à diffraction laser 72
Désavantages du granulomètre à diffraction laser 73
Avantages du granulomètre à diffraction laser 73
2.3 Techniques de champ 2D 74
2.3.1 Ombroscopie 74
2.3.2 Interferometric Particle Imaging (IPI) 74
2.3.3 Planar Droplet Sizing (PDS) 75
Limitations de la technique PDS 76
Avantages de la PDS 77
3 Conclusion 78
4 Motivation de la thèse 79

2. CHAPITRE 2 : DESCRIPTION DES MOYENS D'ESSAI 81
1 Banc d'essai MERCATO 82
1.1 Description du banc 82
1.1.1 Performances du banc 82
1.1.2 Protocole expérimental 84
1.2 Maquette mono-secteur 84
1.2.1 Le plénum 85
1.2.2 La chambre de visualisation 86
1.2.3 Instrumentation de la maquette 87
Capteurs de pression et thermocouples 87
Incertitudes de mesure des grandeurs 88
1.2.4 Injecteurs pressurisés 89
Géométrie des injecteurs 89
Caractérisation hydraulique 89
2 Choix des conditions opératoires 90

3 Influence de la température sur le protocole expérimental et les propriétés du liquide 91

3.1 Influence sur le protocole expérimental....91

3.1.1 Phénomènes de condensation et de givrage....91

3.1.2 Mise en place d'un protocole expérimental rigoureux....92

3.2 Influence sur les propriétés du carburant et les performances du gicleur....93

3.2.1 Influence sur les propriétés physiques du carburant....93

3.2.2 Influence de la température sur les propriétés optiques....94

3.2.3 Influence de la température sur les performances hydrauliques du gicleur 95

PARTIE 2 : ANALYSE DE L'ATOMISATION D'UN BROUILLARD GENERE DANS DES CONDITIONS DE RALLUMAGE EN HAUTE ALTITUDE....97

3. CHAPITRE 3 : TECHNIQUES DE MESURE....101

1 Phase Doppler Anemometry (PDA)....101

1.1 Matériel utilisé....101

1.2 Configuration optique....102

1.3 Conditions opératoires....103

1.3.1 Plan de mesure....103

1.3.2 Paramètres d'acquisition....104

1.4 Traitement des résultats....104

1.5 Sensibilité de la mesure à la température....104

2 Granulomètre à diffraction laser....106

2.1 Matériel et conditions opératoires....106

2.1.1 Traitement de données....107

3 Visualisations rapides....107

3.1 Algorithme de détection de contour du brouillard....108

3.2 Détermination de l'angle d'ouverture du brouillard....109

4. CHAPITRE 4 : OUTILS DE MODELISATION....111

1 Intérêt des plans d'expérience....111

2 Analyse de sensibilité....115

3 Modélisation....116

3.1 Krigeage....117

3.2 Validation du modèle 117

5. CHAPITRE 5 : INFLUENCE DES CONDITIONS ENVIRONNEMENTALES SUR LES CARACTERISTIQUES DU BROUILLARD SANS ECOULEMENT D'AIR 121

1 Etude préliminaire 122

1.1 Plan de mesure 122

1.2 Morphologie des brouillards 123

1.3 Hypothèse d'axisymétrie du brouillard 125

2 Analyse qualitative de l'influence des conditions environnementales sur le brouillard 126

2.1 Influence de la température du carburant 126

2.1.1 Analyse globale à partir d'une traversée du brouillard 126

2.2 Influence de la pression de l'air 127

2.3 Influence du débit liquide 128

2.4 Impact des conditions critiques sur la mesure 129

2.4.1 Reproductibilité de la mesure 129

2.4.2 Impact sur la qualité des images 130

3 Etude quantitative et modélisation 130

3.1 Mise en place des plans d'expérience 130

3.2 Etude de sensibilité 131

3.2.1 Diamètre moyen de Sauter 132

3.2.2 Vitesse axiale des gouttes 133

3.2.3 Angle d'ouverture du brouillard 134

3.2.4 Validation des modèles 135

3.3 Etablissement d'un modèle de comportement 135

3.3.1 Angle d'ouverture du brouillard 135

3.3.2 Diamètre moyen de Sauter 139

4 Conclusion et limitations 143

PARTIE 3 : ANALYSE D'UN BROUILLARD GENERE PAR UN GICLEUR SIMPLEX A PARTIR D'UNE TECHNIQUE DE MESURE INNOVANTE 145

6. CHAPITRE 6 : TECHNIQUE DE MESURE PDS 147

1 Présentation de la technique 147

1.1 Principe de la mesure 147
1.2 Développements réalisés à l'ONERA avant la thèse 149
1.2.1 Limitations de la technique 149
Intensité de fluorescence 149
Intensité de diffusion de Mie 150
1.2.2 Choix du matériel 154
1.2.3 Choix du fluorophore 155
1.2.4 Protocole expérimental 155
1.2.5 Traitement de données 156

7. CHAPITRE 7 : EXTENSION DE LA TECHNIQUE PDS AU CAS DU KEROSENE 159

1 Présentation générale du kérosène Jet A-1 161
1.1 Composition du kérosène 161
1.2 Fluorescence du kérosène 161
2 Dispositif expérimental 163
3 Développement de la méthode permettant l'obtention des images de fluorescence 164
3.1 Caractérisation des propriétés optiques du kérosène liquide soumis à une excitation laser de 266 nm 164
3.1.1 Dispositif expérimental 164
3.1.2 Caractérisation de la fluorescence du kérosène Jet A-1 164
3.1.3 Caractérisation de l'absorption du kérosène 165
Estimation du coefficient d'extinction k 165
Influence de l'absorption sur l'émission de fluorescence 168
3.2 Caractérisation des propriétés optiques du kérosène liquide soumis à une excitation de 532 nm 171
3.2.1 Dispositif expérimental 171
3.2.2 Absorption et fluorescence du kérosène Jet A-1 171
3.2.3 Choix du fluorophore 172
Miscibilité 172
Influence de la concentration en fluorophore 173
3.3 Intensité de diffusion de Mie 176
3.3.1 Influence de l'angle de diffusion : recherche de la configuration optique optimale 176

3.3.2 Diffusion de la lumière par des particules sphériques 178

4 Extension de la méthode pour son application sur des brouillards de kérosène à basse température 180

4.1 Influence de la température sur l'intensité de fluorescence du mélange kérosène-pyrrométhène 180

4.1.1 Dispositif expérimental et protocole expérimental 180

4.1.2 Mise en évidence de l'influence de la température sur les propriétés de fluorescence du kérosène ensemencé de pyrrométhène 180

4.1.3 Influence de l'excitation laser : mise en évidence de la saturation de la fluorescence du pyrrométhène 183

4.1.4 Mise en place d'une méthode SLIF (Saturated Laser induced Fluorescence) pour rendre le signal de fluorescence indépendant de la température.. 185

4.1.5 Extension de la méthode à une nappe laser en vue de l'utilisation pour la mesure PDS 188

4.2 Influence de la température sur l'intensité de diffusion 188

5 Conclusion 190

8. CHAPITRE 8 : APPLICATION DE LA TECHNIQUE PDS 193

1 Application de la technique PDS au cas d'un brouillard généré par un gicleur pressurisé en l'absence d'écoulement d'air 196

1.1 Analyse qualitative de la technique de mesure à partir de coupes transverses du brouillard 196

1.1.1 Problématiques liées à la réflexion de la nappe laser dans la chambre de visualisation 197

Analyse des images instantanées 197

Amélioration technologique de la chambre de visualisation 197

1.1.2 Analyse des images moyennes de LIF et de Mie 198

Analyse des données PDA 199

1.1.3 Diffusion multiple 200

Description du phénomène 200

Estimation de la densité du brouillard 200

1.1.4 Améliorations optiques et post-traitement 202

Mise en place d'une illumination structurée (SLIPI) 202

Principe de la mesure 202

Description de la méthode utilisée 204

Mise en évidence de l'intérêt de la technique : analyse qualitative des images moyennes 205

Influence du paramètre de filtrage sur la précision du rapport LIF/Mie206
Apport de la technique sur la mesure du diamètre moyen de Sauter 207
Perspectives 208
1.2 Analyse qualitative de la technique de mesure à partir de coupes longitudinales du brouillard 208
1.2.1 Mise en place d'un filtre morphologique 208
1.2.2 Obtention de cartographie de d_{32} 211
Limitation de la mesure PDA 211
Etude de la sensibilité de la mesure à la population de petite gouttes 212
2 Application de la technique sur le banc MERCATO pour la caractérisation d'un brouillard généré par un injecteur aéronautique réel 214
2.1 Montage expérimental 214
2.1.1 Dispositif expérimental 214
2.1.2 Conditions opératoires 215
2.2 Analyse des images moyennes de LIF et de Mie 215
2.2.1 Problèmes liés à la configuration optique 215
2.2.2 Problèmes liés au confinement en présence du swirl 217
2.2.3 Influence de la température du carburant sur les intensités 217
2.3 Comparaison mesures PDA/PDS 219
3 Conclusion 222

9. CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES 223

10. ANNEXE 1 : CORRELATIONS SUR LE DIAMETRE MOYEN DE SAUTER 229

11. ANNEXE 2 : LOIS DE MELANGE 233

12. ANNEXE 3 : MESURE DE L'INDICE DE REFRACTION DU JET A-1 AVEC UN REFRACTOMETRE D'ABBE 235

13. LISTE DES FIGURES 241

14. LISTE DES TABLEAUX 249

15. REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES 251

Nomenclature

Sigles :

Symbole	Signification
ACARE	Advisory Council for Aeronautics Research in Europe
CCD	Coupled Charge Device
CFD	Computational Fluid Dynamics
GLMT	Generalized Lorenz-Mie Theory
LDA	Laser Doppler Anemometry
LES	Large Eddy Simulation
LIF	Laser Induced Fluorescence
MERCATO	Moyens d'Essais et de Recherche en Combustion Aérobie et Techniques Optiques
MOCAS	Méthodes Optiques pour la CAractérisation de Sprays
PDA	Phase Doppler Anemometry
PDS	Planar Droplet Sizing
PLIF	Planar Laser Induced Fluorescence
RANS	Reynolds-Averaged Navier-Stokes
SLIPI	Structured Light Illumination Planar Imaging
SMD	Sauter Mean Diameter
UV	Ultra-Violet

Symboles latins :

Symbole	Signification	Unité
A	Absorbance	-
A_0	Aire de sortie de l'injecteur	m^2
A_t	Aire des canaux tangentiels de l'injecteur	m^2
C	Concentration molaire de l'espèce absorbante	$mol.L^{-1}$
C_D	Coefficient de débit	-

d	Diamètre des gouttes	m
d_l	Débit liquide massique	g/s
D_0	Diamètre de sortie de la chambre de swirl	m
D_A	Diamètre du cône d'air	m
D_T	Diamètre des canaux de la chambre de swirl	m
D_S	Diamètre de la chambre de swirl	m
I_0	Intensité incidente	lm
I_A	Intensité absorbée	lm
I_F	Intensité de fluorescence	lm
I_T	Intensité transmise	lm
I_S	Intensité de diffusion de Mie	
k	Coefficient d'extinction	m
K	Constante de l'injecteur	-
K_S	Nombre d'écoulement	$L.h^{-1}.bar^{-0.5}$
l	Longueur du trajet optique	m
L_0	Longueur du convergent de la chambre de swirl	m
n	Indice de réfraction total	-
n_r	Indice de réfraction	-
$P_{chambre}$	Pression dans la chambre	bar
P_{inj}	Pression d'injection en amont du gicleur	bar
Q	Débit réel liquide de l'injecteur	L/s
$Q_{réel}$	Débit théorique liquide de l'injecteur	L/s
U	Vitesse de glissement	m/s
U_0	Vitesse axiale du liquide	m/s
$U_{théo}$	Vitesse débitante du liquide	m/s
x	Paramètre de Mie	-

Symboles grecs :

Symbole	Signification	Unité
α	Coefficient d'absorption	-
β	Demi-angle d'ouverture du brouillard	°
Δ	Interfrange du volume de mesure PDA	m
ΔP	Différentiel de pression	bar
ε	Coefficient d'extinction molaire	$L.mol^{-1}.m^{-1}$
Φ_F	Rendement quantique de fluorescence	-
θ_D	Angle de diffusion	°
λ	Longueur d'onde	m
ρ	Masse volumique	$kg.m^{-3}$
σ	Tension de surface	mN/m
ν	Viscosité cinématique	cSt
μ	Viscosité dynamique	Pa.s

Indices :

Symbole	Signification
a	gaz
l	liquide

INTRODUCTION

1. CONTEXTE DE L'ETUDE

Le développement et l'optimisation des systèmes propulsifs pour l'aéronautique présentent un large ensemble de défis technologiques. En particulier, les motoristes ne cessent de rechercher de nouveaux concepts de turbomachines permettant de réduire l'encombrement, la consommation en carburant et l'émission de polluants tout en améliorant le rendement propulsif. Compte tenu du développement rapide du trafic aérien et de l'émergence de nouvelles contraintes environnementales, de récents objectifs ont été imposés aux industriels par l'ACARE d'ici l'horizon 2050 [1]. La consommation de carburant et les émissions de CO2 doivent notamment diminuer de 75% et le bruit perçu de 65%. La production d'oxydes d'azote (Nox), gaz contribuant à l'effet de serre, doit également être réduite de 90%. Ces contraintes doivent être respectées tout en maximisant les performances du moteur (rendement en combustion, taux de compression) et en assurant le bon fonctionnement de l'appareil sur l'ensemble des conditions opératoires.

L'une des principales contraintes pour la sécurité d'un aéronef est sa capacité à assurer le redémarrage en conditions de haute altitude. Les extinctions de moteur peuvent être regroupées en deux grandes familles : les pannes permanentes et les extinctions qui surviennent suite à un événement imprévu. Dans le premier cas, les extinctions peuvent être causées par des problèmes surgissant sur le calculateur, le régulateur ou encore le moteur. Dans ces cas de figure, le pilote ne tentera pas le rallumage afin d'éviter tout endommagement du moteur. La procédure de rallumage va cependant être mise en place pour la seconde famille d'extinctions. Lors d'un vol, le moteur est sujet à une multitude d'événements plus ou moins fugitifs susceptibles de mener à son extinction : ingestion d'eau à la traversée d'un orage tropical, pompage/décrochage du compresseur suite à l'ingestion d'un oiseau ou de glace qui se détache des parties amont du moteur, ingestion de gaz en passant dans le sillage d'un missile, … Ces extinctions du moteur ont un taux d'occurrence très faible puisque la majorité des causes sont prises en compte lors du dimensionnement du moteur et que, pour être certifié, le moteur doit démontrer qu'il supporte ce genre d'agressions externes sans s'éteindre. Cependant il arrive parfois que le moteur s'éteigne. Le calculateur détecte alors l'extinction et une procédure de rallumage/redémarrage est instantanément et automatiquement lancée, généralement avec succès puisque la pression et la température dans la chambre de combustion n'ont pas eu le temps de chuter et les conditions d'allumage sont très favorables. Si aucune de ces tentatives n'a réussi, un rallumage ou redémarrage en autorotation est nécessaire. Les paramètres moteurs sont alors stabilisés (régime, pression, température) et l'avion a rejoint son domaine de rallumage (situé en dessous du plafond de rallumage déclaré et démontré). La chambre doit alors s'allumer dans des conditions critiques où la température de l'air et du liquide peuvent atteindre -40 °C tandis que la pression de l'air dans la chambre est de l'ordre de 0.3 bar. Les capacités d'allumage au plafond du domaine d'autorotation ne sont donc quasiment jamais utilisées en opération. Ces tentatives de rallumage sont principalement réalisées lors des essais

de certification du moteur ainsi que pour des essais en développement et éventuellement à la livraison de l'avion. Cependant, cette contrainte de rallumage en conditions critiques est une spécification du client et le fournisseur se doit de réussir la démonstration que le moteur est conforme aux performances annoncées. De plus, avec les nouvelles technologies, les plafonds de vol et donc de rallumage sont revus à la hausse, imposant une connaissance précise de l'impact des conditions environnementales sur les performances du moteur.

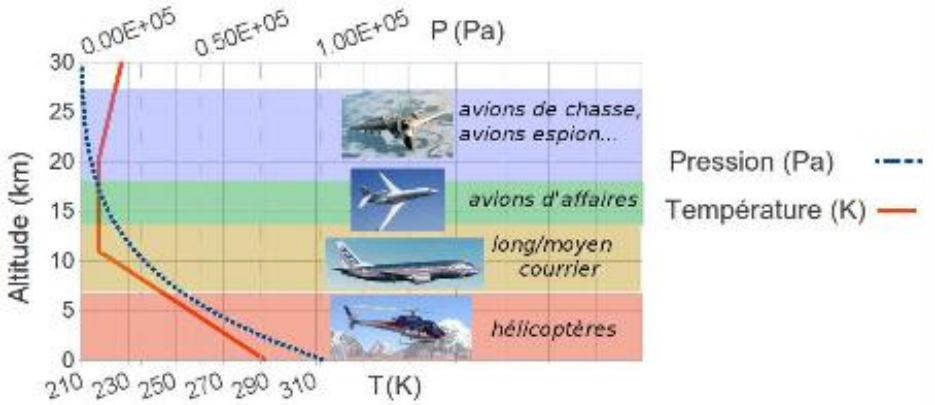


Figure 0-1 Altitude de vol maximale moyenne pour plusieurs catégories d'aéronefs. Les photos représentent, de bas en haut, un Ecureuil AS-350-B3, un Boeing 737, un Falcon 7x et un MiG-31.

Le régime de combustion d'une turbomachine correspond souvent à des flammes diphasiques turbulentes non pré-mélangées. Le carburant est introduit sous forme liquide au sein de la chambre de combustion où il est atomisé créant un brouillard de gouttelettes facilitant son évaporation et sa combustion au niveau de la flamme. Les caractéristiques de ce brouillard doivent être connues car elles affectent au premier ordre les capacités d'allumage d'un moteur. Aussi, la connaissance de la granulométrie, de la vitesse des phases liquide et gazeuse, de la distribution spatiale de la phase liquide dans la chambre (concentration et flux volumique) est indispensable pour la compréhension des phénomènes d'allumage et de combustion. Dans le cas de rallumage en haute altitude (Figure 0-1), les conditions environnementales sont critiques pour l'allumage car elles modifient considérablement les caractéristiques du brouillard et limitent l'évaporation du combustible. Ainsi, outre une limitation liée aux propriétés physiques du carburant liquide, l'évaporation est dégradée par une mauvaise pulvérisation du carburant au sein du foyer, caractérisée par la création de grosses gouttes qui réduisent fortement la surface d'échange entre le carburant liquide et le gaz ambiant. De plus, le rapport de quantité de mouvement entre la phase liquide et la phase gazeuse dans l'injecteur peut engendrer des comportements différents au niveau du mode d'atomisation pouvant modifier la distribution spatiale du débit volumique dans la chambre. Pour certaines altitudes élevées, des procédures s'avèrent nécessaires afin de redescendre à une altitude permettant le rallumage du foyer.

La conception et le développement d'une turbomachine passe par une phase de test sur banc d'essais dédié à l'étude de la chambre de combustion. Ces bancs permettent de caractériser les performances d'allumage et de stabilité pour un ensemble étendu de conditions opératoires. Afin de minimiser le recours à ces campagnes d'essais coûteuses, les motoristes doivent disposer de modèles fiables. Les méthodes numériques dédiées à la modélisation des écoulements diphasiques réactifs se révèlent être des solutions relativement économiques, c'est pourquoi elles sont très largement utilisées dans l'industrie. Néanmoins, à l'heure actuelle, les

codes de calcul ne permettent pas de simuler le processus d'atomisation initial. Ainsi l'injection du carburant est réalisée sous forme d'un ensemble de points d'injections de gouttes situés en sortie d'injecteur. Les distributions en taille, vitesse de gouttes et débit volumique imposées au niveau de ces points d'injection sont généralement déduites de mesures obtenues à partir des campagnes réalisées sur les bancs d'essais d'injecteurs. La prise en compte des conditions réelles d'injection est donc cruciale pour la qualité et la précision des calculs réalisés. Actuellement, les caractéristiques de brouillard de gouttes ne sont connues que pour des conditions ambiantes. Dans le cas de conditions limites en haute altitude, aucune campagne de tests n'a été réalisée à ce jour. Pour pallier ce problème, les caractéristiques sont déduites en extrapolant des données obtenues lors d'essais réalisés dans des conditions ambiantes à l'aide de corrélations prenant en compte l'effet de la pression et de la température. Cependant, rien n'atteste que ces corrélations développées initialement pour des conditions de pression et de température supérieures aux conditions ambiantes soient valables dans les conditions critiques rencontrées lors des phases de d'allumage en haute altitude. L'un des enjeux de la thèse sera donc de montrer si ces corrélations sont, dans ces conditions, toujours applicables. Les objectifs de cette thèse vont à présent être détaillés.

2. OBJECTIF DE LA THESE

L'absence d'informations concernant le comportement d'un brouillard liquide dans des conditions critiques de rallumage en haute altitude justifie ce travail de thèse. L'objectif est ainsi d'étudier expérimentalement l'influence de la température et de la pression de l'écoulement d'air et du carburant sur les caractéristiques du brouillard délivré par l'injecteur dans une chambre de combustion afin d'en déduire un modèle pouvant être utilisé pour extrapoler des données mesurées à pression et température ambiante (Figure 0-2). Ces travaux aideront aussi à la phase de conception des injecteurs aéronautiques et à la détermination des conditions aux limites de la phase liquide pour les calculs CFD en combustion. Ils reposent sur l'analyse d'une base de données obtenue dans des conditions représentatives des conditions de haute altitude sur le banc MERCATO de l'ONERA. Les caractérisations de brouillards sont déduites principalement de mesures réalisées à l'aide de techniques de diagnostic optique classiques (ombroscopie, granulométrie par diffraction ou Phase Doppler) ou de la mise en œuvre de méthodes basées sur de l'imagerie quantitative étudiées lors du projet de recherche MOCAS de l'ONERA. Ces dernières ayant été développées initialement avec de l'éthanol et sur une configuration non confinée, cette thèse aura également pour but d'étendre leur application pour des carburants utilisés dans l'aéronautique et dans l'environnement confiné rencontré sur le banc MERCATO.

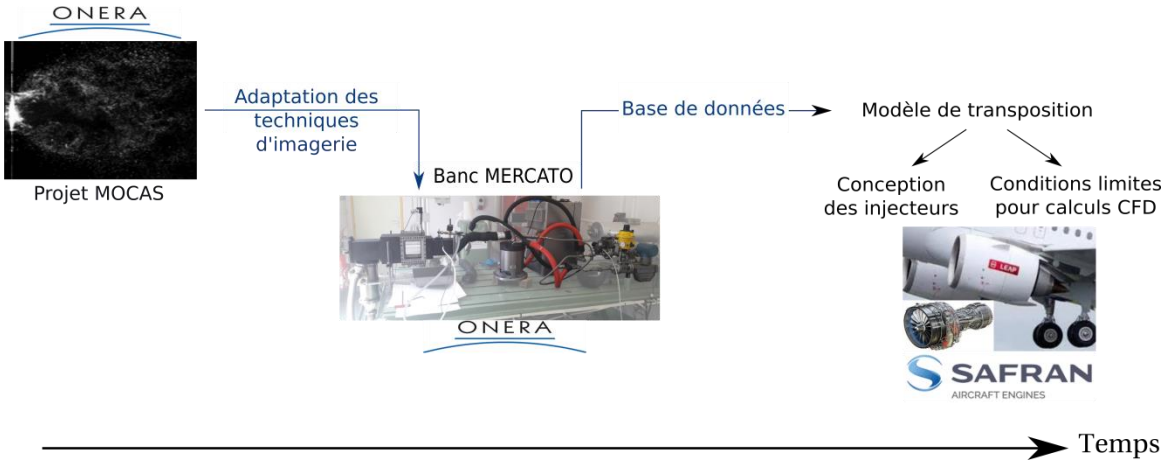


Figure 0-2 Schématisation du déroulement de la thèse

3. PLAN DU MANUSCRIT

Le manuscrit de thèse se compose de trois parties divisées en huit chapitres.

La première partie du manuscrit regroupe l'état de l'art et la description des moyens d'essai. Le chapitre 1, dédié à l'état de l'art, se focalise sur le processus d'atomisation dans le cas de brouillards de type cône creux générés par des injecteurs simplex. L'influence des conditions environnementales, des paramètres physiques sur la granulométrie et sur l'angle d'ouverture du brouillard sont présentés. Une seconde partie de ce premier chapitre est consacrée aux techniques de mesure couramment utilisées pour la caractérisation de brouillards. Le chapitre 2 présente le banc d'essai MERCATO, les gicleurs utilisés ainsi que les conditions opératoires.

La deuxième partie de ce manuscrit se focalise sur la caractérisation de brouillards générés dans des conditions critiques de rallumage à partir de techniques conventionnelles. Le chapitre 3 présente les techniques de mesure utilisées en précisant le matériel et les configurations d'essai tandis que le chapitre 4 traite des outils de modélisation mis en œuvre et utilisés au cours de cette thèse. Le chapitre 5 regroupe les principaux résultats obtenus concernant l'influence des conditions environnementales sur le comportement des brouillards. Les corrélations qui ont pu être établies seront également présentées dans ce chapitre.

La troisième et dernière partie du manuscrit est dédiée au développement de la technique d'imagerie PDS pour une implémentation sur le banc MERCATO. Le chapitre 6 présente en détails les études menées à l'Onera avant cette thèse. Le chapitre 7 se focalise sur l'adaptation de la technique de mesure au cas du kérosène et sur l'extension sur des brouillards de kérosène à basse température. Le chapitre 8 se consacre à la validation de la technique de mesure PDS. Dans un premier temps, la validation de la technique est faîte sur un brouillard généré par un injecteur pressurisé en l'absence d'écoulement d'air dans des conditions ambiantes. Enfin, la deuxième section de ce chapitre est dédiée à l'implémentation de la technique de mesure au banc MERCATO sur un brouillard généré à partir d'un injecteur aérodynamique réel. Le plan de cette thèse est résumé sur la Figure 0-3.

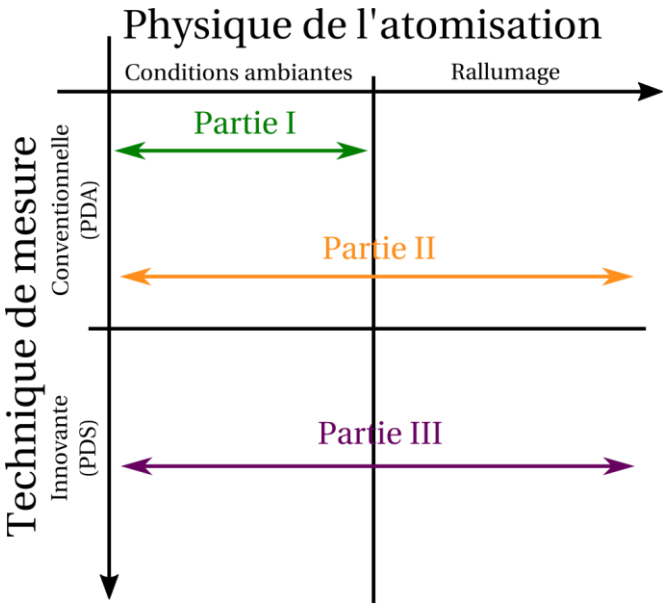


Figure 0-3 Schéma récapitulatif du plan du manuscrit.

Partie 1 : Etat de l'art et description des moyens d'essai

Cette première partie du manuscrit, composée de deux chapitres, s'intéresse à l'état de l'art et à la description des moyens d'essai.

Le premier chapitre porte sur l'état de l'art. Deux sections composent ce chapitre et abordent des thématiques différentes.

- La première section se focalise sur l'influence des conditions environnementales sur le processus d'atomisation. Après un rappel des systèmes d'injection utilisés dans l'aéronautique et de leurs modes de fonctionnement, l'attention se portera sur les injecteurs de type pressurisé qui seront étudiés dans cette thèse. Les paramètres physiques responsables de l'atomisation seront ensuite détaillés ainsi que les corrélations établies à ce jour.
- La seconde section de ce chapitre propose un état de l'art des techniques optiques utilisées pour la caractérisation de brouillard. Les avantages et inconvénients des différentes techniques seront détaillés. Enfin l'attention sera portée sur la technique d'imagerie Planar Droplet Sizing qui sera implémentée au cours de cette thèse.

Le second chapitre propose une description du banc d'essai MERCATO utilisé durant cette thèse afin de reproduire les conditions critiques de rallumage en haute altitude. L'instrumentation du banc, les injecteurs utilisés et les conditions de test seront également précisés dans ce chapitre. Une caractérisation des propriétés physiques du carburant Jet A-1 utilisé comme liquide de test est aussi spécifiée en fin de chapitre.

CHAPITRE 1 : ÉTAT DE L'ART

Ce premier chapitre est composé de deux parties. La première s'intéresse à l'influence des conditions environnementales impactant l'atomisation d'une nappe liquide. Dans un premier temps, les résultats obtenus à l'aval de différentes géométries d'injecteurs seront présentés puis nous focaliserons notre étude sur les injecteurs pressurisés. Après avoir rappelé leur principe de fonctionnement, nous détaillerons les paramètres qui influent sur l'angle d'ouverture du brouillard et la granulométrie. Les principales corrélations utilisées à ce jour et leurs limitations seront notamment exposées. La seconde partie de ce chapitre sera consacrée aux techniques optiques utilisées pour la caractérisation des brouillards. Les avantages et les limitations des techniques conventionnelles seront discutés et une brève présentation de la technique d'imagerie Planar Droplet Sizing sera faite.

Sommaire

Section 1 : Influence des conditions environnementales sur le processus d'atomisation 33

1 Principe de fonctionnement d'une turbomachine 33

1.1 Description globale d'une turbomachine 33

1.2 Chambre de combustion 34

1.3 Systèmes d'injection 35

1.3.1 Injecteurs aérodynamiques 36

1.3.2 Injecteurs mécaniques 36

1.3.3 Injecteurs hybrides 38

2 Physique de l'atomisation du liquide généré par un injecteur simplex 39

2.1 Injecteurs simplex 39

2.1.1 Principe de fonctionnement 39

2.1.2 Grandeurs caractéristiques 41

2.1.3 Topologie du brouillard issu d'un injecteur de type simplex 43

2.2 Atomisation primaire 43

2.2.1 Régimes d'atomisation du cône 43

2.2.2 Angle d'ouverture du cône 45

2.3 Atomisation secondaire 48

2.3.1 Tube à choc....48
2.3.2 Nombres adimensionnels....49
2.4 Caractérisation granulométrique d'un brouillard....51
2.4.1 Diamètres moyens....51
2.4.2 Diamètre de Sauter d32....52
3 Conclusion....58

Section 2 : Techniques optiques de caractérisation des brouillards....59

1 Principes optiques....59
1.1 Notion d'extinction, d'indice de réfraction et d'absorption....59
1.2 Approche de la diffusion de la lumière par des particules sphériques....60
1.3 Diffusion de la lumière selon la théorie de Lorenz-Mie....62
1.4 Fluorescence....64
2 Techniques de mesure granulométrique....66
2.1 Technique ponctuelle....67
2.1.1 Anémométrie Phase Doppler (PDA)....67
2.2 Technique intégrale....72
2.2.1 Granulomètre à diffraction laser....72
2.3 Techniques de champ 2D....74
2.3.1 Ombroscopie....74
2.3.2 Interferometric Particle Imaging (IPI)....74
2.3.3 Planar Droplet Sizing (PDS)....75
3 Conclusion....78
4 Motivation de la thèse....79

SECTION 1 : INFLUENCE DES CONDITIONS ENVIRONNEMENTALES SUR LE PROCESSUS D'ATOMISATION

Cette première partie s'intéresse à l'influence des conditions environnementales sur le processus d'atomisation d'une nappe liquide. Dans un premier temps, les différentes géométries d'injecteurs aéronautiques couramment utilisées seront présentées avec une attention particulière sur les injecteurs de type pressurisés. La génération de la nappe liquide conique en sortie de ces injecteurs et la physique de l'atomisation de cette nappe seront ensuite détaillées en insistant sur les différentes grandeurs d'intérêt. Enfin, un état de l'art des corrélations établies sera réalisé et l'influence des conditions environnementales sur la granulométrie des brouillards sera discutée. Les comportements observés seront décrits ainsi que les limitations des corrélations existantes.

1 Principe de fonctionnement d'une turbomachine

1.1 Description globale d'une turbomachine

Dans le cadre du transport aérien, une turbomachine est une machine aérobie à flux continu ayant pour objectif de générer une énergie propulsive à partir de la conversion d'une énergie chimique apportée par un mélange carburant / comburant. Cette énergie est dite cinétique si la turbomachine produit une force de poussée (turboréacteur, moteur de fusée et statoréacteur). En revanche, l'énergie est dite mécanique lorsque la turbomachine fournit un travail mécanique (turbomoteur, turbopropulseur). Indépendamment du type de propulsion, le cycle thermodynamique des turbomachines est un cycle thermodynamique de Brayton qui s'articule autour de trois phases : la compression d'un écoulement d'air froid, l'apport de chaleur à pression constante engendrée par une réaction exothermique, et enfin, la détente des gaz brûlés. Un exemple de turboréacteur double flux largement utilisé aujourd'hui pour la propulsion des aéronefs civils est illustré sur la Figure 1-1. L'architecture de ce turboréacteur s'articule autour de cinq éléments :

- une admission d'air, en amont du fan, assurant l'entrée des gaz frais au sein du moteur ;
- une succession d'étages compresseurs (fan, compresseur basse et haute pression) permettant l'augmentation de la pression de l'air dans le but d'atteindre les conditions optimales de combustion ;
- une chambre de combustion, au sein de laquelle est réalisé le mélange carburant/comburant et la combustion qui assure l'apport d'énergie calorifique grâce à des réactions exothermiques ;
- une succession d'étages de turbine (turbine haute et basse pression) assurant une partie de la détente du gaz brulé issu de la chambre tout en convertissant son énergie cinétique en énergie mécanique afin d'entrainer les compresseurs et le fan;
- une tuyère de sortie, achevant la détente des gaz.

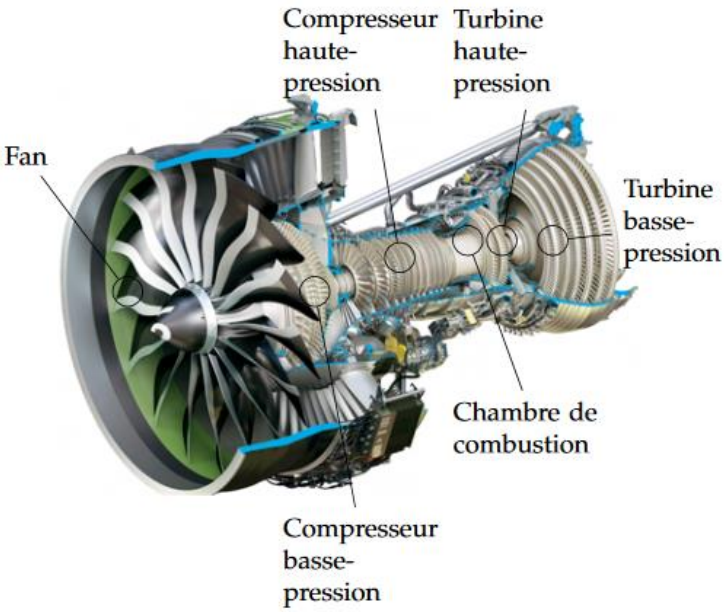


Figure 1-1 Turboréacteur double flux LEAP (CFM International)

1.2 Chambre de combustion

La chambre de combustion est à la fois le lieu de la préparation du mélange carburant/comburant et de sa combustion continue. Cette chambre de combustion doit satisfaire un certain nombre de contraintes ce qui pousse les motoristes à une recherche active d'innovations. Son encombrement et son poids doivent être minimisés, imposant l'utilisation de matériaux à la fois légers et résistants. La température des gaz en sortie de chambre doit être suffisamment haute pour assurer un bon rendement sans toutefois mener à une détérioration des étages de turbine situés en aval. Afin de satisfaire les contraintes environnementales de plus en plus rigoureuses, les émissions d'espèces polluantes, telles que les oxydes d'azote NOx ou le monoxyde de carbone CO, doivent être les plus basses possibles. De plus, la chambre doit assurer une bonne stabilité de la flamme et le fonctionnement dans une large plage de débits carburant. Enfin, l'allumage du moteur doit également être garanti aussi bien au sol que dans le cas d'un rallumage du moteur suite à son extinction en cours de vol.

Il existe une grande variété d'architectures de chambres de combustion. Cependant, de manière générale, deux types de chambres de combustion sont principalement rencontrés dans le milieu aéronautique pour les turbines à gaz : les chambres séparées ou tubulaires et les chambres annulaires.

- Les chambres séparées ou tubulaires sont composées d'une multitude de chambres de combustion disposées autour de l'arbre de liaison compresseur/turbine. Chacune des chambres de combustion reçoit sa propre alimentation en carburant et en air. Dans cette géométrie, l'injecteur est généralement placé au centre de la veine d'air et l'injection du carburant s'effectue dans le sens de l'écoulement principal. Le flux résultant total est alors l'addition des flux de chaque chambre. Si la mise au point est facilitée par des débits faibles, les pertes de charge sont plus importantes que sur les chambres annulaires et les contraintes de taille et de poids sont plus élevées.

- Dans le cas des chambres annulaires (Figure 1-2), l'ensemble du flux gazeux circule dans le même contenant. Les injecteurs sont répartis régulièrement dans la chambre et la multiplication du nombre de points d'injection favorise l'homogénéité du mélange. La mise au point de ces types de chambres pour des turbines de grande taille est rendue plus délicate compte tenu des débits importants. Cependant la forme compacte de ces chambres permet de minimiser les pertes de charge.

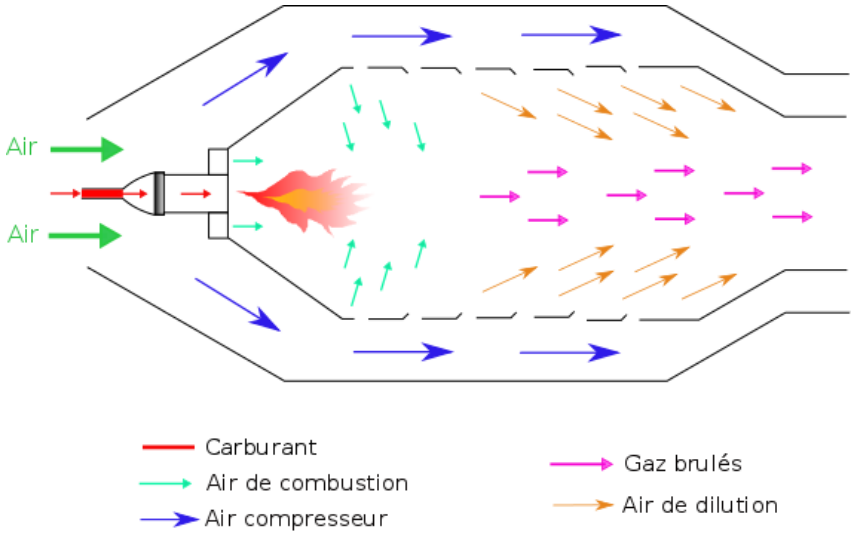


Figure 1-2 Schématisation d'une chambre de combustion annulaire « classique ».

La qualité de la combustion dépend en partie de la géométrie de la chambre, mais principalement de la qualité de l'injection du carburant. La section suivante détaille les différentes technologies permettant de générer un écoulement dilué.

1.3 Systèmes d'injection

Afin d'optimiser le rapport volume/énergie stockée, les turbomachines utilisent un carburant liquide dont la combustion nécessite une étape préalable assurant le passage d'une phase liquide initialement continue à une phase vapeur. L'objectif premier d'un injecteur est donc de transformer une masse de liquide continue en un brouillard de fines gouttelettes dans le but d'homogénéiser le mélange dans la chambre de combustion et d'augmenter la surface d'échange gaz/liquide afin de favoriser les échanges thermiques et l'évaporation. De cette manière, le mélange carburant gazeux/air arrivant au niveau de la flamme est suffisamment dilué ce qui permet d'optimiser la combustion et par là même la poussée du moteur. La diminution de la taille des gouttes s'accompagne également d'une réduction des émissions polluantes et des imbrulés ce qui est non négligeable compte tenu des objectifs imposés par l'ACARE [1]. Dans son ouvrage, Lefebvre présente les différents types d'injecteurs permettant de générer un brouillard en précisant leurs avantages et inconvénients [2].

Le processus de pulvérisation d'un injecteur peut être divisé en deux étapes. Dans un premier temps, la nappe ou le jet liquide généré par le système d'injection se désintègre sous

forme d'amas liquides et de grosses gouttes. On parle d'atomisation primaire. Ces grosses entités liquides vont ensuite à leur tour se désintégrer en fines gouttelettes sous l'action du fort cisaillement avec l'air environnant dans la chambre de combustion. Cette étape est connue sous le nom d'atomisation secondaire.

L'accroissement de la surface liquide/gaz nécessite l'apport d'une source d'énergie extérieure (mécanique, cinétique, électrique ...). Dans le cas des injecteurs utilisés dans l'aéronautique, cette énergie provient du cisaillement entre le gaz et le liquide. Deux grandes catégories d'injecteurs peuvent ainsi être identifiées. Dans le cas des injecteurs aérodynamiques, l'énergie provient de l'écoulement gazeux tandis que dans le cas des injecteurs mécaniques cette énergie provient du liquide.

1.3.1 Injecteurs aérodynamiques

Pour cette géométrie d'injecteur, l'énergie qui permet l'augmentation de la surface liquide/gaz provient de l'écoulement gazeux. L'idée consiste à utiliser un écoulement d'air à forte vitesse de manière à cisailler un liquide présentant une faible vitesse d'injection. Parmi les nombreuses technologies, deux familles se dégagent et se différencient principalement par la vitesse de l'air injecté. Dans le cas des injecteurs à assistance d'air, une faible quantité d'air est injectée avec une vitesse très élevée. Deux géométries sont rencontrées dans cette famille d'injecteurs selon que l'apport d'air se fasse à l'intérieur (« internal mixing ») ou à l'extérieur (« external mixing ») de l'injecteur (Figure 1-3). Les injecteurs de type « internal mixing » disposent d'une plus grande flexibilité et sont particulièrement utiles pour atomiser des fluides de forte viscosité. Toutefois, compte tenu du fort mélange entre les phases liquide et gazeuse, les études aérodynamiques de l'écoulement sont complexes. Les injecteurs de type « external mixing » ont de nombreux points communs avec les injecteurs de type airblast ; ainsi les lois sur la taille des gouttes établies dans un cas sont généralement applicables dans l'autre.

Les injecteurs de types airblast constituent la seconde grande famille des injecteurs aérodynamiques. Avec ce type de technologie, la quantité d'air qui permet une fine atomisation du carburant liquide est plus importante mais la vitesse de l'écoulement gazeux est inférieure (au maximum de l'ordre de 120 m/s).

1.3.2 Injecteurs mécaniques

Dans le cas des injecteurs mécaniques, la masse de liquide est libérée à forte vitesse dans un écoulement d'air à faible vitesse provoquant ainsi le cisaillement nécessaire à l'atomisation du carburant liquide. Les injecteurs mécaniques peuvent être regroupés sous deux familles : les injecteurs pressurisés et les injecteurs rotatifs.

Injecteurs pressurisés

Dans le cas des injecteurs pressurisés, la masse de liquide est éjectée à grande vitesse à partir d'un fort différentiel de pression, entre la ligne d'alimentation et la chambre, imposé à l'aide d'une pompe. Dans le but de garantir un large panel de brouillards (morphologie, débit liquide, granulométrie), différentes géométries ont vu le jour :

- Orifice plan : le liquide est pulvérisé par un orifice circulaire dans l'air environnant. Une petite ouverture est requise afin de garantir une atomisation fine.
- Simplex : le liquide est introduit au sein d'une chambre de swirl via des canaux tangentiels créant un mouvement de giration du liquide. Le liquide est alors souvent généré sous la forme d'un cône.
- Duplex : la chambre de swirl est alimentée par deux circuits distincts d'alimentation du carburant (circuit primaire et secondaire) (Figure 1-3). Pour de faibles débits, seul le circuit primaire est alimenté et dès que la pression d'injection dépasse un certain seuil, le clapet du circuit secondaire s'ouvre permettant la circulation du carburant dans le second circuit. Cette technologie permet de garantir une bonne atomisation du carburant pour une large gamme de débit tout en limitant la pression d'injection.
- Dual orifice : la structure de cet injecteur est comparable à celle de l'injecteur duplex à la différence près que chaque circuit carburant alimente sa propre chambre de swirl. Ces deux chambres de swirl distinctes sont imbriquées l'une dans l'autre (Figure 1-3).
- Spill return : il s'agit d'un injecteur de type simplex disposant d'une ligne de retour du carburant qui prélève directement le carburant dans la chambre de swirl (Figure 1-3). Une vanne permet de réguler le carburant prélevé et de le rediriger vers le circuit d'alimentation de l'injecteur.

Injecteurs rotatifs

Dans le cas des injecteurs rotatifs, le liquide est injecté au centre d'un disque (Disk) ou d'une coupe (Cup) tournant à haute vitesse. Sous l'action de la force centrifuge, le liquide se répand en périphérie du disque ou de la coupe où il est atomisé (Figure 1-3). Ces dispositifs sont principalement rencontrés dans les turbomoteurs.

Dans le cadre de cette thèse, on va s'intéresser à des injecteurs de type simplex car il s'agit d'une des géométries les plus rencontrées dans l'industrie aéronautique.

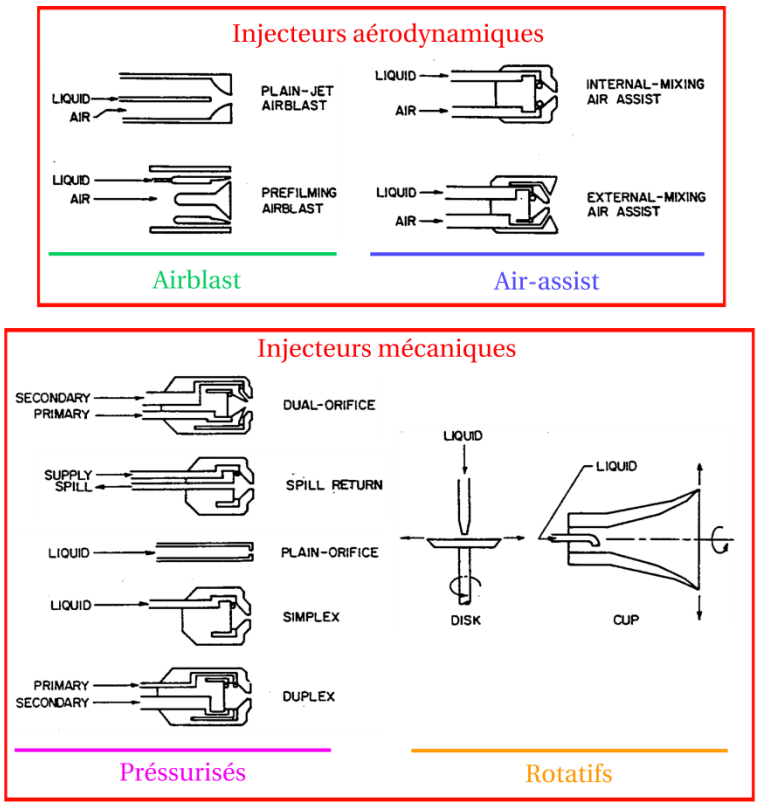


Figure 1-3 Schéma de principe des injecteurs de type air-assist et airblast, d'après Lefebvre [2]

1.3.3 Injecteurs hybrides

En réalité, les injecteurs aérodynamiques utilisés dans l'industrie ne sont pas purement mécaniques mais peuvent s'apparenter, dans certaines conditions, à un injecteur de type airblast. Ces injecteurs peuvent ainsi être appelés des injecteurs hybrides. Un gicleur mécanique est présent à l'extrémité de la canne d'injection produisant un brouillard liquide via le différentiel de pression. Ce gicleur est placé au sein d'un système d'injection muni de tourbillonneurs axiaux permettant de générer un écoulement d'air swirlé afin d'optimiser l'évaporation du brouillard et sa distribution dans la chambre et de créer une zone de recirculation assurant un accrochage et une stabilisation de la flamme. Selon le type de gicleur mécanique considéré, différents types d'atomisation peuvent survenir. Dans le cas d'un gicleur mécanique présentant un faible angle d'ouverture de brouillard, la totalité du brouillard de gouttes est généré à partir du gicleur mécanique. L'atomisation peut alors être qualifiée de purement « mécanique » (brouillard en bleu de la Figure 1-4). A l'inverse, si le gicleur présente un grand angle d'ouverture, une partie du brouillard généré impacte la paroi interne du venturi. Un film liquide apparait sur cette zone et se fragmente en sortie du système d'injection sous l'action du cisaillement généré par l'écoulement d'air (brouillard en orange de la Figure 1-4). Cette atomisation est alors comparable à celle obtenue avec un système d'injection aérodynamique de type airblast. Dans ce cas-ci, le brouillard final résulte de deux types d'atomisation qui ont des phénoménologies bien différentes. On peut alors parler dans ce cas particulier d'injecteurs hybrides.

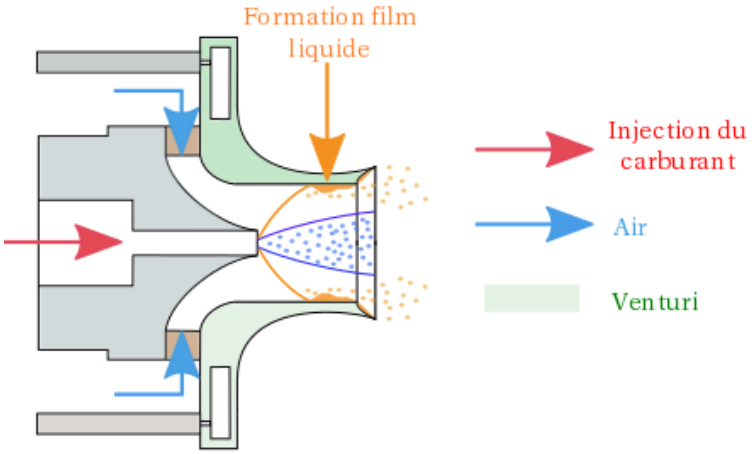


Figure 1-4 Schéma d'un injecteur aéronautique et des phénomènes physiques survenant à l'intérieur.

2 Physique de l'atomisation du liquide généré par un injecteur simplex

2.1 Injecteurs simplex

2.1.1 Principe de fonctionnement

La famille des injecteurs pressurisés peut être divisée en deux catégories :

- Injecteur à cône plein (« solid cone ») : le brouillard est généré sous la forme d'un cône et le liquide est réparti à l'intérieur du cône.
- Injecteur à cône creux (« hollow cone ») : le brouillard est toujours généré sous la forme d'un cône mais le liquide est principalement réparti en périphérie du cône.

Dans le cadre de cette thèse, nous nous focaliserons sur les injecteurs pressurisés à cône creux avec convergent. Dans ce cas, la mise en rotation du liquide générant le cône peut être réalisée de deux manières : soit avec l'utilisation d'une vrille, soit avec des canaux tangentiels. Généralement la configuration avec canaux tangentiels est retenue car elle permet une meilleure stabilité et précision de l'injecteur. La Figure 1-5 illustre cette configuration d'injecteur et met en évidence les paramètres géométriques d'intérêt.

L'alimentation en carburant se fait à partir de canaux tangentiels, de diamètre D_t répartis sur la circonférence de la chambre de swirl. Le nombre de canaux peut varier d'un injecteur à l'autre. La circulation du liquide par ces canaux génère un mouvement de giration du liquide au sein de la chambre de swirl, de diamètre D_S, qui induit la naissance d'un trou d'air tourbillonnaire central, semblable à l'œil d'un cyclone. La section de la chambre de swirl diminue via un convergent jusqu'à l'orifice de sortie de l'injecteur de longueur L_0. Le liquide, en rotation, est alors accéléré au passage de cette dernière section avant d'être éjecté de l'injecteur sous la forme d'une nappe liquide de forme conique présentant un certain angle d'ouverture. Sous l'action du cisaillement induit par le différentiel de vitesse entre le liquide et l'air ambiant, des instabilités apparaissent à la surface du cône menant à sa rupture et à la création d'un brouillard de gouttes.

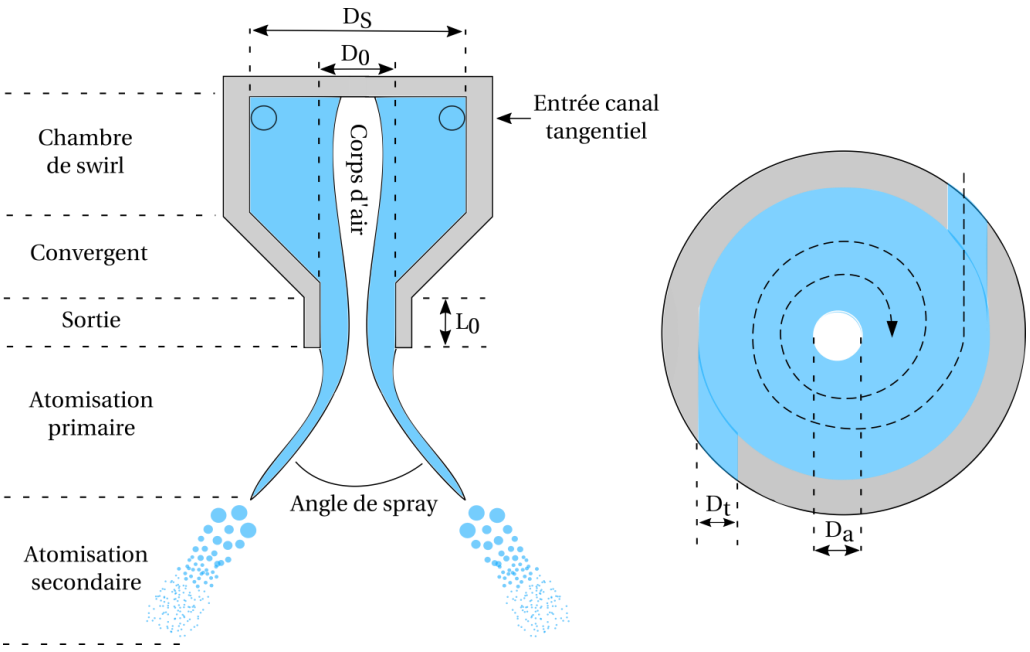


Figure 1-5 Schématisation d'un injecteur pressurisé de type cône creux.

L'atomisation est un processus durant lequel la surface d'échange de la phase liquide augmente fortement, passant d'un volume continu de liquide à un brouillard composé de petites gouttes. D'un point de vue énergétique, l'atomisation convertit l'énergie potentielle du liquide incident en énergie de surface nécessaire à la création du brouillard (Figure 1-6).

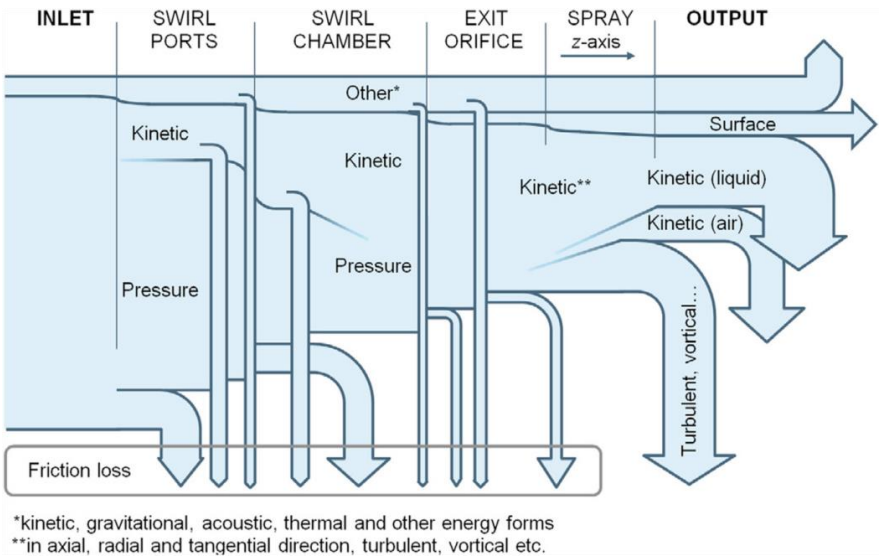


Figure 1-6 Diagramme de Sankey de la répartition d'énergie lors du processus d'atomisation, d'après Jedelski [3]

La Figure 1-6 met en évidence les différentes pertes d'énergie survenant au sein d'un injecteur de type pressurisé. On constate que l'énergie est en grande partie dissipée via le travail des forces de frottement qui sont importantes au niveau des canaux tangentiels et de la chambre

de swirl. Cette dissipation augmente avec la pression d'injection de l'injecteur. A titre d'exemple, Jedelski et Jicha [3] ont étudié la conservation d'énergie lors du processus d'atomisation dans le cas d'injecteurs pressurisés de type « spill-return ». Ils montrent notamment que 58% de l'énergie due à la pression d'injection est convertie en énergie cinétique rotationnelle du liquide au sein de la chambre de swirl, le reste étant dû à des pertes hydrauliques et de frottement. L'énergie cinétique du brouillard au voisinage de la sortie de l'injecteur est estimée à 32-35%, ce qui comprend l'énergie cinétique des gouttes (21-26 %) et de l'air entrainé (10-13 %). L'efficacité de l'atomisation est définie comme étant le rapport de l'énergie de surface sur l'énergie d'entrée. Cette efficacité diminue avec l'augmentation de la pression d'injection puisque les pertes visqueuses augmentent plus vite que l'énergie de surface. Dans le cas des injecteurs pressurisés, la plupart des pertes énergétiques se produisent principalement au sein de la chambre de swirl. Les paramètres géométriques des injecteurs pressurisés ont été identifiés par de nombreuses études comme étant très influents sur les performances de l'injecteur mais aussi la morphologie du cône liquide généré en sortie d'injecteur.

2.1.2 Grandeurs caractéristiques

Nombre d'écoulement K_S

La principale source d'énergie d'un injecteur simplex est liée à la pression d'injection : elle génère la totalité de l'énergie cinétique nécessaire à la bonne atomisation du fluide. D'un point de vue général, l'application des équations de conservation de masse et d'énergie permet d'établir que le débit d'un fluide (ici liquide) d_l est proportionnel à la racine carrée du différentiel de pression. Pour un injecteur $\Delta P_l = P_{inj} - P_{cham}$.

Le nombre d'écoulement, appelé K_S (ou FN pour Flow Number), est le coefficient de proportionnalité entre ces deux grandeurs. Ce nombre est très utilisé dans le domaine industriel car il permet de caractériser les injecteurs.

$$d_l = K_S.\sqrt{\Delta P_l} \qquad (1.1)$$

Il est important de souligner que c'est dans cette relation, liant le débit au différentiel de pression, que réside le principal désavantage des systèmes d'injection de type « simplex » : le doublement du débit liquide passe par le quadruplement de la pression d'injection. Pour obtenir de forts débits liquides, ces technologies nécessitent donc des pompes encombrantes de par leur poids et leur taille.

Coefficient de débit C_d

Le coefficient de débit noté C_d est le rapport du débit réel sur le débit théorique au niveau de l'orifice de sortie de l'injecteur. Lorsque toute la pression d'injection est convertie en vitesse axiale, C_d est égal à 1. Dans le cas d'injecteurs de type « simplex », ce coefficient est inférieur à 1 compte tenu de la présence du trou d'air central imposé par une forte vitesse de rotation du liquide. Classiquement, pour ce type d'injecteur, le coefficient de débit est compris entre 0,1 à

0,5 selon les conditions d'utilisation et les spécificités géométriques du gicleur. Par définition, le coefficient de débit est donné par le rapport :

$$C_d = \frac{d_l}{d_{l_{théo}}} \qquad (1.2)$$

Or, par définition :

$$d_{l_{théo}} = A_0 . V_{0_{théo}} = A_0 . \sqrt{\frac{2\Delta P_l}{\rho_l}} \qquad (1.3)$$

où A_0 est l'aire de la section de l'orifice de sortie de l'injecteur ($A_0 = \pi D_0^2/4$) et $V_{0_{théo}}$ la vitesse théorique à la sortie de l'injecteur. En utilisant les expressions (1.1) et (1.2), il vient :

$$C_d = \frac{K_s}{\sqrt{2}A_0}\sqrt{\rho_l} \qquad (1.4)$$

Lors de la mise en pression de l'injecteur, le coefficient de débit augmente rapidement jusqu'à l'apparition du noyau d'air. Dès la mise en place de ce dernier et avec l'augmentation continuelle de la pression, le coefficient de débit amorce une diminution progressive à mesure que le film liquide accéléré s'affine. Le coefficient de débit tend alors vers une valeur asymptotique. Un régime stable est atteint lorsque le noyau d'air s'est pleinement développé dans l'injecteur. Le coefficient de débit apparaît alors comme indépendant du différentiel de pression ΔP_l [2].

Constante de l'injecteur K

Lorsque le coefficient de débit C_d devient constant, il n'est plus influencé par les conditions opératoires mais seulement par la géométrie de l'injecteur. Un paramètre géométrique d'intérêt, appelé constante de l'injecteur K, a été introduit :

$$K = \frac{A_t}{(D_s - D_t)D_0} \qquad (1.5)$$

où A_t représente l'aire de la surface des canaux tangentiels. Ce paramètre géométrique est important puisqu'il influe aussi bien l'atomisation primaire [4] que secondaire du brouillard [5].

Kang et Wang [6] résument l'ensemble des études théoriques et expérimentales réalisées et mettent en évidence l'importance de deux autres paramètres géométriques X et φ. Ces paramètres interviennent aussi bien dans les études théoriques qu'expérimentales [7]. X représente la surface adimensionnelle du corps d'air et peut être exprimé à partir de son complément qui correspond à la surface occupée par le liquide φ par la relation suivante : φ=1-X. Le coefficient φ est relié à une autre constante géométrique de l'injecteur A_{inj}.

$$A_{inj} = \frac{(1-\varphi)\sqrt{2}}{\varphi\sqrt{\varphi}} \qquad (1.6)$$

où $A_{inj} = \frac{(D_s - D_t)\, D_0}{4nR_t}$ avec n le nombre de canaux tangentiels.

2.1.3 Topologie du brouillard issu d'un injecteur de type simplex

Les injecteurs de type simplex génèrent des brouillards dits à cône creux où le liquide est réparti sur la périphérie du brouillard. Santolaya et al [8] s'intéressent à la topologie du brouillard mais aussi à l'écoulement gazeux. Comme on peut le voir sur la Figure 1-7, à proximité de l'injecteur, le flux volumique présente deux pics situés de part et d'autre de l'axe d'injection le long de la traversée du brouillard. La vitesse des gouttes est maximale au voisinage des pics de flux tandis que la vitesse des gouttes au centre du spray est quasiment nulle. Ceci est caractéristique des brouillards à cône creux. A mesure que l'on s'éloigne de l'injecteur (x augmente sur la Figure 1-7), l'amplitude des pics du flux volumique diminue et le profil s'aplatit. Les gouttes sont alors plus localisées au centre du brouillard et la vitesse des gouttes augmente au centre. A distance élevée de l'injecteur (x=36 mm), les gouttes occupent la totalité de l'espace et sont totalement mélangées avec l'air. La structure du cône creux n'est alors plus observée.

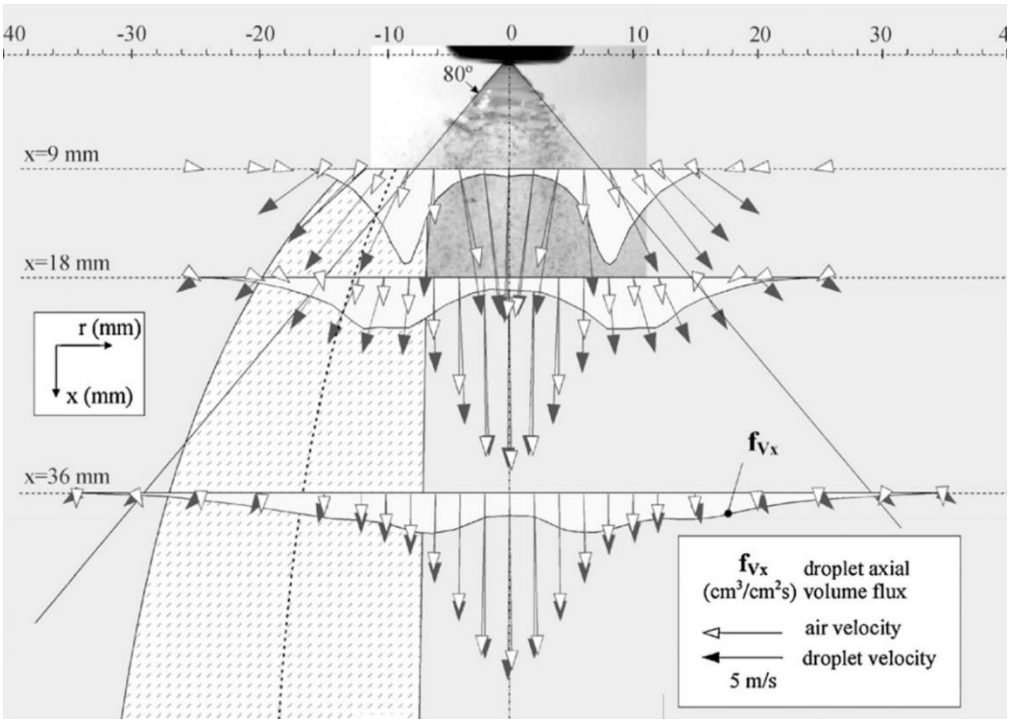


Figure 1-7 Structure typique d'un brouillard à cône creux généré par un injecteur pressurisé, d'après Santoyala [8].

2.2 Atomisation primaire

2.2.1 Régimes d'atomisation du cône

De par la force centrifuge s'appliquant sur le cône et la tension de surface qui tend à l'unifier, celui-ci n'est pas régulier dans la majorité des cas. La rupture du cône est certes conditionnée

par l'apparition d'instabilités à sa surface mais peut aussi être provoquée par la turbulence de l'écoulement liquide en sortie d'injecteur. Le phénomène de rupture du cône et la morphologie du brouillard sont fortement corrélés. Prakash et al. [9] se sont intéressés aux différents régimes d'atomisation d'un cône liquide généré par un injecteur pressurisé et ont mis en évidence cinq morphologies de brouillard : « dribbling stage », « distorted pencil stage », « onion stage », « tulip stage » and « fully developped stage » (Figure 1-8). Ces différents régimes apparaissent à mesure que le nombre de Weber associé au liquide We_l augmente. Le nombre de Weber est défini comme le rapport des forces aérodynamiques déstabilisatrices, qui tendent à désintégrer le cône, et des forces de cohésion du cône. L'augmentation de la pression d'injection du liquide tend à accroître les forces déstabilisatrices augmentant ainsi le nombre de Weber.

$$We_l = \frac{\rho_l \, h_0 \, U_0^2}{\sigma_l} \qquad (1.7)$$

où h_0 est l'épaisseur du film en sortie d'injecteur et U_0 la vitesse axiale du liquide en sortie d'injecteur.

Ghorbanian et al [10] ont observé un autre régime apparaissant entre le « tulip stage » et le « full developped stage ». Le passage du « tulip stage » au « full developped stage » a été identifié pour une valeur seuil de Weber de 150 d'après les travaux menés par Ramamurthi [11]. D'autres modes caractéristiques où le cône présente des perforations ont également été mis en évidence par Dumouchel [12]. Au total, 7 morphologies de brouillards ont ainsi pu être observées en augmentant le nombre de Weber. Dans le cas de conditions de type vol, le nombre de Weber est proche de 1900 ce qui correspond à des brouillards pleinement développés (full developped stage »).

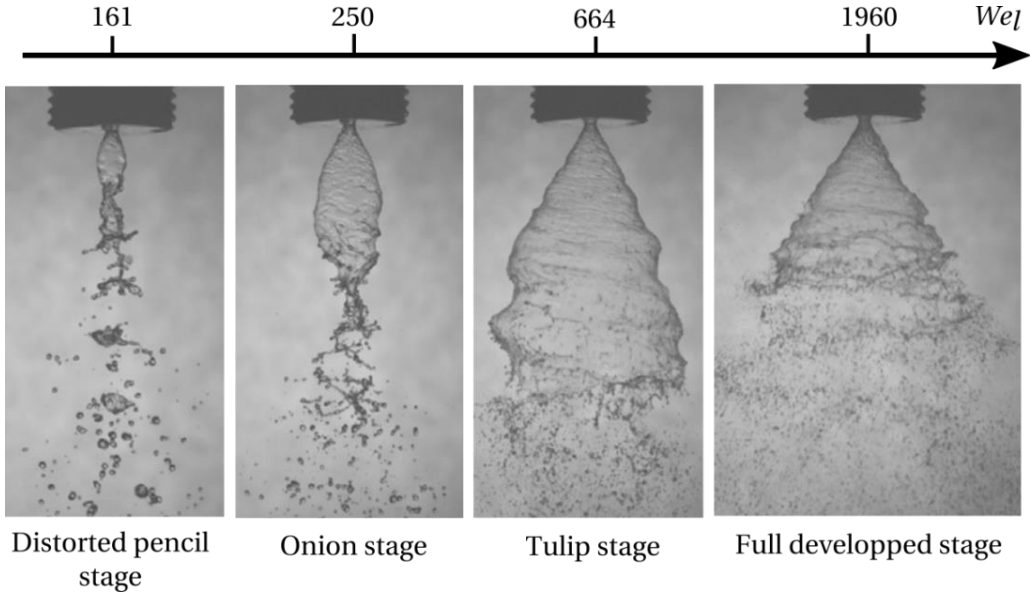


Figure 1-8 Principaux régimes d'atomisation rencontrés avec un injecteur pressurisé, d'après Prakash et al. [9].

2.2.2 Angle d'ouverture du cône

Etudes théoriques

L'angle d'ouverture du brouillard est un des principaux paramètres caractérisant un injecteur donné. Ce paramètre contrôle la distribution spatiale de liquide et a une influence significative sur l'atomisation primaire du film liquide conique. De manière générale, l'angle d'ouverture du brouillard est défini à partir de deux droites émanant de la sortie de l'injecteur. L'angle d'ouverture correspond alors à la somme des deux demi-angles d'ouverture β (Figure 1-9). Les principales études expérimentales et théoriques réalisées sur le sujet ont été détaillées dans l'ouvrage de Lefebvre [2]. Très récemment, Kang et al. proposent un résumé des études menées sur des injecteurs pressurisés [6].

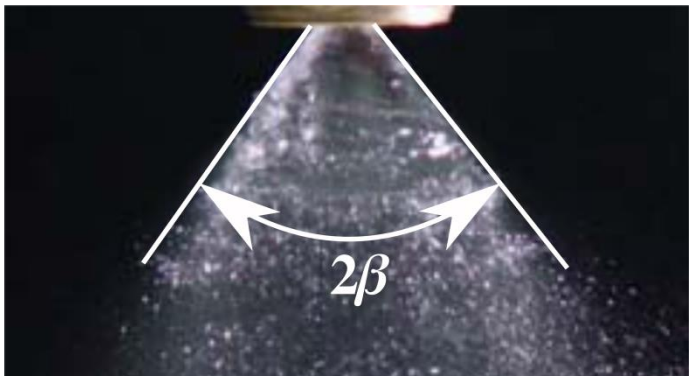


Figure 1-9 Définition de l'angle d'ouverture de brouillard 2β, d'après [6].

Selon la théorie de Taylor [13], l'angle d'ouverture du brouillard est défini uniquement à partir des paramètres géométriques de la chambre de swirl et est fonction du rapport de la surface d'entrée des canaux et du produit du diamètre de la chambre de swirl et du diamètre de sortie : $\beta = \frac{A_t}{2.D_s\, D_0}$. Cette expression est valable uniquement pour des fluides non visqueux. Giffen et Muraszew [14] établissent également une relation qui, dans le cas de fluides non visqueux, ne dépend que des paramètres géométriques de la chambre en faisant intervenir les coefficients géométriques X et K de l'injecteur et le coefficient de débit C_d :

$$\sin\beta = \frac{\pi C_d}{2K(1+\sqrt{X})} \qquad (1.8)$$

X représente la surface adimensionnelle du corps d'air, autrement dit $X = A_a/A_0$ avec A_a et A_0 les aires respectives du cône d'air et de l'orifice de sortie de l'injecteur.

Rizk et Lefebvre [15] modifient les relations établies lors des études précédentes en introduisant le facteur de correction de vitesse K_v.

$$cos\ \beta = \frac{C_d}{K_v(1-X)} = \sqrt{\frac{1-X}{1+X}} \qquad (1.9)$$

Les équations énoncées ci-dessus ne sont cependant applicables qu'à des fluides non visqueux pour lesquels le diamètre du cône d'air au sein de l'injecteur est considéré égal à celui obtenu en sortie d'injecteur. En réalité, le diamètre du cône d'air en sortie d'injecteur varie et augmente à cause de la présence d'un gradient de pression [16]. Dans le cas d'un nombre de swirl élevé (S>0.6), de forts gradients de pression axiaux et radiaux apparaissent au voisinage de la sortie de l'injecteur. Ces gradients de pression conduisent à l'apparition d'une zone de recirculation au centre du brouillard (Figure 1-10).

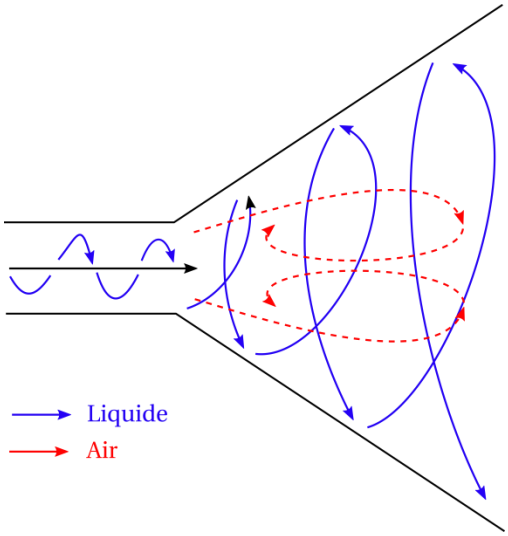


Figure 1-10 Topologie d'un brouillard dans le cas d'un nombre de swirl élevé (S>0.6), d'après Gupta [16].

Etudes expérimentales

En plus des études théoriques, des études expérimentales visant à déterminer l'angle d'ouverture de brouillard ont également été menées. De manière usuelle, la détermination de l'angle est basée sur des visualisations du brouillard et du traitement d'images [17]. Comme illustré sur la Figure 1-9, l'angle d'ouverture de brouillard est défini comme la somme des deux demi-angles β.

Influence de la géométrie du gicleur

Le paramètre géométrique le plus important qui impacte l'angle d'ouverture du brouillard est le paramètre de l'injecteur K. Toute modification géométrique entrainant une augmentation de ce paramètre conduit à une diminution de l'angle de brouillard [18]. Par exemple, lorsque le diamètre de l'injecteur diminue ou que la surface des canaux d'entrée augmente, l'angle d'ouverture du brouillard diminue (voir équation 1.9). De plus, l'angle d'ouverture du brouillard est également sensible à d'autres paramètres géométriques tels que l'angle de convergence de la chambre de swirl et la longueur de l'orifice de sortie. Il a été établi que l'augmentation de ces deux paramètres induit une diminution de l'angle d'ouverture [19].

Influence des conditions opératoires

A géométrie fixée, l'angle d'ouverture de brouillard est aussi dépendant des conditions opératoires. Le paramètre le plus influent sur l'angle d'ouverture de brouillard est la pression d'injection du liquide. C'est l'une des principales raisons pour laquelle augmenter la pression d'injection améliore la qualité de l'atomisation. Il a été montré que l'angle d'ouverture du brouillard augmente rapidement avec l'accroissement de la pression d'injection [20]. Les études menées par Ghorbanian et al. [10] ont observé une augmentation rapide de l'angle de brouillard avec l'augmentation de la pression d'injection dans le cas de « l'onion stage » puis une augmentation plus lente pour le « tulip stage » et « fully developped stage ». Quand le brouillard est pleinement développé, l'angle de brouillard devient constant et indépendant de la pression d'injection.

Influence des propriétés physiques

De nombreuses études ont montré l'importance des propriétés physiques du liquide sur l'angle d'ouverture du brouillard [21, 22, 23]. Yao et al. [21] ont mis en évidence l'impact de la viscosité du liquide à partir de mélange d'eau et de glycérine à différentes concentrations. Une diminution de l'angle d'ouverture est observée à mesure que la concentration de glycérine augmente et par conséquent la viscosité. Brunet et al. [24] ont tiré les mêmes conclusions à partir d'un mélange d'huiles qui simule la viscosité du kérosène à basse température (environ -50°C). Moon et al. ont estimé l'impact de la température du liquide sur l'angle d'ouverture du brouillard [25]. Dans la gamme de température comprise entre 300 et 400 K, l'augmentation de l'angle d'ouverture avec l'augmentation de la température s'explique par la diminution de la viscosité du liquide. Ces études n'ont cependant pas permis d'identifier un impact de la tension de surface sur l'angle d'ouverture. La gamme de température sondée induit une faible variation de la tension de surface comparée à la viscosité.

Les principales relations théoriques et expérimentales obtenues sur l'angle d'ouverture du brouillard sont résumées dans la Table 1.

Auteur	Equation	Type étude
Rizk et Lefebvre [15]	$cos\ \beta = \frac{C_d}{K_v(1-X)}, C_d = K_v\left[\frac{(1-X)^3}{1+X}\right]^{0.5}$	Théorique
Rizk (Liu et al.) [4]	$cos\beta = \frac{C_d}{K_v(1-X)} = \frac{10.35K^{0.5}(D_s/D_0)^{0.25}}{K_v(1-X)}$ Avec $K_v = 0.00367K^{0.29}\left(\frac{\Delta P_l\,\rho_l}{\mu_l}\right)^{0.2}$	Théorique
Giffen et Muraszew [26]	$\sin\beta = \frac{\pi C_d}{2K(1+\sqrt{X})}$ où $C_d = \left[\frac{(1-X)^3}{1+X}\right]^{0.5}\ et\ K^2 = \frac{\pi^2(1-X)^3}{32\,X^2}$	Théorique
Giffen et Muraszew (Liu et al.) [27]	$\tan\beta = \frac{2\varphi}{1+\sqrt{1-\varphi}}.\frac{R_s.R_0}{nR_t^2}$	Théorique
Liu [28]	$\cos\beta = 0.302(1+\tan\theta)^{0.414}\left(\frac{1}{A}\right)^{0.35}.\left(\frac{L_0}{D_0}\right)^{0.043}\left(\frac{D_s}{D_0}\right)^{0.026} + 0.612$	Expérimentale
Khil et al. [29]	$2\beta = 6K^{-0.15}\left(\frac{\Delta P_l\,D_0^2\,\rho_l}{\mu_l^2}\right)^{0.11}$	Expérimentale
Benjamin et al. [30]	$2\,\beta = 9.75\left(\frac{A_t}{D_s\,D_0}\right)^{-0.237}\left(\frac{\Delta P_l\,D_0^2\,\rho_l}{\mu_l^2}\right)^{0.067}$	Expérimentale

Table 1 Récapitulatif des études théoriques et expérimentales menées sur l'angle d'ouverture de brouillard généré par des injecteurs pressurisés, d'après [6].

2.3 Atomisation secondaire

2.3.1 Tube à choc

L'atomisation secondaire correspond à la désintégration des entités liquides (amas, grosses gouttes) en de petites gouttes qui vont former le brouillard final. Les caractéristiques des gouttes permettent d'évaluer la qualité du processus d'atomisation. Les premières recherches sont essentiellement expérimentales. L'étude de cette fragmentation repose sur l'analyse de la cassure d'une goutte sphérique. On distingue principalement trois méthodes permettant d'étudier l'atomisation secondaire : le tube à choc, le jet continu et la colonne de gouttes. En pratique le tube à choc est le dispositif privilégié car il assure une bonne répétabilité et fournit une connaissance précise des conditions limites [31]. Ce dispositif consiste à générer une goutte via un injecteur monodisperse au sein d'un tube et de libérer ensuite un gaz pressurisé générant une onde de choc en son sein (Figure 1-11). L'écoulement convectif, qui succède à l'onde de choc, conduit à la désintégration de la goutte. Les résultats expérimentaux ont montré que l'atomisation secondaire dépend, tout comme l'atomisation primaire, des propriétés des phases liquide et gazeuse. Un certain nombre de paramètres adimensionnels ont ainsi été utilisés afin de décrire les différents modes de cassure observés.

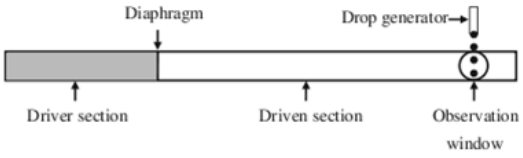


Figure 1-11 Schéma d'un tube à choc

2.3.2 Nombres adimensionnels

Les nombreuses études ont montré que les différents régimes d'atomisation d'une goutte font intervenir deux paramètres : le nombre de Weber et le nombre d'Ohnesorge.

Comme dans le cas de l'atomisation primaire, le nombre de Weber est défini comme le rapport entre les forces déstabilisatrices et les forces de cohésion de la goutte.

$$We = \frac{\rho_A U^2 d}{\sigma_l} \qquad (1.10)$$

où ρ_A correspond à la masse volumique de la phase gazeuse, U est la vitesse de glissement entre phases, d est le diamètre de la goutte et σ_l est la tension superficielle du liquide.

Un nombre de Weber élevé correspond à une forte tendance des gouttes à se fragmenter. Les forces de viscosité jouent également un rôle et empêchent la déformation de la goutte. De plus, ces forces dissipent en partie l'énergie des forces aérodynamiques. Cette tendance est prise en compte au travers du nombre d'Ohnesorge Oh, qui représente le rapport entre les forces de viscosité et les forces de tension de surface.

$$Oh = \frac{\mu_L}{\sqrt{\rho_L \, d \, \sigma_l}} \qquad (1.11)$$

Pour des fluides peu visqueux ($Oh < 0{,}1$), les résultats ont mis en évidence que l'atomisation d'une goutte dépend principalement du nombre de Weber. En fonction de la valeur de ce paramètre, une goutte peut se déformer seulement ou se désintégrer. La transition entre ces deux évolutions permet de définir une valeur de Weber critique We_c. De nombreuses études se sont concentrées sur ce dernier point et ont conduit à une corrélation entre ce paramètre critique et le nombre d'Ohnesorge. Brodkey [32] propose une corrélation qui sera par la suite validée par Pilch et Erdman [33].

$$We_c = 12(1 + 1.077\, Oh^{1.6}) \qquad (1.12)$$

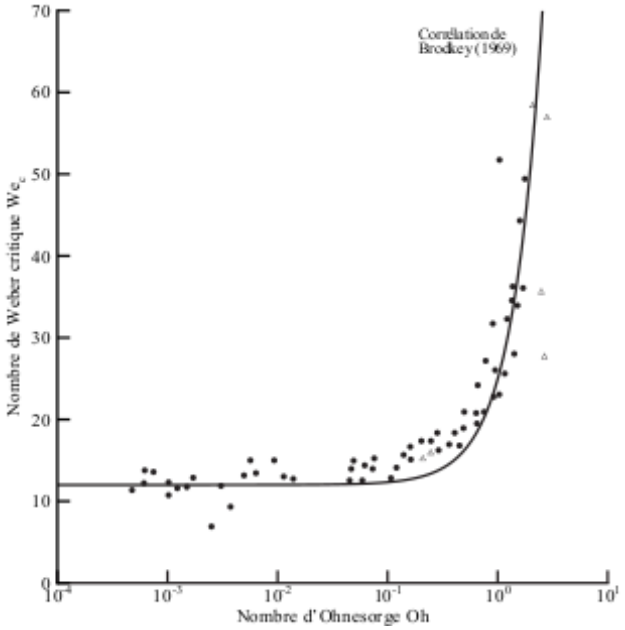


Figure 1-12 Évolution du nombre de Weber critique We_c en fonction du nombre d'Ohnesorge, d'après Pilch et Erdman [33].

Comme on peut le voir sur la Figure 1-12, la valeur obtenue par Pilch et Erdman [33] a été retrouvée dans de nombreuses expériences. Pour des fluides peu visqueux ($Oh < 0{,}1$), le nombre de Weber critique est de l'ordre de 12. Pour des valeurs supérieures à We_c, la goutte se désintègre. Une succession de modes d'atomisation apparaît à mesure que le nombre de Weber augmente. Chen et al [34] détaillent précisément chacun de ces modes en expliquant les mécanismes responsables de l'atomisation de la goutte (Figure 1-13).

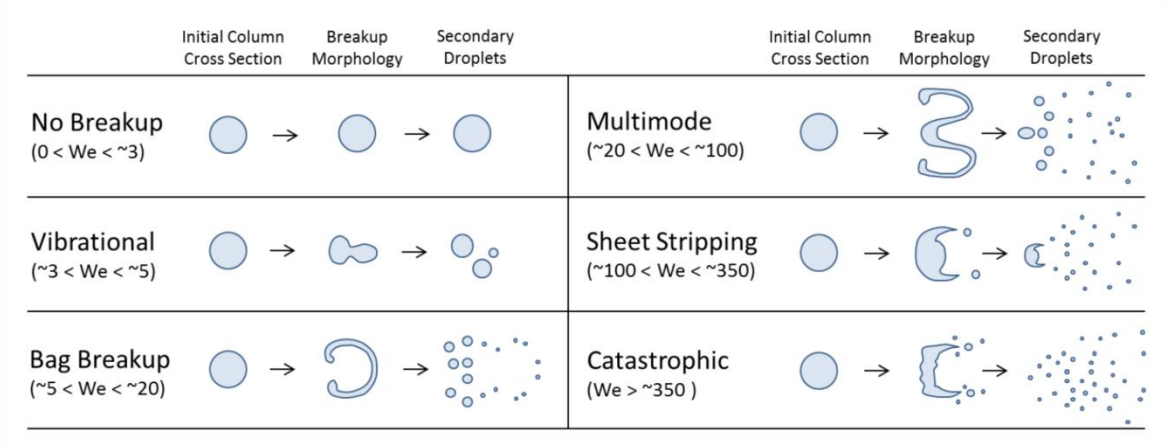


Figure 1-13 Mode d'atomisation et formation de gouttes secondaires d'une colonne liquide en fonction du Weber aérodynamique, d'après Chen et al [34].

2.4 Caractérisation granulométrique d'un brouillard

2.4.1 Diamètres moyens

Le diamètre moyen, au sens arithmétique du terme, est une grandeur conventionnelle utilisée pour caractériser un ensemble de gouttes. Cependant, ce paramètre est limitant car il ne donne aucune information sur la distribution de la taille des gouttes. De plus, selon l'application visée, les grandeurs d'intérêt varient. C'est pourquoi, une notation normalisée des diamètres moyens a été établie par Mugele et Evans [35].

$$d_{ab} = \left(\frac{\sum_i N_i D_i^a}{\sum_i N_i D_i^b}\right)^{1/(a-b)} \qquad (1.13)$$

Ce formalisme repose sur la représentation de l'histogramme en nombre de gouttes. La Table 2 regroupe les principaux diamètres utilisés pour la caractérisation des brouillards.

a	b	Ordre	Symbole	Nom	Domaine d'application
1	0	1	d_{10}	Linéaire ou géométrique	Comparaison
2	0	2	d_{20}	Surfacique	Phénomènes surfaciques
3	0	3	d_{30}	Volumique	Phénomènes volumiques
2	1	3	d_{21}	Surfacique-linéaire	Absorption
3	1	4	d_{31}	Volumique-linéaire	Evaporation, diffusion moléculaire
3	2	5	d_{32}	De Sauter (SMD)	Evaporation, chauffage, réaction
4	3	7	d_{43}	De Brouckere ou Herdan	Equilibre de combustion

Table 2 Diamètres moyens couramment utilisés d'après [2].

Dans le cas des applications de combustion diphasique, on cherche à obtenir un brouillard qui présente une surface d'échange maximale dans le but d'accroître les échanges entres les phases (notamment l'évaporation) pour un volume donné de liquide. Le diamètre d_{32} appelé "Sauter Mean Diameter" (SMD) joue un rôle particulièrement important car il rend compte de ces grandeurs. Il permet ainsi de caractériser les processus qui affectent l'efficacité des turbomachines tels que le transfert de chaleur et le transfert de masse. Si l'on considère un brouillard de gouttes donné, le d_{32} correspond au diamètre équivalent d'une goutte qui conserve le rapport moyen volume/surface des gouttes qui constituent le brouillard.

De nombreuses études théoriques ont été menées de manière à prévoir le diamètre des gouttes à partir du diamètre des ligaments liquides qui se forment lors de l'atomisation primaire [23]. Cependant, compte tenu des nombreux phénomènes physiques impliqués et de leur

complexité, la prédiction théorique de l'atomisation se révèle généralement compliquée. Des gouttes peuvent en effet être générées suite à la forte interaction entre le liquide et le gaz au niveau du film conique mais le phénomène de turbulence peut aussi arracher des gouttes du film liquide. Les études expérimentales constituent alors la principale approche pour obtenir des diamètres statistiques du brouillard. Le paramètre d_{32} est alors obtenu à partir de techniques de diffusion de Mie, de mesures interférométriques ou de techniques d'imagerie permettant d'établir des équations empiriques de cette grandeur d'intérêt.

Le diamètre de Sauter est influencé par la géométrie de l'injecteur, les conditions opératoires et les propriétés physiques du liquide et de l'air. Les conditions opératoires impactent le d_{32} au travers du différentiel de pression ΔP et du débit massique liquide d_l. Les propriétés physiques impactant le d_{32} sont la tension de surface σ_l, la masse volumique ρ_l, la masse volumique de l'air ρ_g et la viscosité dynamique du liquide μ_l. D'autres paramètres caractéristiques de l'atomisation du film liquide ont aussi une influence sur le diamètre d_{32}. Aussi, l'épaisseur du film en sortie d'injecteur h_0, l'angle d'ouverture du brouillard 2β et la vitesse du film liquide V_0 influe sur le d_{32} [6, 7].

2.4.2 Diamètre de Sauter d_{32}

Influence de la géométrie de l'injecteur

Le principal paramètre impactant le diamètre moyen de Sauter est le paramètre K de l'injecteur qui est relié à la surface des canaux tangentiels A_t. Xiao et Huang [5] montrent que l'augmentation de la surface des canaux A_t induit une augmentation du paramètre K (voir équation 1.5) qui se traduit par une augmentation du d_{32}. Ceci a également pour résultat d'augmenter l'épaisseur du film liquide en sortie d'injecteur et de diminuer l'angle d'ouverture du brouillard [6]. Concernant l'impact de la longueur du canal de sortie L_0, son augmentation se traduit par un brouillard plus fin (d_{32} plus petit) ce qui a pour conséquence de diminuer l'angle d'ouverture du brouillard. Quelle que soit la variation du paramètre géométrique considérée, si celle-ci conduit à une augmentation du paramètre K alors l'épaisseur du film liquide et le d_{32} diminueront [6].

Influence des conditions opératoires

Le différentiel de pression ΔP et le débit massique d_l étant liés l'un à l'autre, leur influence sur le d_{32} est similaire. Ainsi, seule l'influence du différentiel de pression va être abordée. La majorité des études expérimentales ont montré que l'augmentation du différentiel de pression ΔP se traduit par une diminution du d_{32} [6, 7]. La dépendance prend alors dans la majorité des cas l'allure suivante :

$$d_{32} \propto \Delta P_l^c \qquad (1.14)$$

L'exposant c est négatif et différentes valeurs oscillant entre -0.28 et -0.74 ont été obtenues. [36, 37, 38]. L'augmentation de la pression différentielle d'injection conduit à un brouillard plus

fin ce qui conduit à une atomisation de meilleure qualité. L'épaisseur du film liquide en sortie de l'injecteur h_0 et la longueur de rupture du film liquide ont également tendance à diminuer avec ΔP [5].

Influence des propriétés physiques du liquide et de l'air

Tension de surface du liquide

La tension de surface joue un rôle important dans le processus d'atomisation car elle caractérise la force qui vient s'opposer à la formation de gouttes à partir d'une colonne de liquide. L'énergie minimale nécessaire à l'atomisation est égale à la tension de surface multipliée par l'augmentation de la surface de la phase liquide. Les tensions de surface communément rencontrées varient dans les études menées de $0{,}027\ mN/m$ pour les produits pétroliers à $0{,}073\ mN/m$ pour l'eau. L'augmentation de la température se traduit par une diminution de la tension de surface et une diminution du d_{32} [39]. A ce jour, les principaux modèles d'atomisation de brouillards issus d'injecteurs pressurisés se résument à des corrélations sous forme de loi de puissance. Le diamètre moyen de Sauter est alors lié à la tension de surface du liquide sous la forme suivante :

$$d_{32} \propto \sigma_l^a \qquad (1.15)$$

Où a est une constante. La corrélation la plus citée et utilisée à ce jour est celle énoncée par Radcliffe qui obtient un coefficient a égal à 0,6. Une dépendance plus faible du d_{32}à la tension de surface a été obtenue par les études de Jones [40] qui a été retrouvée par les études de Lefebvre [2], Liu et al., Van Banning et al. et Davanlou. A l'inverse, les études de Simmon et Harding ont mené à une dépendance plus faible du d_{32} à la tension de surface avec un coefficient de 0.19. Plus récemment, Dasfari et al. [41] ont étudié l'influence de la température sur l'atomisation de brouillards de carburants alternatifs. Dans la gamme de température sondée [-20,60] °C, le diamètre moyen de Sauter dépend fortement de la tension de surface puisqu'il varie avec le cube de cette grandeur. Il est important de souligner que la totalité des études réalisées mettent en évidence des valeurs positives du coefficient a. Ainsi, le diamètre moyen de Sauter évolue de la même manière que la tension de surface. Une augmentation de ce dernier paramètre a pour conséquence de limiter l'apparition d'instabilités sur la surface du cône liquide conduisant à une augmentation de la taille des gouttes.

Viscosité du liquide

L'importance de la viscosité cinématique du liquide sur l'atomisation est comparable à celle de la tension de surface et est également exprimée sous la forme de loi de puissance :

$$d_{32} \propto \nu_l^b \qquad (1.16)$$

D'après les études de Jasuja [38], Radcliffe [37], Dodge et Biaglow [42], Jones [40], Simmons [36] et Knight [43], les valeurs du coefficient b sont respectivement: 0.16, 0.20, 0.118, 0.16, 0.06 et 0.215. Dafsari et al. [41] observent une dépendance plus marquée du d_{32} à la viscosité puisqu'ils obtiennent une valeur de b égale à 1. Comme pour la tension de surface, les études menées montrent que la variation du d_{32}et de la viscosité sont comparables : l'augmentation de la viscosité se traduit donc par une augmentation de la taille des gouttes. Le film liquide s'épaissit en sortie d'injecteur avec l'augmentation de la viscosité qui limite l'atomisation de celui-ci.

Brunet et al. ont mis en évidence l'impact de la viscosité sur l'atomisation en utilisant du kérosène et un mélange d'huile et de kérosène à température ambiante [24]. Dans cette expérience, la viscosité du mélange d'huile est comparable à celle du kérosène si celui-ci était à -50°C, soit plus élevée que celle du kérosène à 20 °C. Les images instantanées illustrent clairement l'influence de la viscosité sur la forme du brouillard (Figure 1-14). Pour une même pression d'injection, le brouillard est pleinement développé dans le cas du kérosène tandis que dans le cas du mélange d'huile, le cône n'est pas clairement développé. Les gouttes constituant le brouillard sont plus grosses et l'atomisation est de moins bonne qualité.

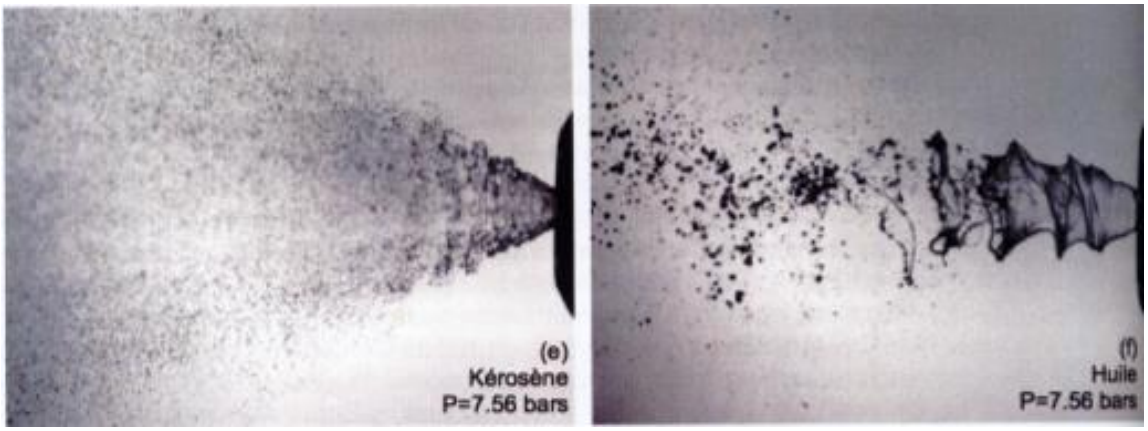


Figure 1-14 Images instantanées du brouillard délivré par un injecteur de type simplex avec du kérosène (à gauche) et avec un mélange d'huile et de kérosène (à droite) permettant de simuler la viscosité du kérosène à -50 °C, d'après [24].

Masse volumique de l'air

A ce jour, l'une des corrélations les plus citées dans la littérature est celle établie par Radcliffe qui s'appuie sur les données expérimentales de Needham [44] et Joyce [45] :

$$d_{32} = 7.3\ \sigma_l^{0.6} \mu_l^{0.2} \rho_l^{-0.2} {d_l}^{0.25} \Delta P_l^{-0.4} \qquad (1.17)$$

Cette expression corrèle le diamètre moyen de Sauter uniquement aux propriétés physiques du liquide. La taille des gouttes est indépendante des propriétés de l'air. En 1983, Lefebvre [2] établit une nouvelle corrélation qui fait intervenir la masse volumique du gaz :

$$d_{32} = 2{,}25\ \sigma_l^{0.25}\mu_l^{0.25}\ {d_l}^{0.25}\ \Delta P_l^{-0.5}\ \rho_a^{-0.25} \qquad (1.18)$$

L'augmentation de la masse volumique de l'air améliore donc l'atomisation. Les forces de cisaillement de l'air s'appliquant sur le brouillard sont plus importantes et conduisent à des gouttes de plus petit diamètre. De plus, l'introduction de la masse volumique de l'air impacte essentiellement la contribution de la tension de surface par rapport à la corrélation de Needham.

Les principales études théoriques et expérimentales menées sur le diamètre moyen de Sauter sont résumées dans la Table 3. Une description plus détaillée de cette table est proposée en Annexe 1 (conditions opératoires, liquides de test, type de mesure, …).

Auteur	Equation
Radcliffe [37]	$d_{32} = 7.3\ \sigma_l^{0.6}\mu_l^{0.2}\rho_l^{-0.2}{d_l}^{0.25}\Delta P_l^{-0.4}$
Jasuja [38]	$d_{32} = 4.4\ \sigma_l^{0.6}\mu_l^{0.16}\rho_l^{-0.16}{d_l}^{0.22}\Delta P_l^{-0.43}$
Ballester [46]	$d_{32} = 0.436\ \mu_l^{0.55}\Delta P_l^{-0.74}D_0^{-0.05}A_t^{-0.24}$
Lefebvre [2]	$d_{32} = 2.25\ \sigma_l^{0.25}\mu_l^{0.25}{d_l}^{0.25}\rho_a^{-0.25}\Delta P_l^{-0.5}$
Van banning et al. [47]	$d_{32} = \left(\frac{\sigma_l\,\mu_l\,\dot{m}_l}{\rho_g}\right)^{0.25}(3.29 \pm 0.06) * 10000 * \Delta P^{-0.5}$
Liu et al. [4]	$d_{32} = 0.5536\ \sigma_l^{0.25}\mu_l^{0.25}\rho_l^{0.125}D_0^{0.5}\rho_a^{-0.25}\Delta P_l^{-0.375} f\left(\frac{D_s}{D_0}, \frac{L_0}{D_0}, \beta\right)$ Où $f = \left(\frac{D_s}{D_0}\right)^{0.33}\left(\frac{l_0}{D_0}\right)^{0.122}(1+\tan\beta)^{1.38}$
Wang et Lefebvre [48]	$d_{32} = 4.52\left(\frac{\sigma_l\,\mu_l^2}{\rho_a\Delta P_l^2}\right)^{0.25}(h_0\cos\beta)^{0.25} + 0.39\left(\frac{\sigma_l\,\rho_l}{\rho_a\Delta P_l}\right)^{0.25}(h_0\cos\beta)^{0.75}$
Davanlou et al. [49]	$d_{32} = 2.11\left(\frac{\sigma_l\,\mu_l^2}{\rho_a\Delta P_l^2}\right)^{0.25}(h_0\cos\beta)^{0.25} + 0.62\left(\frac{\sigma_l\,\rho_l}{\rho_a\Delta P_l}\right)^{0.1}(h_0\cos\beta)^{0.9}$

Table 3 Récapitulatif des études expérimentales menées sur le d_{32} de brouillard généré par des injecteurs pressurisés.

Influence de la température et de la pression du liquide et de l'air

Dans la majorité des études, les propriétés physiques du liquide et de l'air sont étudiées de manière à voir leur influence sur les performances d'atomisation d'un injecteur. Cependant, ces propriétés dépendent de la température et de la pression. En effet, c'est la température du

liquide qui définit la viscosité, la tension de surface et la masse volumique du liquide tandis que la pression modifie la masse volumique de l'air [39].

Température du liquide

Moon et al. [25] se sont intéressés à l'influence de la température sur la morphologie du brouillard pour une gamme de température comprise entre 300 et 400 K. L'augmentation de ce paramètre conduit à une augmentation de l'angle d'ouverture et à une meilleure qualité d'atomisation. Cette tendance a également été observée par Wang et Lefebvre [50] durant leurs essais menés sur des injecteurs pressurisés pour deux carburants (JP 4 et DF 2) et une gamme de température variant de -20 à 50 °C. Les propriétés des liquides varient dans les gammes suivantes : $\rho_L \in [753\,;\,878] kg/m^3$, $\mu_L \in [0.580\,;4.44] Pa.s$, $\sigma \in [2{,}14.10^{-3}; 2.82.10^{-3}] kg/s^2$ et les essais ont été réalisés à pression ambiante ($0{,}1\ MPa$). Ces études sont particulièrement intéressantes puisqu'elles sont réalisées avec des températures de liquide négatives. Cependant le nombre de points étant limité (Figure 1-15), aucun modèle n'a pu être établi et les conclusions se limitent à des tendances. Plus récemment, Dasfari et al. [41] se sont intéressés à l'influence de la température du carburant sur l'atomisation de brouillards issus d'injecteurs pressurisés. Dans la gamme de température sondée, [-20,60] °C, une forte dépendance du SMD à la température a été observée menant à la relation suivante : $SMD \propto T_{liq}^{-2}$.

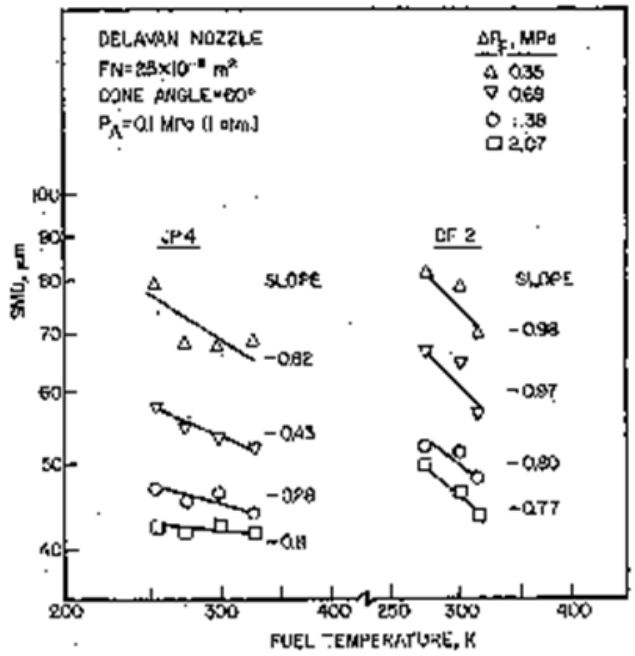


Figure 1-15 Influence de la température sur le d_{32} (noté ici SMD) pour deux carburants : JP 4 et DF 2, d'après [50].

Pression de l'air

Il est important de souligner que, comme pour la température, les études qui se focalisent sur l'influence de la pression de l'air sur l'atomisation sont limitées car la majeure partie du temps

la pression de l'air intervient intrinsèquement dans la masse volumique de l'air. Certaines études se sont cependant intéressées au rôle de la pression sur l'atomisation de brouillards liquides. Neya et Sato ont observé une diminution de l'angle d'ouverture du brouillard à mesure que la pression augmente [51]. Ce résultat est en accord avec les études précédentes menées par De Corso [52] qui a mis en évidence une dépendance modérée du d_{32} à la pression de l'air. En effet, il lie ces deux paramètres par une corrélation sous forme de loi de puissance de la manière suivante : $d_{32} \propto P_{air}^{0.27}$ pour des pressions d'air variant dans la gamme [0,1 ; 0,5] MPa. Il justifie cette augmentation du d_{32} avec la pression de l'air par un phénomène de coalescence de gouttes. Lefebvre et Wang [48] identifient un comportement différent de la pression sur le d_{32}. Une augmentation de la taille des gouttes est observée dans un premier temps avec la pression de l'air jusqu'à atteindre un maximum aux alentours de 0,3 MPa (Figure 1-16). Une diminution du d_{32} est ensuite observée à partir de cette valeur où la pente suit la loi $d_{32} \propto P_{air}^{-0.25}$. Il est important de souligner que les études ont été menées dans des conditions de haute pression, entre 1 et 10 bar. Dans le cas de nos essais, les pressions visées correspondent à des pressions rencontrées en haute altitude c'est-à-dire à des pressions sub-atmosphériques.

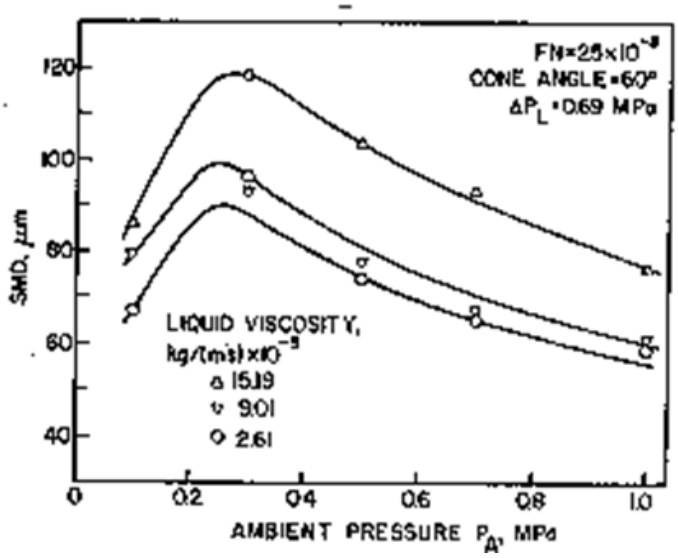


Figure 1-16 Influence de la pression de l'air ambiant et de la viscosité sur le d_{32} (noté ici SMD), d'après [2]

3 Conclusion

A travers cette étude bibliographique, nous avons recensé les principaux paramètres intervenant dans le processus d'atomisation primaire et secondaire d'un brouillard généré par un injecteur pressurisé. De par le principe de fonctionnement de ce type d'injecteur, le différentiel de pression d'injection est un paramètre déterminant pour les performances puisqu'il influe fortement sur la morphologie du brouillard mais également sur sa granulométrie. Outre ce paramètre, nous venons de voir que la géométrie du gicleur joue également, au travers du paramètre K, un rôle non négligeable sur l'angle d'ouverture du brouillard. En effet, une augmentation de ce paramètre induit une diminution de l'angle de brouillard. Concernant les propriétés physiques du liquide, la viscosité semble être le paramètre le plus influent sur l'angle du brouillard. Plus la viscosité du liquide augmente plus l'angle d'ouverture du brouillard diminue. Il est important de souligner que les études expérimentales menées n'ont pas mis en évidence un rôle significatif de la tension de surface du liquide. La majorité des corrélations établies se résument à des lois en puissance. Les exposants obtenus sont alors spécifiques aux conditions expérimentales et opératoires et par conséquent difficilement extrapolables à d'autres géométries d'injecteur.

Le diamètre moyen de Sauter est aussi déterminé sous forme de loi en puissance et fait intervenir principalement les propriétés du liquide et de l'air ainsi que le différentiel de pression. La viscosité et la tension de surface du liquide ont été identifiées comme des paramètres impactant le d_{32}. Leur influence est similaire puisqu'ils vont accroître les forces de cohésion en limitant par conséquent l'atomisation du film liquide. L'influence de la masse volumique du liquide semble, quant à elle, restreinte. La masse volumique de l'air semble avoir un effet notable puisqu'elle conduit à une diminution de l'angle d'ouverture du brouillard. Les gouttes sont donc plus « resserrées » au centre du brouillard favorisant l'apparition de coalescence de gouttes. Le choix de l'injecteur semble également important puisque sa géométrie joue sur la qualité de l'atomisation du brouillard.

Les études réalisées à ce jour font intervenir un grand nombre de liquides allant de l'eau au kérosène mais les expériences ont principalement été menées dans des conditions ambiantes ce qui limite considérablement les plages de variation de chacune des propriétés physiques du liquide. En effet, les corrélations de Lefebvre et de Radcliffe qui sont les plus utilisées à ce jour ont été menées dans des conditions ambiantes. Aucun modèle n'a pu être établi dans des conditions critiques de rallumage en haute altitude.

L'influence directe de la température du liquide et de la pression de l'air est peu étudiée et les lois de puissance ne font pas apparaitre ces paramètres. En effet, ces grandeurs sont considérées comme des variables « muettes » puisqu'elles influent directement sur les propriétés du liquide et de l'air. Il est important de spécifier qu'à notre connaissance, aucune expérience n'a été menée dans des conditions critiques de rallumage en haute altitude. Les études de Wang et Lefebvre ont certes été menées à basse température, mais à pression atmosphérique. De plus, les conclusions de ces travaux se sont limitées à des tendances et aucune loi n'a été établie. La réalisation d'essais dans les conditions critiques de rallumage en haute altitude est donc légitime dans le but de constituer une base de données qui permettra ensuite à l'établissement de corrélations.

SECTION 2 : TECHNIQUES OPTIQUES DE CARACTERISATION DES BROUILLARDS

Un des enjeux de la thèse est d'étendre les techniques d'imagerie développées dans le cadre du projet MOCAS au cas du kérosène et à une configuration industrielle. Cette partie présentera donc les techniques optiques utilisées pour la caractérisation de brouillards de gouttes. Dans un premier temps, les principes d'optique à la base des techniques (diffusion, fluorescence) seront détaillés. Puis un état de l'art portant sur les techniques de mesure employées pour la caractérisation d'écoulements diphasiques sera proposé. Cette dernière partie comprendra notamment une présentation de la technique de mesure PDS.

1 Principes optiques

Les techniques de diagnostic optique de caractérisation des brouillards sont largement plébiscitées pour leur caractère non intrusif. Elles s'articulent autour de trois éléments indispensables : une source de lumière, des traceurs dans l'écoulement et des éléments de collection optiques. Il est donc nécessaire, avant de présenter les principes, de rappeler les deux principaux phénomènes physiques mis en jeu lors de l'interaction de la lumière avec la matière, à savoir la diffusion et la photoluminescence.

1.1 Notion d'extinction, d'indice de réfraction et d'absorption

La lumière est constituée de particules appelées photons qui dans la majorité des cas atteignent nos rétines suite à l'interaction avec des éléments constitutifs de la matière.

Lorsque la lumière interagit avec un matériau, différents phénomènes physiques peuvent se produire. Selon les propriétés du matériau, la lumière peut être réfléchie, transmise ou absorbée par le matériau. Le phénomène de réflexion se produit à la surface du matériau, l'absorption au sein du matériau et la transmission renseigne sur la quantité de lumière qui a éventuellement traversé le matériau.

Les éléments constituant la matière possèdent des propriétés optiques qui découlent intrinsèquement de leur composition. L'indice de réfraction d'un matériau décrit le comportement de la lumière à travers le milieu considéré ; il peut être vu comme la somme de deux contributions.

$$n(\lambda) = n_r(\lambda) + ik(\lambda) \qquad (1.19)$$

La partie réelle de ce paramètre (n_r) rend compte directement des phénomènes de diffusion de la lumière : réfraction, réflexions et diffraction. Ce paramètre est défini comme le rapport entre la vitesse de la lumière dans le vide et la vitesse de la lumière dans ce milieu. Il peut être déterminé à partir de l'optique géométrique. La partie imaginaire de l'indice de réfraction rend compte des phénomènes d'absorption de la lumière par le milieu et est caractérisé par le

coefficient d'extinction k. Le coefficient d'absorption α et le coefficient d'extinction k sont reliés par la longueur d'onde λ.

$$k(\lambda) = \frac{\alpha(\lambda)\lambda}{4\pi} \qquad (1.20)$$

Il est important de noter que toutes ces grandeurs dépendent de la longueur d'onde d'émission de la lumière λ. Ainsi, par exemple, un même matériau a des indices de réfraction différents selon la longueur d'onde de la lumière qui l'éclaire. L'indice de réfraction est également sensible à beaucoup d'autres paramètres physiques tels que la température. Compte tenu des conditions opératoires visées (températures inférieures à 0°C), il sera nécessaire de caractériser l'influence de la température sur l'indice de réfraction du liquide.

Nous allons à présent nous intéresser non plus à des matériaux quelconques mais aux particules sphériques que sont les gouttes constituant les brouillards.

1.2 Approche de la diffusion de la lumière par des particules sphériques

Dans le cas de la traversée d'un brouillard de gouttes par un faisceau lumineux, la lumière va directement interagir avec les gouttes qui seront considérées par la suite comme sphériques et transparentes. Le principe de la majorité des techniques granulométriques utilisées à ce jour repose sur cette hypothèse forte.

Différents types d'interactions entre les photons et les gouttes sont envisageables. Dans la majorité des cas, la traversée du brouillard par le faisceau lumineux va se traduire par un phénomène d'extinction : l'intensité de la lumière incidente va décroître à mesure que le faisceau se propage dans le brouillard. L'extinction résulte de deux autres phénomènes qui sont l'absorption et la diffusion. L'absorption correspond à la transformation d'un rayonnement en une autre forme d'énergie (émission de chaleur, réactions chimiques, ...). La diffusion correspond, quant à elle, à une modification de la direction de la lumière incidente. L'intensité diffusée va alors dépendre entre autres de l'angle de diffusion θ_D qui est défini comme l'angle entre le vecteur émission de la lumière incidente et la direction d'observation (Figure 1-17).

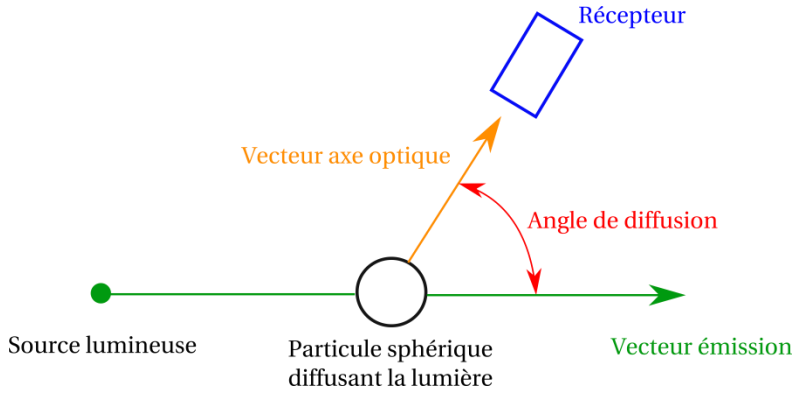


Figure 1-17 Définition de l'angle de diffusion

Le schéma de la Figure 1-17 est un peu réducteur car la source lumineuse est représentée par un unique faisceau lumineux impactant la particule sphérique. En réalité, au voisinage de la particule, la source lumineuse doit être perçue comme une infinité de faisceaux lumineux parallèles entre eux. Ainsi, il y a un grand nombre de faisceaux qui viennent impacter la particule sphérique avec différent angles d'attaque menant à une propagation de la lumière différente. Deux processus se produisent quand la lumière impacte la surface de la particule. Dans le cas de particules sphériques de taille supérieure à la longueur d'onde de la lumière incidente, l'intensité diffusée peut être obtenue à partir des interférences entre les rayons réfractés, réfléchis et diffractées comme illustré sur la Figure 1-18. Van de Hulst établit ainsi une classification des rayons en sortie de goutte [53] (Table 4).

N(ordre)	**Diffusion**
0	Réflexion totale
1	Réfraction du premier ordre
2	Réfraction du second ordre
3	Réfraction du troisième ordre
…	…

Table 4 Classification de Van Hulst.

- L'ordre N=0 correspond aux rayons qui ont subi une réflexion totale sur la surface externe de la goutte. L'intensité diffusée dans ce cas décroit rapidement à mesure que l'angle de diffusion augmente.
- La réfraction du premier ordre (N=1) correspond aux rayons qui ont traversé la goutte sans subir de réflexions internes. Cet ordre domine en diffusion avant pour des angles variant de 10 à 90°.
- La réfraction du second ordre (N=2) caractérise les rayons lumineux qui subissent une réflexion au sein de la goutte et s'observe en rétrodiffusion.
    - La réfraction du troisième ordre correspond aux rayons qui subissent une réflexion supplémentaire au sein de la goutte. Les réfractions d'ordre supérieur sont généralement négligées compte tenu de leur faible intensité.

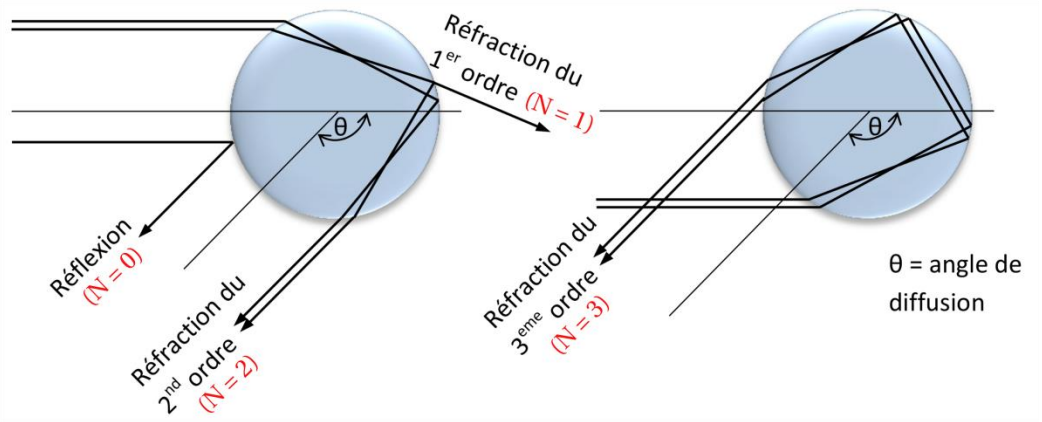


Figure 1-18 Réflexion et réfraction du premier, second et troisième ordre par une goutte.

1.3 Diffusion de la lumière selon la théorie de Lorenz-Mie

La théorie de Mie, aussi appelée théorie de Lorenz-Mie, est une théorie de la diffusion de la lumière par des particules sphériques et homogènes. Son nom fait référence au physicien danois Ludvig Lorenz et au physicien allemand Gustav Mie, qui lui donna sa première forme en 1908. Dans ce formalisme, la lumière est vue comme une onde électromagnétique qui se propage dans l'espace. A son origine, cette théorie est valable seulement pour une onde plane monochromatique. En 1909, Debye reformule cette théorie afin de prendre en compte chaque mode de diffusion: diffractions, réflexions, réfractions et réflexions internes [54]. Plus récemment, cette théorie a été généralisée à une onde arbitraire de manière à être applicable au profil gaussien des faisceaux laser et aux forts gradients. Cette théorie est connue sous le nom de théorie de Lorenz-Mie généralisée (GLMT) [55]. Le paramètre de Mie α_M qui fait intervenir le diamètre d de la particule et la longueur d'onde incidente λ est un paramètre primordial qui permet de classifier les régimes de diffusion.

$$\alpha_M = \frac{d\,\pi}{\lambda} \qquad (1.21)$$

Particule	**Régime de diffusion**	**Intensité diffusée I_d**
$d \ll \lambda$	Rayleigh	$I_d \propto \lambda^{-4}$
$d \sim \lambda$	Mie	$I_d = f(d, \lambda, \theta_D)$
$d \gg \lambda$	Optique géométrique	$I_d \propto d^2$

Table 5 Régimes de diffusion de la lumière

La Table 5 résume les différents régimes de diffusion de la lumière. Dans notre cas d'étude, les diamètres sondés oscillent entre 5 et 100 µm. Compte tenu de cette gamme, deux régimes de diffusion sont rencontrés (Figure 1-19). Pour des diamètres de gouttes supérieurs à 10 µm, le régime de diffusion est régi par l'optique géométrique. L'intensité diffusée est alors

proportionnelle au carré du diamètre de la particule. Dans le cas de particules inférieures à 10 µm, la diffusion de la lumière obéit à la théorie de Mie. L'intensité diffusée est alors fonction du diamètre des gouttes, de la longueur d'onde incidente et de l'angle de diffusion. Pour de plus petits diamètres de particule (5 µm), l'intensité de diffusion présente des oscillations (Figure 1-19) qui peuvent être pénalisantes pour la technique d'imagerie PDS mais aussi pour la mesure PDA.

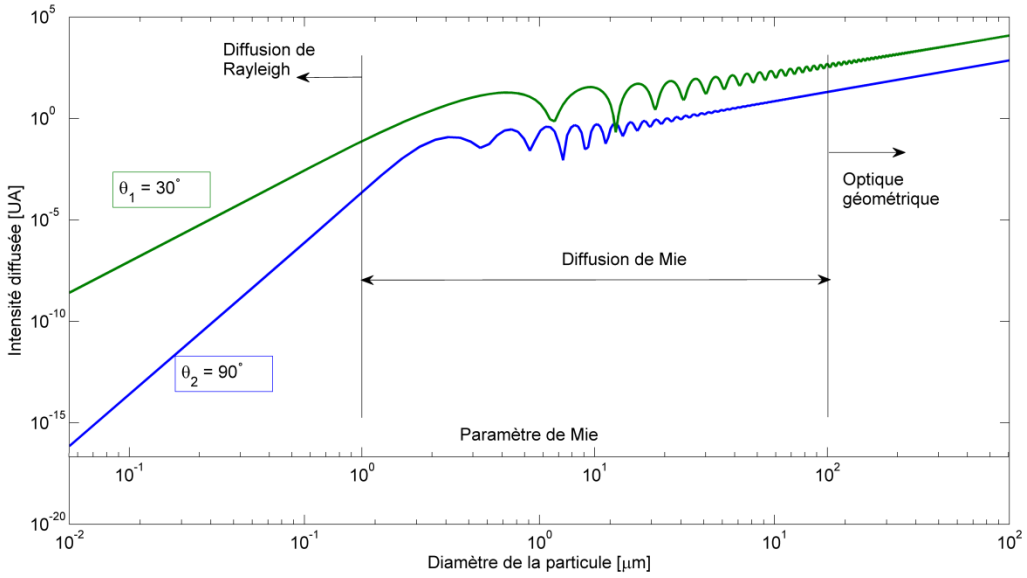


Figure 1-19 Intensité de diffusion d'une goutte d'eau dans l'air en fonction de son diamètre pour deux angles $\theta_{D1} = 30°$ et $\theta_{D2} = 90°$ et pour une longueur d'onde d'excitation de 488 nm, d'après Tropea [56].

La Figure 1-19 illustre les trois régimes de diffusion de la lumière en fonction du diamètre de la particule pour deux angles de diffusion. Compte tenu des applications visées dans le cadre de cette thèse (diamètre de goutte variant de 10 à 100 µm), le régime dominant de diffusion de la lumière est celui de Mie. L'influence de l'angle de diffusion sur l'intensité diffusée est plus explicite avec un système de coordonnées polaires, comme illustré sur la Figure 1-20. L'intensité diffusée est maximale en diffusion avant (θ_D proche de 0°) puis décroît à mesure que l'angle de diffusion augmente. Des lobes secondaires de diffusion apparaissent pour une valeur de θ de l'ordre de 150° et l'intensité continue de décroitre jusqu'à l'angle de rétrodiffusion ($\theta_D = 180°$).

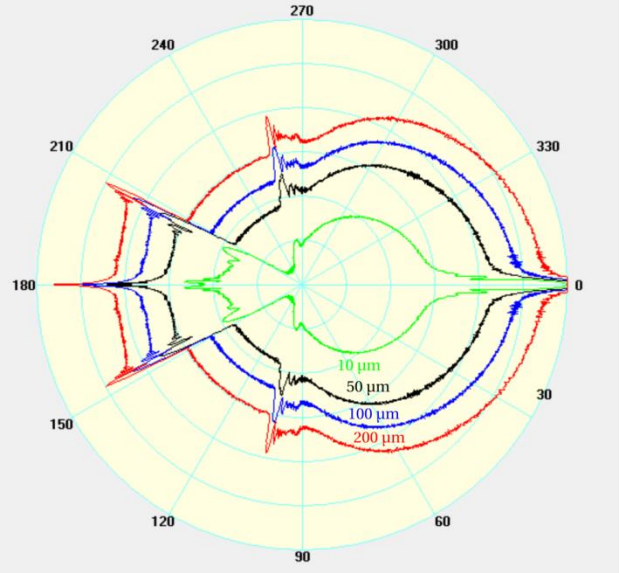


Figure 1-20 Intensité diffusée en fonction de l'angle de diffusion pour différentes tailles de gouttes. Gouttes : n_r=1.4485 (indice du kérosène Jet A-1 à 20°C), distribution normale centrée en d avec σ = 10 %. Source lumineuse : onde plane monochromatique, non polarisée et de longueur d'onde λ = 532 nm. Calcul réalisé à partir du logiciel MiePlot qui est détaillé dans le chapitre 6.

1.4 Fluorescence

La fluorescence est un processus d'émission spontanée de la lumière d'une molécule excitée, suite à l'absorption d'un photon. Une fois excitée, cette molécule se désexcite jusqu'à son état fondamental en émettant un photon (Figure 1-21). Comme le phénomène de fluorescence est inélastique, le photon émis est de plus basse énergie, c'est-à-dire de plus grande longueur d'onde, que le photon incident absorbé. Ceci s'avère en pratique très utile car on peut facilement séparer par un simple jeu de filtres les spectres de fluorescence et d'émission qui correspondent à des phénomènes quasi simultanés. La fluorescence est fortement dépendante des conditions environnementales ce qui en fait un bon traceur de température, de pression, de pH, ...

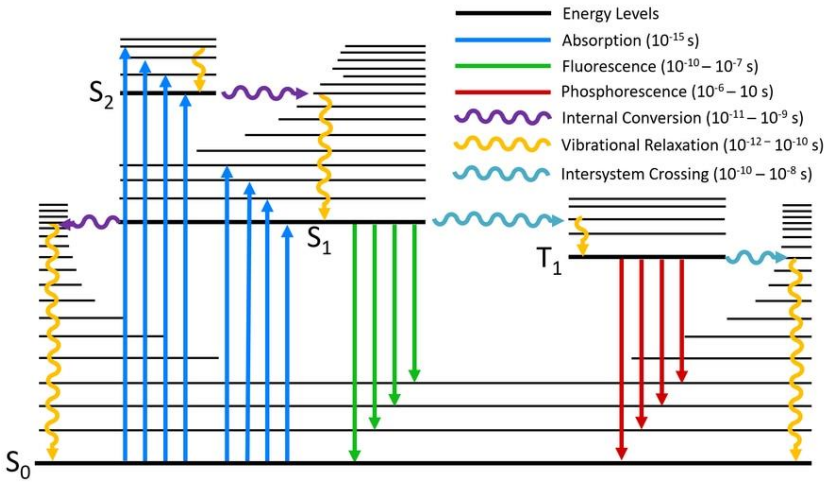


Figure 1-21 Diagramme de Jablonski : représentation des états électroniques et des états transitoires d'une molécule suite à l'absorption d'un photon.

Les substances fluorophores possèdent des molécules capables d'absorber l'énergie lumineuse incidente. Le coefficient d'absorption molaire reflète la probabilité d'absorption d'une molécule à une longueur d'onde donnée. Ce coefficient est lié à l'absorbance A qui définit l'efficacité avec laquelle la lumière est absorbée à une longueur d'onde donnée.

$$A(\lambda) = \log_{10} \frac{I_0(\lambda)}{I_t(\lambda)} = \epsilon(T,\lambda).l.C \qquad (1.22)$$

où I_0 est l'intensité incidente, I_t l'intensité transmise après traversée du milieu absorbant, ε(λ) est le coefficient d'absorption molaire à la longueur d'onde λ relatif à l'espèce absorbante en concentration C dans le milieu d'épaisseur l.

Suite à l'absorption de l'énergie incidente, les espèces absorbantes vont pouvoir transiter vers leur état de plus haute énergie appelé état excité. Le retour de ces espèces à leur état fondamental peut alors se produire par différents moyens de désexcitation (fluorescence, collisions, …). Le rendement quantique de fluorescence d'une espèce indique l'efficacité relative de la fluorescence par rapport aux autres voies de désexcitation.

$$\Phi_f(T) = \frac{I_f\ (\lambda_2, T)}{I_a\ (\lambda_1)} \qquad (1.23)$$

Φ_f est le rendement quantique, I_f est l'intensité de fluorescence et I_a est l'intensité absorbée. λ_1 fait référence à la longueur d'onde d'excitation tandis que λ_2 fait référence à la longueur d'onde d'émission de fluorescence, d'où $\lambda_1 < \lambda_2$. Par définition, le rendement quantique de fluorescence est inférieur à 1.

De plus, par conservation de l'intensité lumineuse, les intensités incidente, transmise et absorbée sont également liées entre elles.

$$I_0(\lambda) = I_a(\lambda) + I_t(\lambda) \qquad (1.24)$$

En injectant l'équation (1.24) dans l'équation (1.23), il vient :

$$\Phi_f(T) = \frac{I_f(\lambda_2, T)}{I_0(\lambda_1) - I_t(\lambda_1)} = \frac{I_f(\lambda_2, T)}{I_0(\lambda_1)[1 - 10^{-A(\lambda_1)}]} \qquad (1.25)$$

Au premier ordre, on a : $10^{-A(\lambda_1)} = 1 - 2.3.A(\lambda_1)$.

Dans le cas d'un milieu homogène et dilué, l'intensité de fluorescence prend alors la forme finale suivante :

$$I_f(\lambda_2, T) = 2{,}3.\epsilon(\lambda_1, T).l.C.\Phi_f(T)\mathrm{I}_0(\lambda_1) \qquad (1.26)$$

Pour déterminer le signal de fluorescence émis par un brouillard de gouttes éclairées par un faisceau laser, on peut écrire, en première approximation [57] qu'il est proportionnel au volume des gouttes.

$$I_f(\lambda_2, T) = I_0(\lambda_1).e^{-k(T)x}.C_1.\int_0^{\infty} D^3.\frac{dn}{dD}.dD \qquad (1.27)$$

C_1 est une constante incluant les propriétés optiques du liquide considéré (Φ_f, ϵ, …), et les caractéristiques du système de détection. L'émission de fluorescence est relativement isotrope, contrairement à la diffusion de Mie qui est très dépendante de l'angle de diffusion. La température peut également impacter ou non la fluorescence. Chaze et al. [58] s'intéressent à l'influence de la température sur la fluorescence pour différents fluorophores et mettent en évidence différents comportements : la température peut soit augmenter soit diminuer l'intensité de fluorescence et dans certains cas, la fluorescence est indépendante de la température.

La diminution de l'intensité de fluorescence avec la température s'explique par une diminution du rendement quantique de fluorescence. La section efficace d'absorption est alors indépendante de la température (Rhodamine B, Sulforhodamine B) [58]. L'augmentation de l'intensité de fluorescence avec la température s'observe pour des espèces qui voient leur section efficace d'absorption augmenter avec la température (Rhodamine 560, Fluoresceine) [58]. Dans le cas de la rhodamine 6G, l'intensité de fluorescence est très peu dépendante de la température à cause de la rigidité de la molécule [58].

Cette introduction sur les principes optiques a permis de rappeler les grandeurs d'intérêt et les différents mécanismes d'émission de la lumière. Une hypothèse forte portant sur la sphéricité des gouttes est à la base de la majorité des techniques de mesure granulométriques utilisées à ce jour. Il apparaît que le rapport entre le diamètre de la particule et la longueur d'onde de la radiation lumineuse est un paramètre primordial qui conditionne le régime de diffusion de la lumière. Compte tenu du diamètre des gouttes, nos applications se situent dans le régime de diffusion de Mie. Concernant la fluorescence, il a été montré qu'en première approximation, le signal de fluorescence émis par les gouttes est proportionnel à leur volume.

2 Techniques de mesure granulométrique

La répartition en taille des gouttes est une donnée essentielle pour la caractérisation d'un brouillard puisqu'elle est impliquée dans les processus d'évaporation, de transfert de masse et de chaleur. Les techniques granulométriques peuvent être divisées en trois grandes catégories selon le champ mesuré : les techniques ponctuelles, les techniques intégrales et les techniques de champ (Table 6). Les techniques ponctuelles permettent de déterminer localement les caractéristiques de chacune des gouttes traversant un volume de mesure de petite taille [56]. Les valeurs statistiques sont alors obtenues par intégration dans le temps. Dans le cas des techniques intégrales, la caractérisation ne concerne plus les particules individuelles mais directement l'ensemble des particules présentes dans un volume de mesure situé entre un émetteur et un récepteur [56] .

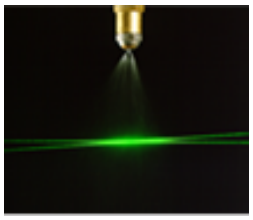
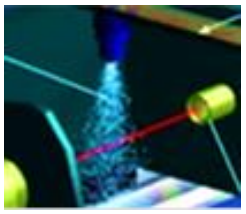
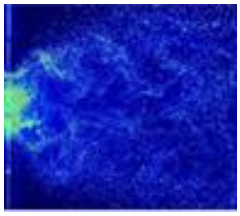
Types de techniques	Exemple	Illustration
Ponctuelles	Anémométrie Phase Doppler	
Intégrales	Diffractométrie Malvern	
Champ 2D	Imagerie Planar Droplet Sizing	

Table 6 Différentes techniques de mesure granulométrique.

2.1 Technique ponctuelle

2.1.1 Anémométrie Phase Doppler (PDA)

L'Anémométrie Phase Doppler est, à ce jour, l'outil de diagnostic optique de référence fournissant des distributions corrélées en vitesse et diamètre des particules. Les premiers travaux réalisés sur cette technique sont apparus dès 1975 avec les travaux de Durst [59] et Bachalo [60]. Il s'agit d'une technique mature puisque le tout premier système commercial est apparu en 1984.

Principe de fonctionnement

La technique PDA, qui constitue une extension de l'Anémométrie Doppler Laser (LDA), fournit une détermination locale simultanée du diamètre de particules individuelles, d'une à trois composantes de vitesse, et le comptage des particules avec une grande fréquence d'acquisition. Le volume de mesure est formé par l'intersection de deux faisceaux issus d'une même source laser. L'interaction entre ces deux ondes électromagnétiques cohérentes engendre une figure d'interférence dans le volume considéré. L'interfrange Δ (Figure 1-22), c'est-à-dire 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 $\theta/2$.

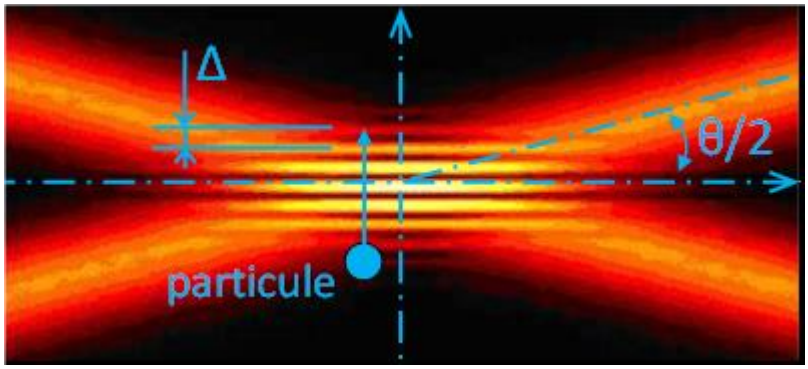


Figure 1-22 Figure d'interfrange définissant le volume de mesure.

$$\Delta = \frac{\lambda}{2\sin\left(\frac{\theta}{2}\right)} \qquad (1.28)$$

A sa traversée, les gouttes passent successivement par des franges éclairées et sombres et vont émettre un signal de diffusion appelé bouffée Doppler. La fréquence de ce signal dépend de la vitesse de la goutte perpendiculaire aux franges, et sa phase en un point donné de l'espace environnant, de son diamètre. Ainsi en captant ce signal par différents détecteurs spatialement décalés (Figure 1-23) et en mesurant le déphasage obtenu, il est possible de déterminer directement le diamètre de la particule considérée [61], [62], [63].

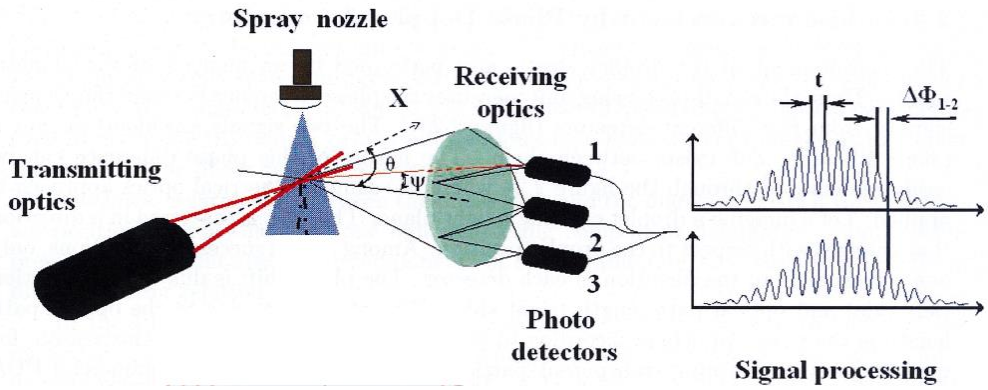


Figure 1-23 Principe de fonctionnement de la technique.

Mesure de la vitesse

Le signal lumineux émis par la particule fluide est capté par un photo-multiplicateur qui le convertit en signal électrique. Un suiveur de fréquence permet ensuite de déterminer la fréquence f_D de ce signal. En exprimant l'interfrange en fonction de la longueur d'onde et de l'angle formé par les deux faisceaux incidents, il est possible de déterminer la vitesse de la particule par la relation suivante :

$$V = f_D.\Delta = \frac{f_D\lambda}{2\sin\left(\frac{\theta}{2}\right)} \qquad (1.29)$$

En utilisant deux sources lumineuses, il est possible de mesurer deux composantes orthogonales de la vitesse des gouttes. La configuration utilisée lors de cette thèse nous permet de remonter à ces deux quantités. La composante de la vitesse mesurée en un point de mesure correspond à la moyenne des valeurs mesurées sur l'ensemble des gouttes ayant traversé le volume de mesure.

Détermination du diamètre de goutte

La détermination du diamètre des gouttes repose sur la mesure du déphasage entre des signaux provenant de différentes positions de l'espace. Ce déphasage est relié, en première approximation, de manière linéaire au diamètre des gouttes [63, 62, 61].

Si l'on considère la réfraction comme mode dominant (cas des particules transparentes comme des gouttes), cette relation prend la forme suivante [63].

$$\Phi = \frac{2\pi}{\lambda} d \frac{n_r \, sin(\theta) \sin(\Psi)}{\sqrt{2(1 + \cos\theta \, cos\Psi \cos\phi)\left[1 + n_r^2 - n_r\sqrt{2(1 + \cos\theta \cos\Psi \cos\phi)}\right]}} \qquad (1.30)$$

d est le diamètre de la goutte, λ la longueur d'onde d'excitation, θ est l'angle d'intersection des faisceaux, Ψ est l'angle d'élévation et ϕ est l'angle de diffusion (Figure 1-23).

Dans le cas où la réflexion est le mode dominant, l'expression devient [63].

$$\Phi = \frac{2\pi}{\lambda} d \frac{\sin\theta \sin\Psi}{\sqrt{2(1 - \cos\theta \cos\Psi \cos\phi)}} \qquad (1.31)$$

L'utilisation d'un troisième détecteur permet d'obtenir une deuxième mesure du déphasage, levant par là-même l'ambiguïté à 2π près de la phase. Dans le cadre de la thèse, la réfraction est considérée comme le mode dominant. L'équation (1.30) est donc retenue dans le cadre de nos essais.

Limitations du PDA

L'hypothèse de sphéricité des gouttes est le principal point sensible de la mesure PDA [60]. Les gouttes doivent être parfaitement sphériques afin de pouvoir être assimilées à des micro-lentilles. Toutefois, un critère de non-sphéricité des gouttes peut être utilisé pour rejeter la mesure en comparant les diamètres déterminés par les deux couples distincts de détecteurs. Une autre limitation de la technique, mise en évidence par Bachalo [60] et Tropea [56], concerne la distribution d'intensité spatiale du faisceau laser. Généralement, le faisceau du laser est de dimension finie avec un profil d'intensité gaussien présentant un maximum d'intensité en son centre et une forte décroissance en périphérie. De ce fait, il est possible que l'intensité d'un rayon réfléchi provenant d'un rayon incident du centre du faisceau soit du même ordre de grandeur que l'intensité d'un rayon réfracté provenant d'un rayon incident du bord de ce faisceau (Figure 1-24). Lorsque l'on se place en diffusion arrière, ce phénomène est encore plus

marqué car il y a plus de modes de diffusion en compétition. Suivant la trajectoire de la particule par rapport au volume de mesure, ce phénomène et plus ou moins accentué. C'est pourquoi il est appelé effet de trajectoire (*Gaussian beam effect*) [60].

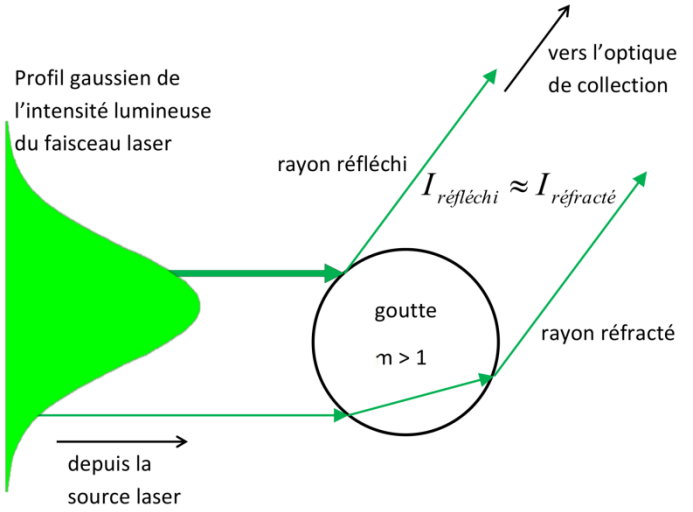


Figure 1-24 Schéma illustratif de l'effet de trajectoire.

Le même type d'erreur peut survenir à cause de l'effet de fente (*slit effect*) : le volume de mesure est tronqué par une "fente" placée en tête de l'optique de collection afin de définir convenablement la taille du volume de mesure. Lorsque des gouttes ont une vitesse importante suivant l'axe de la bissectrice issue du croisement des faisceaux, elle peut ne pas être éclairée uniformément et ainsi faire apparaitre un rayon réfléchi du même ordre de grandeur que le rayon réfracté. Bachalo [60] montre que ces effets de trajectoire et de fente peuvent mener à une mesure erronée du diamètre lorsque la particule n'est pas bien centrée dans le faisceau laser (Figure 1-25).

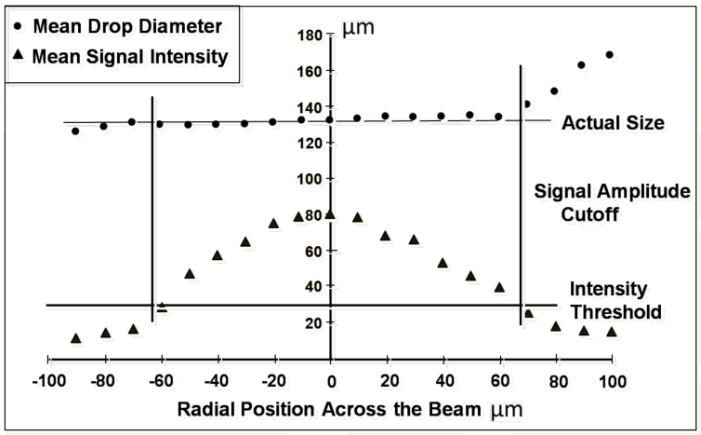


Figure 1-25 Impact de l'effet de trajectoire sur la mesure de diamètre, d'après Bachalo [60].

Comme illustré sur la Figure 1-25, si la particule se présente en limite du volume de mesure (r > 60 µm), l'erreur sur le diamètre mesuré peut être importante : dans le cas présenté, le diamètre mesuré est de 170 µm au lieu de 130 µm si la particule se présente à une distance de 100 µm du centre du volume de mesure.

Compte tenu des limitations du système conventionnel, Tropea et al. [56] ont mis au point le PDA Dual Mode (Figure 1-26). Dans cette configuration, un deuxième jeu de faisceaux, placé perpendiculairement au plan du premier jeu, procure une deuxième composante de vitesse de la particule sondée. La réception du système n'est alors plus constituée de trois mais de quatre récepteurs. Le récepteur intermédiaire est remplacé par deux récepteurs distincts qui sont placés à un même angle d'élévation mais à deux angles de diffusion différents. Cette configuration optique permet de réduire la sensibilité de la mesure aux effets de trajectoire et de fente et assure une bonne sphéricité des gouttes mesurées. Ce module est toutefois plus complexe à mettre en œuvre car il nécessite un étalonnage plus rigoureux pour la mise en coïncidence des deux longueurs d'onde laser [56].

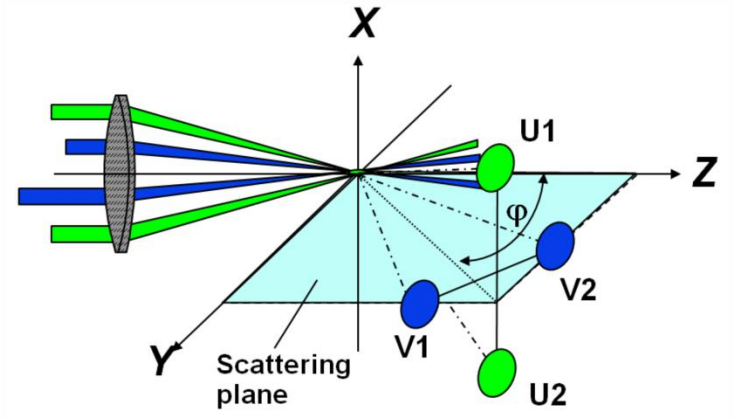


Figure 1-26 Schéma de principe de la version dual-mode PDA

Avantages du PDA

Le caractère ponctuel de la mesure est le principal avantage de cette technique qui permet une analyse de chacune des gouttes qui passe dans le volume de mesure. La connaissance du diamètre et de la vitesse de la particule est essentielle pour explorer les corrélations entre ces deux paramètres ce qui fait de cette technique un outil précieux. La fréquence d'échantillonnage élevée et la large gamme de diamètre mesurable sont aussi les points forts de cette technique. De plus, l'intégration temporelle de ces données permet de déterminer localement un débit généralement formulé sous la forme d'un flux volumique.

Le principal inconvénient de la technique est aussi dû à son caractère ponctuel qui la rend chronophage : une caractérisation complète du flux volumique d'un injecteur aéronautique prend plusieurs heures [64]. La caractérisation totale d'un brouillard n'est généralement pas réalisée : les caractérisations se limitent à deux traversées formant une croix centrée sur l'axe du brouillard et une hypothèse d'axisymétrie du brouillard est adoptée.

2.2 Technique intégrale

2.2.1 Granulomètre à diffraction laser

Le granulomètre à diffraction laser (souvent appelé MALVERN, du nom de la principale société le commercialisant) est une technique mature développée depuis les années 1970-90. Cette technique intégrale de type ligne de visée permet de déterminer l'histogramme des diamètres d'un ensemble de particules sphériques. Etant donné que cette technique ne permet pas de mesurer la vitesse des particules, il est impossible de remonter au flux volumique.

La technique consiste à introduire un faisceau laser incident collimaté au sein d'un brouillard. Elle repose sur la diffusion de la lumière par des particules sphériques décrite par la théorie de Mie qui relie la dépendance angulaire de l'intensité à la distribution des diamètres. La figure de diffraction formée par l'ensemble des particules présentes dans le faisceau de lumière est acquise par un capteur spécifique placé dans le plan focal d'une lentille de Fourier (Figure 1-27, (a)). La méthode est dite intégrale car toutes les particules présentes dans le volume de mesure cylindrique (L=plusieurs centimètres, diamètre ≈1cm) contribuent à la figure de diffraction et sont comptabilisées. Un exemple de figure de diffraction est représenté sur la Figure 1-27, (b).

Le capteur est très spécifique : pour s'adapter aux différences d'intensité lumineuse entre les franges successives, plusieurs cellules sont disposées en arc de cercle avec des gains croissants de manière exponentielle avec la distance au centre (Figure 1-27, (c)). L'agrandissement de la taille du capteur par rapport aux versions initiales de cet instrument de mesure permet maintenant d'analyser une large plage de diamètres : par exemple de 0.1 à 900 μm avec le même appareil. Des gammes différentes sont accessibles par construction même de l'appareil et selon la focale de la lentille de Fourier.

Comme on ne peut résoudre analytiquement le noyau de cette intégrale, la méthode consiste à faire l'hypothèse d'un type de distribution (généralement multimodale), à calculer l'intégrale correspondante puis à faire évoluer la distribution par itérations jusqu'à minimiser le résidu entre l'intégrale théorique et l'intégrale mesurée.

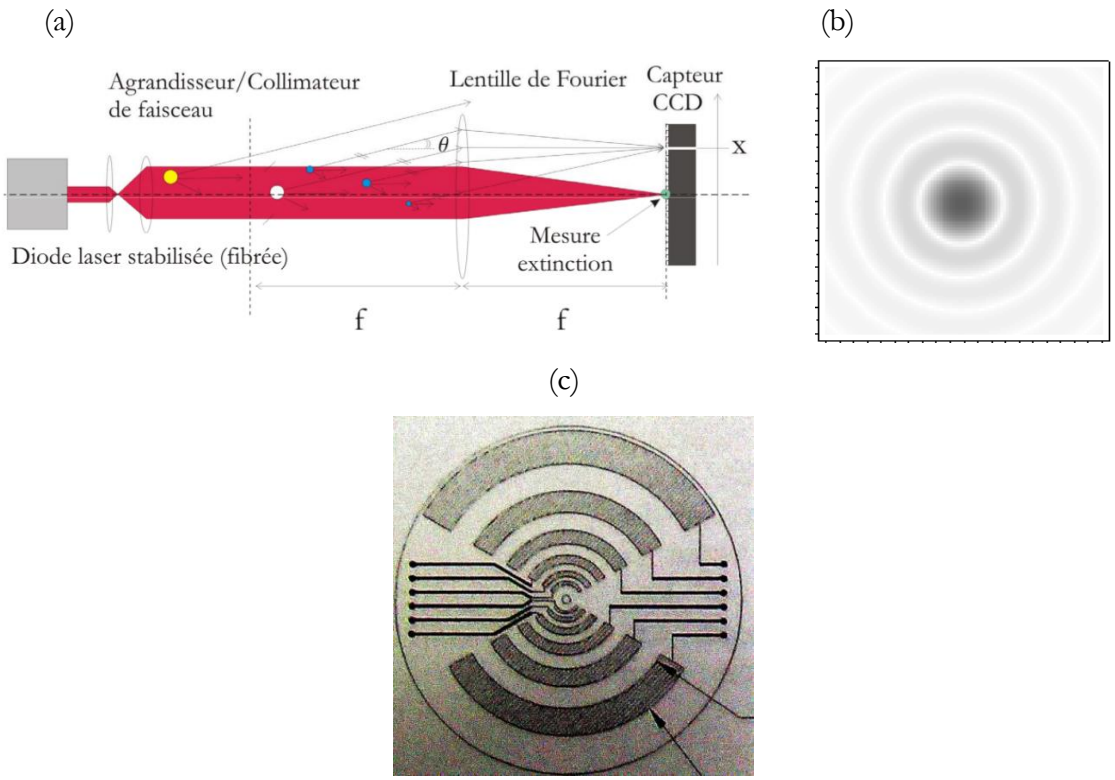


Figure 1-27 (a) Schéma de principe d'un diffractomètre laser, (b) Exemple de figure de diffraction d'une ouverture circulaire, (c) Schéma d'un capteur Malvern.

La mesure est censée bien fonctionner en milieu dense mais elle est probablement limitée en cas de forte absorption du faisceau. En revanche, il est préférable que le milieu ne soit pas trop dilué.

Désavantages du granulomètre à diffraction laser

L'inconvénient majeur réside dans le principe même de la technique : les mesures sont intégrées sur le trajet optique du faisceau. Il est donc impossible d'avoir accès aux informations individuelles de chaque goutte ce qui rend cette technique peu adaptée à la description fine d'un brouillard. D'autre part, le diamètre important du faisceau n'est pas adapté à certaines configurations (mesure proche paroi). Enfin la non unicité de la solution recherchée et l'hypothèse sur la distribution sont également des limitations de cette technique.

Avantages du granulomètre à diffraction laser

Le principal avantage de cette technique réside dans sa simplicité d'utilisation et dans la rapidité de la mesure. Compte tenu de ces caractéristiques, cette technique est couramment utilisée dans les laboratoires par exemple pour comparer (en première intention) différentes versions d'injecteurs. La plage des diamètres sondés, qui dépend de la lentille de Fourier utilisée, est large et la fréquence d'acquisition est très élevée (jusqu'à 2.5 kHz). Enfin cet appareil fonctionne aussi bien avec des particules solides que liquides.

Cependant la nature intégrale de cette technique est aussi la limitation la plus contraignante au vu de notre objectif de décrire le plus précisément possible l'influence des conditions environnementales sur les caractéristiques du brouillard.

A présent, nous allons présenter les principales techniques de champ qui permettent d'acquérir directement des cartographies granulométriques du brouillard.

2.3 Techniques de champ 2D

2.3.1 Ombroscopie

L'ombroscopie est une technique qui consiste à éclairer un champ via une source pulsée et à observer les particules présentes dans le champ de vision à l'aide d'une caméra. Elle permet ainsi d'observer la forme et la dimension des particules en restant indépendante de l'indice de réfraction de la particule et donc de la température. Aussi cette technique permet-elle d'observer la sphéricité ou non des gouttes et peut donc être mise en place en complément d'une mesure type PDA. L'utilisation d'une source pulsée permet également de figer au sein du champ de vision une même goutte à plusieurs instants de manière à déterminer sa vitesse. Le principal inconvénient de cette technique réside dans le champ de vision qui n'excède pas quelques mm de côté. En effet, un fort grossissement est nécessaire pour observer des gouttes de l'ordre du micron avec une résolution suffisante. De plus, cette technique n'est utilisable que pour des brouillards avec des faibles concentrations de particules. Dans le cas de brouillards denses, des recouvrements entre les particules apparaissent sur l'image rendant la technique inutilisable.

2.3.2 Interferometric Particle Imaging (IPI)

Cette technique interférentielle consiste à illuminer une zone plane de l'écoulement avec une nappe laser et d'analyser son image avec une caméra (Figure 1-28, (a et b)). Il est possible d'observer les points de gloire de chaque goutte dans le plan de mise au point de la caméra ou d'analyser directement les franges d'interférence issues de ces deux points (Figure 1-28, (c)). La mesure de l'interfrange, qui requiert une très bonne résolution spatiale, permet de remonter au diamètre des particules. Cependant, la résolution spatiale constitue aussi une limitation de la technique puisqu'elle conditionne la plus petite taille de particule mesurable ainsi que la taille du champ observable. Aussi, il est admis que le diamètre minimal mesurable est de l'ordre de la vingtaine de microns. Enfin, le principal point limitant de cette technique réside dans la concentration des particules qui est limitée à quelques particules par mm^2, ce qui n'est pas adapté pour la caractérisation de brouillards denses.

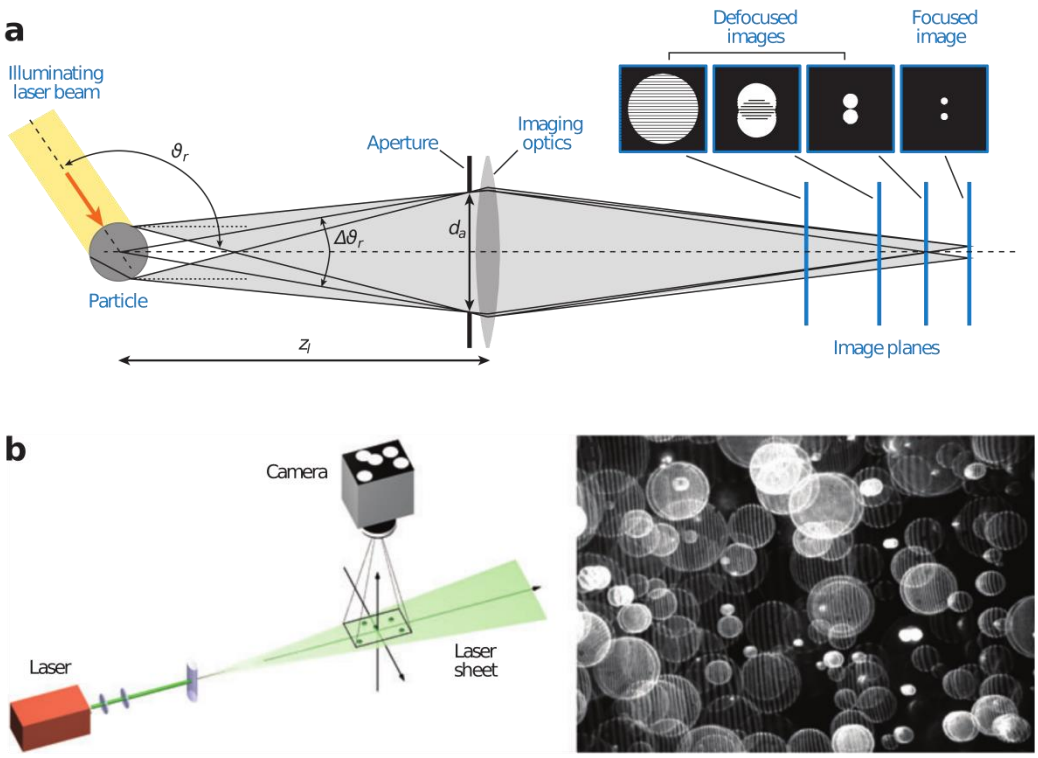


Figure 1-28 Interferometric particle imaging. (a) Principe de la mesure. (b) Configuration optique. (c) Image IPI issue d'un brouillard d'eau (d'après Damaschke et al. [65]).

2.3.3 Planar Droplet Sizing (PDS)

Cette technique de mesure par imagerie, apparue dans les années 1990, présente de nombreux avantages. Contrairement aux techniques présentées jusqu'à présent, la PDS est une technique de champ qui fournit des cartographies dont la taille peut atteindre plusieurs centimètres de côté. Elle permet ainsi de couvrir en une seule prise de vue des coupes transversales ou longitudinales d'un brouillard issu d'un injecteur. Des informations sur la totalité du brouillard sont accessibles dans un temps restreint. A ce jour, il n'existe aucune autre méthode capable de fournir de telles cartographies [56] [66].

Le principe de la technique de mesure consiste à illuminer un brouillard avec une nappe laser de manière à éclairer toutes les gouttes présentes dans ce plan. Cette technique requiert l'utilisation d'un liquide qui présente des propriétés de fluorescence. Une ou deux caméras captent d'une part le signal de fluorescence et d'autre part le signal de diffusion de Mie des gouttes (Figure 1-29). A ce jour, cette technique a été uniquement développée avec de l'éthanol [64, 67, 68, 69] ou de l'eau [70, 71, 72]comme liquide de test.

L'hypothèse fondamentale de cette technique a été décrite par Kamimoto [73] et Yeh et al. [74] : l'intensité de fluorescence I_f est supposée proportionnelle au volume de la particule illuminée tandis que l'intensité de diffusion de Mie I_s, est supposée proportionnelle à la surface de la goutte.

$$I_f(d) = a_f d^3 \qquad (1.32)$$

$$I_s(d) = a_s d^2 \qquad (1.33)$$

Le rapport entre l'intensité de fluorescence et l'intensité de diffusion de Mie permet de remonter à une quantité proportionnelle au diamètre moyen de Sauter d_{32}. Les coefficients a_f et a_s sont des constantes.

$$d_{32} = \frac{\int_0^\infty d^3 dN(d)}{\int_0^\infty d^2 dN(d)} = \frac{\int_0^\infty \frac{1}{a_f} I_f(d)\, dN(d)}{\int_0^\infty \frac{1}{a_s} I_s(d)\, dN(d)} \qquad (1.34)$$

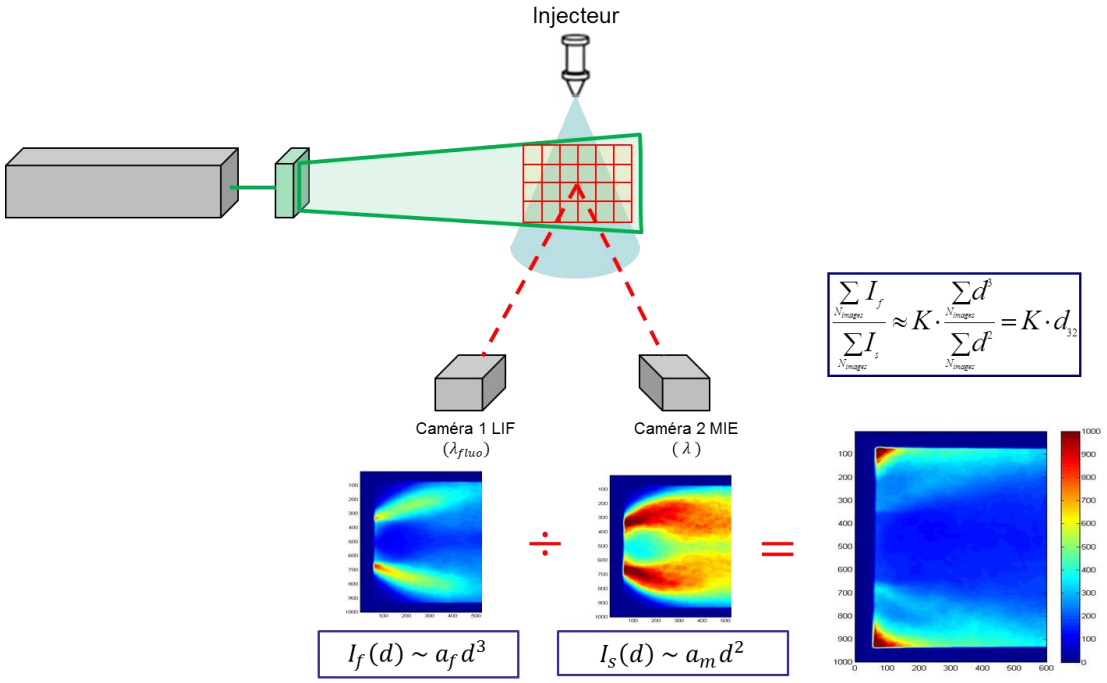


Figure 1-29 Principe de la mesure Planar Droplet Sizing (PDS).

Soit en dimension finie :

$$d_{32} = \frac{1}{K} \frac{\sum_i n_i d_i^3}{\sum_i n_i d_i^2} \qquad (1.35)$$

Limitations de la technique PDS

Les proportionnalités annoncées par Kamimoto et Yeh (eq 1.28 et 1.29) ne sont, en pratique, pas valides comme l'ont montré Charalampous [71], Domann [72], Frackowiak [75] et Brettar [64]. La mise en évidence de ces limitations s'est faite dans un premier temps majoritairement via la réalisation de simulations numériques et les validations expérimentales sont peu nombreuses.

En premier lieu, la concentration en fluorophore peut affecter la relation de proportionnalité liant l'intensité de fluorescence au volume des gouttes via le phénomène d'absorption. Dans le cas de forte concentration, des simulations numériques ont montré que l'intensité n'est plus proportionnelle au cube du diamètre des gouttes [70, 72, 75, 64].

D'autre part, la relation liant l'intensité de diffusion de Mie à la surface des gouttes n'est également pas valide et dépend de plusieurs paramètres. En effet, cette relation est très sensible au diamètre des gouttes, à l'angle de diffusion et à l'indice de réfraction du liquide considéré [71, 72, 64].

Ainsi, le rapport des deux intensités n'est en pratique pas directement proportionnelle au diamètre moyen de Sauter et requièrent une phase d'étalonnage. De nombreux travaux ont été menés de manière à proposer différentes méthodes d'étalonnage de cette technique [70, 64].

De plus, cette technique peut également être impactée par la concentration de particules. En effet, dans le cas de forte concentration de particules, le phénomène de diffusion multiple peut altérer les images de diffusion et de fluorescence. Une technique d'illumination structurée (appelée SLIPI) a été développée afin de réduire la sensibilité de la technique à ce phénomène [76].

Avantages de la PDS

Cette technique requiert certes certaines précautions d'utilisation mais offre également de nombreux avantages. En effet, les techniques qui, comme la PDS, s'intéressent à des rapports d'intensités provenant d'une nappe laser sont très intéressantes car elles permettent de réduire les biais de mesure liés à la non uniformité de l'éclairage dans le champ. Effectivement, les techniques utilisant seulement l'intensité de diffusion ou de fluorescence sont particulièrement délicates car très dépendantes des conditions expérimentales. La répartition de la lumière dans le champ nécessite un étalonnage rigoureux. Enfin, cette technique présente le grand avantage de fournir des cartographies de diamètre d_{32} en seulement quelques minutes contrairement aux techniques ponctuelles qui restent très chronophages.

3 Conclusion

L'étude bibliographique réalisée sur les techniques optiques a permis de rappeler les principales techniques granulométriques utilisées à ce jour qui reposent toutes sur l'hypothèse de sphéricité des gouttes. La mesure de granulométrie par diffraction laser, qui est une technique mature, permet d'obtenir des diamètres représentatifs d'un ensemble de gouttes présentes sur le trajet optique du faisceau laser. Bien que rapide et facile d'utilisation, elle n'est malheureusement pas adaptée pour la caractérisation fine de brouillard. La granulométrie Laser Doppler (PDA) fait, à ce jour, figure de référence pour la caractérisation granulométrique. Elle permet une caractérisation individuelle aussi bien en vitesse qu'en taille de chacune des gouttes traversant le volume de mesure. Cependant cette technique est très chronophage pour nos applications où une caractérisation complète des injecteurs est nécessaire. Les techniques de champ 2D semblent donc particulièrement intéressantes. L'ombroscopie, l'IPI et la DIPH ne sont pas adaptées à nos cas d'étude car l'étendue du champ de mesure est trop restreinte et la concentration admissible de particules trop faible. Dans ce contexte, la technique de mesure PDS semble donc particulièrement adaptée puisqu'elle fournit des cartographies de taille de gouttes sur un champ de mesure important en un temps restreint. Les études réalisées à ce jour ont mis en évidence les limitations des hypothèses sous-jacentes à la technique selon lesquelles l'intensité de fluorescence et de diffusion de Mie sont respectivement proportionnelles au volume et à la surface des gouttes illuminées. Les évaluations numériques menées sur l'intensité de fluorescence ont montré que la concentration de fluorophore est un paramètre-clé qui peut fortement altérer la relation de proportionnalité. La forte sensibilité de la diffusion de Mie à l'angle de diffusion, à l'indice de réfraction et au diamètre des gouttes a été caractérisée numériquement et expérimentalement. Cette sensibilité doit donc être estimée précisément sur la gamme de diamètre considérée. Une autre limitation de la technique concerne son utilisation dans le cas de brouillards denses où le phénomène de diffusion multiple de la lumière altère les images instantanées en générant un signal parasite. Une méthode d'illumination structurée (SLIPI) permet de réduire considérablement cet artéfact augmentant donc le domaine d'applicabilité de la technique.

4 Motivation de la thèse

L'étude bibliographique menée sur les injecteurs pressurisés a permis de mettre en évidence les différents paramètres qui influencent l'atomisation primaire et secondaire du liquide. Les grandeurs géométriques doivent être considérées car elles modifient l'angle d'ouverture du brouillard mais aussi la granulométrie. Les propriétés physiques du fluide sont également importantes et un certain nombre de corrélations ont pu être établies à partir des études expérimentales. Cependant, ces corrélations résultent d'études menées dans des conditions ambiantes et leur extrapolation au-delà de ces conditions opératoires reste complexe. Certaines études se sont intéressées à l'influence de la température et de la pression de l'air et ont abouti à des corrélations faisant intervenir directement ces grandeurs. De plus, à notre connaissance, aucune étude n'a été menée dans des conditions de rallumage en haute altitude. La réalisation d'essais dans ces conditions critiques est donc indispensable pour constituer une base de données qui permettra d'établir des modèles prédictifs du comportement du brouillard. Le banc MERCATO utilisé lors de cette thèse est donc un outil incontournable puisqu'il permet de reproduire directement ces conditions critiques.

Le second objectif de la thèse est d'étendre la technique de mesure PDS au banc industriel MERCATO pour constituer la base de données la plus complète possible en un minimum de temps. Le recours au banc industriel MERCATO implique l'utilisation d'un carburant réel comme liquide de test. Nous venons de voir que la majorité des études menées sur la technique PDS utilisent de l'eau ou de l'éthanol ensemencé de rhodamine 6G. A ce jour, il n'existe pas, à notre connaissance, d'études expérimentales menées directement avec des carburants type Jet A-1. Une première étape consistera donc à étendre la technique de mesure au cas de ce carburant.

L'implémentation de la technique sur le banc industriel implique un second enjeu. La chambre MERCATO étant une enceinte close, il sera également nécessaire d'étendre la technique de mesure PDS au cas de cet environnement confiné. Or, à ce jour les études présentées dans la littérature sont exclusivement réalisées dans des conditions ambiantes en non confiné. Le confinement ajoutera des problèmes de ruissellement du liquide sur les hublots et de réflexions de la nappe qu'il sera nécessaire de résoudre.

CHAPITRE 2 : DESCRIPTION DES MOYENS D'ESSAI

Ce second chapitre est dédié à la présentation des moyens d'essai. Dans un premier temps, le banc industriel MERCATO utilisé dans le cadre de cette thèse sera présenté. La géométrie de la maquette et les gicleurs pressurisés utilisés y seront notamment détaillés. Puis, nous présenterons les conditions opératoires testées avant de s'intéresser à l'impact de la température du carburant sur le protocole expérimental et les propriétés physiques et optiques du carburant.

Sommaire

1 Banc d'essai MERCATO 82
1.1 Description du banc 82
1.1.1 Performances du banc 82
1.1.2 Protocole expérimental 84
1.2 Maquette mono-secteur 84
1.2.1 Le plénum 85
1.2.2 La chambre de visualisation 86
1.2.3 Instrumentation de la maquette 87
1.2.4 Injecteurs pressurisés 89
2 Choix des conditions opératoires 90
3 Influence de la température sur le protocole expérimental et les propriétés du liquide 91
3.1 Influence sur le protocole expérimental 91
3.1.1 Phénomènes de condensation et de givrage 91
3.1.2 Mise en place d'un protocole expérimental rigoureux 92
3.2 Influence sur les propriétés du carburant et les performances du gicleur 93
3.2.1 Influence sur les propriétés physiques du carburant 93
3.2.2 Influence de la température sur les propriétés optiques 94
3.2.3 Influence de la température sur les performances hydrauliques du gicleur 95

1 Banc d'essai MERCATO

1.1 Description du banc

Le banc MERCATO, acronyme de « Moyen d'Étude et de Recherche en Combustion Aérobie par Techniques Optiques », a pour principal objectif de permettre l'étude détaillée des phénomènes élémentaires de la combustion aérobie diphasique. Ces études s'appuient sur une configuration applicative entre l'expérience fondamentale et l'application industrielle. Avec une chambre de test dédiée à la mise en place de diagnostics optiques avancés, ce banc sert :

- de support à l'étude fine des phénomènes complexes générés par un système d'injection réel ;
- au développement de nouvelles techniques optiques en milieu confiné et hostile ;
- au développement de nouveaux systèmes d'injection ;
- au développement de nouveaux systèmes d'allumage (plasma, laser, micro-ondes, etc).

Enfin, ce banc fournit également les données expérimentales nécessaires à la réalisation de calculs RANS ou LES d'allumage de l'ONERA (Figure 2-1).

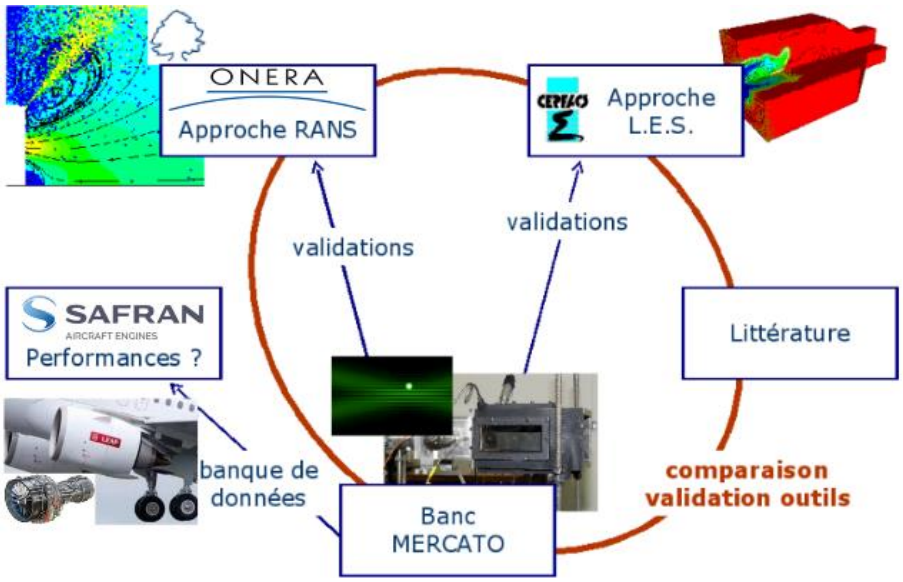


Figure 2-1 Intérêt du banc MERCATO.

1.1.1 Performances du banc

Le banc MERCATO permet de reproduire différents régimes de sortie compresseur représentatifs des conditions de redémarrage en haute altitude (basse température et basse pression). Le banc expérimental se compose des parties suivantes :

- Les circuits d'alimentation en air et en carburant liquide
- Le système de refroidissement de l'air injecté dans la chambre (échangeur LN_2 / Air)
- Le système de refroidissement de la ligne carburant
- La trompe d'aspiration générant la dépression au sein de la chambre

- La maquette mono-secteur comprenant notamment le plenum et la chambre de visualisation

La maquette est alimentée en air par les compresseurs (dont le débit peut aller jusqu'à 5,5 kg/s d'air pour une puissance électrique de 5 MW) de la soufflerie pressurisée F1 qui servent à gonfler un réservoir d'un volume égal à 300 m^3 sous une pression de 10 bar. L'air est ensuite acheminé vers le banc MERCATO par une conduite de diamètre 50,8 mm à un réservoir tampon de volume 900 litres qui alimente la maquette. Le débit d'air injecté dans la maquette est mesuré par un débitmètre massique à effet Coriolis et piloté à l'aide d'une vanne de régulation. Un échangeur à azote liquide situé entre le réservoir tampon et la maquette (Figure 2-2) permet de diminuer la température de l'air dans celle-ci jusqu'à -45°C.

L'alimentation en carburant est assurée au moyen d'une ligne de carburant connectée à un réservoir pressurisé d'une contenance de 20 litres. Le débit de carburant injecté dans la maquette est mesuré par un débitmètre massique à effet Coriolis et piloté à l'aide d'une vanne de régulation. Un échangeur à circulation d'huile situé entre le réservoir et la maquette permet de diminuer la température du carburant dans celle-ci jusqu'à -40°C. La mesure de débit s'effectue en amont du refroidisseur, sur du carburant à température ambiante. Une électrovanne est placée juste en amont de la maquette de manière à permettre la fermeture complète de la ligne carburant, ce qui assure que celui-ci soit refroidi en permanence jusqu'au plus près de la maquette. Enfin, un filtre est placé entre le débitmètre Coriolis et le refroidisseur de manière à capter les éventuelles impuretés présentes au sein du carburant. Pour les expériences réalisées au banc MERCATO lors de cette thèse, le carburant utilisé était du kérosène de type Jet-A1 fourni par le pétrolier Total.

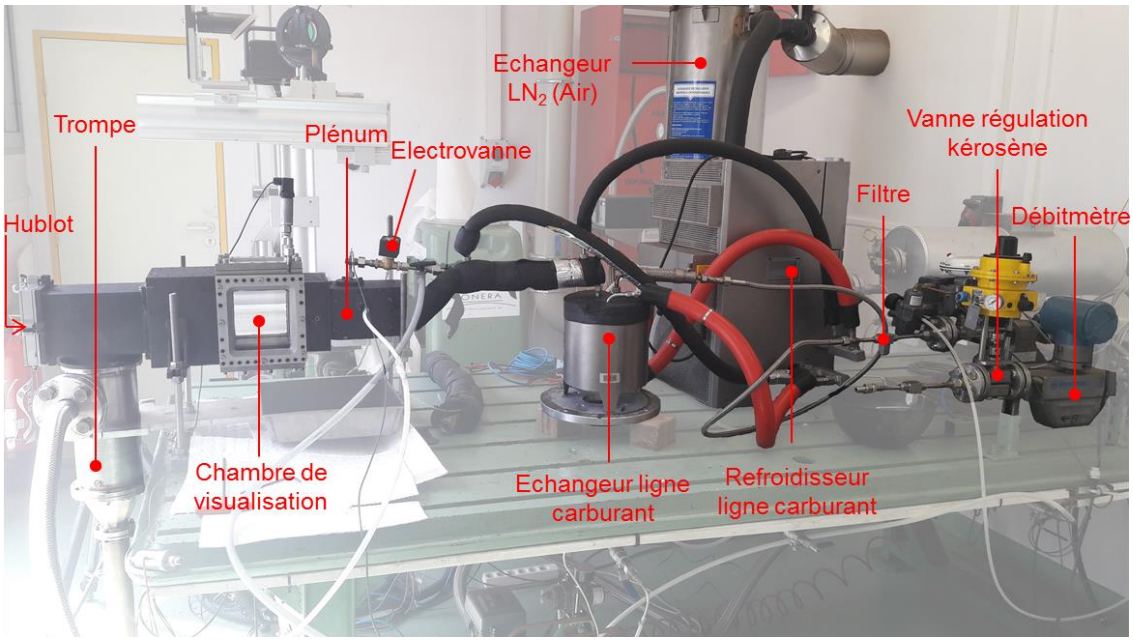


Figure 2-2 Photographie du banc expérimental MERCATO avec les principaux éléments constitutifs.

Les très basses pressions rencontrées en conditions de haute altitude sont reproduites via l'utilisation d'une trompe d'aspiration placée en sortie de chambre. Par échange de quantité de mouvement, le dispositif permet de descendre la pression au sein de la chambre de visualisation jusqu'à 0,3 bar. Les conditions de basse température et basse pression ainsi générées sont représentatives de celles rencontrées à une altitude de 9153 mètres (atmosphère standard).

Dans le but de permettre la mise en place de techniques optiques non intrusives, le banc dispose également d'accès optiques au niveau de la chambre de visualisation et en sortie de banc (Figure 2-2). Les performances du banc MERCATO sont résumées dans la Table 7.

Performances du banc MERCATO	
Température de l'air (K)	228 - 473
Température du carburant (K)	233 - 298
Débit d'air (g/s)	0 - 100
Débit liquide (g/s)	0 – 10
Pression chambre (bar)	0,3 – 4

Table 7 Récapitulatif des performances du banc MERCATO.

1.1.2 Protocole expérimental

Le banc est équipé d'un ensemble de capteurs analogiques de type sondes de pression, débitmètres et thermocouples. L'ensemble de ces capteurs et vannes de régulation est piloté à partir d'une plateforme logicielle. Celle-ci permet également de connaitre et d'enregistrer l'évolution des différentes grandeurs (température du carburant, température de l'air, débit de carburant et débit d'air, pression dans la chambre, etc.) en temps réel. La température de consigne des refroidisseurs d'air et de carburant n'est cependant pas réglable depuis la plateforme et requiert un réglage manuel sur le banc.

1.2 Maquette mono-secteur

Dans le cas de la thèse, la maquette mono-secteur est utilisée lors des campagnes expérimentales. La maquette mono-secteur peut être divisée en deux parties :

- Le plénum où le système d'injection est implémenté
- La chambre de visualisation qui permet la caractérisation des brouillards générés.

La Figure 2-3 illustre la maquette mono-secteur du banc MERCATO utilisée lors de la campagne d'essai.

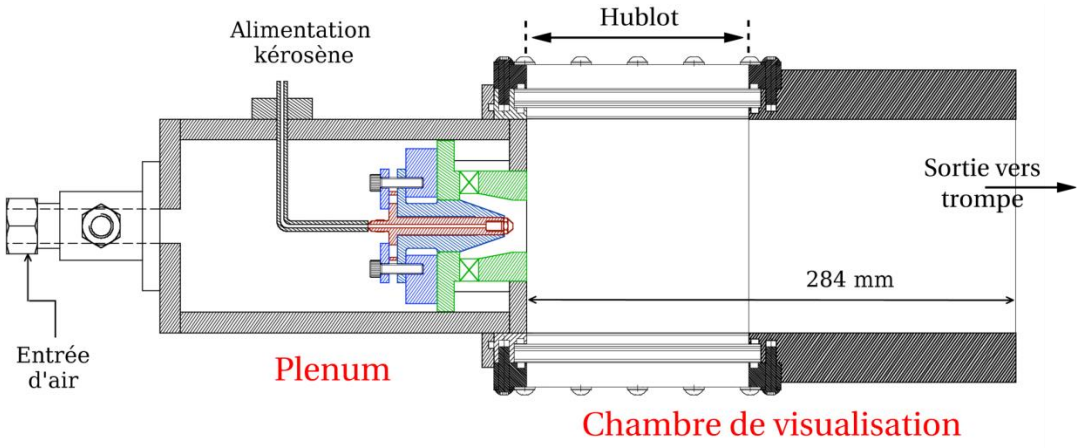


Figure 2-3 Coupe verticale dans le plan de symétrie de la maquette mono-secteur du banc MERCATO. L'arrivée de carburant se fait via la canne d'injection tandis que l'arrivée d'air est située en amont.

1.2.1 Le plénum

Avant de pénétrer dans la chambre, l'écoulement gazeux traverse le plénum faisant office de chambre de tranquillisation jusqu'à atteindre le système d'injection. Un système d'injection aéronautique se compose de deux parties : un gicleur et un tourbillonneur (Figure 2-4). Le tourbillonneur est une vrille aéronautique présentant des entrées d'air tangentielles réparties le long de sa circonférence. Le gicleur est quant à lui placé au sein de cette vrille et assure l'injection du carburant. Au passage des entrées d'air tangentielles, l'écoulement d'air acquiert un mouvement de giration appelé « swirl » autour de l'axe d'injection du liquide. Sous l'action du cisaillement avec l'air, le cône liquide va se désintégrer. La vrille et les gicleurs utilisés au cours de cette thèse ont été fournis par Safran Aircraft Engines.

Dans la suite du manuscrit, le gicleur sera considéré comme l'origine de notre repère dont les axes sont indiqués sur la Figure 2-4 (b). L'axe d'injection du gicleur est choisi comme étant l'axe z. Il est important de spécifier que le gicleur n'est pas affleurant au fond de chambre mais placé 4 mm en amont (Figure 2-4, b). Ceci ne permettra donc pas d'observer la formation du brouillard directement en sortie du gicleur car les caméras sont placées perpendiculairement aux hublots latéraux de la chambre.

(a) (b)

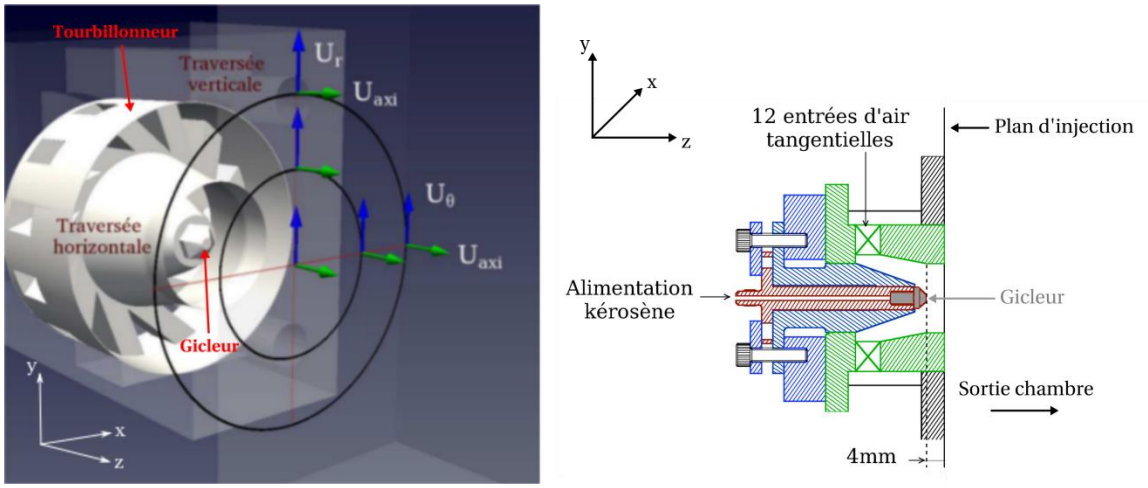


Figure 2-4 (a) Représentation du système d'injection et du repère choisi. (b) Coupe verticale du système d'injection dans le plan de symétrie de la maquette.

1.2.2 La chambre de visualisation

La chambre de visualisation, de forme parallélépipédique rectangle (section droite carrée de 129*129 mm², et de 284 mm de long) est schématisée sur la Figure 2-3. La sortie de chambre est connectée à une trompe d'aspiration via une pièce d'interface. La chambre dispose de deux hublots latéraux carrés de 129 mm de côté et d'un hublot sur la partie supérieure de la chambre de 80*129 mm². Ces hublots permettent la mise en place de techniques optiques non intrusives en assurant un accès optique dès le fond de chambre (0). La partie inférieure de la chambre dispose également d'une ouverture de 40*129 mm² pouvant accueillir un hublot si nécessaire. Afin de garantir un accès optique propre, un système de soufflage a été implémenté sur les quatre faces de la chambre. Ce système consiste à souffler un rideau d'air à haute vitesse, tangentiellement à chacune des faces de la chambre, dans le but de repousser la formation de ruisselets sur les hublots due à l'impact des gouttelettes du brouillard. La photographie de gauche de la Figure 2-5 met en évidence l'altération de la qualité des accès optiques de la chambre de visualisation en l'absence de soufflage d'air sur les hublots. Les gouttes impactent le hublot latéral dès les premiers millimètres et un film liquide se forme. Au contraire, en présence du soufflage d'air sur les hublots, on constate que le hublot est nettement plus propre : ses premiers centimètres ne sont pas pollués par l'impact des gouttes et les ruisselets ne se forment plus, ce qui permet de réaliser des mesures optiques impossibles autrement.

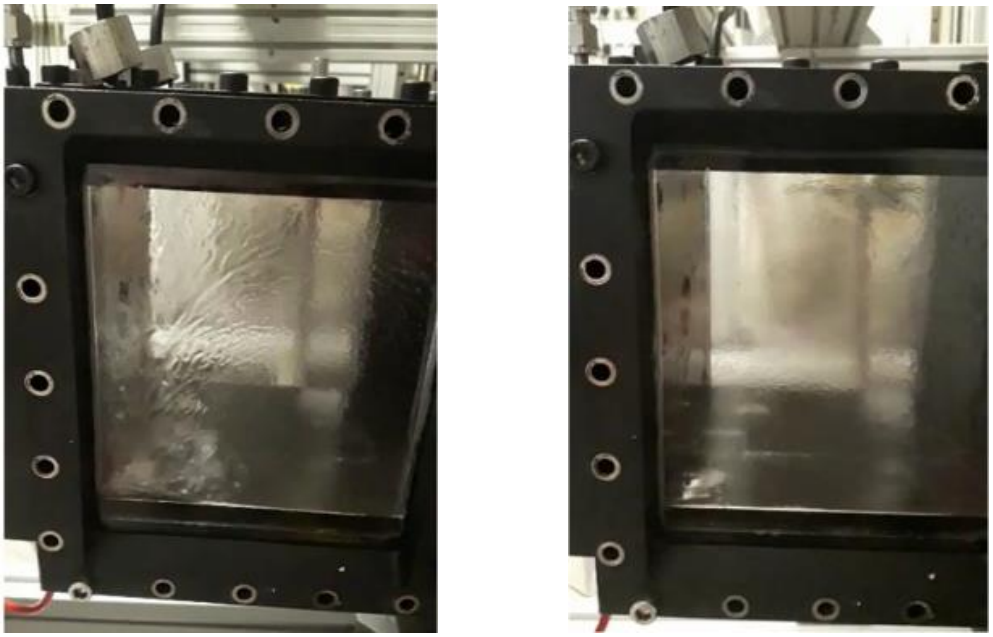


Figure 2-5 Illustration de l'impact du système de soufflage des hublots sur la qualité des accès optiques de la chambre de visualisation : à gauche sans soufflage, à droite avec soufflage.

1.2.3 Instrumentation de la maquette

Capteurs de pression et thermocouples

La majorité des mesures thermodynamiques du liquide et de l'écoulement d'air est réalisée à partir de capteurs montés directement sur la chambre. La chambre dispose de trois capteurs de pression. Un premier capteur de pression statique, affleurant au fond de chambre, réalise la mesure de pression statique au sein de la chambre. Un capteur de pression différentielle mesure la perte de pression (ou perte de charge) du système d'injection à l'aide d'une prise de pression sur la boîte à air et une autre sur la chambre. Un dernier capteur permet de mesurer la pression statique d'injection sur la ligne de carburant. Cette mesure est réalisée en aval de l'électrovanne au niveau de la chambre (Figure 2-6).

Au niveau du plénum, deux thermocouples assurent la mesure de température de l'air en amont du tourbillonneur, ainsi que celle du carburant pénétrant dans le gicleur mécanique. La mesure de température du carburant est réalisée en entrée de plénum, au niveau de la prise de pression d'injection de la ligne carburant (Figure 2-6).

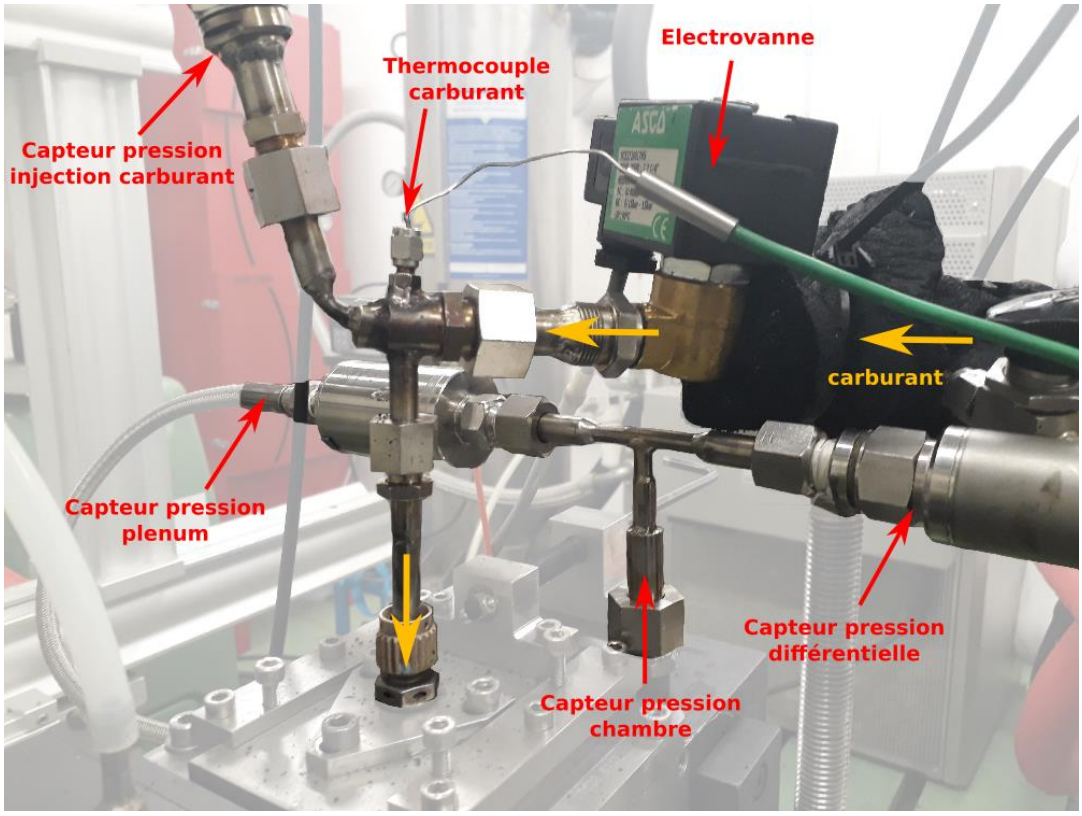


Figure 2-6 Instrumentation de la maquette du banc MERCATO.

Incertitudes de mesure des grandeurs

L'incertitude de mesure du débit liquide dépend en partie de la précision du débitmètre Coriolis. Dans notre cas, la précision du débitmètre est de 0,01 g/s. Compte tenu des conditions opératoires (vanne de régulation, température du liquide), le débit liquide peut fluctuer au cours de l'essai. Un contrôle du débit est assuré en temps réel et assure des variations du débit liquide inférieures à 0,02 g/s. Compte tenu de nos plages de fonctionnement de débit liquide (1,5 à 3,0 g/s), l'erreur de mesure commise sur le débit liquide est donc inférieure à 1%. La régulation de la pression de l'air au sein de la chambre s'effectue à partir d'une vanne de régulation. Compte tenu de la quantité d'air disponible dans le réservoir tampon et de la précision de la vanne de régulation, la pression au sein de la chambre fluctue au maximum d'environ ± 0,02 bar au cours d'un essai. L'erreur commise sur la mesure de pression pour la gamme d'intérêt pour nos essais (0,4 à 1,013 bar) est donc inférieure à 5%. La mesure de température du carburant est réalisée via un thermocouple situé en entrée de chambre (Figure 2-6). Le thermocouple de type K dispose d'une précision à 0,5 K près. Il est important de noter que le gicleur est placé à l'extrémité de la canne d'injection soit à environ 15 cm de la position de la mesure de la température du thermocouple. La température du carburant à l'injection peut donc être différente de celle mesurée par le thermocouple, d'autant plus lorsque la température du liquide est basse. Afin d'estimer la différence de température entre ces deux positions, une mesure est réalisée en ajoutant un thermocouple au nez du gicleur dans la chambre. Pour un débit liquide de 1,5 g/s, la température relevée au niveau du thermocouple situé en entrée de chambre est de -30 °C tandis qu'elle est de -26,5 °C en sortie

de gicleur. On constate donc que la différence de température entre les deux positions est inférieure à 4 °C.

1.2.4 Injecteurs pressurisés

Géométrie des injecteurs

Deux gicleurs pressurisés Delavan de type « simplex », fournis par Safran Aircraft Engines, ont été utilisés au cours de cette thèse. Leurs caractéristiques sont reportées dans la Table 8. Ces gicleurs génèrent, par l'action de la pression, une nappe liquide sous la forme d'un cône creux. La chambre de swirl est alimentée en carburant par quatre canaux tangentiels qui assurent la mise en rotation du liquide. En sortie de chambre de swirl, le liquide est libéré via un divergent conique. L'angle de ce divergent diffère d'un gicleur à l'autre ce qui modifie donc le diamètre de sortie du gicleur et par conséquent le paramètre géométrique K (voir chapitre 1). L'angle d'ouverture du brouillard est plus élevé dans le cas du gicleur 2 où il est théoriquement égal à 90° contre 60° pour le gicleur 1. La géométrie des gicleurs utilisés est illustrée sur les coupes longitudinale et transversale de la Figure 2-7.

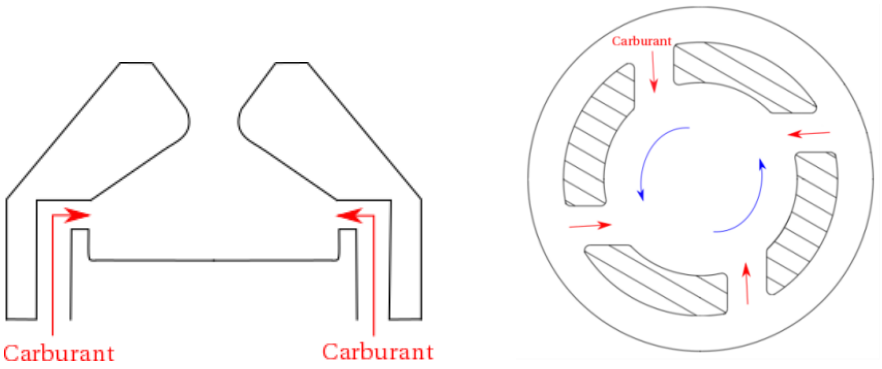


Figure 2-7 Géométrie des gicleurs pressurisés utilisés lors de la thèse : coupe longitudinale (à gauche) et coupe transversale (à droite).

Caractérisation hydraulique

Une mesure simultanée de la pression d'injection au niveau de l'injecteur et du débit liquide permet de caractériser les gicleurs d'un point de vue hydraulique. La Figure 2-8 montre l'évolution du débit volumique liquide en fonction du différentiel de pression ΔP. On constate un bon accord entre les mesures expérimentales et la relation théorique mentionnée dans l'état de l'art (équation 1.1). Les nombres d'écoulement des deux gicleurs ont ainsi pu être estimés pour chaque configuration. Les valeurs du nombre d'écoulement sont résumées dans la Table 8.

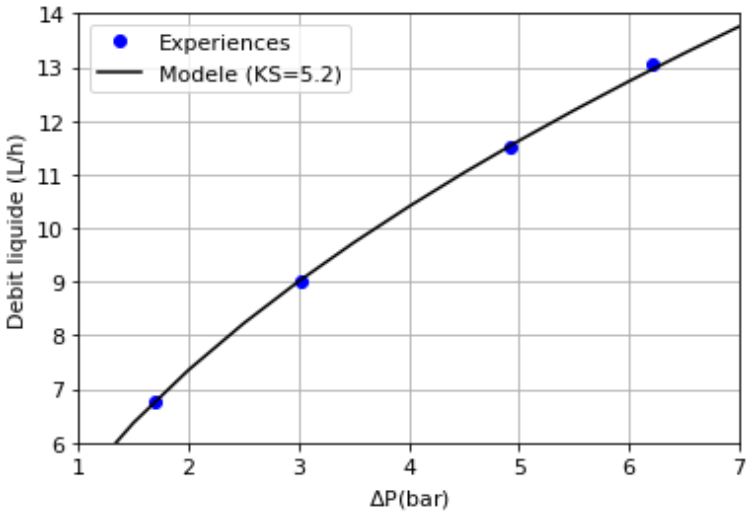


Figure 2-8 Caractérisation hydraulique du gicleur 1 pour des conditions ambiantes (pression atmosphérique et température de l'air et du liquide de 20°C).

Gicleur	Angle théorique (°)	Nombre d'écoulement K_S (conditions ambiantes)	Constante géométrique K
Gicleur 1	60	5.21 ± 0.02	0.331
Gicleur 2	90	5.27 ± 0.05	0.242

Table 8 Caractéristiques des gicleurs utilisés lors de la thèse.

2 Choix des conditions opératoires

Un premier objectif de cette thèse est de constituer une base de données sur l'influence des conditions environnementales (température de l'air, du liquide et pression de l'air) sur les caractéristiques du brouillard généré par l'injecteur. Cette base de données permettra ensuite d'établir des modèles de comportement du brouillard. Dans cette optique et afin de faciliter la compréhension des phénomènes mis en jeu, deux campagnes d'essai distinctes ont été réalisées :

- Première campagne : caractérisation du brouillard généré par des gicleurs de type simplex en l'absence d'écoulement d'air. Le brouillard est généré uniquement par les gicleurs.
- Seconde campagne : caractérisation du brouillard généré par le système d'injection complet, avec présence d'écoulement d'air. Le liquide pulvérisé par les gicleurs de type simplex est soumis au swirl gazeux créé par la circulation d'air dans les vrilles de l'injecteur.

La Table 9 résume les conditions opératoires limites testées au cours des campagnes réalisées.

	Température liquide T_{car}(°C)	Pression air P_{air} (bar)	Débit liquide $d_{liq}(g/s)$
Min	-37	0,4	1,5
Max	20	1,013	3

Table 9 Récapitulatif des conditions opératoires.

3 Influence de la température sur le protocole expérimental et les propriétés du liquide

3.1 Influence sur le protocole expérimental

3.1.1 Phénomènes de condensation et de givrage

Comme expliqué précédemment, la température du carburant varie de – 40 à 20 °C. La diminution de la température impacte un grand nombre de paramètres tels que les propriétés physiques et optiques du carburant. Ces modifications doivent être connues car elles peuvent influencer la précision des techniques de mesure utilisées au cours de cette thèse. Par exemple, l'indice de réfraction est sensible à la température et doit être déterminé précisément car il constitue une donnée d'entrée pour les mesures PDA et Malvern.

Dans le cadre de la première campagne d'essais où le brouillard est généré à partir du gicleur simplex en l'absence d'écoulement d'air, différents phénomènes physiques sont observés :

- Apparition de givre sur le corps du gicleur.
- Apparition de givre sur la face intérieure des hublots de la chambre de visualisation.
- Apparition de condensation sur les faces intérieures et extérieures des hublots de la chambre de visualisation.

Compte tenu de la longueur de la ligne carburant et afin d'en assurer la thermalisation à basse température, il est nécessaire de débiter du carburant en continu. Dans le cas d'essais de longue durée (mesures PDA avec une température de carburant inférieure à 0°C), le gicleur voit sa température diminuer à mesure que le carburant est pulvérisé dans la chambre de visualisation jusqu'à atteindre une température proche de celle du liquide. L'air ambiant « humide » présent dans la chambre de visualisation va alors se condenser sur le corps du gicleur. La condensation va ensuite peu à peu mener à l'apparition de givre sur le corps du gicleur. Ce givre va ensuite se propager sur le corps du gicleur jusqu'à obstruer la sortie du gicleur modifiant considérablement les caractéristiques du brouillard. Ce phénomène est illustré sur la Figure 2-9. L'apparition de givre dépend fortement des conditions extérieures : plus le taux d'humidité dans l'air est élevé, plus la probabilité d'apparition du givre augmente. De plus, il est important

de souligner que l'apparition de givre sur le gicleur est plus fréquente lorsque le débit liquide est faible (de l'ordre de 1,5 g/s).

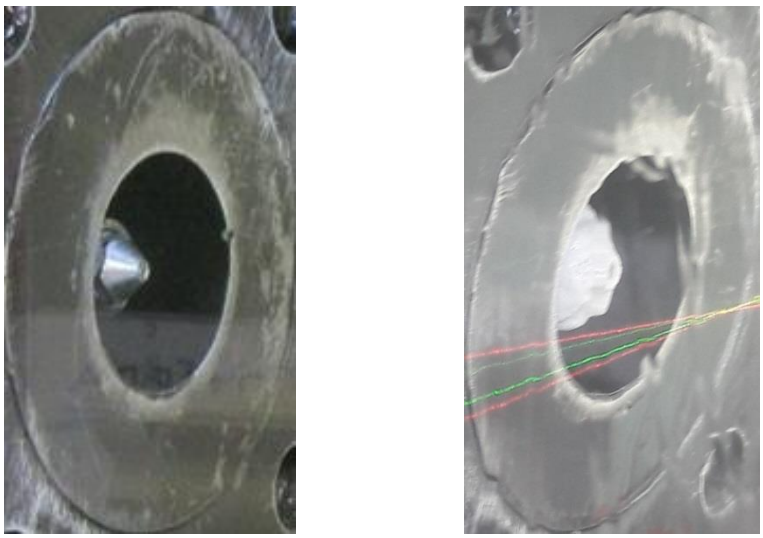


Figure 2-9 Apparition de givre sur le corps du gicleur ($d_{liq} = 1{,}5\ g/s$, $P_a = 1\ bar$, $T_{liq} = -32\ °C$). A gauche : photographie du gicleur simplex au début de l'essai, à droite : photographie du simplex après 10 minutes d'injection de carburant.

L'apparition de condensation sur les hublots est également un phénomène auquel nous avons été confrontés. En effet, l'injection de carburant froid dans la maquette tend à la refroidir, ce qui conduit à la condensation de l'air ambiant « humide » sur les hublots. Ce phénomène est très problématique pour l'utilisation des techniques optiques car la condensation va perturber le chemin optique ainsi que la qualité des images dans le cas des visualisations et des mesures PDS. Lors des essais, du givre a également été observé sur la partie intérieure des hublots. La Figure 2-10 illustre un cas typique de condensation rencontré sur le banc MERCATO en conditions froides.

3.1.2 Mise en place d'un protocole expérimental rigoureux

Compte tenu des phénomènes apparus lors des essais et détaillés dans la section précédente, un protocole expérimental rigoureux a été mis en place. Afin de lutter contre l'apparition de la condensation et du givre, deux principales actions ont été menées :

- Inertage de la chambre avec de l'azote gazeux.
- Soufflage d'azote gazeux sur les hublots extérieurs de la chambre de visualisation.

Avant le début de l'essai et afin de chasser toute humidité pouvant générer du givre et ainsi altérer la mesure, un inertage à l'azote gazeux est réalisé. De l'azote gazeux est introduit au sein de la chambre de visualisation à partir de l'arrivée d'air du banc (image de droite de la Figure 2-10). Cet inertage n'a pas pu être maintenu durant les essais et a dû être arrêté avant le début de chaque essai car l'écoulement d'azote perturbe le brouillard dans le cas des essais sans

écoulement d'air. Si du givre apparaît en cours d'essai, l'essai est interrompu et la procédure d'inertage est remise en place.

Concernant les parties extérieures de la chambre de visualisation, de l'azote gazeux est soufflé sur les hublots par l'intermédiaire de tubes plastiques de manière à éviter la formation de condensation. Comme on peut le voir sur la photographie de la Figure 2-10, ce dispositif permet de conserver un accès optiques propre sur les premiers centimètres du hublot de la chambre de visualisation.

Dans le cas des essais en présence d'air, l'apparition de givrage et de condensation n'a pas été constatée car l'air issu des compresseurs est asséché à l'aide de deux sécheurs et possède un point de rosée inférieur à -40 °C.

Figure 2-10 Illustration de la condensation et de la formation de givre sur la partie intérieure des hublots de la chambre de visualisation (en bas de l'image).

3.2 Influence sur les propriétés du carburant et les performances du gicleur

3.2.1 Influence sur les propriétés physiques du carburant

La majorité des études exposées dans l'état de l'art ont été réalisées dans des conditions ambiantes de température et de pression. Dans notre cas, la température du carburant peut atteindre -40 °C de manière à simuler les conditions de rallumage en haute altitude. Afin d'éviter l'apparition de cristaux au sein du carburant, un antigel est ajouté dont les spécificités sont détaillées en annexe 2. Il est important de souligner que cet ajout ne modifie pas les propriétés physiques du kérosène (Annexe 2). La température modifie les propriétés physiques

du carburant, ce qui va fortement impacter les performances du gicleur (granulométrie, angle du brouillard de gouttes, etc). Les propriétés physiques du carburant utilisé ont été mesurées expérimentalement chez SAFRAN-AE et comparées aux données issues de la littérature (Handbook of aviation [39]). Ces données délimitent les bornes minimale et maximale acceptables pour un carburant de type Jet A-1 qui sont imposées par l'ICAO (Figure 2-11). L'évolution de la masse volumique et de la tension de surface est linéaire avec la température tandis que l'évolution est exponentielle pour la viscosité cinématique du carburant. Pour des basses températures (proches de - 40°C), la viscosité peut vite devenir très élevée et une mesure expérimentale est nécessaire. Dans notre cas de figure, la viscosité du carburant à -40 °C est trois fois supérieure à celle obtenue à 20 °C. Concernant la tension de surface, une unique mesure a été réalisée à 20 °C compte tenu de la difficulté à réaliser des mesures à plus faible température. On constate que le carburant utilisé possède une densité et une viscosité proche de la borne minimale.

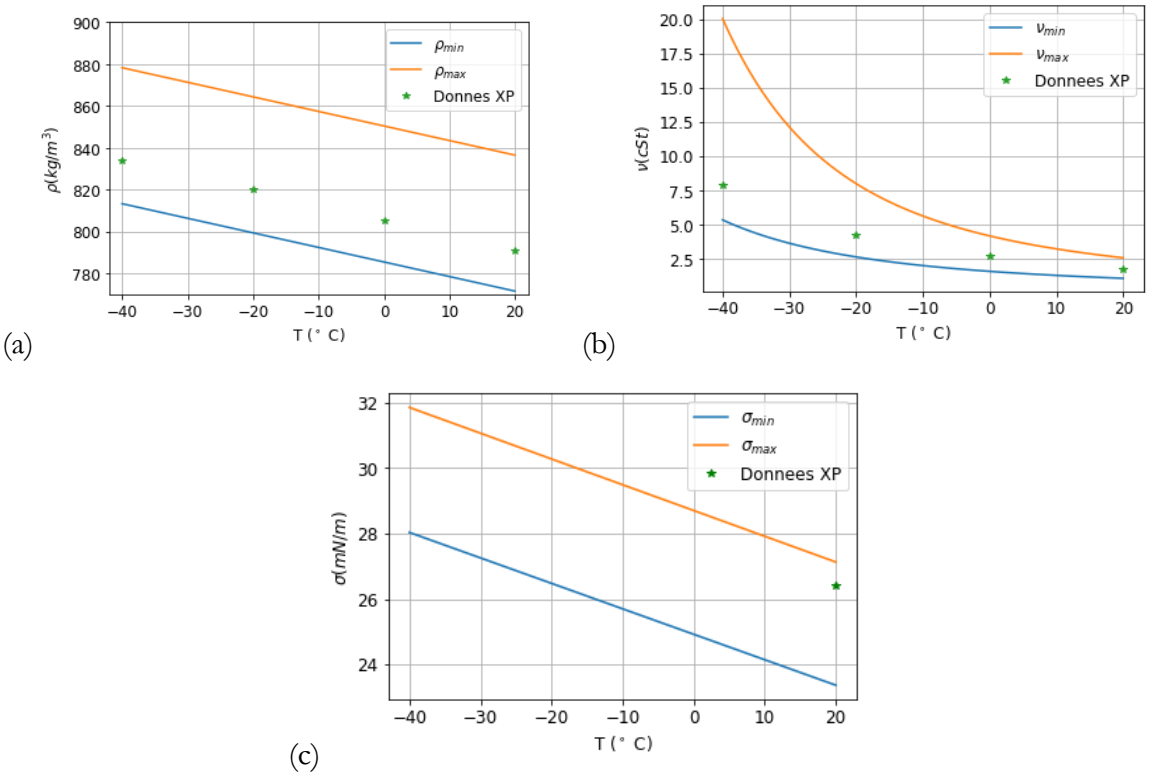


Figure 2-11 Evolution des propriétés physiques du carburant Jet A-1 en fonction de la température et comparaison avec les données tirées du Handbook [39]. (a) Masse volumique (b) Viscosité cinématique (c) Tension de surface. Les tracés bleus et orange correspondent aux limites imposées par l'ICAO et les points verts correspondent aux relevés expérimentaux.

3.2.2 Influence de la température sur les propriétés optiques

La température joue également un rôle sur les propriétés optiques du carburant puisqu'elle modifie son indice de réfraction. Des mesures ont été réalisées grâce à un réfractomètre d'Abbe afin d'estimer l'influence de la température. Le principe de fonctionnement de ce réfractomètre est détaillé en annexe 3. Des mesures dans la gamme [9 ; 27] °C ont ainsi pu être réalisées.

Comme on peut le voir sur la Figure 2-12 une dépendance linéaire de l'indice de réfraction vis-à-vis de la température est observée dans la gamme sondée expérimentalement. Une extrapolation de ces mesures a permis d'établir un modèle de prédiction de l'indice de réfraction pour l'ensemble de la gamme d'intérêt, à savoir [-40 ; 20]°C et ont mis en évidence une pente de l'ordre de $-5.10^{-4}/°C$ de l'indice de réfraction. Cette extrapolation permet d'estimer l'indice de réfraction, qui est une donnée d'entrée des différentes techniques de mesure (PDA, Malvern, …), en fonction de la température.

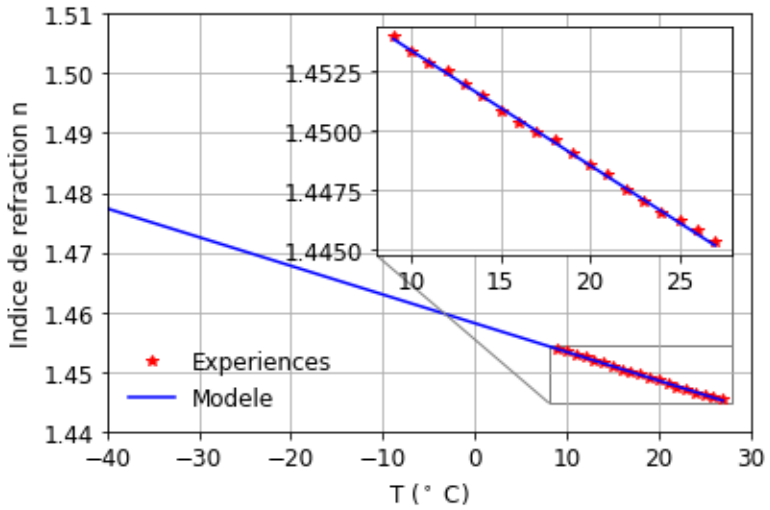


Figure 2-12 Indice de réfraction du Jet-A1 en fonction de la température. Mesures réalisées avec une réfractomètre d'Abbe dans la gamme de température [9 ; 27] °C et extrapolation pour les basses températures.

3.2.3 Influence de la température sur les performances hydrauliques du gicleur

Comme nous venons de le voir, la température modifie les propriétés physiques et optiques du carburant. Ces modifications vont également impacter directement les performances hydrauliques du gicleur. En particulier, l'augmentation de la tension de surface et de la viscosité cinématique avec la diminution de la température va se traduire par une diminution du coefficient de débit et donc une diminution du nombre K_S de l'injecteur. Comme on peut le voir sur la Figure 2-13, à iso-débit le différentiel de pression est plus important lorsque la température du carburant est égale à -30°C qu'à 20°C. Dans le cadre de nos essais, le débit liquide est considéré comme la variable d'intérêt : le différentiel de pression est donc ajusté de manière à respecter le débit liquide de consigne.

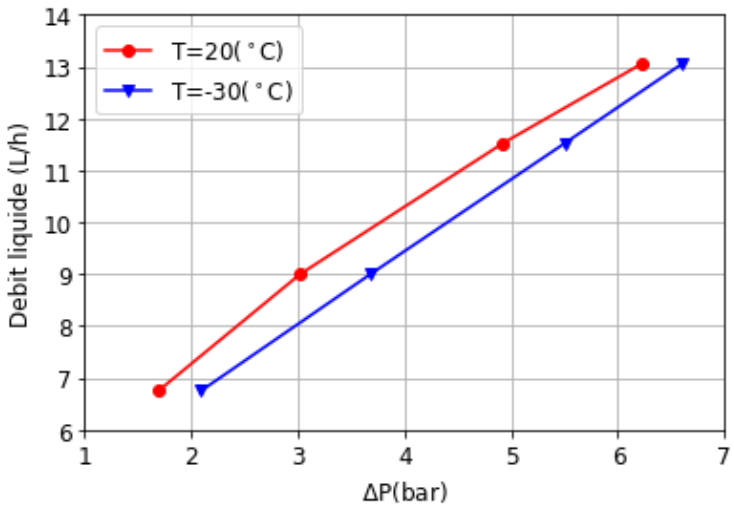


Figure 2-13 Influence de la température sur les propriétés hydrauliques du gicleur (gicleur 1 avec un angle de 60° d'ouverture théorique).

Résumé

Ce chapitre a permis de présenter le banc industriel MERCATO utilisé lors de la thèse en précisant les principaux éléments constitutifs du banc ainsi que l'instrumentation assurant la mesure des différentes grandeurs physiques. Compte tenu des conditions critiques de température, des phénomènes de condensation et de givrage observés lors des essais ont aussi été exposés ainsi que le protocole expérimental mis en place pour les atténuer. Enfin, l'attention s'est portée sur l'influence de la température du liquide sur les propriétés optiques et physiques du carburant. Des caractérisations de ces propriétés ont permis d'étendre les techniques de mesure aux conditions critiques de rallumage. Les techniques mises en place au cours de cette thèse pour la caractérisation des brouillards vont maintenant être présentées.

Partie 2 : Analyse de l'atomisation d'un brouillard généré dans des conditions de rallumage en haute altitude

Cette deuxième partie du manuscrit s'intéresse à l'analyse de l'atomisation d'un brouillard généré dans des conditions de rallumage en haute altitude. Cette partie est divisée en trois chapitres.

Le premier chapitre présente les techniques de mesure utilisées pour la caractérisation des brouillards en précisant le matériel retenu ainsi que les configurations optiques adoptées. Le matériel de mesure et les plans de mesure seront détaillés. L'influence de la température sur la précision de la mesure PDA est également analysée. Enfin l'algorithme de détection de contour permettant la détermination de l'angle d'ouverture du brouillard sera proposé.

Le second chapitre concerne les outils de modélisation mis en place au cours de cette thèse pour la modélisation. Les plans d'expérience et la méthode de krigeage seront notamment détaillés.

Le troisième et dernier chapitre de cette partie concerne l'étude de l'influence des conditions environnementales sur les caractéristiques du brouillard. L'analyse de sensibilité permettra de mettre en évidence l'influence des différents paramètres d'essai sur les grandeurs d'intérêt, à savoir l'angle d'ouverture du brouillard, le diamètre moyen et la vitesse des gouttes. Une comparaison avec les corrélations de la littérature sera réalisée et un modèle de comportement sera proposé en fin de chapitre.

CHAPITRE 3 : TECHNIQUES DE MESURE

Dans ce chapitre nous allons présenter les techniques granulométriques conventionnelles employées au cours de cette thèse. Une description fine de leur principe de fonctionnement sera dans un premier temps rappelée avant de se focaliser sur les configurations optiques et expérimentales testées. Les techniques de visualisation du brouillard mises en place et l'algorithme de détection du contour du brouillard feront aussi l'objet de ce chapitre.

Sommaire

1 Phase Doppler Anemometry (PDA) 101
1.1 Matériel utilisé 101
1.2 Configuration optique 102
1.3 Conditions opératoires 103
1.3.1 Plan de mesure 103
1.3.2 Paramètres d'acquisition 104
1.4 Traitement des résultats 104
1.5 Sensibilité de la mesure à la température 104
2 Granulomètre à diffraction laser 106
2.1 Matériel et conditions opératoires 106
2.1.1 Traitement de données 107
3 Visualisations rapides 107
3.1 Algorithme de détection de contour du brouillard 108
3.2 Détermination de l'angle d'ouverture du brouillard 109

1 Phase Doppler Anemometry (PDA)

1.1 Matériel utilisé

Au cours de cette thèse, un système Phase Doppler Analyser de chez Dantec Dynamics a été utilisé. Ce système comprend deux couples de faisceaux laser, situés dans deux plans perpendiculaires l'un à l'autre, qui génèrent à leur intersection le volume de mesure. Chaque laser possède sa propre longueur d'onde d'émission (rouge à 671 et vert à 532 nm) et le

photorécepteur est équipé d'un filtre permettant de dissocier les faisceaux issus des différents lasers. Le photorécepteur est également équipé d'un masque permettant de sélectionner la gamme de diamètres allant de 1 micron à plusieurs centaines de microns. Les caractéristiques géométriques et optiques des systèmes utilisés sont spécifiées dans la Table 10.

Caractéristiques générales	
Focale d'émission [mm]	500
Focale de réception [mm]	400
Distance entre les faisceaux [mm]	60
Demi-angle entre faisceaux [degré]	3.43
Nombre de frange	29
Caractéristiques du volume de mesure à λ = 671 nm	
dx [mm]	0.1376
dy [mm]	0.1374
dz [mm]	2.293
Inter frange [µm]	4.543
Caractéristiques du volume de mesure à λ = 532 nm	
dx [mm]	0.1305
dy [mm]	0.1303
dz [mm]	2.175
Inter frange [µm]	4.738

Table 10 Configuration optique et géométrique du système PDA

1.2 Configuration optique

Le système de mesure PDA peut être utilisé de deux manières. Les photorécepteurs de la partie réception peuvent être placés du côté opposé à la tête d'émission (en diffusion avant) ou placés directement dans la tête d'émission (en rétrodiffusion). La seconde solution ne requiert d'un seul accès optique de la zone à sonder mais le signal émis par les gouttes est moindre comme le prédit la théorie de Mie [54]. Dans notre cas, la première solution a été retenue. La réception et l'émission sont donc placées de part et d'autre de la chambre de visualisation et font face à chacun des hublots latéraux de la chambre (Figure 3-1). Un système de traverse permet de déplacer simultanément la réception et l'émission de manière à conserver les distances optiques pour réaliser les traversées horizontales et verticales du brouillard.

Figure 3-1 Photographie de la configuration optique du système PDA implémenté sur le banc MERCATO. Vue de dessus du banc : la réception et l'émission se font face et sont placées devant les hublots latéraux de la chambre de visualisation.

1.3 Conditions opératoires

1.3.1 Plan de mesure

Dans le cadre des essais menés sur le banc MERCATO, des traversées horizontales et verticales du brouillard ont été réalisées dans le plan transverse situé à 20 mm du gicleur. Le choix du plan de mesure résulte d'un compromis. En effet, la distance de mesure doit être suffisamment éloignée de l'injecteur de manière à se situer dans une région où le processus d'atomisation secondaire apparaît puisque les techniques de mesure employées reposent sur l'hypothèse de sphéricité des gouttes. Cependant ce plan de mesure ne doit pas être trop éloigné car les accès optiques doivent rester propres afin de ne pas biaiser la mesure.

Les traversées horizontales ont été réalisées suivant le plan (x, 0, 20) tandis que les traversées verticales ont été menées suivant le plan (0, y, 20) (Figure 3-2). L'hypothèse d'axisymétrie du brouillard a été validée en comparant les profils horizontaux et verticaux.

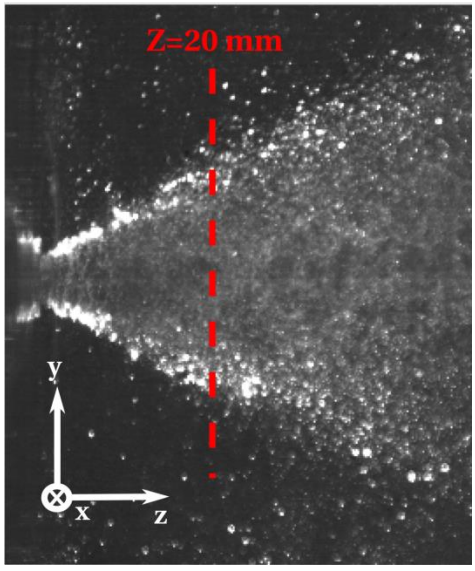


Figure 3-2 Visualisation du brouillard en coupe longitudinale : le plan de mesure des essais PDA est représenté par les pointillés rouges.

1.3.2 Paramètres d'acquisition

En chaque point de l'espace, 40 000 gouttes sont considérées. Si ce nombre total de gouttes n'est pas atteint avant 1 minute et 30 secondes, la mesure passe au point suivant. Au cours des essais, les conditions environnementales affectent considérablement les mesures. Pour des essais menés dans des conditions ambiantes, les taux de validation sont supérieurs à 90%. Les taux de sphéricité sont également très élevés et supérieurs à 84%. Au niveau des pics de flux volumique du brouillard, les 40 000 gouttes sont facilement mesurées avec plus de 8000 gouttes comptabilisées dans le volume de mesure par seconde. En périphérie et au centre du brouillard, le nombre de gouttes par seconde diminue à 2000 mais les 40 000 gouttes sont acquises avant la limite de temps. Dans le cas de condition critique de rallumage en haute altitude (température du liquide proche de -40°C et pression sub-atmosphérique), les mesures s'avèrent plus délicates. Le taux de sphéricité des gouttes diminue et peut atteindre 50 % (dans le cas d'un débit liquide faible). L'atomisation est limitée, le système d'injection crée de grosses entités liquides (parfois non sphériques) qui viennent impacter le hublot et dégrader les accès optiques. Les 40 000 gouttes sont comptabilisées uniquement au niveau des pics de flux volumique et la fréquence d'acquisition est proche de 1000 gouttes par seconde sur le reste de la traversée.

1.4 Traitement des résultats

Les données de sortie PDA se présentent sous la forme de fichier texte. Le système PDA génère autant de fichiers que de positions spatiales sondées. Un fichier contient l'information de toutes les gouttes qui ont traversé le volume de mesure au point de l'espace considéré. Chaque ligne du fichier est propre à chacune des gouttes et contient différentes informations : le temps d'arrivée AT de la goutte dans le volume de mesure (en ms), le temps de transit de la particule dans le volume de mesure TT (en µs), sa vitesse LDA1 suivant l'axe Z (en m/s), sa vitesse tangentielle LDA4 selon l'axe X ou Y (en m/s) et son diamètre D (en µm). Des modules de traitement développés en Python ont été mis en place de manière à pouvoir calculer et représenter les grandeurs d'intérêt (histogramme de taille de gouttes, diamètres moyens, corrélation vitesse diamètre, …).

1.5 Sensibilité de la mesure à la température

La mesure PDA dépend en partie de la configuration optique du système mais aussi de l'indice de réfraction. Nous venons de voir que la température influe sur l'indice de réfraction du liquide et par conséquent sur la mesure PDA. Afin d'estimer cette influence, un calcul de propagation des erreurs a été mené à partir de l'équation (1.30) et prend la forme suivante (3.1) :

$$\Delta d^2 = \left(\frac{\partial d}{\partial \Phi}\right)^2 \Delta\Phi^2 + \left(\frac{\partial d}{\partial \phi}\right)^2 \Delta\phi^2 + \left(\frac{\partial d}{\partial \psi}\right)^2 \Delta\psi^2 + \left(\frac{\partial d}{\partial n_r}\right)^2 \Delta n_r^2 + \left(\frac{\partial d}{\partial \theta}\right)^2 \Delta\theta^2 + \left(\frac{\partial d}{\partial \lambda}\right)^2 \Delta\lambda^2 \qquad (3.1)$$

Où Δn_r dépend de la température du liquide. La Figure 3-3 illustre l'évolution de l'incertitude de mesure du diamètre mesuré d en fonction de l'incertitude portant sur la température. Si l'incertitude de mesure de la température du liquide est de l'ordre du degré, alors le diamètre de la goutte mesuré par le PDA sera de l'ordre de 0.7 µm. A partir des résultats obtenus avec le réfractomètre d'Abbe sur la dépendance de l'indice de réfraction à la température et en utilisant l'équation (1.30), il est possible de quantifier l'erreur commise en cas de non prise en compte de la variation de température. Pour un déphasage donné, un indice de réfraction de 1,45 (température de liquide de 20 °C) mène à un diamètre de goutte de 99,5 µm alors qu'avec un indice de réfraction de 1,48 (température de liquide de -40 °C) on obtient un diamètre de goutte de 101,6 µm. La variation sur le diamètre est donc de l'ordre de 2% si on ne tient pas compte de la variation de l'indice de réfraction. Compte tenu de la dispersion des mesures, cette variation peut être considérée comme négligeable. La température n'est pas le paramètre le plus influent sur la mesure PDA qui reste très sensible à la configuration géométrique (Figure 3-3). En effet, on voit que l'incertitude du diamètre des gouttes est fortement impacté par l'angle d'élévation des détecteurs ψ ce qui peut entrainer des erreurs importantes. En pratique, les systèmes PDA sont calibrés finement en usine de manière à réduire les variations de ces paramètres.

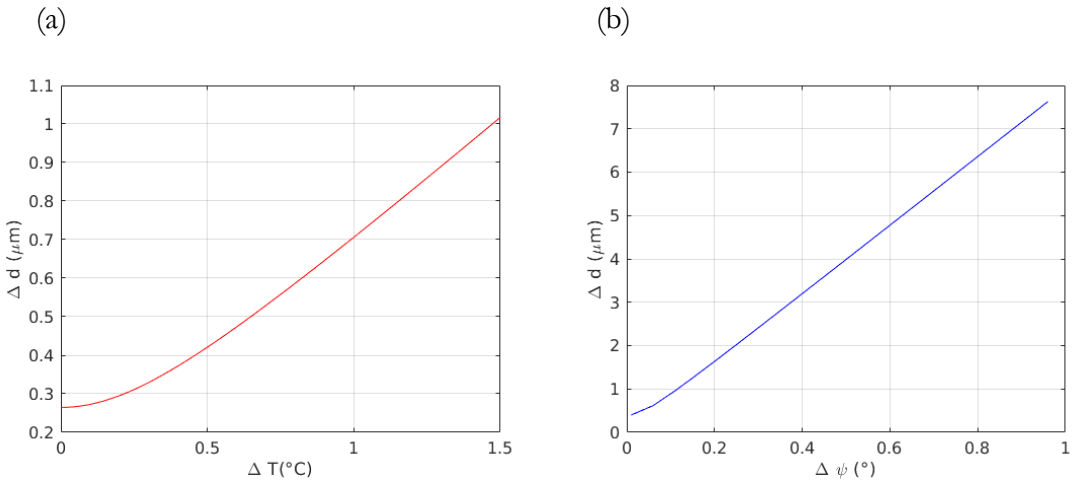


Figure 3-3 Evolution de l'incertitude du diamètre d'une goutte mesuré en fonction de l'incertitude de la température (a) et de l'angle d'élévation (b).[1]

Calculs effectués avec (a) : $\psi = 5°, \Delta\psi = 0.01°, \theta = 3.43°, \Delta\theta = 0.01°, \Phi = 180°, \Delta\Phi = 1°, \phi = 35°$ *et* $\Delta\phi = 0.1°, \lambda = 532\ nm, \Delta\lambda = 1\ nm$. *(b)* $n_r = 1.45, \Delta n_r = 0.01, \theta = 3.43°, \Delta\theta = 0.01°, \Phi = 180°, \Delta\Phi = 1°, \phi = 35°$ *et* $\Delta\phi = 0.1°, \lambda = 532\ nm, \Delta\lambda = 1\ nm$.

[1] Les valeurs des courbes ne sont pas nulles en zéro car les incertitudes des autres paramètres sont différentes de 0.

2 Granulomètre à diffraction laser

2.1 Matériel et conditions opératoires

Afin d'enrichir la base de données et de manière à pouvoir comparer aux mesures PDA et aux études menées dans la littérature, un granulomètre Spraytec de chez Malvern reposant sur le principe de la diffraction laser a été utilisé.

L'étalonnage de ce système a été réalisé en usine en 2014. Le certificat d'étalonnage remis par la société fournit les incertitudes de mesure des principales grandeurs d'intérêt : l'incertitude sur le Dv_{10}, Dv_{50} et Dv_{90} est inférieure à 0,06% pour des gouttes de diamètre nominal 40 µm et à 0% pour des gouttes de diamètre nominal de 9 µm.

Le système se compose d'une tête d'émission laser et d'une tête de réception. Une photographie de l'installation du système sur le banc MERCATO est illustrée sur la Figure 3-4. La mise au point de l'appareil et l'alignement des deux têtes sont gérés directement en interne par le système. Le faisceau généré par la diode laser à une longueur d'onde de 633 nm et crée un volume de mesure cylindrique de 12 mm de rayon. Cet instrument est équipé de deux têtes optiques réceptrices interchangeables permettant une mesure de diamètre entre 0,1 et 900 µm pour la première lentille et entre 2 et 2000 µm pour la seconde. Dans le cadre de cette thèse, la première configuration a été retenue. Un histogramme de taille de gouttes est acquis toutes les secondes.

Afin d'assurer une bonne statistique, la mesure de chaque condition est répétée 5 fois. Le temps de mesure est fixé à 30 secondes et un histogramme de taille de gouttes est acquis toutes les secondes. Ainsi à la fin d'une acquisition 30 histogrammes sont enregistrés. Au final la moyenne obtenue correspond à 150 histogrammes pour chacune des conditions d'essai.

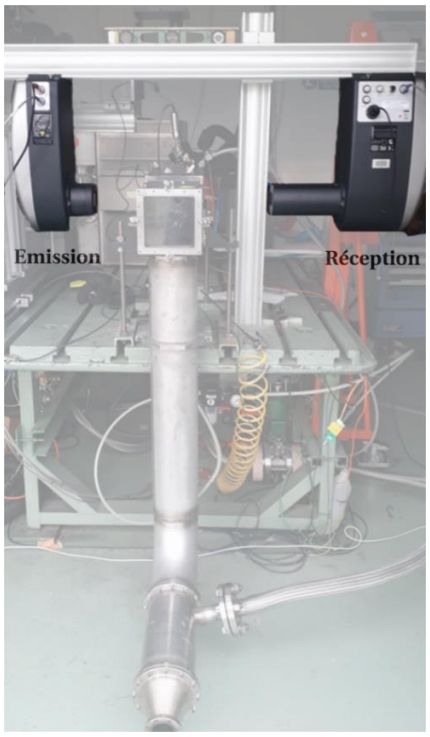


Figure 3-4 Montage du système Malvern sur le banc MERCATO.

2.1.1 Traitement de données

Le logiciel de post-traitement Spraytec génère un fichier pour chaque essai au format pdf ou au format texte afin de pouvoir retraiter les données. Ce fichier contient les conditions optiques de l'essai : focale de la lentille, indice de réfraction de l'espèce et du dispersant. Concernant les grandeurs d'intérêt, le logiciel fournit les diamètres moyens caractéristiques d_{10}, d_{32} et d_{43} avec leur valeur moyenne et leur écart type sur toute la traversée du brouillard. Enfin le fichier contient également les informations relatives à l'histogramme de taille de gouttes : la fraction volumique de liquide de chacune des classes de taille de gouttes est répertoriée ainsi que la courbe du volume cumulé de liquide, comme illustré sur la Figure 3-5.

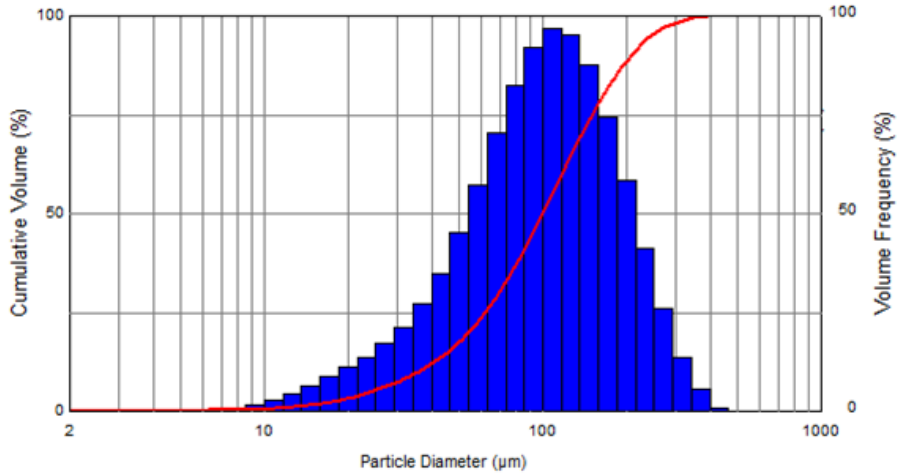


Figure 3-5 Exemples d'histogramme de taille de gouttes généré par le logiciel Spraytec : l'histogramme du volume des gouttes est représenté en bleu et le volume cumulé de liquide (en %) en rouge.

3 Visualisations rapides

Des visualisations rapides du brouillard ont aussi été mises en place de manière à analyser l'influence des conditions environnementales (pression de l'air, température du liquide) et opératoires (débit liquide) sur l'angle d'ouverture du spray. Pour ce faire, un laser haute cadence génère un faisceau laser à 532 nm qui est transformé en nappe laser à bords parallèles grâce à un collimateur. Cette nappe laser est introduite au sein de la chambre via le hublot supérieur et est placée dans l'axe d'injection du gicleur. Une caméra rapide Phantom placée face à un hublot latéral de la chambre acquiert les images de diffusion de la lumière émise par les gouttes. Comme on peut le voir sur l'image instantanée de la Figure 3-2, les lèvres du brouillard apparaissent fortement sur l'image car le liquide y est majoritairement présent. Les images sont moyennées et un algorithme de détection d'image est ensuite appliqué dans le but de déterminer l'angle d'ouverture du brouillard. Cet algorithme de détection va maintenant être présenté.

3.1 Algorithme de détection de contour du brouillard

Un module de détection de contour de la bibliothèque de traitement d'images associée à LabWindows-CVI « National Instruments » a été employé. Il permet de localiser les régions de l'image où des discontinuités de l'intensité des pixels sont présentes : les régions de forte intensité lumineuse correspondent aux zones où le liquide est présent tandis que les zones de faible intensité sont dues à l'absence de liquide. De cette manière, les régions de discontinuité de l'intensité nous permettent de détecter les contours du brouillard qui sont caractérisés par des changements abrupts de l'intensité lumineuse. La détection des contours du brouillard est réalisée à partir d'un balayage vertical ayant pour pas 1 pixel. A chaque traversée du brouillard, les positions extérieures et intérieures des lèvres du brouillard sont relevées.

La détection consiste à évaluer l'intensité de chacun des pixels de la traversée. L'intensité d'un pixel est obtenue en moyennant l'intensité des pixels situés en amont et en aval du pixel considéré. La distance, sur laquelle l'intensité des pixels est moyennée, est un paramètre réglable et est appelée l'épaisseur de détection (Figure 3-6). Une fois les valeurs moyennes de chaque pixel calculées, l'algorithme va déterminer le contraste, c'est à dire différence d'intensité entre deux pixels adjacents. Si cette différence est supérieure au paramètre de seuil réglable manuellement alors la position du pixel est enregistrée. A partir de cette position, les pixels suivants vont être analysés jusqu'à ce que le contraste atteigne sa valeur maximale. Le pixel où cette valeur maximale est atteinte correspond au début de la zone de contour. La valeur de l'épaisseur de détection est ensuite ajoutée à la position du pixel de manière à déterminer la fin de la zone de contour. Dans cette zone de contour, le premier pixel dont la différence d'intensité entre sa valeur et la valeur du pixel de début de contour est supérieure ou égale à la différence entre le début et la fin de la zone de contour, est détecté comme étant la position du contour. La Figure 3-6 illustre l'image moyenne du brouillard avec les contours détectés par l'algorithme en jaune. Les lèvres intérieures et extérieures du brouillard sont ainsi captées. Bien que cette technique nécessite de fixer certains paramètres (contraste, épaisseur de détection, …) elle est relativement robuste vis-à-vis de ce paramétrage et beaucoup plus performante qu'une méthode de seuillage classique qui consisterait à binariser une image.

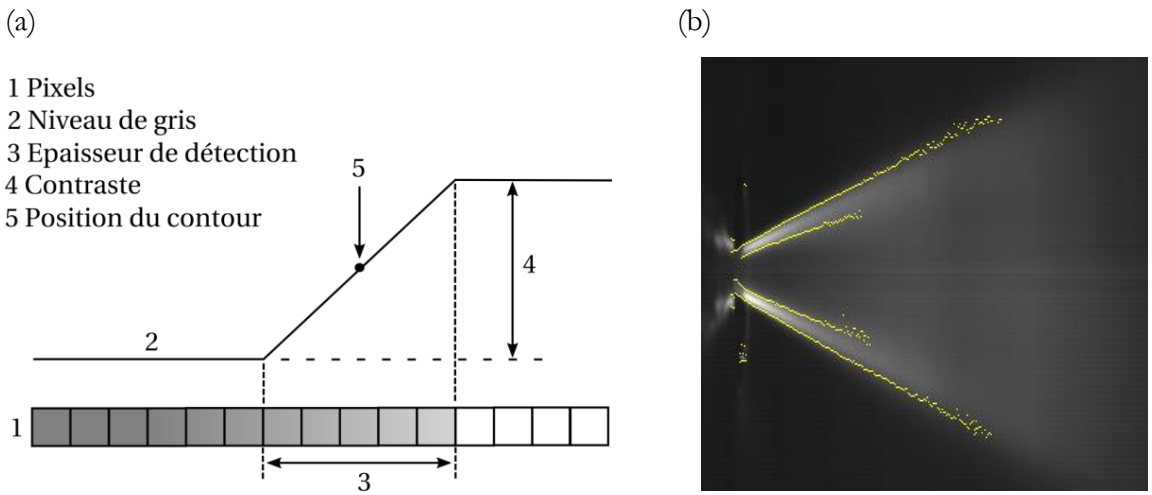


Figure 3-6 (a) Schéma de principe de l'algorithme de détection du contour. (b) Image moyenne du brouillard avec les contours détectés représentés en jaune.

3.2 Détermination de l'angle d'ouverture du brouillard

L'algorithme de détection de contour du brouillard nous permet de repérer les coordonnées des points qui constituent les bornes supérieures et inférieures du brouillard. Un module de post-traitement a alors été développé dans le but de conserver uniquement les parties extérieures du brouillard. Ces parties sont ensuite modélisées à partir d'une régression linéaire (Figure 3-7). Deux angles sont respectivement mesurés pour la partie supérieure et inférieure du brouillard afin de tenir compte des éventuelles dissymétries d'injection du liquide. L'angle d'ouverture du brouillard est finalement déterminé à partir de ces deux angles.

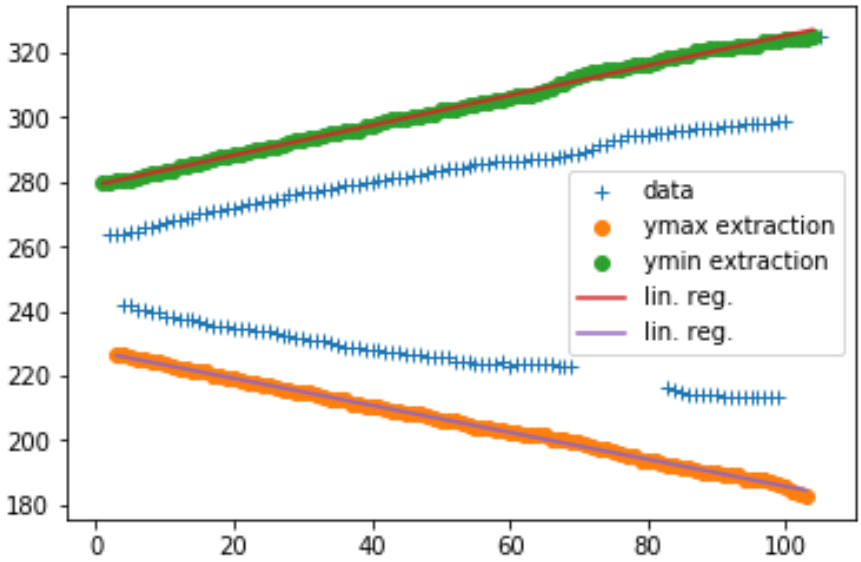


Figure 3-7 Illustration du module de post-traitement mis en place pour la détermination de l'angle d'ouverture du brouillard.

Résumé

Ce chapitre a permis de détailler le principe de fonctionnement des techniques conventionnelles de caractérisation de brouillard mises en place dans cette thèse. Le matériel utilisé et les configurations optiques qui ont permis de constituer une base de données ont aussi été présentés. Le prochain chapitre va se focaliser sur les outils de modélisation mis en place pour exploiter la base de données de manière à établir un modèle de comportement du brouillard.

CHAPITRE 4 : OUTILS DE MODELISATION

Ce chapitre se focalise sur les outils de modélisation mis en place et utilisés au cours de cette thèse. Ce travail a été réalisé en grande partie à partir d'une plateforme (appelée Next Step) développée chez Safran Tech et dédiée à l'optimisation et à la modélisation. Dans ce chapitre nous présenterons les outils statistiques mis en place ainsi que la méthodologie suivie. Les plans d'expérience, l'analyse de sensibilité ainsi que la méthode de krigeage utilisée pour l'interpolation des résultats et l'établissement d'un modèle seront notamment détaillées dans ce chapitre.

Sommaire

1 Intérêt des plans d'expérience 111
2 Analyse de sensibilité 115
3 Modélisation 116
3.1 Krigeage 117
3.2 Validation du modèle 117

1 Intérêt des plans d'expérience

Comme présenté précédemment, cette thèse a pour objectif d'étudier l'influence des conditions expérimentales sur le comportement du brouillard généré par des injecteurs de type simplex. Pour ce faire, il est nécessaire de déterminer l'impact des paramètres expérimentaux (appelés grandeurs d'entrée) sur les grandeurs d'intérêt (appelés grandeurs de sortie). Les grandeurs d'entrée, notées X_i, sont fixées par l'utilisateur et définissent le domaine d'étude. Dans le cadre de cette thèse, l'attention sera portée principalement sur trois paramètres, à savoir la température du liquide, le débit liquide et la pression de l'air. Les variations des grandeurs d'entrée et d'intérêt sont résumées dans la Table 11.

Grandeurs d'entrée X_i		**Grandeurs de sortie Y**
Paramètres physiques	*Domaine de variation*	
Température du liquide T_l (°C)	$[-40\ ;20]$	Diamètre moyen de Sauter D_{32}
Pression de l'air P_{air} (bar)	$[0.3\ ;1]$	Vitesse axiale des gouttes V_z
Débit liquide d_l (L/h)	$[6{,}7\ ;13{,}5]$	Angle d'ouverture du brouillard 2β

Table 11 Tableaux récapitulatifs des grandeurs d'entrée et de sortie.

Dans le cas présent, le domaine d'étude peut être représenté par un espace à trois dimensions dont chaque vecteur directeur correspond à une grandeur d'entrée. Dans ce domaine un point x, correspondant à une mesure, est donc repéré par le triplet (T_l, d_l, P_a) (Figure 4-1).

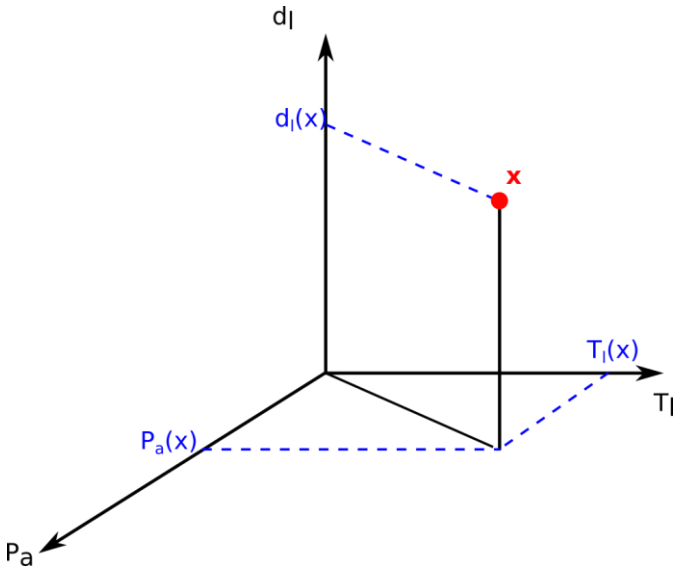


Figure 4-1 Représentation du domaine d'étude considéré

Le nombre de grandeurs d'entrée peut sembler faible mais chacune a un domaine de variation étendu qui nécessite une discrétisation fine, ce qui augmente considérablement le volume d'essais. Par exemple, en discrétisant chaque domaine de variation en sept points et en considérant un plan factoriel complet, le nombre total d'essais serait de 3^7 soit 2187 mesures. Compte tenu du temps de mesure et de la disponibilité limitée du banc MERCATO, une telle approche n'y est pas envisageable.

Afin d'optimiser le temps de mesure, la planification des expériences doit être réfléchie et le recours à un plan d'expérience (ou DOE, pour Design Of Experiment) s'avère nécessaire dans le but d'exploiter les mesures réalisées pour comprendre le phénomène étudié. Un plan d'expérience représente l'ensemble des N vecteurs d'entrée ou facteurs x_i. Dans notre cas, le plan d'expérience prend la forme d'une matrice de dimension N par 3 où N représente le nombre de mesures réalisées. Ce nombre d'essais N doit être suffisant afin de garantir une bonne exploration du domaine d'étude. Généralement, on considère qu'un budget (c'est-à-dire

le nombre d'essais réalisés) est confortable quand il est au moins égal à dix fois le nombre de dimensions du domaine d'étude. Dans notre cas, cela correspond donc à un budget de 30 essais ce qui est raisonnable comparé aux 2187 essais évoqués précédemment. Ainsi le plan d'expérience X prend la forme d'une matrice de dimension 30 par 3.

$$X = \begin{bmatrix} x_{11} & x_{12} & x_{13} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ x_{30\,1} & x_{30\,2} & x_{30\,3} \end{bmatrix} \qquad (4.1)$$

L'étape suivante de la définition du plan d'expérience consiste à déterminer judicieusement les points de mesure, c'est-à-dire la position des points x dans le domaine d'étude (Figure 4-1).

Afin de s'assurer de capter toute la physique des phénomènes à modéliser, ce plan d'expérience doit être optimisé. Trois principaux critères permettent de définir un plan d'expérience de qualité : le remplissage du domaine d'étude, la robustesse en sous-projection et la séquentialité.

- Plusieurs critères mathématiques existent pour garantir un bon remplissage de l'espace des entrées (critères géométriques ou de discrépance). Les deux critères géométriques les plus connus sont le minimax et le maximin. Le critère minimax consiste à minimiser la distance maximale entre un point z du domaine et le point x du plan d'expérience le plus proche, et ce pour tous les points du domaine. A l'inverse, le critère maximin cherche à maximiser la distance minimale entre 2 points du plan d'expérience. Le plan d'expérience OAT (One At-a-Time), couramment utilisé, qui consiste à faire varier une seule entrée à la fois est un mauvais DOE hors d'un plan factoriel complet. Ce type de plan d'expérience n'assure pas un bon remplissage du domaine car il laisse des zones de l'espace inexplorées. De plus, ce type de plan ne permet pas de détecter des interactions entre les différents paramètres d'entrée.

- En plus du remplissage de l'espace, un bon plan d'expérience doit aussi présenter une bonne robustesse en sous-projections. Ce critère sert à vérifier que la condition de remplissage optimale reste valable sur les sous-espaces de faible dimension, afin de ne pas négliger un paramètre ou un type d'interaction. Chaque dimension du domaine des entrées est divisée en N intervalles puis un tirage aléatoire de points dans chaque strate est réalisé. De cette manière, chacun des sous niveaux est représenté une seule fois. Un exemple de plan d'expérience qui respecte ce critère est le LHS (Latin Hypercube Sampling). Pour un domaine donné, il existe un grand nombre de LHS.
  Un exemple de plan LHS généré, à partir de l'outil Next Step, pour les domaines de variation spécifiés dans la Table 11 est illustré sur la Figure 4-2.

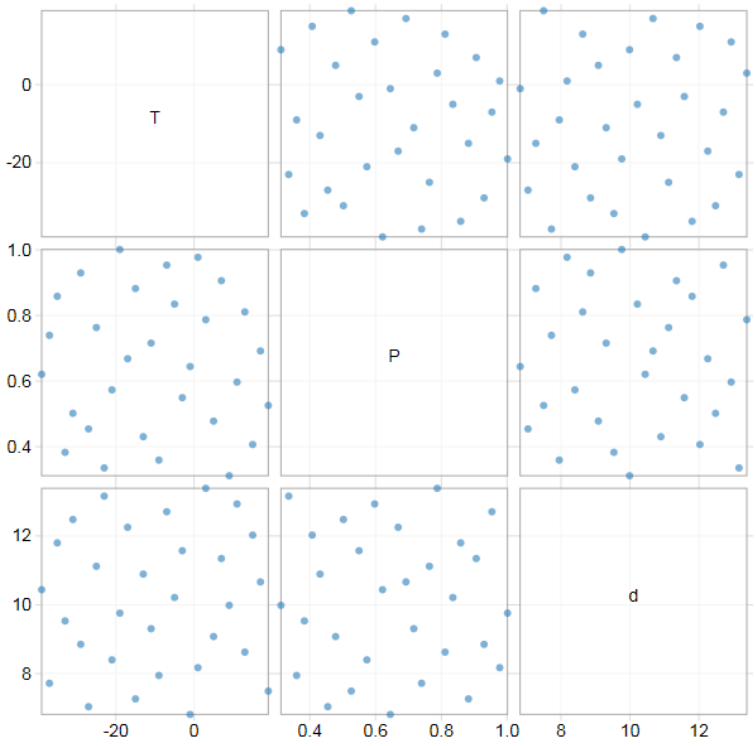


Figure 4-2 Exemple de LHS optimisé généré par l'outil Next Step pour les domaines de variation résumés dans la Table 11.

Certains LHS sont par exemple de très mauvaise qualité car ils n'assurent pas un bon remplissage du domaine (LHS composé de tous les points d'une des diagonales en dimension 2). Toutefois, il est possible d'imposer un critère de remplissage à un LHS, appelé LHS optimisé. C'est ce type de plan qui a été retenu dans la suite de cette thèse (Figure 4-2).

- Enfin, la séquentialité d'un DOE désigne la possibilité de rajouter des points d'observation tout en conservant les qualités de couverture d'espace et de robustesse. En pratique, un plan LHS ne suffit pas car il ne garantit pas nécessairement le remplissage de l'espace. C'est pourquoi, il est généralement combiné à un plan maximin. La principale faiblesse du plan LHS est son caractère non-séquentiel, qui ne permet pas de rajouter un ou plusieurs calculs tout en conservant le bon remplissage du domaine et la robustesse en sous projections. Pour pallier ce problème, il est usuel de créer un DOE adaptatif, qui utilise la variance du modèle renvoyé par le krigeage (paragraphe krigeage) : plus la variance en un point du domaine d'étude est grande, plus l'incertitude sur le résultat en ce point est grande. Une méthode pour construire un DOE adaptatif est donc de réaliser un premier DOE de type LHS optimisé, puis de l'enrichir en rajoutant des points où la variance du modèle est maximale. Le krigeage étant un interpolateur exact, la variance du nouveau modèle en ce point sera nulle et la solution sera localement améliorée.

Etant donné que les grandeurs d'intérêt sont considérées comme indépendantes, le même plan d'expérience est utilisé pour l'analyse des différentes grandeurs de sortie.

2 Analyse de sensibilité

L'analyse de sensibilité a pour objectif d'identifier les variables d'entrée X_i (T_l, d_l et P_a dans notre cas) qui contribuent le plus à la variabilité de la grandeur de sortie Y considérée (d_{32}, V_z *ou* α). L'idée consiste donc à faire varier l'ensemble des variables d'entrée dans le domaine d'étude et analyser les variations (autrement dit la variance) de la sortie considérée. Les diagrammes circulaires sont très souvent utilisés pour l'analyse de sensibilité car ils mettent clairement en évidence la part d'influence des différentes variables mais aussi des interactions sur la variabilité de la sortie (Figure 4-3).

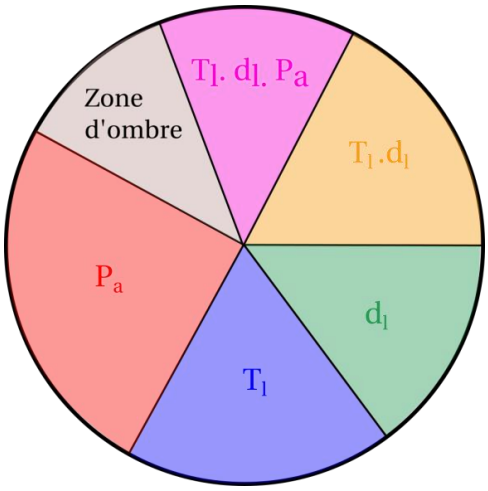


Figure 4-3 Exemple d'un diagramme circulaire illustrant l'influence des grandeurs d'entrée considérées dans cette thèse (T_l, d_l, P_a) et de leurs interactions sur la grandeur de sortie (d_{32}, V_z, α).

Dans le cadre de cette thèse, la méthode retenue pour l'exploration du domaine d'étude est le plan d'expérience présenté précédemment. Le but étant de décomposer la variance totale de la sortie en différentes parts dues aux différentes variables d'entrée et leur interaction. Une grandeur influente sera donc une grandeur qui contribue fortement à la variance totale et sera représentée par une part importante sur le diagramme circulaire. Afin de quantifier l'influence de ces variables d'entrée, il est usuel de recourir à des indices de sensibilité, appelés indices de Sobol S_i, compris entre 0 et 1. On distingue deux principaux indices.

- L'indice principal (ou indice du premier ordre) d'une variable X_i ne rend compte que la sensibilité de la sortie Y à la variable X_i considérée uniquement. Cet indice se définit de la manière suivante :

$$S_i = \frac{Var(E(Y|X_i))}{Var(Y)} \qquad (4.2)$$

Var représente la variance tandis que E fait référence à l'espérance.

Cet indice va ainsi permettre de déterminer les entrées dont il est nécessaire d'avoir une connaissance parfaite, c'est-à-dire celles pour lesquelles l'erreur de mesure doit être diminuée

dans l'optique de diminuer la variance de la sortie Y. Si la valeur de l'indice est proche de 0 alors la variable considérée est peu influente sur la sortie et peut être négligée.

Cet indice est toutefois limitant car il ne tient pas compte du potentiel impact des interactions entre la variable et les autres. Sur la Figure 4-3, les termes tenant compte des interactions sont les termes $T_l d_l P_a$ et $T_l d_l$.

- Les indices de Sobol d'ordre supérieur (2ème ordre, 3ème ordre, …) d'une variable X_i permettent de quantifier l'influence de ces interactions. Le second ordre mesure ainsi l'influence de l'interaction entre 2 variables (le terme $T_l d_l$ par exemple) sans tenir compte de leur contribution individuelle sur la grandeur de sortie. L'indice de Sobol du second ordre prend alors la forme suivante :

$$S_{i,j} = \frac{Var(E(Y|X_i, X_j))}{Var(Y)} - S_i - S_j \qquad (4.3)$$

- L'indice total T_i d'une variable X_i prend en considération l'effet total de la variable à travers sa contribution individuelle et toutes ses interactions de tout ordre. Il est défini comme la somme des indices de Sobol du premier et des ordres supérieurs.

$$T_i = \frac{E(Var[Y|X_{ij})]}{Var(Y)} = S_i + \sum_{j \neq i} S_{ij} + \cdots \qquad (4.4)$$

Avec X_{ij} où $i \neq j$. Une valeur d'indice T_i faible indique que la grandeur X_i considérée a peu d'influence sur la grandeur de sortie.

Les indices de Sobol sont des outils d'estimation très répandus pour déterminer de manière précise l'influence des grandeurs d'entrée et des possibles interactions sur une grandeur de sortie. Ils peuvent ainsi permettre de restreindre les domaines d'étude en identifiant les grandeurs peu influentes. Cependant, ces indices sont estimés numériquement et le coût de calcul est très important. La détermination de ces indices est toutefois très intéressante car elle facilite l'établissement de modèle de comportement.

3 Modélisation

La modélisation consiste à représenter ou reproduire un phénomène réel observé à partir d'un modèle mathématique. Les essais réalisés au cours de cette thèse permettent d'estimer localement la réponse des grandeurs d'intérêt pour un point x donné du domaine d'étude (Figure 4-1). L'étape suivante va consister à prédire la réponse des grandeurs de sortie en tout point du domaine d'étude à partir des points x_i mesurés. Pour ce faire, la méthode a consisté à recourir à une méthode d'interpolation spatiale appelée krigeage qui va à présent être détaillée.

3.1 Krigeage

Le krigeage est une méthode stochastique d'interpolation spatiale, sans biais et garantissant le minimum de variance. L'interpolation se fait par combinaison linéaire des résultats mesurés en un nombre fini de points d'observation, en tenant compte à la fois de la distance entre le point modélisé et les points d'observations, et de la distance entre les points d'observation deux à deux. Il s'agit d'un interpolateur exact, ce qui signifie que les valeurs prédites aux points d'observations sont les mêmes que les valeurs mesurées précédemment en ces points.

L'idée du krigeage est de considérer la grandeur recherchée comme la réalisation d'un processus stochastique :

$$Y(x) = \mu(x) + Z(x) \qquad (4.5)$$

où $Y(x)$ est la fonction aléatoire associée à la grandeur déterministe modélisée $y(x)$, $\mu(x)$ est la partie déterministe de $Y(x)$ et $Z(x)$ la partie aléatoire, qui est un processus Gaussien d'espérance nulle et de covariance $Cov[Z(x), Z(x')] = \sigma^2 r(x, x')$ avec σ un paramètre à déterminer et $r(x, x')$ la fonction de corrélation spatiale. La forme de celle-ci est choisie par l'utilisateur, les corrélations exponentielles $r(x, x') = \exp(-\sum_{i=1}^{d} \theta_i |x_i - x_i'|)$ et gaussienne ($r(x, x') = \exp(-\sum_{i=1}^{d} \theta_i (x_i - x_i')^2)$ étant les plus fréquemment utilisées, avec d la dimension de l'espace des paramètres, x_i la i-ème composante du point x et $\theta = (\theta_i)_{i=1..d}$ des paramètres à déterminer. La fonction $\mu(x)$ peut être une constante connue (krigeage simple) ou inconnue (krigeage universel). En pratique, les valeurs des paramètres σ, θ et β sont estimées numériquement comme étant celles qui maximisent la vraisemblance des données observées $L(\sigma, \theta, \beta | x)$. Connaissant ces paramètres, le processus stochastique $Y(x)$ est conditionné à passer par les points observés.

3.2 Validation du modèle

Une fois le modèle établi, il est indispensable d'évaluer la qualité de ce modèle afin d'éviter de tirer de fausses conclusions. Par conséquent, toute étude basée sur un modèle ne peut être réalisée qu'après avoir quantifié la qualité de celui-ci. Une vérification rapide pour s'assurer de la qualité d'un modèle consiste à tracer les valeurs prédites par le modèle en fonction de la valeur observée expérimentalement. En pratique, on construit le modèle à partir de la quasi-totalité des points mesurés expérimentalement. Puis la méthode consiste à prédire la valeur du modèle au niveau des points mis de côté lors de la création du modèle et à comparer cette valeur avec la valeur observée expérimentalement. Si le modèle est prédictif, les points doivent se situer sur la diagonale (Figure 4-4).

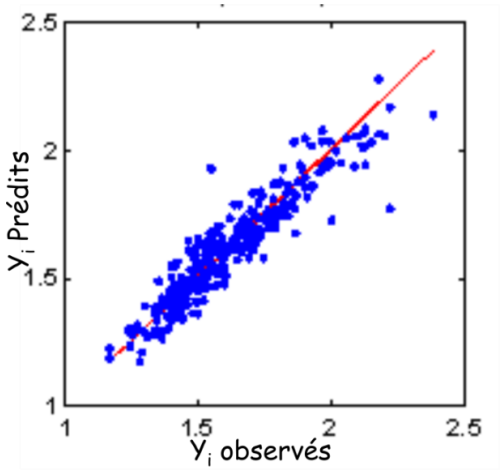


Figure 4-4 Méthode de validation d'un modèle : comparaison valeurs prédites / valeurs observées.

Le coefficient de prédictivité Q^2 est un paramètre permettant de quantifier la qualité d'un modèle et est défini de la manière suivante :

$$Q^2(Y,\hat{Y}) = 1 - \frac{\sum_{i=1}^{N}(Y_i - \hat{Y}_i)^2}{\sum_{i=1}^{N}(\bar{Y} - \hat{Y}_i)^2} \qquad (4.6)$$

Où Y_i représente les valeurs observées, $\hat{Y}_i$ les valeurs prédites par le modèle et $\bar{Y}$ la moyenne des valeurs observées. Plus la valeur du Q^2 est proche de 1, plus le modèle est prédictif. En pratique, on considère que la qualité du modèle est acceptable lorsque le Q^2 est supérieur ou égal à 85%. Afin d'améliorer ce paramètre, il est nécessaire de rajouter des points de mesure dans les zones du domaine où la prédiction du modèle est mauvaise puis de réaliser un nouveau krigeage. La méthodologie suivie au cours de cette thèse est résumée sur la Figure 4-5.

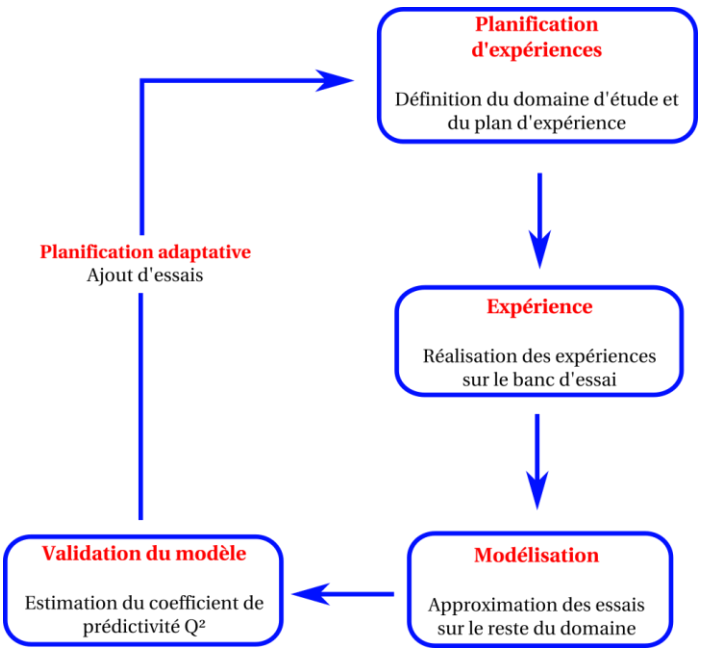


Figure 4-5 Méthodologie suivie pour la modélisation des essais au banc MERCATO.

CHAPITRE 5 : INFLUENCE DES CONDITIONS ENVIRONNEMENTALES SUR LES CARACTERISTIQUES DU BROUILLARD SANS ECOULEMENT D'AIR

Ce chapitre est dédié à l'étude de l'influence des conditions environnementales sur les caractéristiques d'un brouillard généré par des gicleurs simplex en l'absence d'écoulement d'air. Après un bref rappel de la configuration de test, une analyse qualitative de l'influence des conditions environnementales est proposée. Afin de compléter cette analyse, une étude quantitative est ensuite réalisée. Cette étude repose sur la mise en place d'un plan d'expérience qui a mené à une étude de sensibilité des différents paramètres physiques. Un modèle de comportement de brouillard est proposé en fin de chapitre.

Sommaire

1 Etude préliminaire 122
1.1 Plan de mesure 122
1.2 Morphologie des brouillards 123
1.3 Hypothèse d'axisymétrie du brouillard 125
2 Analyse qualitative de l'influence des conditions environnementales sur le brouillard 126
2.1 Influence de la température du carburant 126
2.1.1 Analyse globale à partir d'une traversée du brouillard 126
2.2 Influence de la pression de l'air 127
2.3 Influence du débit liquide 128
2.4 Impact des conditions critiques sur la mesure 129
2.4.1 Reproductibilité de la mesure 129
2.4.2 Impact sur la qualité des images 130
3 Etude quantitative et modélisation 130

3.1 Mise en place des plans d'expérience 130
3.2 Etude de sensibilité 131
3.2.1 Diamètre moyen de Sauter 132
3.2.2 Vitesse axiale des gouttes 133
3.2.3 Angle d'ouverture du brouillard 134
3.2.4 Validation des modèles 135
3.3 Etablissement d'un modèle de comportement 135
3.3.1 Angle d'ouverture du brouillard 135
3.3.2 Diamètre moyen de Sauter 139
4 Conclusion et limitations 143

L'objectif de ce chapitre est d'étudier l'influence des conditions d'essai, à savoir la température du liquide, la pression de l'air et le débit liquide du carburant sur les caractéristiques du brouillard généré par des gicleurs de type simplex en l'absence d'écoulement d'air. Pour rappel, on étudiera les brouillards générés à partir de deux gicleurs simplex d'angle d'ouverture théorique respectivement égal à 60° (gicleur 1) et 90° (gicleur 2).

1 Etude préliminaire

1.1 Plan de mesure

La caractérisation des brouillards sont faites à partir de mesures PDA réalisées dans un unique plan de mesure. Ce plan de mesure doit être choisi judicieusement et résulte d'un compromis. En effet, il doit être suffisamment éloigné pour que le brouillard soit totalement constitué puisque la technique de mesure présuppose d'avoir des gouttes sphériques. Il est donc nécessaire de se placer dans une zone où l'atomisation secondaire s'est totalement développée. Cependant, ce plan de mesure ne doit pas être trop éloigné de l'injecteur car les profils de vitesse et de taille de goutte ont tendance à s'uniformiser quand on s'éloigne de l'injecteur et les informations essentielles pour la combustion ont besoin d'être déterminées dès la constitution du brouillard. De plus, compte tenu de la présence de la chambre et du confinement, il nous serait impossible de réaliser des mesures dans des plans trop éloignés de l'injection car les hublots de la chambre sont pollués par l'apparition de ruisselets formés suite à l'impact des gouttes. Aussi bien les visualisations que les mesures PDA sont perturbées par ce phénomène qui modifie la transparence des hublots et dévie les faisceaux laser. Le système de soufflage des hublots implémenté dans la chambre ne peut pas être utilisé dans cette configuration car l'écoulement d'air injecté vient interagir avec le brouillard et modifie son comportement. Ainsi, suite à des tests préliminaires, il a été choisi de placer le plan de mesure à 20 mm du gicleur comme illustré sur la Figure 5-1. Le plan des mesures PDA est parallèle au

fond de chambre et est défini par le plan (xy). Dans la suite de ce chapitre, on parlera de traversée horizontale du brouillard lorsque l'on s'intéressera aux caractéristiques du brouillard suivant l'axe x (en y=0) et de traversée verticale suivant l'axe y (en x=0). L'axe z correspond à l'axe d'injection du gicleur et est défini afin d'avoir un repère direct. L'origine du repère du plan de mesure est déterminée préalablement à partir de l'analyse des profils de vitesse axiale du brouillard de manière à ce qu'ils soient symétriques de part et d'autre de ce point. Une autre méthode consiste à repérer la position spatiale pour laquelle la vitesse tangentielle du brouillard change de signe.

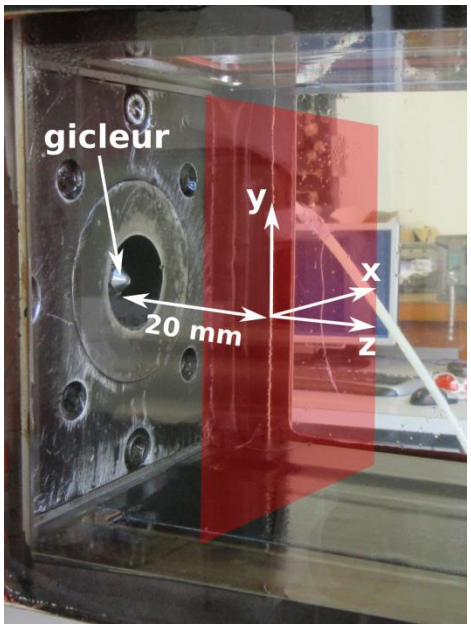


Figure 5-1 Représentation et définition du plan de mesure PDA.

1.2 Morphologie des brouillards

Les brouillards étudiés, générés à partir de gicleurs de type simplex forment des cônes creux. L'analyse du profil de flux volumique dans le cas d'une traversée horizontale met en évidence la topologie de ce type de brouillard (Figure 5-2). On constate qu'il présente deux pics situés de part et d'autre du centre du brouillard où le liquide est principalement présent. A l'inverse, au centre du brouillard, le flux volumique est très faible et le liquide est très peu présent, c'est pourquoi on qualifie ces brouillards de cône creux. En périphérie du brouillard où le liquide est majoritairement présent, on remarque que le diamètre moyen de Sauter des gouttes est le plus élevé et que la vitesse axiale des gouttes est aussi maximale.

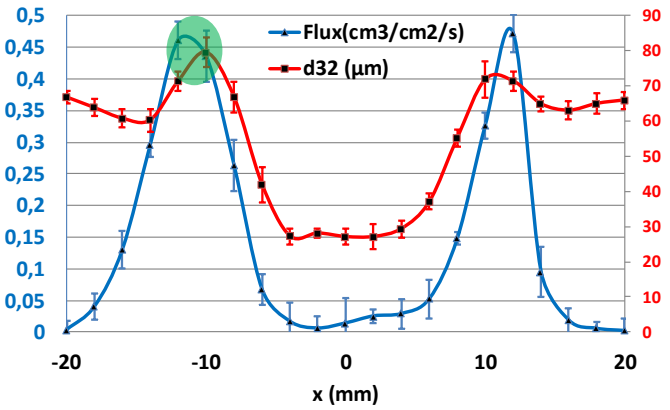


Figure 5-2 Evolution de la densité du flux volumique et du diamètre moyen de Sauter des gouttes pour une traversée horizontale du brouillard. Conditions d'essai : gicleur 1, $d_l = 3\ g/s$, $T_l = 20\ °C$ et $P_a = 0{,}5\ bar$. La zone verte correspond à la position étudiée lors de la réalisation du plan d'expérience (voir section 3.1 du chapitre 4).

Les visualisations des brouillards en coupe longitudinale à partir d'une caméra apportent également un supplément d'information puisqu'elles permettent de mettre clairement en évidence l'angle d'ouverture du brouillard. Pour ce faire, une caméra est placée face à un hublot latéral de la chambre et une nappe laser est introduite via le hublot supérieur. La Figure 5-3 illustre les images moyennes des brouillards obtenus avec les deux gicleurs dans le cas de conditions ambiantes et pour un débit liquide de 3 g/s. On constate notamment que l'angle d'ouverture est plus important dans le cas du gicleur 2 compte tenu de sa géométrie interne. Les images mettent également en évidence deux zones intenses du brouillard situées de part et d'autre du centre du gicleur, appelées lèvres, qui correspondent aux deux pics observés lors de l'analyse du flux volumique à partir des mesures PDA. On remarque la présence de stries verticales sur l'image moyenne du brouillard généré par le gicleur 2, qui résultent de l'apparition de ruisselets sur le hublot supérieur de la chambre suite à l'impact de gouttes. A la traversée du hublot et du ruisselet, l'intensité de la nappe laser est modulée et un phénomène de lentille optique apparaît qui crée ces stries. De plus, l'image moyenne apparaît plus floue que celle obtenue avec le gicleur présentant un petit angle d'ouverture car le brouillard formé se répand davantage dans la chambre compte tenu de son angle d'ouverture et vient impacter les parois. On peut également visualiser des zones de recirculation dans les coins de la chambre.

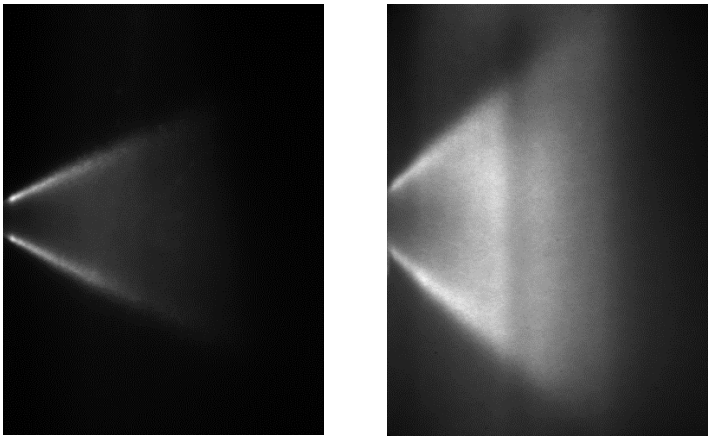
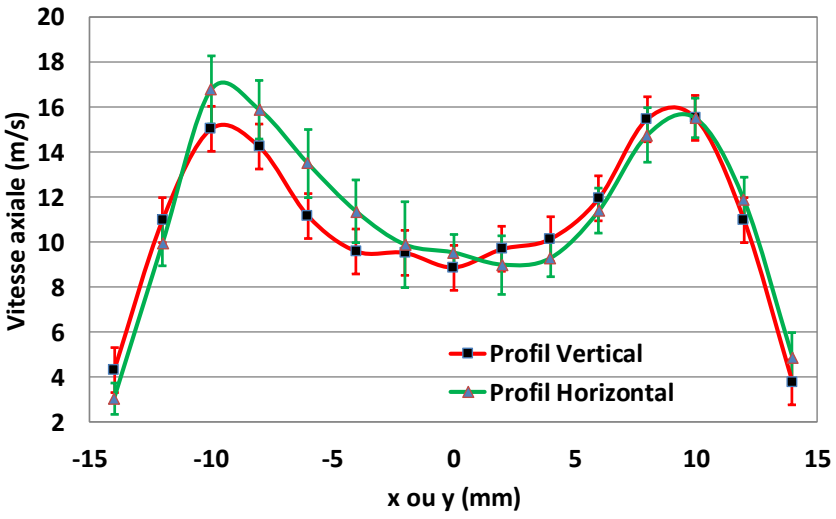


Figure 5-3 Images moyennes du brouillard pour les deux gicleurs étudiées (gicleur 1 à gauche et 2 à droite) dans le cas d'une coupe longitudinale. Les images moyennes sont obtenues en considérant 500 images. Conditions d'essai : $d_l = 3\ g/s$, $T_l = 20\ °C$ *et* $P_a = 1\ bar$.

1.3 Hypothèse d'axisymétrie du brouillard

Avant de s'intéresser à l'influence des conditions environnementales sur le brouillard, les profils verticaux et horizontaux de diamètre et de vitesse axiale ont été analysés pour vérifier l'hypothèse d'axisymétrie (Figure 5-4). On constate un bon accord entre les deux types de traversées même si des différences apparaissent au niveau des pics, notamment sur la granulométrie. Malgré ces différences, on se restreindra à la mesure sur une seule traversée, en l'occurrence la traversée horizontale, de façon à ne pas alourdir le programme d'essais mais on analysera les données en gardant en mémoire leurs fluctuations potentielles.



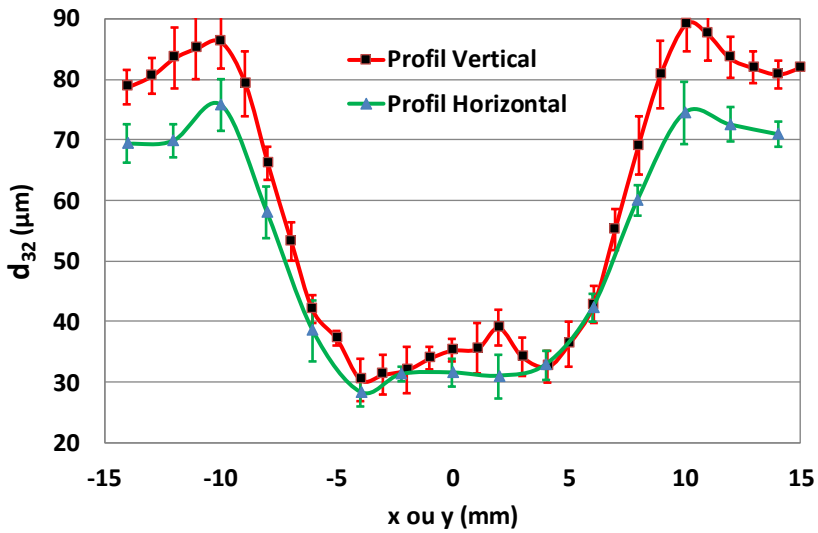


Figure 5-4 Comparaison des profils horizontaux et verticaux de vitesse axiale des gouttes (en haut) et du diamètre moyen de Sauter (en bas). Conditions d'essai : gicleur 1, $d_l = 3\ g/s$, $T_l = 20\ °C$ et $P_a = 1\ bar$. Les barres d'erreur renseignent de la dispersion de la mesure PDA.

2 Analyse qualitative de l'influence des conditions environnementales sur le brouillard

L'objectif de cette section est de proposer une analyse qualitative des différents paramètres d'essai sur les grandeurs d'intérêt que sont le diamètre moyen de Sauter, la vitesse axiale des gouttes et l'angle d'ouverture du brouillard. Afin de faciliter l'interprétation des résultats, l'analyse s'appuiera notamment sur le nombre de Weber défini dans le chapitre 1 dédié à l'état de l'art et dont l'expression prend la forme suivante :

$$We = \frac{\rho_a (V_l - V_a)^2 d}{\sigma_l} \qquad (5.1)$$

Ce nombre est particulièrement intéressant car il rend compte de la compétition qui existe entre les forces qui tendent à déstabiliser le cône liquide symbolisées par le numérateur, et les forces de cohésion du cône symbolisée par la tension de surface du liquide σ_l.

2.1 Influence de la température du carburant

2.1.1 Analyse globale à partir d'une traversée du brouillard

La température du liquide est un paramètre physique qui joue sur les propriétés physiques du liquide à travers la tension de surface et de la viscosité cinématique. Une diminution de la température va augmenter la tension de surface ce qui va se traduire par une augmentation des forces de cohésion. Par conséquent, le cône liquide est moins sensible au cisaillement avec l'air, le nombre de Weber diminue ce qui induit une augmentation de la taille des gouttes générées. Cette tendance est mise en évidence sur la Figure 5-5 où deux températures du liquide sont

considérées, à savoir 20°C et -35°C. On constate une augmentation conséquente du diamètre moyen de Sauter sur toute la traversée du profil.

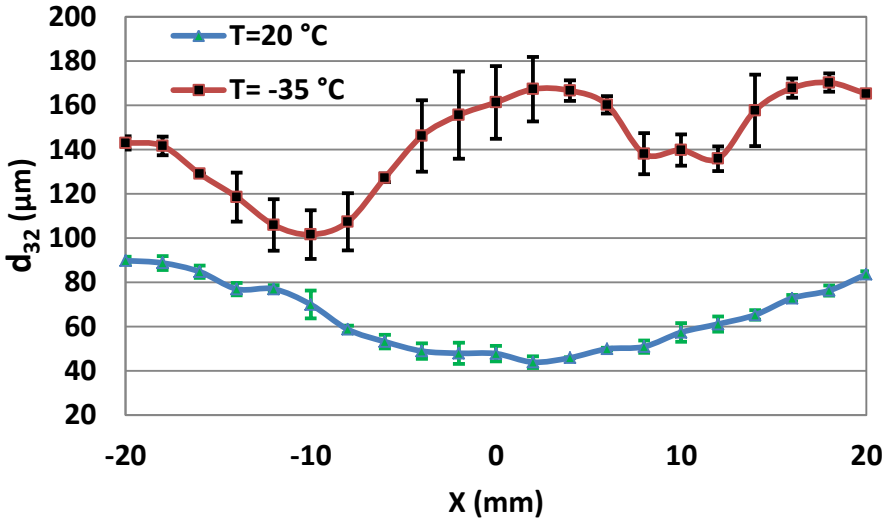


Figure 5-5 Influence de la température sur le diamètre moyen de Sauter pour une traversée horizontale du brouillard. Les barres d'erreurs renseignent de la dispersion de 4 mesures réalisées pour une même condition. Condition d'essai : gicleur 1, $d_l = 1{,}5\ g/s$ *et* $P_a = 0{,}5\ bar$.

2.2 Influence de la pression de l'air

L'augmentation de la pression de l'air diminue sa masse volumique de l'air. L'analyse du profil de diamètre de Sauter met en évidence une importance limitée de ce paramètre. Cependant, les profils de vitesse axiale montrent une influence de la pression de l'air plus marquée (Figure 5-6). En effet, les deux pics de vitesse augmentent avec la diminution de la pression tandis qu'au centre du brouillard, la vitesse diminue et une recirculation apparaît dans certains cas. Lorsque la pression de l'air diminue, les forces exercées par l'air sur le brouillard sont moins importantes et le brouillard peut se propager plus facilement dans la chambre.

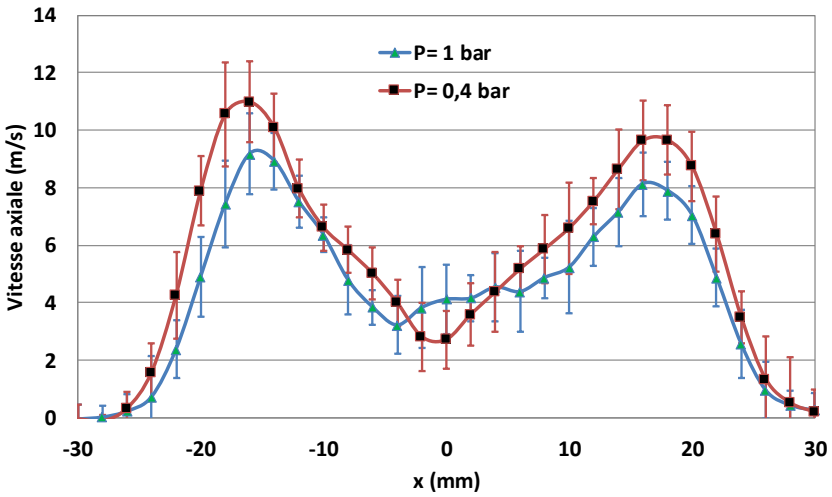


Figure 5-6 Influence de la pression de l'air sur la vitesse axiale des gouttes pour une traversée horizontale du brouillard. Conditions d'essai : gicleur 2, $d_l = 3\ g/s$, $T_l = 20\ °C$. Les barres d'erreur renseignent de la dispersion de la mesure PDA.

2.3 Influence du débit liquide

Le débit liquide est aussi un paramètre qui impacte le nombre de Weber au travers de la vitesse du liquide V_l. En effet, lorsque le débit liquide augmente, la vitesse de la phase liquide augmente ce qui se traduit par un nombre de Weber plus important. Les forces déstabilisatrices sont plus importantes et perturbent davantage le cône liquide ce qui conduit à une atomisation de meilleure qualité. En effet, on constate bien que le diamètre moyen de Sauter est fortement diminué lorsque le débit liquide est multiplié par 2 (Figure 5-7).

De plus, l'impact du débit liquide est visible sur les coupes longitudinales du brouillard qui permettent de visualiser facilement l'angle d'ouverture du brouillard. Les images moyennes montrent clairement que l'augmentation du débit liquide accroit l'angle d'ouverture du brouillard (Figure 5-8).

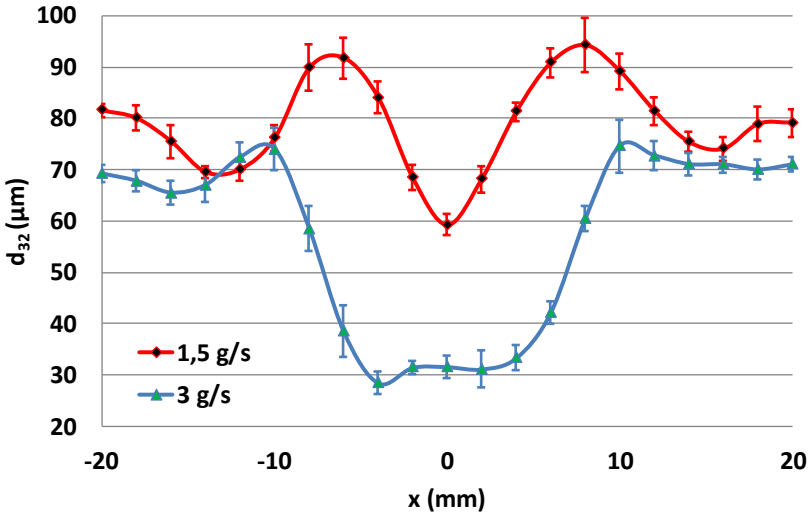


Figure 5-7 Influence du débit liquide sur le diamètre moyen de Sauter pour une traversée horizontale du brouillard. Conditions d'essai : gicleur 1, $T_l = 20\,°C$ et $P_a = 1\,bar$. Les barres d'erreur renseignent de la dispersion de la mesure PDA.

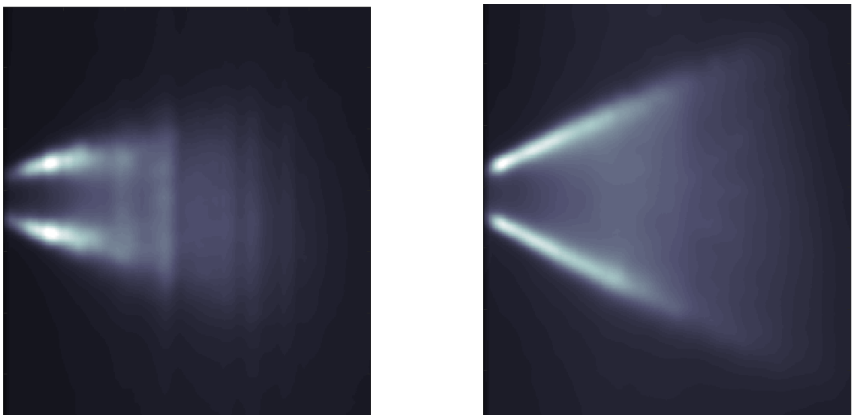


Figure 5-8 Influence du débit liquide sur les images moyennes pour des coupes longitudinales du brouillard. Les images moyennes sont obtenues en considérant 500 images. Conditions d'essai : à gauche $d_l = 1{,}5\ g/s$ et $2\beta = 36\,°$ et à droite $d_l = 3\ g/s$ et $2\beta = 52\,°$.

2.4 Impact des conditions critiques sur la mesure

2.4.1 Reproductibilité de la mesure

Les conditions critiques simulées dans la chambre ont mis en évidence de nombreux phénomènes parasites qui perturbent la mesure. Ces phénomènes, détaillés dans la section 3.1 du chapitre 2, ont nécessité la mise en place d'un protocole expérimental rigoureux. Malgré ces précautions d'utilisation, la reproductibilité des essais n'est pas satisfaisante. Comme on peut le voir sur la Figure 5-5, les barres d'erreurs renseignent sur la répétabilité de n mesures réalisées pour chacune des conditions d'essai, à savoir pour des essais menés dans des conditions ambiantes et pour ceux menés dans des conditions critiques de rallumage en haute altitude. Dans le cas des conditions critiques, le profil de diamètre moyen de Sauter est très perturbé et

la reproductibilité des mesures est très faible comparée à celle obtenue pour des conditions ambiantes. Ces fortes variations pour des conditions expérimentales a priori identiques résultent des phénomènes physiques parasites mais aussi du temps de mesure PDA qui est beaucoup plus long ce qui favorise l'apparition des phénomènes parasites. En effet, le critère de la mesure PDA qui nécessite l'acquisition de 40 000 gouttes acquises pour passer au point suivant est atteint après un temps plus long ou n'est jamais atteint.

2.4.2 Impact sur la qualité des images

Les conditions critiques impactent aussi la mise en place de technique d'imagerie en polluant fortement les hublots, comme le montrent les visualisations. Compte tenu de la longueur de la ligne carburant, il est nécessaire de laisser débiter le carburant dans la chambre afin de maintenir la température. Bien que la chambre soit légèrement inclinée de manière à évacuer le carburant vers la sortie, du carburant stagne tout de même à proximité du fond de chambre. Au moment de la dépression, l'aspiration d'air met en mouvement le liquide stagnant qui va polluer les hublots de la chambre. Afin d'éviter ce problème et d'améliorer la qualité des images, il serait intéressant d'apporter une modification technologique au banc expérimental. L'implémentation d'une vanne 3 voies en amont de l'électrovanne permettrait de faire débiter le carburant dans un circuit secondaire pour maintenir sa température tout en évitant de « remplir » la chambre de carburant. De plus, afin d'améliorer la qualité des images qui sont dégradées par l'interaction du brouillard avec les hublots, il serait intéressant d'augmenter les dimensions de la chambre de visualisation.

3 Etude quantitative et modélisation

L'analyse qualitative menée dans la section précédente a permis d'identifier l'influence des différents paramètres physiques sur l'influence des grandeurs d'intérêt. Cependant, ces résultats se limitent à des tendances et compte tenu de la mauvaise reproductibilité de certaines conditions, ces tendances peuvent être remises en question. Afin de déterminer quantitativement l'influence des paramètres physiques, les résultats concernant l'étude de sensibilité obtenue grâce à un plan d'expérience sont présentés dans un premier temps. Une modélisation des résultats est ensuite réalisée et les résultats obtenus sont comparés à ceux de la littérature.

3.1 Mise en place des plans d'expérience

Compte tenu de l'étendue du domaine d'étude, le recours à un plan d'expérience permet d'optimiser le nombre d'essais. L'analyse du comportement à partir de traversées horizontales du brouillard n'est plus envisageable étant donné le temps nécessaire pour la mesure et le nombre de conditions à tester. Il a donc été décidé de réaliser la mesure PDA en un unique point de l'espace où le flux volumique est maximal (zone bleue sur la Figure 5-2). Etant donné que la position de ce point dépend des conditions d'essai, en pratique quelques mesures sont

réalisées au voisinage du maximum de théorique du flux volumique de manière à identifier sa position spatiale.

- L'analyse du comportement du diamètre moyen de Sauter et de la vitesse axiale sera donc conduite à partir de mesures PDA réalisées au maximum du flux volumique.
- L'analyse de l'angle d'ouverture du brouillard sera menée à partir de visualisations du brouillard en coupe longitudinale.

Étant donné que le domaine est constitué de trois grandeurs d'entrée, il est recommandé que le budget du plan d'expérience soit au moins de 30 points. Dans notre cas, après enrichissement du modèle, 45 points ont été réalisés pour chaque gicleur. Le nombre de points n'a pas excédé 45 car la précision requise par le modèle sur les paramètres expérimentaux n'était plus atteignable. Typiquement, le modèle demandait une précision au centième de la mesure de température ou du débit liquide qui n'est pas atteignable (incertitude de mesure du débit liquide de l'ordre de 0,02 pendant un essai). Concernant l'étude de l'angle d'ouverture du brouillard, 36 points ont été considérés pour chacun des deux gicleurs. Les informations relatives aux plans d'expérience mis en place sont résumées dans la Table 12. On notera que les plans d'expérience sont identiques pour les deux gicleurs puisque l'on considère le même domaine d'étude dans chacun des cas.

		Budget	
Grandeurs d'intérêt	**Description de la mesure**	**Gicleur A**	**Gicleur B**
Diamètre moyen de Sauter	Mesure PDA locale (max du flux volumique)	45 points	45 points
Vitesse axiale des gouttes	Mesure PDA locale (max du flux volumique)	45 points	45 points
Angle d'ouverture du brouillard	Visualisation en coupe longitudinale	36 points	36 points

Table 12 Tableau récapitulatif des plans d'expériences mis en place et des types de mesures réalisées.

3.2 Etude de sensibilité

Afin de proposer une analyse qualitative et de compléter les tendances observées précédemment, une étude de sensibilité a été menée. Cette étude va nous permettre de quantifier l'influence des différents paramètres expérimentaux sur les grandeurs d'intérêt que sont : le diamètre moyen de Sauter, la vitesse axiale des gouttes et l'angle d'ouverture du brouillard. Il est important de souligner que cette étude est réalisée à partir du modèle établi via la technique de krigeage.

3.2.1 Diamètre moyen de Sauter

La Figure 5-9 illustre l'influence des différents paramètres d'entrée sur le diamètre moyen de Sauter en représentant les indices de Sobol du premier ordre en vert (noté S1) et total en bleu (noté ST). Ces indices sont définis dans le chapitre 4. L'indice de Sobol du premier ordre rend compte de l'influence de la grandeur seule sur la grandeur d'intérêt tandis que l'indice total de Sobol rend compte de l'influence de la grandeur et de toutes ses interactions avec les autres grandeurs considérées. Cette représentation sous forme de « boite à moustache » est particulièrement intéressante car elle illustre clairement l'influence des différentes grandeurs. L'axe des ordonnées représente l'influence des indices en % tandis que l'axe des abscisses est divisé en trois zones qui correspondent à chaque grandeur d'entrée du domaine d'étude. On observe que le débit liquide est le paramètre le plus influent sur le diamètre des gouttes puisqu'il est responsable à près de 90% des variations observées sur le paramètre de sortie. Ce résultat n'est pas surprenant car l'atomisation des gicleurs de type simplex repose sur le différentiel de pression qui est directement lié au débit liquide. L'influence de la température du liquide (7%) et la pression de l'air (3%) sont en revanche limitées dans la gamme sondée. Des résultats très similaires ont été obtenus dans le cas du gicleur présentant un angle d'ouverture du brouillard plus élevé (Table 13). Ces résultats semblent donc extrapolables à d'autres géométries de gicleur simplex.

Les indices totaux de Sobol sont intéressants pour connaître l'importance des interactions. Pour cela, il est nécessaire de comparer les médianes des boites à moustaches vertes et bleues pour une même grandeur d'entrée. Si les deux moyennes se situent à la même hauteur, cela signifie que les indices du premier ordre et total sont égaux, autrement dit que les interactions sont négligeables. Dans le cas présent, on constate, aussi bien pour le débit liquide que pour la température du liquide ou la pression de l'air, que les médianes sont très proches ce qui nous permet de conclure que les interactions entre les grandeurs d'entrée sont négligeables. Les influences des grandeurs d'entrée sur le paramètre d'intérêt peuvent donc être traitées indépendamment les unes des autres.

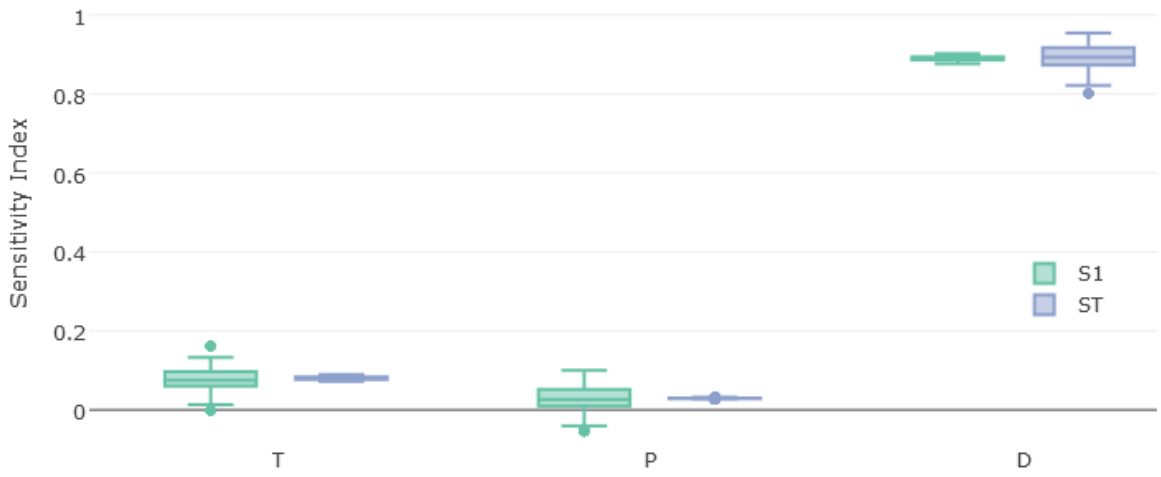


Figure 5-9 Etude de sensibilité des paramètres d'entrée sur le diamètre moyen de Sauter pour le gicleur 1. Les grandeurs S1 et ST sont respectivement les indices de Sobol du 1er ordre et total définis dans le chapitre 4.

	Gicleur 1	**Gicleur 2**
Débit liquide d_l	89	90
Température du liquide T	7	5
Pression de l'air	3	3

Table 13 Tableau récapitulatif de l'influence des grandeurs d'entrée sur le diamètre moyen de Sauter pour les deux gicleurs utilisés.

3.2.2 Vitesse axiale des gouttes

Une analyse de sensibilité a également été menée afin de connaître l'influence des paramètres sur la vitesse axiale des gouttes du brouillard.

- Une nouvelle fois, l'analyse met en évidence le rôle principal du débit liquide sur la vitesse des gouttes, à hauteur de 90%.
- On constate cependant que le deuxième paramètre le plus influent dans cette étude est la pression de l'air, à raison de 6%.
- L'analyse montre que la température du liquide reste un paramètre négligeable.

Dans le cas du gicleur 2 (angle d'ouverture théorique supérieur), des résultats similaires sont obtenus malgré une légère augmentation de l'influence de la pression de l'air. Cette différence peut s'expliquer par la précision du modèle établi.

De plus, il est important de souligner que les interactions sont une nouvelle fois négligeables dans cette analyse. Les grandeurs d'entrée peuvent donc être considérées comme indépendantes les unes des autres.

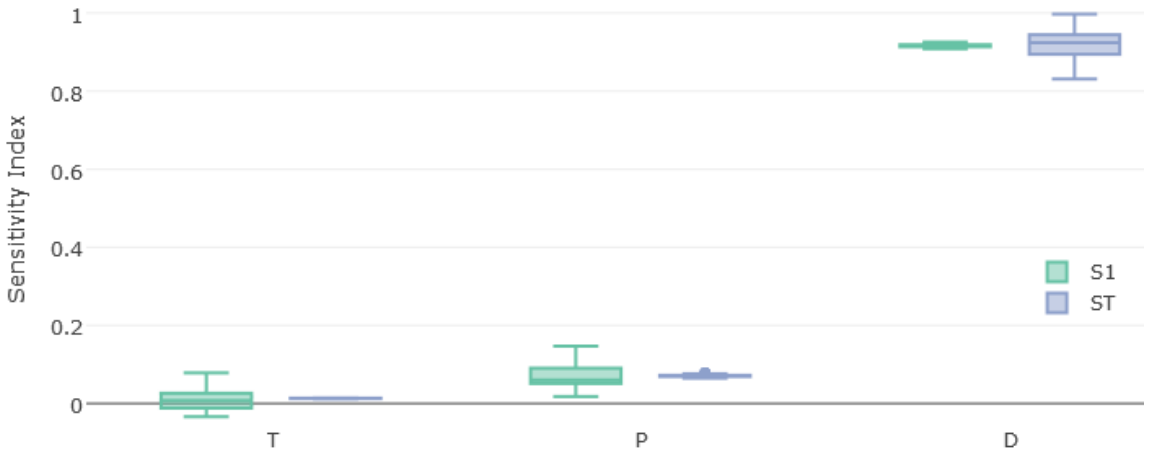


Figure 5-10 Etude de sensibilité des paramètres d'entrée sur la vitesse axiale des gouttes pour le gicleur 1. Les grandeurs S1 et ST sont respectivement les indices de Sobol du 1er ordre et total définis dans le chapitre 4.

	Gicleur 1	Gicleur 2
Débit liquide d_l	91	86
Température du liquide T	1	3
Pression de l'air	6	10

Table 14 Tableau récapitulatif de l'influence des grandeurs d'entrée sur la vitesse axiale des gouttes pour les deux gicleurs utilisés.

3.2.3 Angle d'ouverture du brouillard

L'analyse de sensibilité menée sur l'angle d'ouverture du brouillard a également permis d'identifier les paramètres influents. Au vu des résultats présentés sur la Figure 5-11, on constate une nouvelle fois que le débit liquide est le paramètre le plus important. L'influence de la température est cependant plus marquée et la pression de l'air a un impact négligeable sur l'angle d'ouverture du brouillard. Cette étude n'a pas pu être menée sur le gicleur 2 car les images sont plus perturbées et la définition d'un angle d'ouverture s'avère compliquée. De plus le coefficient de prédictivité obtenu nous indique que le modèle n'est pas fiable ($Q^2 \sim 50\%$).

	Gicleur 1
Débit liquide d_l	65
Température du liquide T	28
Pression de l'air	4

Table 15 Tableau récapitulatif de l'influence des grandeurs d'entrée sur l'angle d'ouverture pour le gicleur 1.

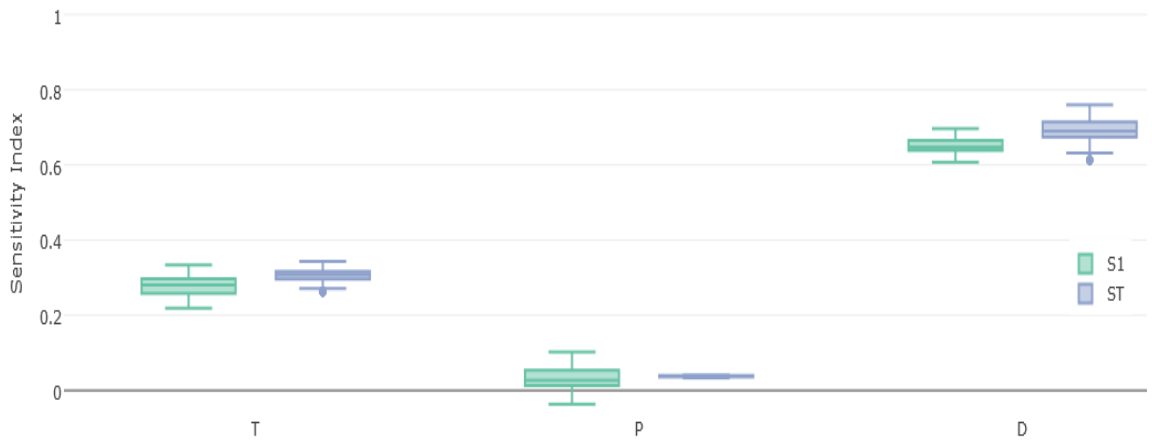


Figure 5-11 Etude de sensibilité des paramètres d'entrée sur l'angle d'ouverture du brouillard pour le gicleur 1. Les grandeurs S1 et ST sont respectivement les indices de Sobol du 1er ordre et total définis dans le chapitre 4.

3.2.4 Validation des modèles

Comme expliqué dans le chapitre 4, il est nécessaire de quantifier la validité des modèles établis à partir de la méthode de krigeage. Pour se faire, il est nécessaire d'estimer les coefficients de prédictibilité des différents modèles établis. La Table 16 renseigne des différentes valeurs de coefficient en fonction de la grandeur physique considérée pour le gicleur 1. On constate que les coefficients de prédictibilités sont relativement bons puisqu'ils sont proches de 85 % ce qui correspond à une prédiction de bonne qualité.

	Diamètre de Sauter des gouttes d_{32}	Vitesse axiale des gouttes V_{ax}	Angle d'ouverture 2β
Coefficient de prédictibilité Q^2 (%)	82	90	80

Table 16 Tableau récapitulatif des coefficients de prédictibilité des modèles établis pour les différentes grandeurs physiques.

3.3 Etablissement d'un modèle de comportement

3.3.1 Angle d'ouverture du brouillard

La surface de réponse du modèle décrivant l'évolution de l'angle d'ouverture du brouillard est illustrée sur la Figure 5-12. La pression de l'air est fixée à 1 bar sur le graphique. Ces résultats montrent que le débit liquide est le paramètre qui influence le plus l'angle d'ouverture du brouillard. Toutefois, cette influence est très importante à faible débit, mais au-delà d'une certaine valeur, l'angle du brouillard ne varie que faiblement. Cette observation est cohérente avec celles de Ghorbanian et al [10] qui notent que l'angle du brouillard augmente fortement dans les phases de développement du brouillard correspondant aux formes de type « oignon » puis « tulipe » mais devient indépendant du débit lorsque ce dernier atteint un régime établi. Ainsi, pour l'injecteur testé ici, l'angle d'ouverture du brouillard devient constant, pour des débits liquides supérieurs à 2,5 g/s.

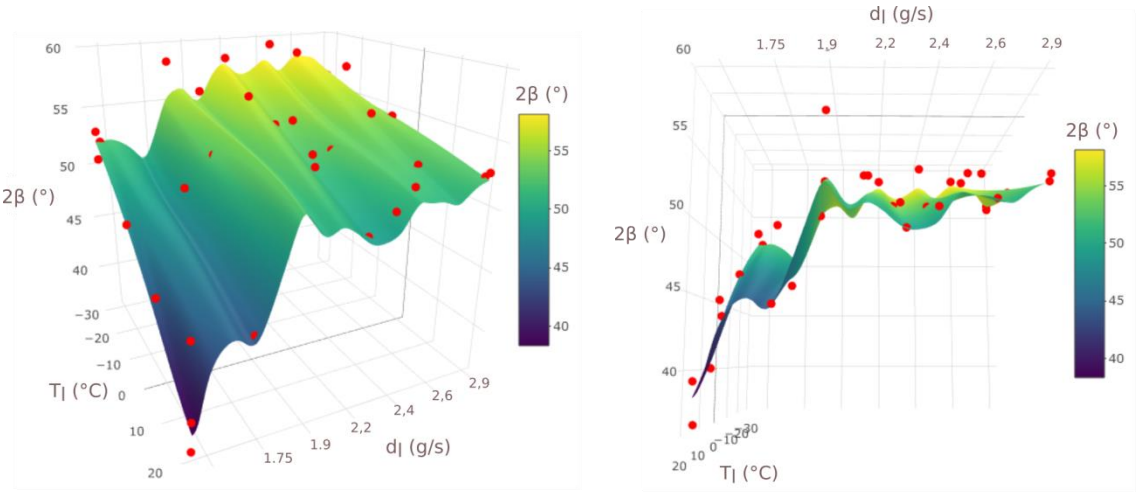


Figure 5-12 Représentation de la surface de réponse du modèle décrivant l'évolution de l'angle d'ouverture pour une pression de 1 bar (gicleur 1). Les points rouges représentent les mesures expérimentales à partir desquelles la surface de réponse a été construite.

Les influences respectives de la température et de la pression peuvent être visualisées sur la Figure 5-13. On constate que le débit liquide joue fortement sur l'angle d'ouverture du brouillard et que deux comportements du brouillard sont identifiables. Pour des débits liquide inférieures à 2,5 g/s, l'angle est très dépendant du débit liquide. Le calcul du nombre de Weber pour cette gamme de débit et de température indique que le brouillard se situe dans les régimes de « onion stage » et « tulip stage » qui correspondent à des phases d'établissement du brouillard. Au-delà de 2,5 g/s, l'angle est très peu dépendant du débit liquide car le brouillard est établi (« full developped stage »). La température et la pression de l'air joue également un rôle. L'influence de la température diminue lorsque le débit liquide augmente et que la pression chute dans la chambre. De même, l'influence de ce dernier paramètre augmente lorsque la température diminue. A noter, qu'alors que l'angle d'ouverture diminue avec la pression de la chambre à température ambiante, il augmente pour des valeurs de température liquide plus faibles. Globalement ces résultats montrent que l'angle d'ouverture du brouillard est particulièrement impacté par les conditions d'injection en condition de rallumage en haute altitude.

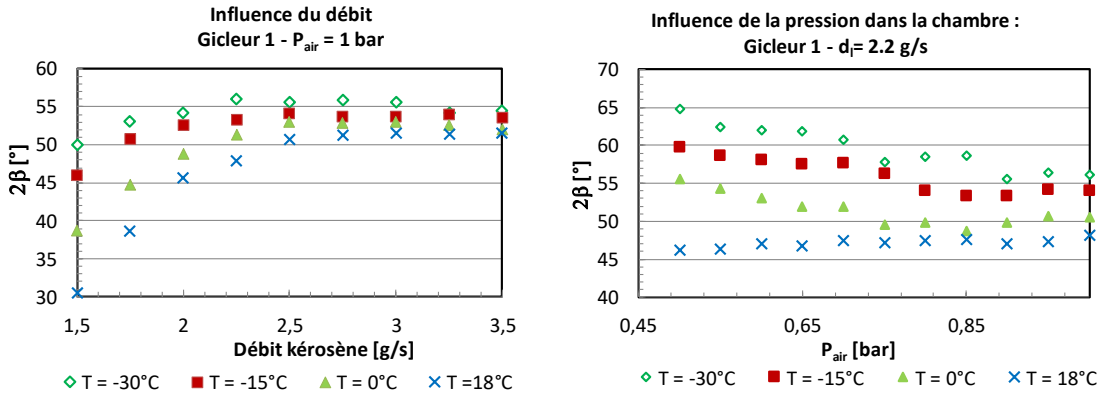


Figure 5-13 : Influences respectives du débit, de la pression et de la température sur l'angle d'ouverture du brouillard.

Dans un premier temps, il peut être intéressant de confronter ces résultats avec les corrélations de la littérature. Khil *et al* [29] et Benjamin *et al* [30] observent que les variations de l'angle d'ouverture 2β avec les conditions d'injection peuvent être déterminées en fonction du coefficient :

$$\phi = \left(\frac{\rho_l \Delta P}{\mu_l^2}\right)^{0.067} \qquad (5.2)$$

Il est important de souligner que les corrélations de Khil et Benjamin ont été établies à partir d'essais menés dans des conditions ambiantes. Aussi, dans leurs expériences respectives, la masse volumique et la viscosité cinématique qui interviennent dans les corrélations sont des constantes.

A noter que ce paramètre φ est représentatif d'un nombre de Reynolds à une puissance n égale à 0,134. La Figure 5-14 montre clairement que ce paramètre ne permet pas de corréler d'une façon satisfaisante les résultats obtenus dans cette étude. Pour des faibles valeurs de débit d'injection la pente dépend de la température. De plus, la valeur critique correspondant à l'établissement du brouillard dépend de la température. Ainsi ce régime est atteint pour des nombres de Reynolds plus faibles lorsque la température baisse. Au-delà de cette valeur critique, l'angle d'ouverture semble décroître continument. Le paramètre φ permet ainsi de corréler les évolutions d'angle observées en régime établi.

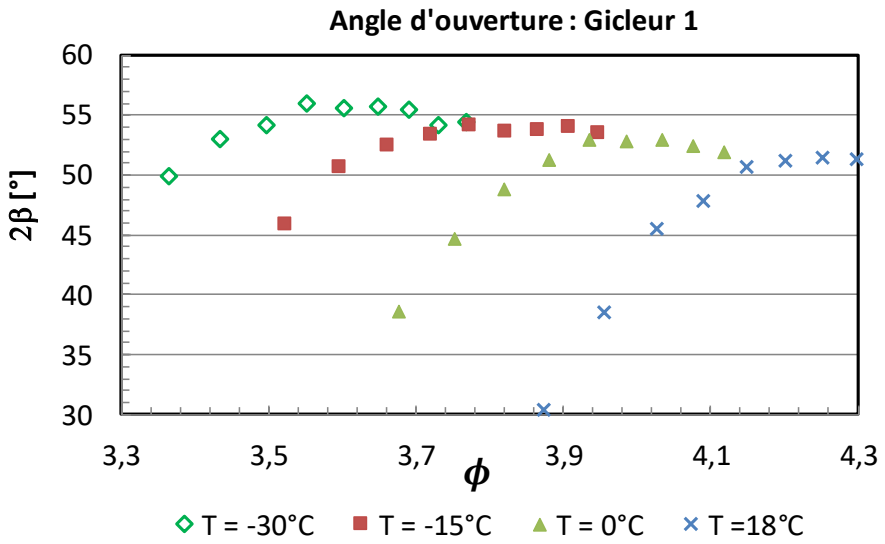


Figure 5-14 : Evolution de l'angle d'ouverture avec le paramètre proposé par Khil et al [29] et Benjamin et al [30].

Il est important de souligner que les corrélations de Khil et Benjamin ont été établies à partir d'essais menés dans des conditions ambiantes. Aussi, la masse volumique et la viscosité cinématique qui interviennent dans les corrélations sont des constantes. De nouvelles corrélations ont été recherchées mais aucune n'a permis de mettre en évidence une relation entre les évolutions observées et des paramètres de l'écoulement. Toutefois une description sous la forme d'un polynôme a pu être obtenue. Ce modèle n'est pas suffisant car il ne rend pas compte de la physique impliquée mais il constitue une première étape dans la compréhension des phénomènes.

$$2\beta(d_l, T) = (A_3 d_l^3 + A_2 d_l^2 + A_1 d_l + A_0)T + (B_3 d_l^3 + B_2 d_l^2 + B_1 d_l + B_0) \quad (5.3)$$

	3	2	1	0
A	0.0597	-0.578	1.8911	-2.1556
B	4.0023	-37.06	113.21	-61.429

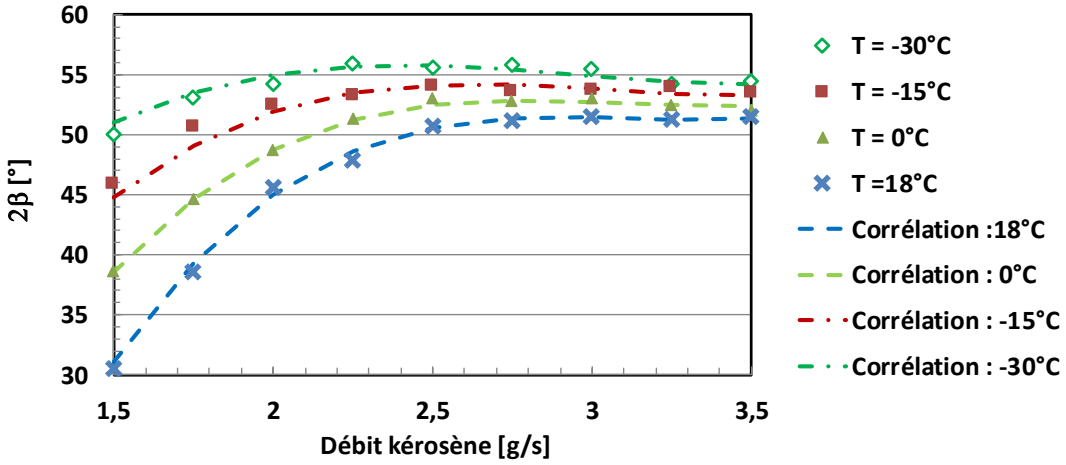


Figure 5-15 : Comparaison entre les angles mesurés et ceux déduits de la corrélation.

Bien que très dépendante de l'injecteur testé, ce qui ne permet pas de l'appliquer à d'autres géométrie, cette corrélation (équation 5.3) montre que l'angle d'ouverture dépend linéairement de la température du liquide.

3.3.2 Diamètre moyen de Sauter

Dans un premier temps, les résultats obtenus par PDA lors de la mise en place du plan d'expérience sont analysés. La surface de réponse du modèle obtenue à partir des mesures PDA pour une pression de l'air de 1 bar, est représentée sur la Figure 5-16. Cette surface de réponse met clairement en évidence l'importance du débit liquide sur le diamètre moyen de Sauter. En effet, les valeurs minimales du diamètre sont atteintes lorsque le débit liquide est maximal et ce indépendamment de la température du liquide. Le maximum du diamètre est observé lorsque le débit liquide est minimal et lorsque la température est la plus basse. Le rôle de la température semble donc plus important lorsque le débit liquide est faible, ce qui correspond aux conditions de rallumage en haute altitude.

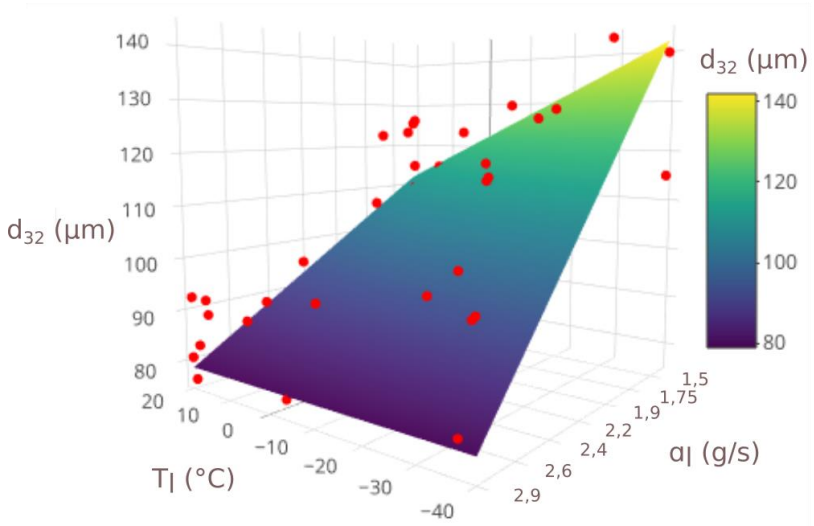


Figure 5-16 Représentation de la surface de réponse du modèle décrivant l'évolution du diamètre moyen de Sauter pour une pression de l'air de 1 bar (gicleur 1). Les points rouges représentent les mesures expérimentales à partir desquelles la surface de réponse a été construite.

Afin de conforter les tendances observées, des mesures de taille de goutte ont été réalisées à l'aide d'un Granulomètre à Diffraction Laser. Les résultats sont illustrés sur la Figure 5-17 et montrent un résultat similaire. A mesure que le débit liquide et la température du liquide diminue, le diamètre des gouttes augmente.

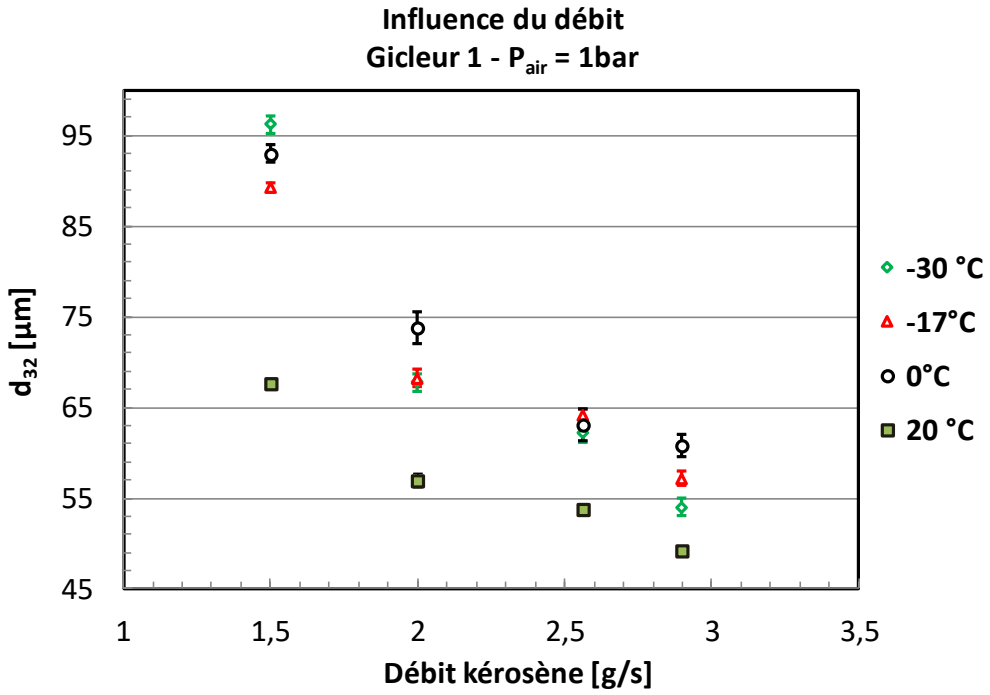


Figure 5-17 : Influence du débit et de température sur la taille des gouttes : Granulométrie à Diffraction Laser. Les barres d'erreur renseignent de la dispersion de la mesure (5 mesures pour chacune des conditions d'essai).

L'influence de la pression dans la chambre est moins évidente. Les résultats obtenus à l'aide du PDA pour une valeur de débit égale à 1,5 g/s sont présentés sur la Figure 5-18. Il semble que l'influence de la température diminue à basse pression. Toutefois des résultats supplémentaires sont nécessaires pour confirmer cette tendance.

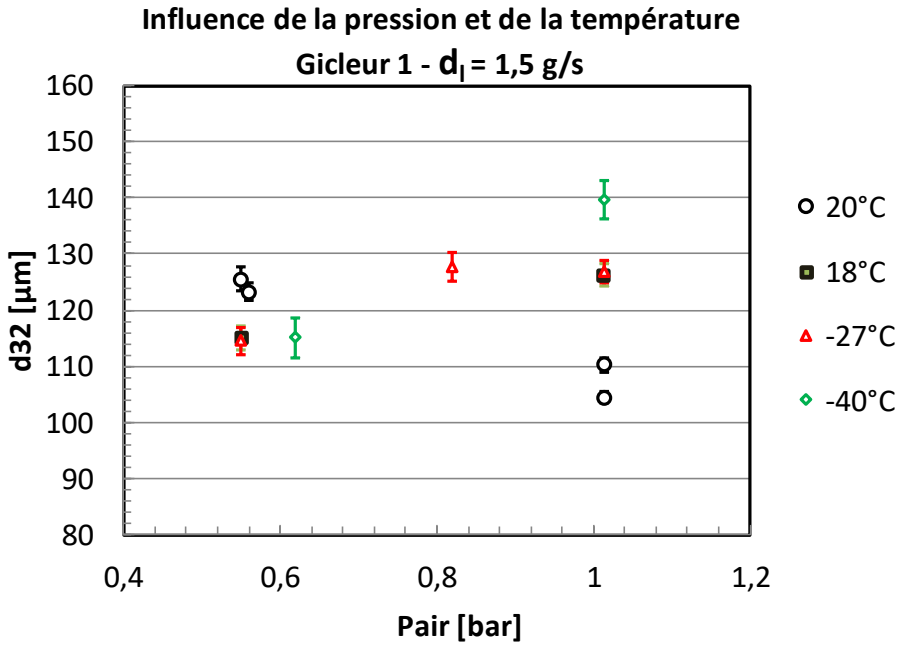


Figure 5-18 : Influence de la pression dans la chambre sur la taille des gouttes : Mesures PDA. Les barres d'erreur renseignent de la dispersion de la mesure (2 mesures pour chacune des conditions d'essai).

L'étape suivante a consisté à utiliser les corrélations de la littérature portant sur le diamètre moyen de Sauter (Table 3) afin de voir elles restent applicables dans des conditions de rallumage en haute altitude. Pour rappel, ces corrélations font intervenir directement les propriétés physiques du liquide et du gaz. Il est donc possible d'étendre ces corrélations au domaine d'intérêt (à savoir les conditions critiques de haute altitude) étant donné que les lois d'évolution des propriétés physiques du liquide en fonction de la température sont connues. La Figure 5-19 illustre la comparaison entre les données expérimentales obtenues avec le PDA dans des conditions critiques et la surface de réponse de la corrélation de Lefebvre [2] extrpolée aux conditions environnementales. On constate ainsi un fort écart entre les données expérimentales et la corrélation de Lefebvre. Cet écart s'accroît à mesure que la température du liquide diminue. Des résultats similaires ont été observés en comparant avec les autres corrélations de la littérature (Radcliffe [37], Jasuja [38]). Ces corrélations, établies dans des conditions ambiantes, ne semblent donc pas extrapolables aux conditions de rallumage en haute altitude. Cependant, aucun modèle n'a pu être établi à partir des mesures réalisées. Des travaux supplémentaires doivent donc encore être menés.

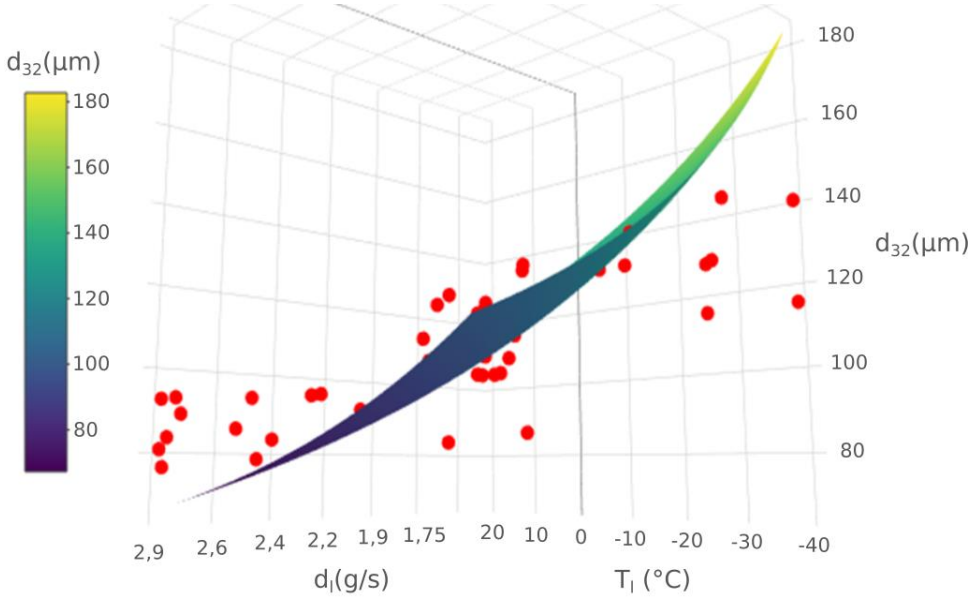


Figure 5-19 : Influence de la pression dans la chambre sur la taille des gouttes : Mesures PDA. Les barres d'erreur renseignent de la dispersion de la mesure (2 mesures pour chacune des conditions d'essai).

4 Conclusion et limitations

Ce chapitre dédié à l'étude des conditions environnementales sur les caractéristiques du brouillard a permis de constituer dans un premier temps une base de données dans des conditions critiques de rallumage en haute altitude. Il est important de souligner ce point car il n'existe pas à ce jour, à notre connaissance, une telle base de données. La réalisation de ces essais a également mis en évidence la complexité des mesures compte tenu des nombreux phénomènes parasites qui la perturbent. Des plans d'expérience ont été mis en place et le recours à la méthode de krigeage a permis de mettre en évidence l'influence des différents paramètres d'essai sur les grandeurs d'intérêt. L'analyse de sensibilité a permis de quantifier l'influence des différents paramètres. Elle a ainsi mis en évidence l'importance du débit liquide qui est le principal paramètre qui conditionne l'angle d'ouverture du brouillard, la vitesse axiale et le diamètre moyen de Sauter des gouttes. La représentation des modèles permet de visualiser clairement l'influence de ce paramètre. Pour compléter ces résultats, une analyse de type « one at time » a été menée à pression atmosphérique uniquement en faisant varier le débit et la température du liquide. Compte tenu du caractère chronophage de ce type d'expériences, des visualisations rapides du brouillard ont été menés pour déterminer le comportement de l'angle d'ouverture. De même, un Granulomètre à Diffraction Laser a été utilisé pour mesurer la taille des gouttes.

Les résultats obtenus montrent que l'angle d'ouverture du brouillard est plus sensible aux paramètres d'injection (débit et température du carburant et pression dans la chambre), pour des conditions globales proches de celles rencontrées lors d'un allumage en haute altitude. Une comparaison avec les corrélations de la littérature a permis de montrer que ces corrélations, réalisées dans des conditions ambiantes, ne sont pas extrapolables à des conditions critiques de rallumage en haute altitude. Une corrélation portant sur l'angle d'ouverture a pu être établie et un très bon accord a été observé. Toutefois, cette corrélation ne dépend pas des paramètres géométriques du gicleur ce qui limite son utilisation sur d'autres gicleurs.

La taille des gouttes dépend principalement du débit de carburant. Ainsi elle diminue lorsque le débit injecté augmente. Cette tendance mise en évidence par de nombreux auteurs est lié à l'augmentation du cisaillement entre le liquide et l'air ambiant. Une diminution de la température du carburant provoque une augmentation du diamètre de Sauter. Ce phénomène est dû à une augmentation conjointe de la tension superficielle et de la viscosité du kérosène, qui stabilise l'interface air/liquide. Ces résultats ne permettent pas d'obtenir une conclusion nette sur l'influence de la pression dans la chambre. Une diminution de ce paramètre engendre une diminution du cisaillement air/liquide et donc défavorise la fragmentation du carburant. Cette tendance semble être observée pour une injection à température ambiante. En contrepartie, à basse température, cette diminution provoque une augmentation de l'angle du brouillard. Celle-ci peut engendrer une diminution de l'épaisseur de la nappe et donc faciliter la fragmentation du liquide. Cette hypothèse peut expliquer la diminution de la taille des gouttes observée à faible température et basse pression. Il serait intéressant de confirmer cette hypothèse de travail. Pour ce faire, des visualisations rapides en sortie de gicleur permettraient de mieux comprendre l'impact des conditions critiques sur les mécanismes régissant l'atomisation du cône liquide.

Partie 3 : Analyse d'un brouillard généré par un gicleur simplex à partir d'une technique de mesure innovante

Cette troisième et dernière partie du manuscrit s'intéresse à l'implémentation de la technique d'imagerie surfacique novatrice appelée Planar Droplet Sizing (PDS) qui fournit des cartographies de diamètre de gouttes d_{32}. Cette technique a été développée à l'Onera dans le cadre du projet MOCAS dont l'objectif était de caractériser des brouillards à partir de techniques optiques.

Cette partie est divisée en trois chapitres. Dans un premier temps, le principe et les limitations de la technique de mesure PDS seront présentés ainsi que les développements réalisés à l'Onera avant le début de cette thèse. Puis, le matériel utilisé, la configuration optique et les modules de post-traitement mis en place durant la thèse seront détaillés.

Le second chapitre se focalisera sur l'adaptation de cette technique de mesure au cas du kérosène Jet A-1 en caractérisant les propriétés optiques du kérosène dans le but de définir un schéma d'excitation. L'extension de la technique sur des brouillards de kérosène à basse température sera également réalisée dans ce chapitre et un schéma d'excitation sera proposé pour limiter l'influence de la température sur le signal de fluorescence.

Le troisième et dernier chapitre sera consacré à l'application de la technique de mesure PDS. Dans un premier temps, la technique validée sur un brouillard généré par un gicleur pressurisé en configuration confinée, en l'absence d'écoulement d'air pour des conditions ambiantes. Enfin, elle sera implémentée sur le banc MERCATO en étudiant le comportement d'un brouillard généré par un injecteur aéronautique réel en présence d'un swirl gazeux.

CHAPITRE 6 : TECHNIQUE DE MESURE PDS

Ce chapitre a pour objectif de rappeler le principe de fonctionnement de la technique de mesure et les travaux menés sur ce sujet à l'Onera dans le cadre du projet MOCAS, avant le début de cette thèse. Puis, nous détaillerons le matériel utilisé, la configuration optique et les modules de post-traitement mis en place pour l'obtention de cartographie de diamètre de gouttes. Un module d'illumination structurée (SLIPI) qui a été mis en place au cours de cette thèse pour limiter le phénomène de diffusion multiple sera présenté en fin de chapitre.

Sommaire

1 Présentation de la technique 147
1.1 Principe de la mesure 147
1.2 Développements réalisés à l'ONERA avant la thèse 149
1.2.1 Limitations de la technique 149
Intensité de fluorescence 149
Intensité de diffusion de Mie 150
1.2.2 Choix du matériel 154
1.2.3 Choix du fluorophore 155
1.2.4 Protocole expérimental 155
1.2.5 Traitement de données 156

1 Présentation de la technique

1.1 Principe de la mesure

Comme indiqué précédemment dans le chapitre consacré à l'état de l'art, la technique de mesure PDS est une technique de mesure par imagerie qui fournit des cartographies de diamètre de gouttes d_{32} sur un champ qui peut atteindre quelques centimètres de côté. Elle permet ainsi de couvrir en une seule prise de vue des coupes longitudinales et transversales du brouillard issues d'un injecteur aéronautique. Le principe consiste à illuminer les gouttes du

brouillard avec une nappe laser et à faire l'acquisition d'une image de diffusion de Mie et d'une image de fluorescence induite (par laser) (Figure 6-1). Ceci suppose que le liquide étudié présente des propriétés de fluorescence. L'hypothèse fondamentale de la technique a été décrite par Kamimoto [73] et Yeh et al. [74] : l'intensité de fluorescence I_f est proportionnelle au volume de la particule éclairée tandis que l'intensité de diffusion de Mie I_s est proportionnelle à sa surface.

$$I_f(d) = a_f d^3 \qquad (6.1)$$

$$I_s(d) = a_s d^2 \qquad (6.2)$$

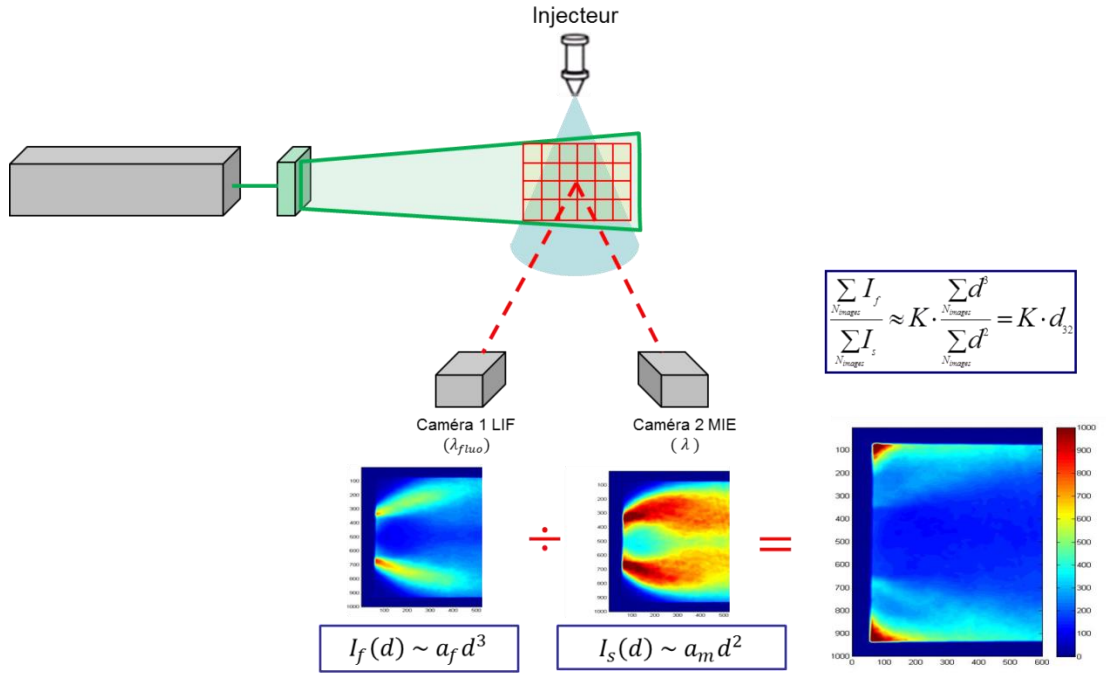


Figure 6-1 Principe de la mesure Planar Droplet Sizing (PDS).

Le rapport entre l'intensité de fluorescence et l'intensité de diffusion de Mie permet donc de remonter, en principe, à une grandeur proportionnelle au diamètre moyen de Sauter d_{32}. Les coefficients a_s et a_f sont des constantes et le paramètre K est un coefficient d'étalonnage déterminé à partir de mesures annexes, par exemple PDA.

$$d_{32} = \frac{1}{K} \frac{\sum_i n_i d_i^3}{\sum_i n_i d_i^2} \qquad (6.3)$$

Cette technique est très intéressante et adaptée pour la caractérisation d'un injecteur aéronautique car elle permet de fournir des cartographies d_{32} en quelques minutes contrairement à des mesures PDA qui sont très chronophages pour ce type d'application. Le diamètre moyen de Sauter d_{32} est particulièrement intéressant pour les simulations numériques car il constitue une condition d'entrée des codes de simulation numérique.

1.2 Développements réalisés à l'ONERA avant la thèse

Cette technique de mesure a été reprise et développée à l'ONERA, dans le cadre du projet MOCAS au travers d'une thèse réalisée, par Jonathan Brettar [64], sur un injecteur aéronautique en présence d'un écoulement d'air. L'injecteur aéronautique présente des entrées d'air tangentielles assurant la mise en rotation de l'écoulement d'air. L'implémentation de la technique de mesure s'est faite avec de l'éthanol ensemencé de rhodamine B qui joue le rôle de fluorophore.

1.2.1 Limitations de la technique

Comme évoqué dans l'état de l'art, les hypothèses fondamentales de Kamimoto ne sont en pratique pas valides et dépendent de plusieurs paramètres physiques nécessitant des investigations.

Intensité de fluorescence

Un des premiers phénomènes physiques qui affecte la technique de mesure est l'absorption. En effet, la relation de proportionnalité entre l'intensité de fluorescence émise par la goutte et son volume est affectée par ce paramètre au travers de la concentration c en fluorophore (équation 6.4).

$$I_f(d) = a_f d^{F(c)} \qquad (6.4)$$

La concentration du fluorophore doit donc être choisie avec précaution et résulte généralement d'un compromis. En effet, cette concentration doit être suffisamment élevée afin de garantir un signal de fluorescence détectable par la caméra mais cette concentration ne doit pas être trop importante sinon l'absorption affecte la mesure. Le choix et la concentration du fluorophore sont donc des paramètres-clés. Charalampous et Hardalupas [70] ont obtenu pour la Rh6G mélangée à de l'éthanol un coefficient F égal à 2.97 pour une concentration de 1 mg/L tandis que ce coefficient chute à 2.95 pour une concentration de 10 mg/L. Domman et al [72] se sont aussi intéressés à l'impact de la concentration en rhodamine 6G sur le signal de fluorescence. Dans son papier, Domann considère une gamme de concentration variant de 1 à 100 mg/L et met en évidence le rôle de ce paramètre via des simulations numériques et des études expérimentales. Ses conclusions sont comparables à celles tirées par Charalampous et Hardalupas [70] qui prédisent un impact négligeable de la concentration sur l'intensité de fluorescence pour de faibles concentrations de 1mg/L mais un impact plus marqué pour de fortes concentrations. En effet, pour d'importantes concentrations de rhodamine 6G, l'exposant F chute drastiquement et peut descendre jusqu'à 2. Ces résultats ont également été confortés par les études numériques de Frackowiak [75].

Dans le cadre du projet MOCAS, une concentration de 1 mg/L a été retenue et a permis de garantir un signal de fluorescence satisfaisant tout en limitant l'absorption [64]. De cette manière, la relation de proportionnalité reste validée.

Intensité de diffusion de Mie

Les travaux menés sur la technique de mesure PDS ont permis de montrer que la relation de proportionnalité liant l'intensité diffusée à la surface des gouttes n'est pas valide. En effet, l'intensité de diffusion est très sensible au diamètre des gouttes d, à l'angle de diffusion θ_D et à l'indice de réfraction n_r (équation 6.5) [70, 71, 72, 64].

$$I_s(d) = a_s d^{M(d,\theta_D,n_r)} \qquad (6.5)$$

Charalampous et al. [70] ont étudié numériquement la dépendance de l'intensité diffusée comme une fonction de l'angle de diffusion, de la concentration et de l'indice de réfraction. Ce travail a permis la réalisation d'une cartographie de l'exposant M en fonction de l'angle de diffusion et de l'indice de réfraction. Un angle de diffusion de 60° est préconisé de leur part de manière à conserver une bonne proportionnalité de l'intensité diffusée au carré du diamètre des gouttes sur une large gamme de diamètre.

L'impact de l'angle de diffusion θ_D sur l'intensité de diffusion des gouttes a également fait l'objet d'investigations à l'Onera lors du projet MOCAS. Comme on peut le voir sur la Figure 6-2 , les images de diffusion mettent en évidence une dissymétrie de l'intensité diffusée. Le profil d'intensité vertical du brouillard illustre davantage ce phénomène et une variation d'amplitude de plus de 20 % entres les deux principaux pics A et B est observée (Figure 6-2). En effet, le pic inférieur B est alors moins intense que le pic supérieur A. Cette tendance ne peut s'expliquer par un phénomène d'absorption de la nappe laser (orientée du haut vers le bas dans ce cas) car le profil de fluorescence induite par laser est parfaitement symétrique par rapport à l'axe d'injection (Figure 6-2).

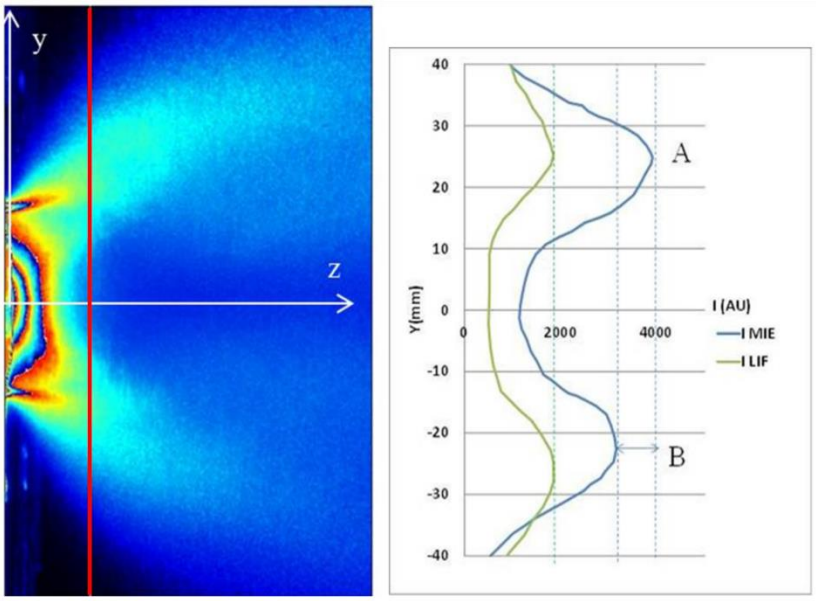


Figure 6-2 Image de diffusion de Mie (a) et profils verticaux suivant y d'intensité sur les images de LIF et de Mie à Z=30 mm de l'injecteur.

La dissymétrie du profil d'intensité de Mie s'explique par la variation de l'angle de diffusion sur le champ observé. Sur la totalité du champ, l'angle d'observation de la caméra varie de $\pm$ 5° sur toute la hauteur de l'image. Des simulations réalisées avec l'outil Mie Plot ont permis de prédire l'évolution de l'intensité de diffusion avec l'angle d'ouverture et ont permis d'expliquer les dissymétries observées sur les images. Le logiciel Mie Plot, disponible en libre accès sur internet, est un code basé sur la théorie de Mie et permet de prédire le comportement du signal de diffusion émis par une particule sphérique isolée ou d'un ensemble de particule soumis à une illumination. Les données d'entrée de ce logiciel sont les paramètres géométriques (longueur d'onde d'excitation, taille des particules) et les propriétés optiques du liquide considéré (indice de réfraction et coefficient d'extinction).

La Figure 6-3 illustre l'évolution de l'intensité de diffusion en fonction de l'angle de diffusion. La position des pics A et B de la Figure 6-2 est représentée sur cette image de manière à illustrer la différence de dynamique entre les parties haute et basse de l'image. Afin de limiter cet effet, il a été décidé de travailler à un angle de diffusion proche de 95° où l'intensité de diffusion présente un plateau. De plus, un objectif avec une focale plus grande a permis de réduire la variation angulaire sur la totalité de l'image.

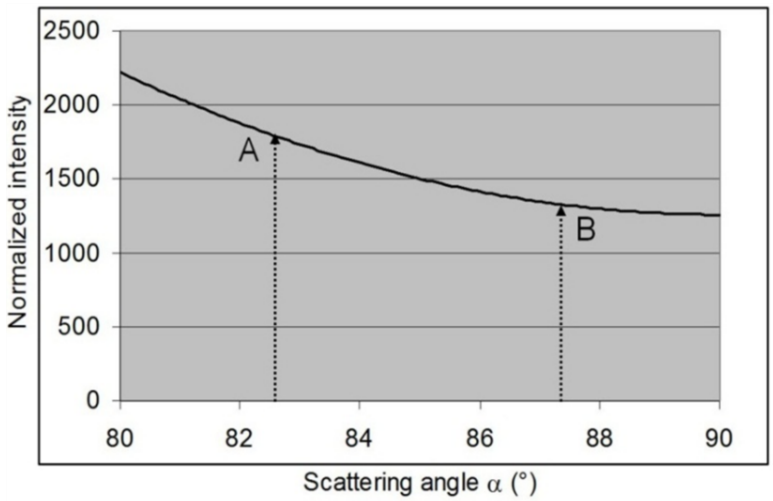


Figure 6-3 Evolution de l'intensité de diffusion en fonction de l'angle de diffusion dans une plage angulaire proche de 85°.

Un autre paramètre qui affecte la relation liant l'intensité diffusée à la surface des gouttes est le diamètre des gouttes d. Selon la plage de diamètre de goutte considérée, l'exposant M peut être différent de 2. Des simulations menées sous Mie Plot ont permis de déterminer la valeur de M qui approxime le mieux la relation $I_s = a_s d^M$. Dans le cas des brouillards sondés, les diamètres de gouttes oscillent entre 10 et 100 µm. L'exposant M qui approxime le mieux la relation vaut 1.7 (Figure 6-4).

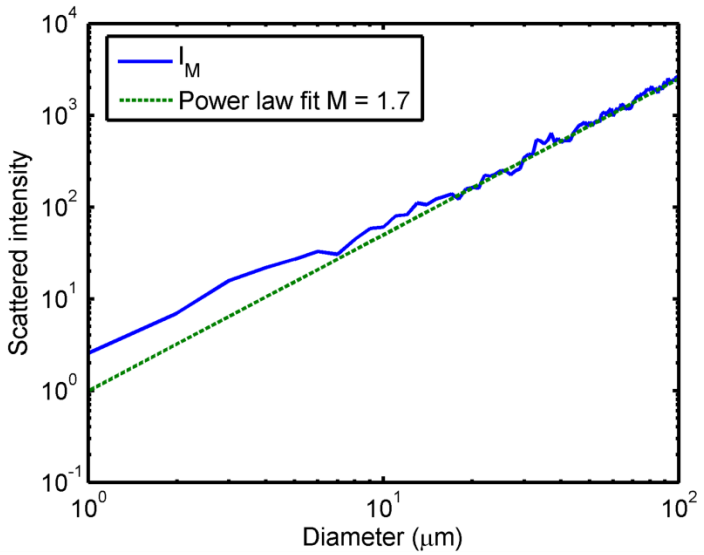


Figure 6-4 Evolution de l'intensité diffusée en fonction du diamètre des gouttes : évolution théorique (en bleu) et approximation (en vert).

Les travaux menés sur les intensités de fluorescence et de diffusion ont permis de montrer que le rapport obtenu avec la technique d'imagerie n'est pas directement proportionnel au d_{32} mesuré par le PDA et doit être corrigé.

$$d_{32}^{PDA} = \left(\frac{\sum_{i=1}^{N} d^F}{\sum_{i=1}^{N} d^M}\right)^{\frac{1}{(F-M)}} = \left(\frac{\sum_{i=1}^{N} d^{2.97}}{\sum_{i=1}^{N} d^{1.7}}\right)^{\frac{1}{1.27}} = (rPDS)^{\frac{1}{1.27}} \qquad (6.6)$$

La détermination des coefficients F et M permet de corriger le rapport des images et d'étalonner la technique PDS. Cependant, pour un même brouillard, la plage de diamètre de gouttes peut varier et la valeur du coefficient M n'est alors plus adaptée à la gamme de diamètre. Pour des diamètres de gouttes inférieurs à 10 μm, la valeur du coefficient M n'est plus valide.

Afin de pallier ce problème, une seconde méthode de calibration a alors été proposée. Cette méthode consiste à créer une table de correspondance mettant en relation le d_{32} mesuré par PDA et le rapport rPDS obtenu par PDS. Différents débits d'air ont permis de faire varier le d_{32} de 20 à 80 μm (Figure 6-5). La table de correspondance met en évidence la non-linéarité qui existe entre le d_{32} mesuré par le PDA et le rapport des intensités LIF/Mie. Une unique loi de logarithmique est finalement choisie sur toute la gamme de diamètres.

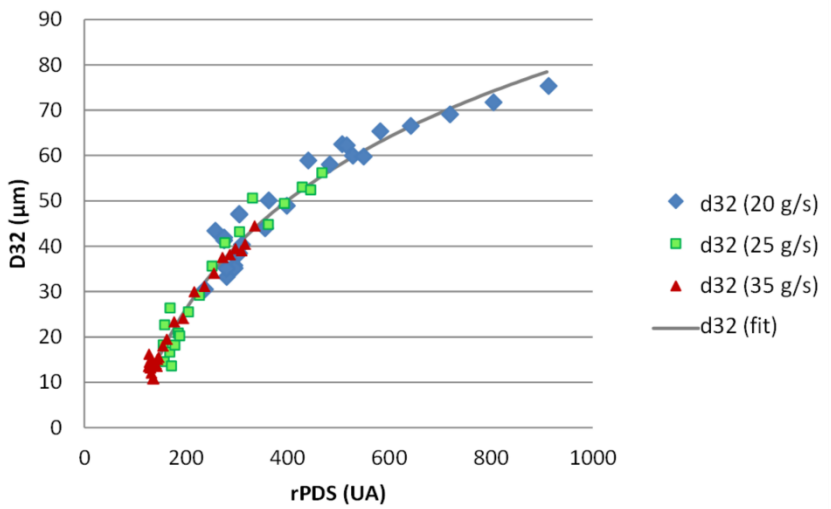


Figure 6-5 Table de correspondance mettant en relation les d32 mesurés par le PDA et le rapport rPDS obtenu par PDS pour les trois débits d'air à Z=30 mm du gicleur.

L'utilisation de cette table de correspondance a permis de convertir les images PDS en cartographies de d_{32} qui peuvent être comparées avec les profils obtenus par les mesures PDA (Figure 6-6). Un bon accord est ainsi obtenu entre les deux mesures notamment pour les deux débits d'air extrêmes. Les différences observées pour le débit d'air intermédiaire peuvent s'expliquer à partir de la disparité du nuage de points pour des d_{32} oscillant entre 40 et 50 µm.

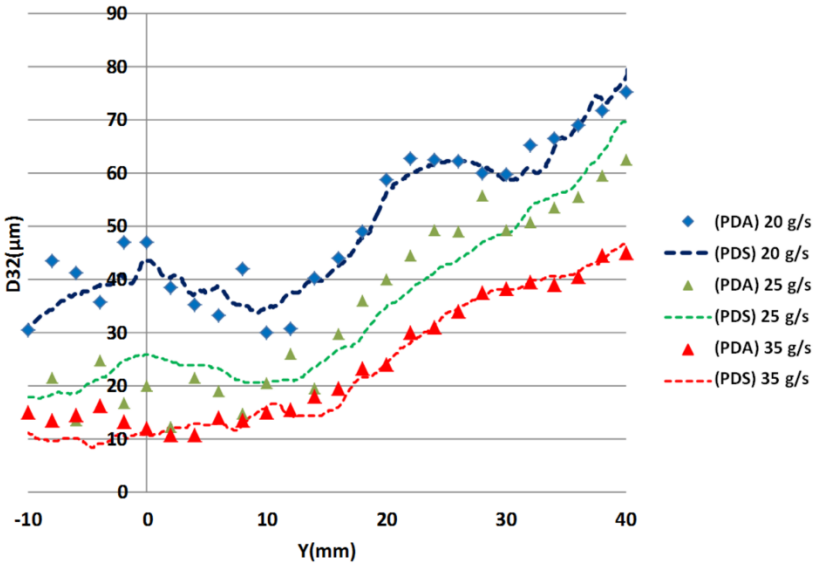


Figure 6-6 Comparaison des profils de d32 obtenus avec les deux techniques (PDS et PDA) pour trois débits d'air à Z=30 mm du gicleur.

Les travaux menés dans le cadre du projet MOCAS ont ainsi permis d'implémenter avec succès la technique d'imagerie PDS à un brouillard d'éthanol en non confiné. Un des enjeux de la thèse sera donc d'étendre cette technique de mesure au cas du carburant réel (kérosène Jet A-

1) et à une configuration industrielle. En plus du confinement dû à la présence de la chambre de visualisation, il sera également question d'étendre cette technique pour la caractérisation de brouillards denses dans des conditions de rallumage en haute altitude (dépression et basses températures) (Figure 6-7).

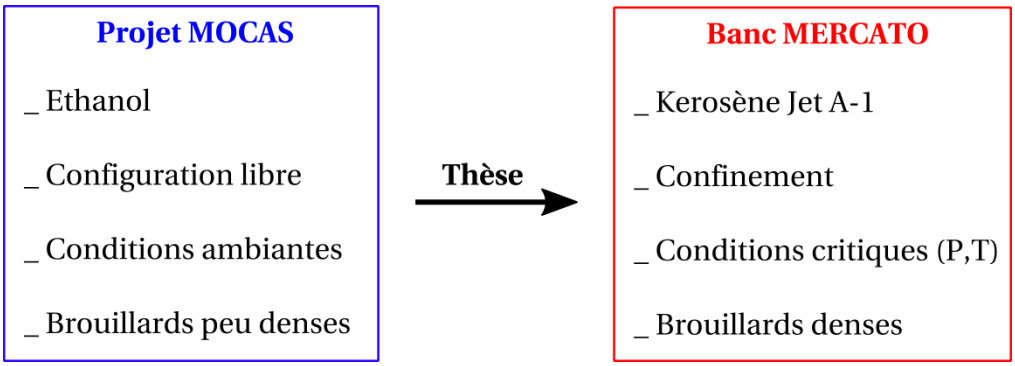


Figure 6-7 Principaux enjeux de l'extension de la technique de mesure PDS.

1.2.2 Choix du matériel

Laser impulsionnel

Laser Quantel Twins Big Sky Laser 200 Nd : Yag		
Longueur d'onde (nm)	532	
Energie pulse laser (mJ)	200	
Cadence (Hz)	15	
Durée du pulse (ns)	9	
Diamètre du faisceau (mm)	8	

Caméra

Caméra PCO edge 4.2		
Résolution (pixels)	2048*2048	
Taille du pixel	6,5*6,5 µm²	
Dynamique	37500 :1	
Rendement quantique	> 82 %	

Filtres

Etant donné que l'émission de fluorescence se produit à une longueur d'onde supérieure à celle de l'émission laser, il est facile de sélectionner la longueur d'onde souhaitée par une simple utilisation de filtre. L'acquisition des images de Mie est réalisée en utilisant un filtre passe bande (LaVision) centré sur l'émission laser à 532 nm avec une largeur à mi-hauteur de 10 nm (OD 6 dans la région bloquante). Un filtre passe haut (BLP01-532R-25, Semrock) avec une longueur d'onde de coupure située à 540 nm (OD 7 dans la région bloquante) est employée pour l'acquisition des images de fluorescence. Les profils de transmission des filtres sont représentés sur la Figure 6-8.

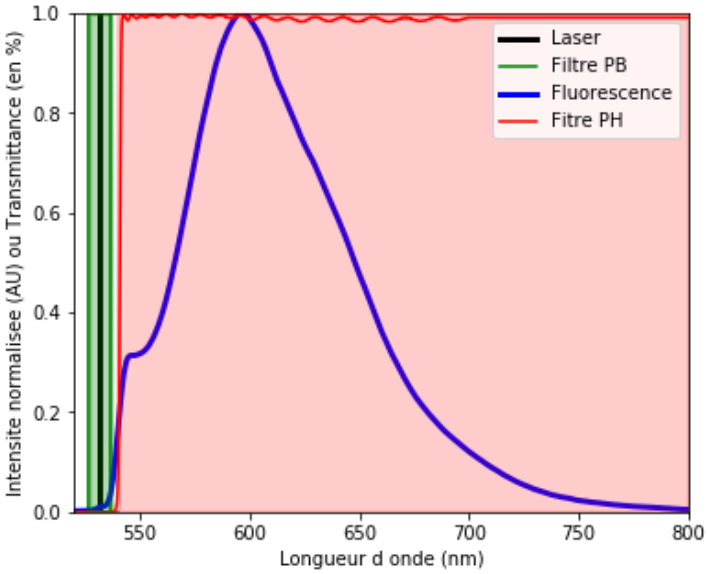


Figure 6-8 Emission laser, spectre de fluorescence du kérosène Jet A-1 ensemencé de pyrrométhène 597-8C et filtres utilisés.

1.2.3 Choix du fluorophore

Le pyrrométhène 597-8C a été retenu pour l'implémentation de la technique au cas du kérosène, avec une concentration de 2mg/L de kérosène. Le choix du fluorophore ainsi que la concentration retenue sont détaillés dans le prochain chapitre (Chapitre 7).

1.2.4 Protocole expérimental

Les images de LIF et de Mie sont acquises les unes à la suite des autres aussi bien pour les coupes longitudinales que transversales du brouillard. Après quelques instants de stabilisation du débit liquide, le brouillard est considéré comme établi et stationnaire au cours du temps. C'est pourquoi, il a été choisi de n'utiliser qu'une unique caméra afin d'éviter des problèmes de superposition d'images. Dans le cas où deux caméras distinctes sont utilisées, la phase d'étalonnage pour obtenir un recouvrement parfait des images des deux caméras s'avère complexe et ne compense pas le fait que les chemins optiques soient physiquement différents.

Dans notre cas, seul le filtre placé devant l'objectif de la caméra est changé d'une acquisition à l'autre.

1.2.5 Traitement de données

Les séquences d'images acquises par la caméra PCO sont enregistrées au format TIF. Des modules de traitement d'images développés en Matlab permettent de générer les cartographies de d_{32}. Le post-traitement des images PDS est résumé sur la Figure 6-9.

Lecture et traitement des images de noir caméra	
Lecture du fichier de calibraiton géométrique des prises de vue	
Lecture de la séquence temporelle d'images	
Image de fluorescence	Image de diffusion
Calcul des images de :	
Minimum	Minimum
Maximum	Maximum
Moyenne	Moyenne
Ecart type	Ecart type
Occurence des saturations	Occurence des saturations
Moyenne - Noir	Moyenne - Noir
Redressement de l'image	Redressement de l'image
Calcul du rapport LIF / MIE	
Filtrage spatial du rapport LIF /MIE	
Comparaison des profils sur l'image avec les mesures de granulométrie PDS	

Figure 6-9 Traitement d'image mis en œuvre pour la PDS

Résumé

Ce chapitre d'introduction a permis de rappeler le principe de la mesure PDS, le matériel utilisé et les travaux menés à l'Onera sur la technique avant la thèse avec de l'éthanol ensemencé de rhodamine 6G. Une étude de sensibilité angulaire de l'intensité de diffusion a mis en évidence l'impact de l'angle de diffusion et la nécessité de choisir judicieusement la position et l'angle d'ouverture de la caméra. Le diamètre des gouttes joue également un rôle sur l'intensité de diffusion et des simulations Mie Plot ont permis de déterminer la valeur du coefficient M la plus adaptée à la gamme de diamètres sondés. De plus, la concentration en fluorophore est également un paramètre à prendre en considération car elle peut impacter l'émission de fluorescence. Une méthode de calibration basée sur une table de correspondance mettant en relation le d_{32} mesuré par PDA et le rapport rPDS obtenu par PDS a également été proposée dans le but de s'affranchir de la sensibilité des intensités de fluorescence et de diffusion aux différents paramètres physiques. Un très bon accord avec les mesures PDA a ainsi été obtenu ce qui a permis de valider la technique de mesure sur un injecteur aéronautique. L'enjeu de la suite de cette thèse sera donc d'étendre la technique de mesure au cas du kérosène et au banc industriel MERCATO. Le confinement, la densité des brouillards rencontrés et les conditions critiques de rallumage en haute altitudes devront être considérés et étudiés afin de valider la technique de mesure dans ce contexte exigeant. Le chapitre suivant se focalisera sur l'adaptation de la technique de mesure au cas du kérosène jet A-1.

CHAPITRE 7 : EXTENSION DE LA TECHNIQUE PDS AU CAS DU KEROSENE

Le chapitre précédent a permis de rappeler le principe de fonctionnement de la technique ainsi que ses limitations. Etant donné le changement du liquide d'essai, il est nécessaire de vérifier les hypothèses fondamentales de la technique et de proposer des extensions permettant son utilisation avec du kérosène aux configurations de brouillard rencontrées en condition de haute altitude. Dans la première partie de ce chapitre les solutions obtenues pour s'affranchir des principaux points limitants de la technique, résumés sur la Figure 7-1, sont présentées. Après une brève présentation du kérosène Jet A-1, le signal de fluorescence de cette espèce sera étudié afin de déterminer un schéma d'excitation limitant le phénomène d'absorption et assurant des niveaux de fluorescence mesurables par une caméra intensifiée. Puis, la sensibilité de l'intensité de diffusion de Mie aux différentes grandeurs physiques sera analysée. Cette étude permettra notamment de déterminer la configuration optique optimale pour l'implémentation de la technique au kérosène. Dans une seconde partie, l'extension de la technique sur des brouillards de kérosène à basse température est abordée.

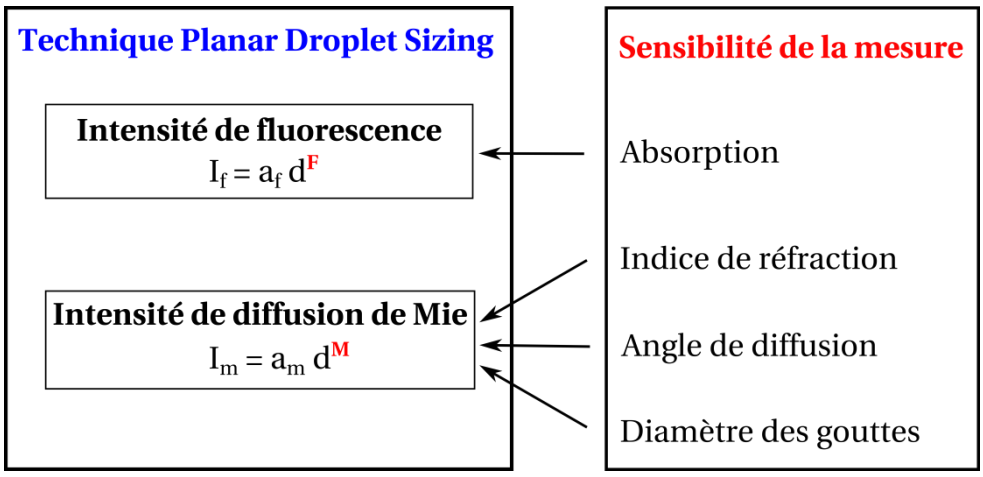


Figure 7-1 Principaux points sensibles de la technique de mesure PDS.

Sommaire

1 Présentation générale du kérosène Jet A-1 161
1.1 Composition du kérosène 161
1.2 Fluorescence du kérosène 161
2 Dispositif expérimental 163
3 Développement de la méthode permettant l'obtention des images de fluorescence 164
3.1 Caractérisation des propriétés optiques du kérosène liquide soumis à une excitation laser de 266 nm 164
3.1.1 Dispositif expérimental 164
3.1.2 Caractérisation de la fluorescence du kérosène Jet A-1 164
3.1.3 Caractérisation de l'absorption du kérosène 165
Estimation du coefficient d'extinction k 165
Influence de l'absorption sur l'émission de fluorescence 168
3.2 Caractérisation des propriétés optiques du kérosène liquide soumis à une excitation de 532 nm 171
3.2.1 Dispositif expérimental 171
3.2.2 Absorption et fluorescence du kérosène Jet A-1 171
3.2.3 Choix du fluorophore 172
Miscibilité 172
Influence de la concentration en fluorophore 173
3.3 Intensité de diffusion de Mie 176
3.3.1 Influence de l'angle de diffusion : recherche de la configuration optique optimale 176
3.3.2 Diffusion de la lumière par des particules sphériques 178
4 Extension de la méthode pour son application sur des brouillards de kérosène à basse température 180
4.1 Influence de la température sur l'intensité de fluorescence du mélange kérosène-pyrrométhène 180
4.1.1 Dispositif expérimental et protocole expérimental 180
4.1.2 Mise en évidence de l'influence de la température sur les propriétés de fluorescence du kérosène ensemencé de pyrrométhène 180
4.1.3 Influence de l'excitation laser : mise en évidence de la saturation de la fluorescence du pyrrométhène 183

4.1.4 Mise en place d'une méthode SLIF (Saturated Laser induced Fluorescence) pour rendre le signal de fluorescence indépendant de la température. 185

4.1.5 Extension de la méthode à une nappe laser en vue de l'utilisation pour la mesure PDS 188

4.2 Influence de la température sur l'intensité de diffusion 188

5 Conclusion 190

1 Présentation générale du kérosène Jet A-1

Au cours de cette thèse, le kérosène Jet A-1 a été choisi pour les essais menés sur le banc MERCATO car il s'agit du carburant qui est couramment utilisé dans l'aviation civile. Les propriétés thermodynamiques de ce type de carburant ont été détaillées dans le chapitre 2. Cette section va se focaliser principalement sur ses propriétés optiques.

1.1 Composition du kérosène

Dans l'aviation civile, le carburant Jet A-1 est le plus répandu et résulte de la distillation du pétrole brut. Ce carburant est constitué de centaines d'espèces parmi lesquelles on trouve le n-undécane (espèce prédominante) et les aromatiques. Il existe une norme de fabrication (ASTM D1655) qui stipule que la proportion massique des molécules aromatiques doit être inférieure à 25% de celle du mélange total. Le point de congélation du carburant se situe autour de -50 °C. La composition d'un kérosène varie d'un fournisseur à l'autre et peut également évoluer avec le mode de stockage du produit (conditionnement à l'air, à la lumière, à la chaleur). Le nombre élevé d'espèces qui le constituent impose le recours à des schémas réduits de composition pour les codes de combustion : le nombre d'espèces considérées varie généralement entre 15 et 20 et la composition du kérosène est généralement approchée par la formule chimique $C_{11}H_{22}$ de masse molaire 154 g/mol. Les fortes variations de composition d'un carburant à l'autre sont également problématiques pour la mise en place de diagnostics optiques car elles imposent des phases d'étalonnage qui peuvent se révéler complexes.

1.2 Fluorescence du kérosène

Les molécules responsables de la fluorescence naturelle du kérosène Jet A-1 sont les aromatiques. Deux grandes familles peuvent être distinguées : les mono-aromatiques et les di-aromatiques. Les formules semi-développées de ces molécules sont représentées sur la Figure 7-2. En général, les mono-aromatiques sont moins présents en proportion que les di-aromatiques. Sur une proportion massique totale de 20% d'aromatiques, les mono-aromatiques représentent environ 2% de la fraction massique tandis que les di-aromatiques représentent les 18 % restant.

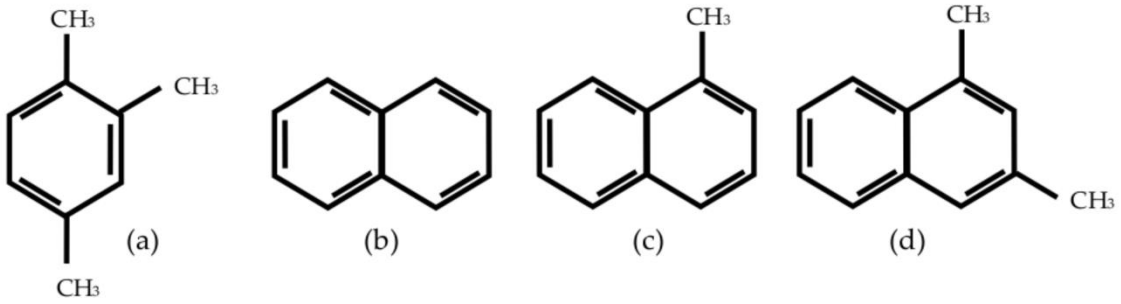


Figure 7-2 Formules semi-développées des molécules aromatiques responsables de la fluorescence d'après [77]. Mono-aromatique : (a) 1,2,4-triméthylbenzène. Di-aromatique : (b) naphtalène, (c) 1-méthylnaphtalène et (d) 1,3-diméthylphtalène.

Les propriétés de fluorescence du kérosène soumis à une excitation UV ont fait l'objet de nombreuses recherches. Les travaux réalisés par Orain et al. [78] ont permis, par exemple, de caractériser les espèces aromatiques responsables de l'émission de fluorescence du kérosène gazeux. Le spectre de fluorescence du kérosène Jet A-1 soumis à une excitation laser de 266 nm se compose de deux bandes de fluorescence : la première située dans la gamme [266, 310] nm est attribuée à la fluorescence des molécules mono-aromatiques tandis que la seconde située entre 310 et 360 nm est attribuée aux molécules di-aromatiques (Figure 7-3).

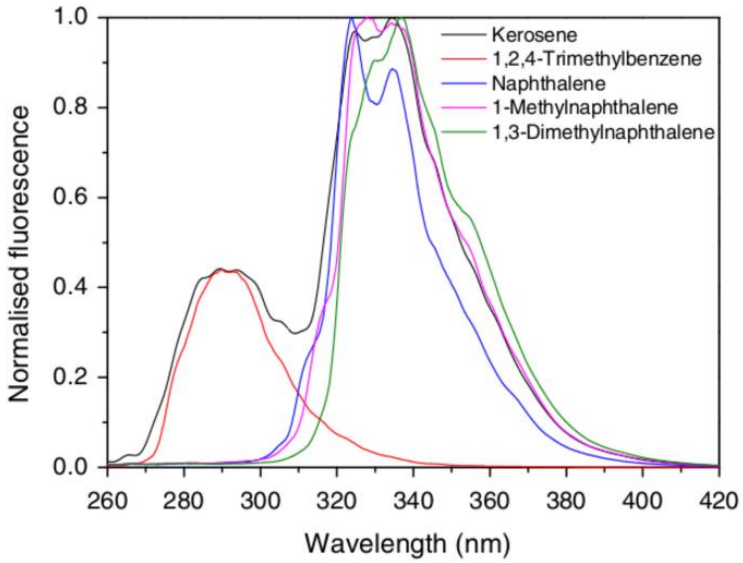


Figure 7-3 Comparaison du spectre d'émission de fluorescence du kérosène et de ceux de 4 aromatiques à 450 K et 0.1 MPa soumis à une longueur d'excitation de 266 nm, d'après [78].

Il est important de souligner qu'il n'existe pas, à notre connaissance, d'études portant sur la caractérisation des propriétés de fluorescence du kérosène Jet A-1 sous forme liquide. Un banc expérimental a donc été mis en place pour caractériser le signal de fluorescence du kérosène liquide (spectre d'émission, absorption) sous excitation UV à 266 nm.

2 Dispositif expérimental

Dans cette section, nous allons présenter le dispositif expérimental qui a été mis en place et adapté pour les différents volets de l'étude. Le schéma restera générique et les spécificités concernant le matériel seront détaillées dans chacune des sections concernées (cf. paragraphes 3.1.1, 3.2.1 et 4.1.1).

Le dispositif expérimental général est illustré sur la Figure 7-4 et met en évidence les différents appareils utilisés. Un laser couplé à un générateur de nappe permet d'obtenir une nappe laser qui est dirigée vers une cellule d'essai contenant du kérosène liquide. Un spectromètre et une caméra intensifiée sont placés de part et d'autre de la cellule de test et permettent de faire des acquisitions simultanées de fluorescence et d'absorption du kérosène liquide. Selon la longueur d'onde d'excitation laser et les longueurs d'onde d'émission des phénomènes à observer, des filtres sont mis en place devant la caméra et le spectromètre. Le spectromètre est étalonné à partir d'une lampe d'étalonnage calibrée et conduit à une incertitude de mesure de la longueur d'onde de l'ordre du nm. Un mesureur de puissance, placé en amont et/ou en aval de la cellule de test, donne une estimation de la puissance laser de manière à déterminer l'absorption du milieu.

Les spectres de fluorescence acquis par le spectromètre sont intégrés spectralement sur la totalité de la gamme et spatialement sur une zone de l'ordre de 8 × 8 mm². Les données fournies par le spectromètre sont calibrées en interne. La caméra intensifiée intègre quant à elle le signal sur toute la gamme spectrale d'émission selon sa propre réponse spectrale (courbe d'efficacité spectrale). De plus, les signaux acquis par la caméra sont intégrés sur une zone de l'ordre de 10 × 10 mm² de l'image. Les deux types de mesure ne sont donc pas directement comparables et requièrent un post-traitement qui sera détaillé dans chaque section concernée (section 4.1.1).

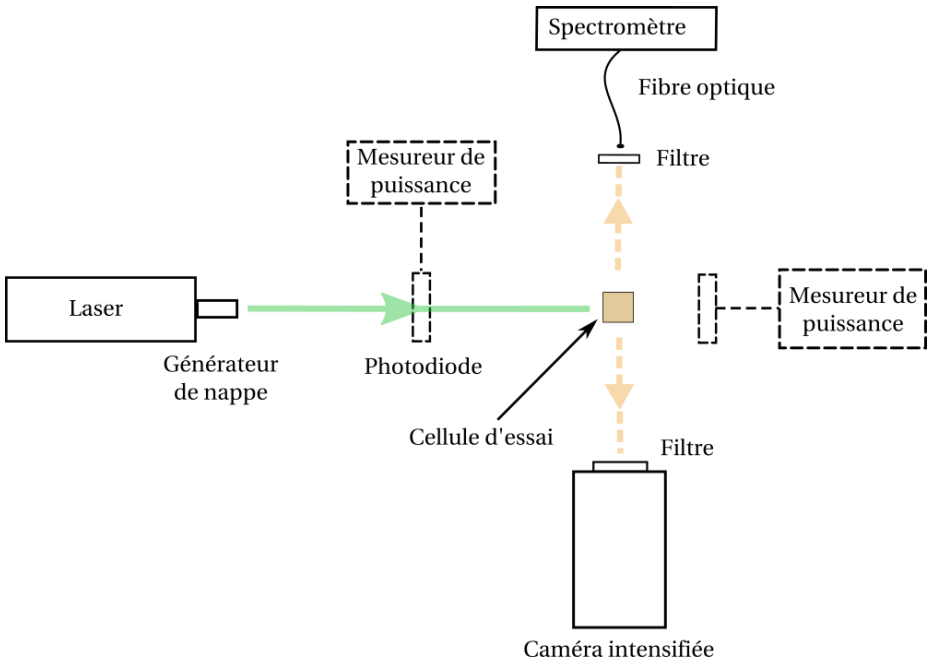


Figure 7-4 Schéma de principe du dispositif expérimental générique utilisé durant cette thèse pour différentes études.

3 Développement de la méthode permettant l'obtention des images de fluorescence

3.1 Caractérisation des propriétés optiques du kérosène liquide soumis à une excitation laser de 266 nm

3.1.1 Dispositif expérimental

Dans cette section, le schéma du dispositif est comparable à la Figure 7-4 à la différence que la nappe laser générée est préalablement dirigée vers une lame dichroïque qui permet de réfléchir la composante UV du faisceau à 45° (transmission supérieure à 90 %) en direction de la cellule d'essai en quartz (cuve Hellma de forme parallélépipédique et de section carrée 10×10 mm^2) contenant le kérosène liquide.

Un laser Quantel Brillant B quadrupleur de fréquence et une caméra intensifiée PIMAX2 possédant un tube intensificateur type Gen II sont utilisés pour ces essais. Les filtres passe bande et passe-haut mis en place permettent d'isoler respectivement l'émission laser et le signal de fluorescence du kérosène.

3.1.2 Caractérisation de la fluorescence du kérosène Jet A-1

L'excitation laser à 266 nm du kérosène liquide a mis en évidence une émission de fluorescence naturelle détectée par le spectromètre qui intègre ce signal sur une zone de l'ordre de 8×8 mm^2. Les spectres de fluorescence, intégrés sur une zone de l'ordre de 8×8 mm^2 et normés par leur valeur maximale sont présentés sur la Figure 7-5 : l'allure du spectre de fluorescence du kérosène liquide est en bon accord avec les études menées par Orain et al. [78] sur le carburant sous forme vapeur. En effet, le signal de fluorescence du kérosène liquide présente aussi deux bandes de fluorescence qui peuvent être attribuées aux molécules aromatiques : on constate toutefois que le spectre de fluorescence du kérosène liquide est légèrement décalé vers les plus hautes longueurs d'onde comparé à celui obtenu en phase gazeuse. Ce décalage est attribué à des différences de niveaux d'énergie entre la phase liquide et gazeuse du kérosène. De plus, la différence du rapport des intensités maximales de chaque bande s'explique probablement par la différence de concentration de molécules aromatiques entre les deux carburants : en effet, le seul terme de Jet A1 ne garantit pas une reproductibilité parfaite de la composition.

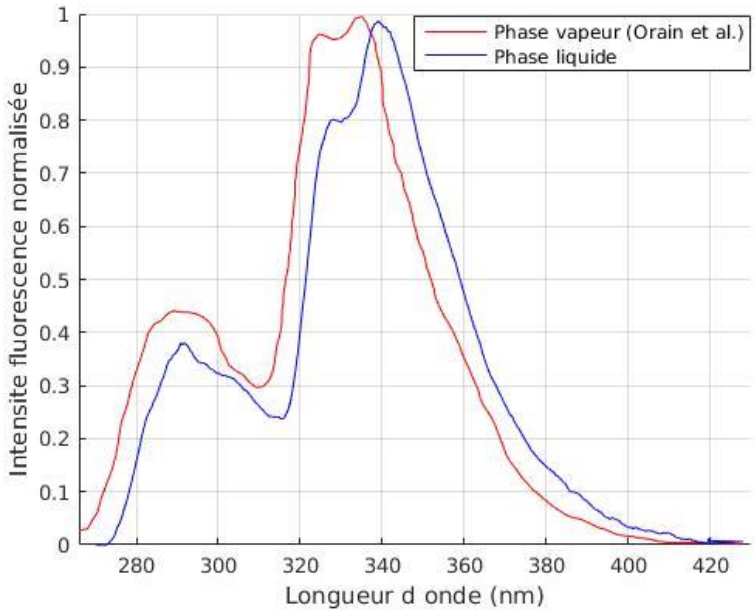


Figure 7-5 Spectre de fluorescence du kérosène liquide sous à une excitation de 266 nm comparé avec les études de Orain et al. [78] portant sur du kérosène gazeux.

3.1.3 Caractérisation de l'absorption du kérosène

La méthodologie suivie afin d'estimer le coefficient F intervenant dans l'expression de la fluorescence est illustrée sur la Figure 7-6. Dans un premier temps, la caméra intensifiée permet d'acquérir les images de propagation de la nappe laser dans la cuve d'essai. Ces images sont ensuite traitées en utilisant le modèle de Beer-Lambert dans le but de déterminer le coefficient d'absorption α. Ce coefficient est finalement utilisé comme paramètre d'entrée pour un code de calcul reposant sur la théorie de Lorenz-Mie Généralisée (GLMT) afin d'estimer coefficient F liant l'intensité de fluorescence au volume des gouttes.

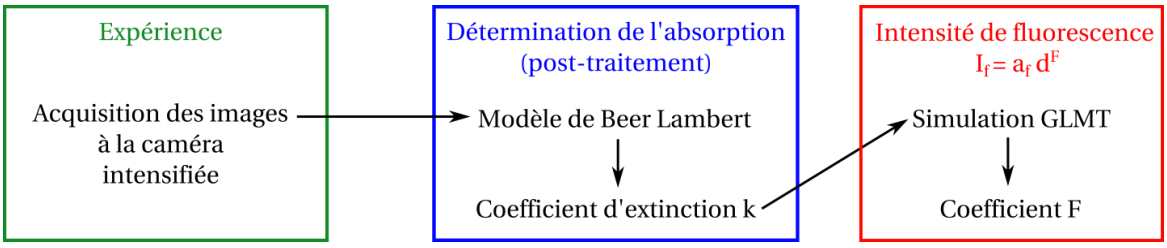


Figure 7-6 Méthodologie suivie pour l'estimation du coefficient F. (GLMT : Generalized Lorenz-Mie Theory).

Estimation du coefficient d'extinction *k*

L'absorption est un paramètre-clé à considérer pour l'implémentation de la technique de mesure PDS car il peut dans certains cas biaiser la mesure. Dans le cas de forte absorption, l'intensité de fluorescence émise par les gouttes n'est plus proportionnelle à leur volume. Il

apparait donc nécessaire de quantifier l'absorption du liquide en déterminant le coefficient d'extinction k. Des visualisations de la propagation de la nappe laser dans la cuve ont été réalisées avec la caméra intensifiée dans le but d'analyser l'absorption du carburant. La nappe laser, dirigée de la gauche vers la droite sur la Figure 7-7, est totalement atténuée juste après la traversée des hublots de la cuve et rend la mesure du coefficient d'extinction à partir de la loi de Beer-Lambert impossible. La zone verticale de forte intensité (zone rouge) correspond à la réflexion du faisceau laser sur la paroi de la cuve. Le profil d'intensité moyenné sur des sections transverses de la cuve est représenté sur la Figure 7-7. On constate ainsi que dès la traversée de la paroi de la cuve (x=1 mm), la nappe laser est totalement atténuée par le kérosène liquide.

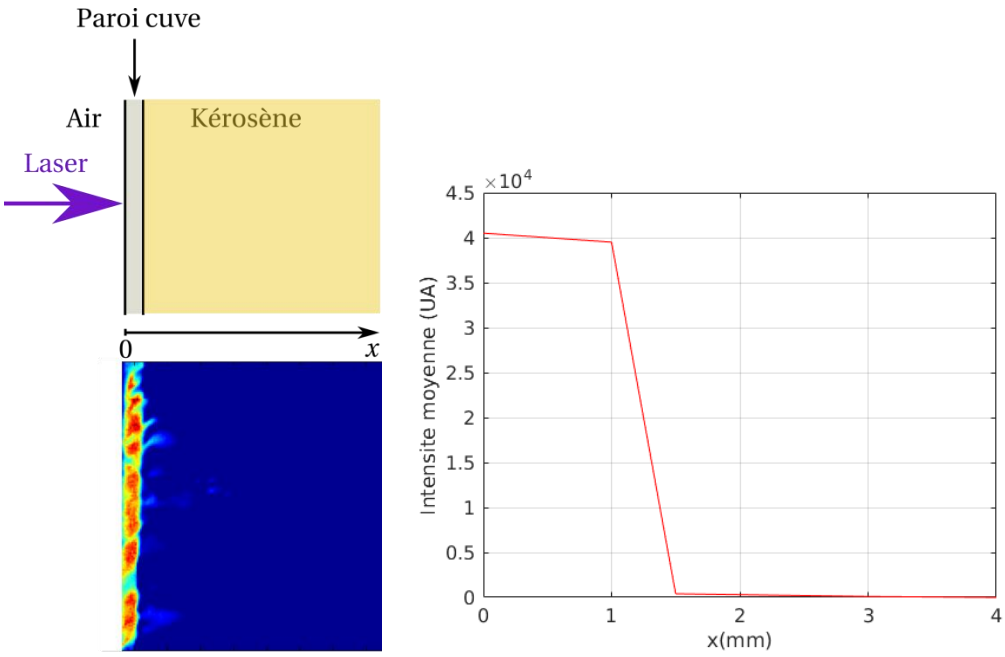


Figure 7-7 A gauche : propagation de la nappe laser au sein de la cellule qui contient le kérosène Jet A-1. La nappe laser est orientée de la gauche vers la droite. A droite : profil d'intensité moyenné sur des sections perpendiculaires à la direction de la nappe laser.

Le kérosène a alors été dilué dans du n-undécane afin de rendre possible la mesure d'absorption. Le n-undécane présente l'avantage d'être optiquement transparent dans l'UV ce qui ne perturbera pas la mesure d'absorption. Une mesure de la transmission de la cuve avec du n-undécane est toutefois réalisée au préalable de manière à étalonner les mesures. Le kérosène est ensuite ajouté goutte après goutte au sein de la cuve à l'aide d'une micro-pipette. De cette manière, le volume de chaque goutte est connu ce qui permet d'en déduire la concentration de kérosène au sein de la cuve à chaque instant. Connaissant la longueur du trajet optique L, il est possible de déterminer le coefficient d'absorption molaire ϵ du kérosène (équation 7.1).

$$\epsilon = \frac{A}{C.L} \qquad (7.1)$$

Où $A = -\log_{10}\frac{I_t}{I_0}$ est l'absorbance et C la concentration du kérosène. La Figure 7-8 montre l'évolution de l'absorbance du mélange en fonction de la concentration en kérosène contenue au sein de la cuve. Pour une concentration de kérosène nulle dans la cuve, la transmission du faisceau laser est totale ce qui correspond à une absorption nulle. Dès que le kérosène est introduit dans la cuve, l'absorption du milieu augmente fortement : une concentration de kérosène de l'ordre de 0.085 mol/L suffit à avoir une absorption proche de 100 %. Les incertitudes de mesure représentées sur la Figure 7-8 résultent d'un calcul de propagation des erreurs. Ces incertitudes sont dues principalement à l'incertitude de mesure du mesureur de puissance. Pour de fortes concentrations de kérosène, la puissance mesurée en sortie de la cuve devient de plus en plus faible et l'incertitude de mesure augmente par conséquent.

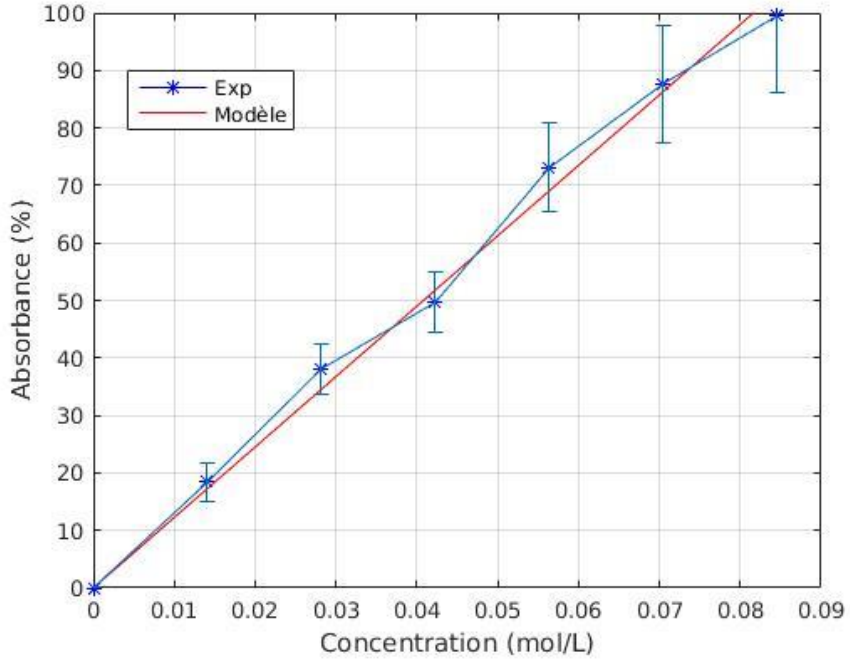


Figure 7-8 Evolution de l'absorbance du milieu en fonction de la concentration en kérosène.

D'après la formule (7.1), la pente de la courbe de la Figure 7-8 est directement proportionnelle au coefficient d'absorption molaire du kérosène (à la longueur optique L près). Un coefficient d'absorption molaire de $1{,}19.10^5\ L/mol/m$ a ainsi été obtenu. Le coefficient d'absorption α permet de faire le lien entre le coefficient d'extinction et le coefficient d'absorption molaire (équation 7.2).

$$k = \frac{\alpha\lambda}{4\pi} = \frac{\epsilon C\lambda}{4\pi} = \frac{\rho\epsilon\lambda}{M.4\pi} \qquad (7.2)$$

Où M est la masse molaire du kérosène, ρ la masse volumique et λ la longueur d'onde d'excitation.

Un coefficient d'extinction du kérosène liquide soumis à une excitation de 266 nm de $1{,}3 \times 10^{-2}$ a ainsi été obtenu. Pour comparaison, le coefficient d'extinction obtenu dans le cas de l'éthanol sous une excitation de 532 nm est de l'ordre de 10^{-7}. Certes la longueur d'onde d'excitation n'est pas la même mais on constate 5 ordres de grandeur de différence entre les deux coefficients. L'absorption du kérosène liquide sous une excitation de 266 nm est donc très importante et il apparaît nécessaire de quantifier son impact sur l'implémentation de la technique PDS et plus précisément sur l'émission de fluorescence. L'étape suivante a donc consisté à estimer l'impact de l'absorption sur le coefficient F intervenant dans la relation liant l'intensité de fluorescence au volume des gouttes.

Influence de l'absorption sur l'émission de fluorescence

Afin d'estimer l'impact de l'absorption sur le signal de fluorescence émis par une goutte, il est nécessaire d'estimer le coefficient F intervenant dans la relation liant l'intensité de fluorescence au diamètre d'une goutte. Pour ce faire, des simulations des champs d'excitation interne à l'intérieur d'une goutte soumise à une excitation laser ont été réalisées. Le logiciel GLMT (Théorie de Lorenz-Mie Généralisée) utilisé a été développé et utilisé par L. Méès au cours de sa thèse [79] : il présente l'avantage d'être gratuit et facile d'utilisation.

Ce logiciel permet de calculer dans les 3 dimensions de l'espace le champ d'excitation laser au sein d'une goutte éclairée par un ou deux faisceaux focalisés continus. Dans ce formalisme, la goutte est considérée comme étant une particule sphérique et homogène. Le calcul du champ d'excitation est effectué dans le cadre de la Théorie de Lorenz-Mie Généralisée. Les faisceaux incidents présentent des profils gaussiens d'intensité identique. Les données d'entrée de ce code sont :

- Indice de réfraction n_r
- Coefficient d'extinction k
- Diamètre de la goutte d
- Longueur d'onde d'excitation laser λ
- Largeur du faisceau laser
- Position de la goutte dans le faisceau laser (X_0,Y_0,Z_0) (Figure 7-9).
- Polarisation du laser (parallèle ou perpendiculaire)
- Angle entre les faisceaux α (Figure 7-9).

Une fois que le champ d'excitation laser est calculé au sein de la goutte, il est intégré spatialement sur tout le volume de la goutte. Cette étape est ensuite répétée pour différents diamètres de particule. L'analyse de l'évolution de l'intensité de fluorescence en fonction du diamètre des gouttes permet finalement d'estimer la valeur du coefficient F.

En pratique, l'épaisseur du faisceau laser ou de la nappe est très supérieure au diamètre de la particule. C'est pourquoi le plan laser est supposé uniforme en énergie et infini. La Figure 7-9 illustre les champs d'excitation laser au sein d'une goutte de 10 μm de diamètre et pour une demi-largeur de faisceau de 1000 μm.

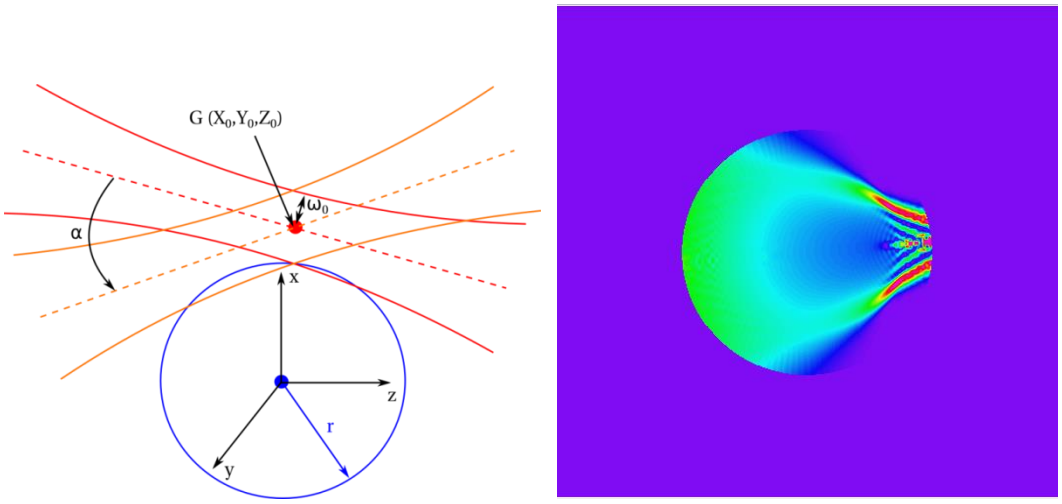


Figure 7-9 A gauche : Schéma de principe du logiciel GLMT développé par L. Méès [79]. A droite : Champs d'excitation laser interne pour une goutte de 10 µm de diamètre soumis à un plan laser infini (le laser se propage de la droite vers la gauche sur l'image). Paramètres du calcul : $n_r = 1.45$, $k = 1.3.10^{-2}$.

Afin de valider le code GLMT, une première étape a consisté à estimer le coefficient F dans les conditions expérimentales du projet MOCAS. Pour ce faire, une goutte d'éthanol ensemencé de rhodamine 6G est considérée et illuminée par un faisceau laser à une longueur d'onde de 532 nm.

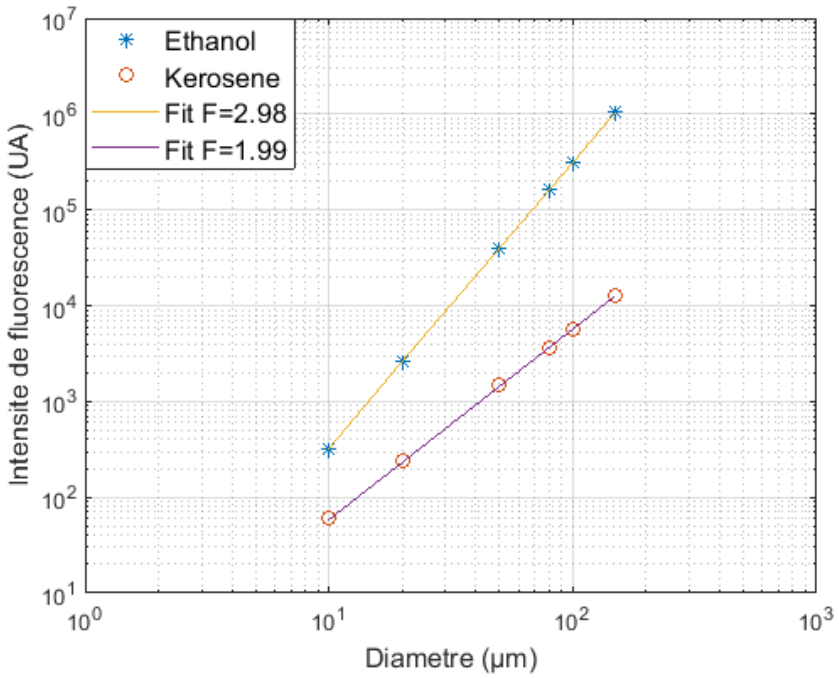


Figure 7-10 Evolution de l'intensité de fluorescence en fonction du diamètre des particules. Les étoiles bleues correspondent aux simulations numériques réalisées dans le cas de l'éthanol ($n_r = 1.36$, $k = 7.10^{-7}$ *et* $\lambda = 532\ nm$*) et les ronds rouges à celles dans le cas du kérosène (*$n_r = 1.45$, $k = 0.013$ *et* $\lambda = 266\ nm$*).*

La Figure 7-10 représente l'évolution de l'intensité de fluorescence en fonction du diamètre de la particule entre 10 et 150 μm. Afin de faciliter la lecture du graphique, les ordonnées et abscisses du graphique sont représentées en échelle logarithmique. De cette manière, la valeur du coefficient F est directement accessible à partir de la pente de la courbe. Pour l'éthanol ensemencé de rhodamine, la meilleure approximation de la courbe est obtenue pour un coefficient F de 2.98. Ce résultat est en très bon accord avec les études menées par Charalampous et al. [70] qui prédisent un coefficient F de 2.97. La très faible différence dans les résultats peut s'expliquer par certains phénomènes physiques qui ne sont pas pris en compte dans le code GLMT utilisé. En effet, le code ne tient pas compte par exemple de la réabsorption de la fluorescence dans la goutte. Compte tenu de la très faible erreur de mesure (inférieure au %), ce code de calcul demeure un outil robuste et sera utilisé pour la caractérisation du kérosène.

Les principaux paramètres de calcul utilisés sont les suivants :

- Indice de réfraction : $n_r = 1{,}45$ et coefficient d'extinction $k = 1{,}3\times10^{-2}$
- Un seul faisceau laser est considéré et une polarisation parallèle
- Goutte placée au waist du laser $(X_0,Y_0,Z_0) = (0,0,0)$
- Demi-largeur du faisceau : 1000 μm (suppose infini)
- Longueur d'onde fixée à 532 nm

Dans le cas d'une goutte de kérosène illuminée à une longueur d'onde de 266 nm on constate que la pente de la courbe est moins forte que dans le cas de l'éthanol ce qui correspond à une valeur du coefficient F plus faible. En effet, la meilleure approximation de la courbe est alors obtenue pour un coefficient F proche de 2 (Figure 7-10). Domann et al. [72] ont déjà obtenu des valeurs de coefficient F similaires dans le cas d'éthanol ensemencé d'une forte concentration de rhodamine 6G (concentration de l'ordre de 100 mg/L). Dans ces conditions, le phénomène d'absorption est donc non négligeable et altère considérablement l'émission de fluorescence.

Ainsi sous excitation laser à 266 nm, l'intensité de fluorescence n'est plus proportionnelle au volume de la goutte mais à sa surface. L'hypothèse fondamentale de la technique de mesure formulée par Kamimoto [73] n'est plus vérifiée et le rapport de l'intensité de fluorescence et de l'intensité de Mie n'est donc plus proportionnel au diamètre moyen de Sauter mais tend vers une constante. L'implémentation de la technique de mesure PDS semble donc impossible dans ces conditions opératoires.

Compte tenu de ces résultats, il apparaît indispensable de modifier le schéma d'excitation. Le choix a donc été de changer la longueur d'onde d'excitation laser et de se placer dans le domaine visible à 532 nm. Une nouvelle caractérisation des propriétés optiques du kérosène est donc nécessaire à cette nouvelle longueur afin de valider les hypothèses de la technique de mesure.

3.2 Caractérisation des propriétés optiques du kérosène liquide soumis à une excitation de 532 nm

3.2.1 Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental considéré pour cette nouvelle phase de caractérisation des propriétés optiques du kérosène est similaire à celui utilisé pour la caractérisation dans les UV à quelques exceptions près :

- le laser Quantel Brillant B est remplacé par un laser impulsionnel Big Sky Blue de chez Quantel générant un faisceau laser à 532 nm. La lame dichroïque précédemment utilisée est retirée et le faisceau laser est dirigé directement vers la cellule de test comme illustré sur la Figure 7-4.
- la caméra intensifiée PIMAX II Gen II est remplacée par une caméra intensifiée PIMAX IV équipée d'un tube intensificateur Gen III (rendement quantique de l'ordre de 50% à 532 nm).

3.2.2 Absorption et fluorescence du kérosène Jet A-1

La caractérisation des propriétés optiques du Jet A-1 soumis à une excitation de 532 nm a mis en évidence une très faible absorption du liquide. Comme l'illustre la Figure 7-11, la nappe laser est très faiblement atténuée sur la totalité de la traversée de la cuve contenant le kérosène liquide. Une mesure de l'absorption a conduit à une valeur de coefficient d'extinction k de $7{,}9 \times 10^{-9}$ menant à un coefficient F de 2.91.

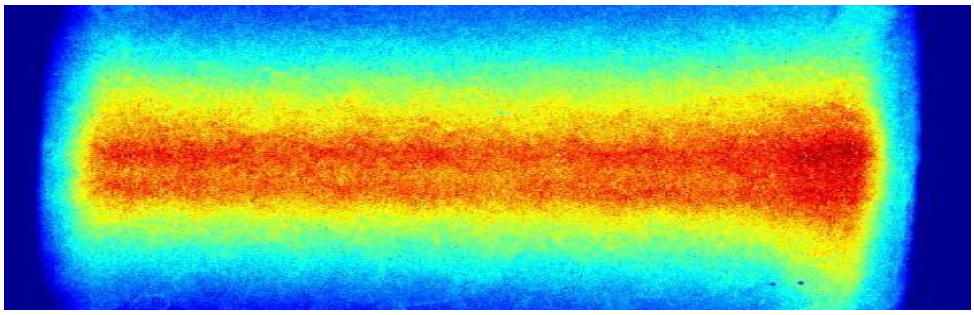


Figure 7-11 Propagation de la nappe laser (532 nm) dans une cuve contenant du kérosène liquide Jet A-1. La nappe laser est très faiblement atténuée sur la traversée de la cuve. Les fortes intensités présentes en entrée et en sortie de cuve correspondent à des réflexions de la nappe sur les parois de la cuve.

La caméra et le spectromètre ont permis de mettre en évidence une émission naturelle de fluorescence du kérosène liquide soumis à une excitation de 532 nm. Cependant, il est indispensable de s'assurer que ce signal de fluorescence est suffisamment fort pour être détecté par la caméra intensifiée dans le cas d'un brouillard de gouttes. Pour ce faire, la méthode a consisté comparer la fluorescence du kérosène liquide à celle émise par le mélange d'éthanol ensemencé de rhodamine 6G à raison de 1mg/L. Les deux solutions ont été placées successivement dans la cellule de test et la caméra intensifiée a permis de quantifier le signal de fluorescence. Les paramètres de la caméra (gain, délai, temps d'exposition), l'ouverture de

l'objectif et la puissance du laser sont conservés entre les deux séries de mesure afin de pouvoir comparer les signaux de fluorescence. L'intensité de fluorescence a été moyennée sur une zone de l'image de l'ordre de 5×5 mm² au centre de la cuve. Le signal de fluorescence du mélange éthanol/rhodamine 6G est alors 30 000 fois plus important que celui émis par le kérosène liquide. Le signal de fluorescence du kérosène ne semble donc pas suffisant pour être détecté par la caméra et permettre l'implémentation de la technique. Afin de pallier ce problème, un fluorophore a été utilisé. La prochaine section se focalisera sur le choix du fluorophore retenu et de sa concentration de manière à assurer l'implémentation de la technique de mesure PDS.

3.2.3 Choix du fluorophore

Miscibilité

Le recours à un fluorophore est très intéressant car sa concentration pourra être contrôlée et connue précisément. De cette manière, la mesure ne sera plus dépendante de la composition du kérosène qui est très sensible au mode de raffinage et de stockage. Compte tenu de la composition chimique du kérosène (composé d'alcanes), il est cependant nécessaire de vérifier la solubilité du fluorophore avec le carburant. De plus, le fluorophore choisi doit être excitable à la longueur d'onde de travail fixée à 532 nm. A cette longueur d'onde d'excitation, la rhodamine 6G présente sous forme de poudre est généralement utilisée compte tenu de son fort rendement quantique. Cependant, les résultats ont montré que la rhodamine 6G n'est pas soluble dans le kérosène. Des dépôts solides apparaissent au fond du bécher ce qui fausserait la mesure de la concentration du fluorophore présente dans la phase liquide (Figure 7-12). A l'inverse, le pyrrométhène 597-8C9 présente l'avantage d'être parfaitement miscible dans le kérosène (Figure 7-12). Ainsi, ce fluorophore a été retenu pour l'adaptation de la technique de mesure PDS au cas du kérosène. Les caractéristiques de ce fluorophore sont résumées dans la Table 17 .

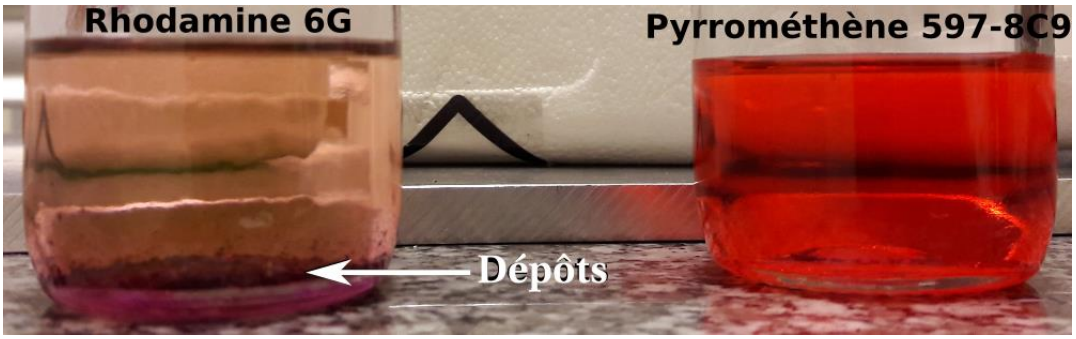


Figure 7-12 Tests de miscibilité de fluorophores (Rhodamine 6G et Pyrrométhène 597-8C9) dans du kérosène Jet A-1. Le pyrrométhène est miscible avec le kérosène à l'inverse de la rhodamine 6G qui sédimente au fond du bécher.

Longueur d'onde absorption max (nm)	525
Rendement quantique	$\phi = 0.3$
Coefficient d'absorption molaire à λ_{max}	$\epsilon = 52500$
Coefficient d'absorption molaire à $532\ nm$	$\epsilon = 31500$
Plage d'émission (nm)	$510 - 700$
Longueur d'onde émission max (nm)	588
Sensibilité température	Forte
Solubilité	√ Alcanes, huiles, alcools × Eau

Table 17 Caractéristiques du pyrrométhène 597-8C9.

Il est important de souligner que l'intensité de fluorescence du pyrrométhène dépend fortement de la température ce qui peut compliquer l'implémentation de la technique au MERCATO sur une large plage de température. Il sera donc nécessaire d'étudier l'impact de ce paramètre sur la précision de la mesure (cf. chapitre 9).

La prochaine étape consiste à déterminer la concentration de pyrrométhène optimale pour l'implémentation de la technique compte tenu de l'importance de ce paramètre sur l'émission de fluorescence. Le paragraphe suivant s'intéressera donc à l'influence de la concentration du fluorophore sur les phénomènes de fluorescence et d'absorption.

Influence de la concentration en fluorophore

Les études menées sur la précision de la technique de mesure PDS ont montré l'importance de la concentration sur l'émission de fluorescence [72, 71, 75]. La concentration doit être suffisante pour assurer la détection de la fluorescence avec un bon rapport signal/bruit (supérieur à 1000) mais ne doit pas être trop importante afin de limiter le phénomène d'absorption qui altère la relation de proportionnalité liant l'intensité de fluorescence au volume des gouttes. Différentes concentrations de pyrrométhène ont été testées de manière à déterminer la concentration optimale. Une solution mère de concentration c_0= 10 mg/L de pyrrométhène a été diluée de manière à obtenir les concentrations filles c_f (équation 7.3).

$$c_f = \frac{c_0 V_0}{V_f} \qquad (7.3)$$

V_0 et V_f représentent respectivement le volume de la solution mère et de la solution fille.

La Figure 7-13 met en évidence l'impact de la concentration du pyrrométhène sur l'absorption du mélange. Dans le cas de la concentration mère de 10 mg/L, le faisceau est fortement atténué par le milieu. A mesure que la concentration de pyrrométhène diminue au sein de la cuve, l'absorption du milieu est limitée. Pour une concentration de pyrrométhène de l'ordre de 1 mg/L, le faisceau se propage au sein de la cuve et n'est quasiment pas atténué.

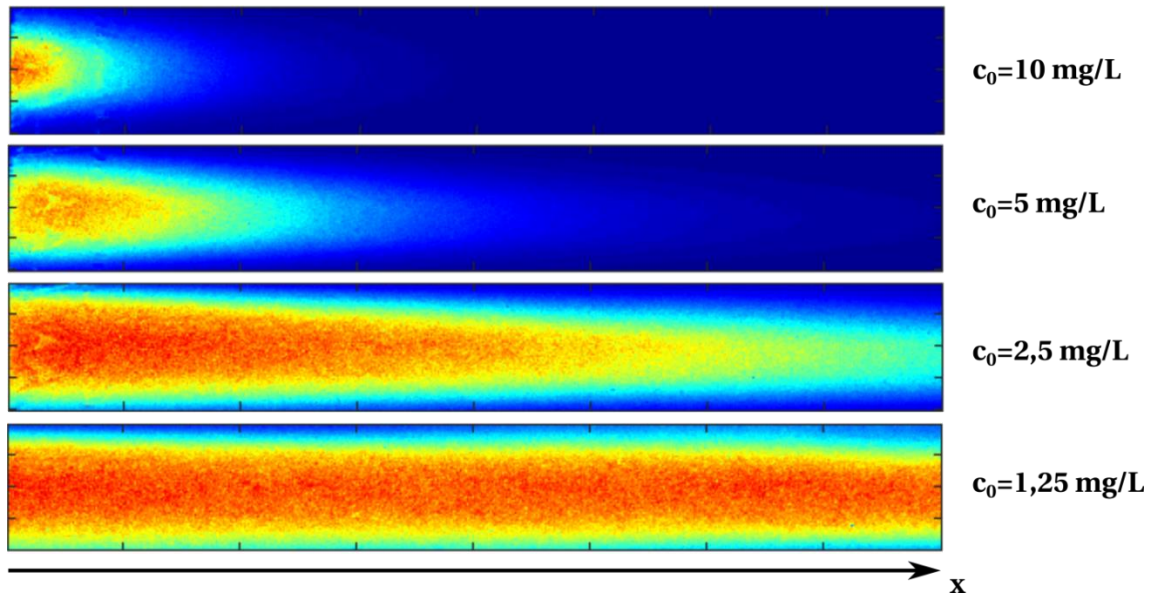


Figure 7-13 Influence de la concentration du pyrrométhène 597-8C9 sur la propagation de la nappe laser dans la cuve. La caméra intensifiée est équipée d'un filtre passe-bande centré sur l'émission laser (Filtre Lavision 532/20 nm).

Le coefficient d'extinction k est déterminé à partir de l'exploitation des images acquises par la caméra (Figure 7-13) en utilisant la loi de Beer Lambert (équation 7.4).

$$I(x) = I_0 \exp\left(-\frac{4\pi k}{\lambda} x\right) \qquad (7.4)$$

I_0 est l'intensité laser incidente, x est l'abscisse comptée à partir de l'entrée du faisceau dans la cuve et I est l'intensité laser correspondante à cette abscisse x. Compte tenu du profil gaussien du faisceau laser, l'intensité laser est moyennée selon la direction transverse à celle de propagation du faisceau. La nappe laser est tronquée en différentes sections rectangulaires où l'intensité est moyennée sur la totalité des pixels présents dans la section (Figure 7-14). L'intensité laser incidente I_0 est moyennée sur une section en entrée de cuve pour chacun des essais et permet de normaliser les intensités moyennes calculées dans les autres sections.

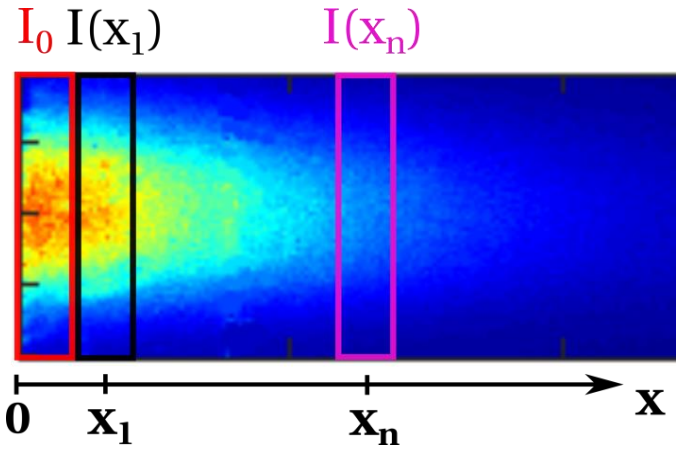


Figure 7-14 (a) Schéma de principe du post-traitement pour la détermination du coefficient d'extinction à partir de la loi de Beer-Lambert.

La Figure 7-15 illustre l'évolution du rapport d'intensité I/I_0 (en logarithme) en fonction de la position x dans la cuve et met en évidence un très bon accord avec la loi de Beer-Lambert. Pour une concentration donnée, la pente de la courbe est directement proportionnelle au coefficient d'extinction k. A mesure que la concentration en pyrrométhène diminue, on observe une diminution de la pente de la courbe menant une valeur de coefficient d'extinction plus faible. Les valeurs des coefficients d'extinction pour les différentes concentrations de pyrrométhène sont résumées dans la Table 18.

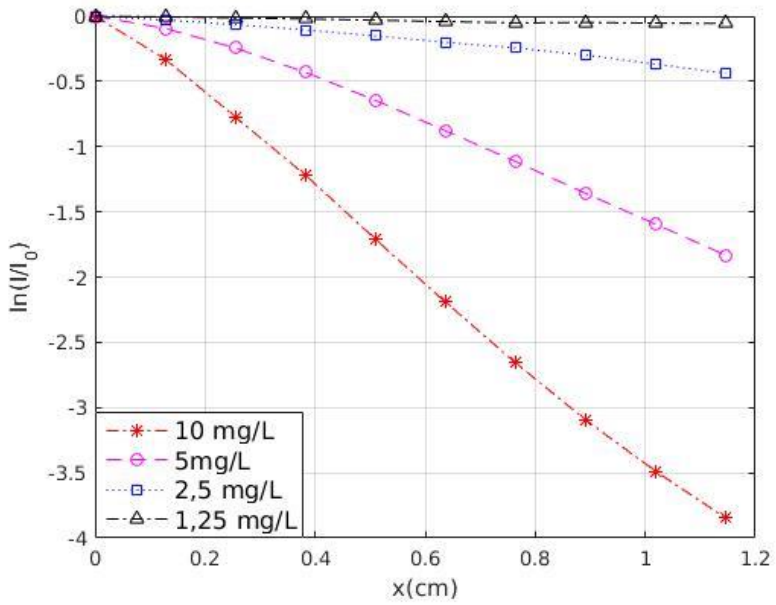


Figure 7-15 Evolution du rapport d'intensité en fonction de la position x pour différentes concentrations de pyrrométhène.

Concentration de pyrrométhène (mg/L)	*Coefficient d'extinction k*
10	$1{,}5 \times 10^{-5}$
5	7×10^{-6}
2,5	$1{,}6 \times 10^{-6}$
1,25	$2{,}2 \times 10^{-7}$

Table 18 Coefficients d'extinction k obtenus à partir de la loi de Beer-Lambert pour différentes concentrations de pyrrométhène.

On notera que les valeurs de coefficient d'extinction obtenus sont nettement inférieures à celle obtenue dans le cas du kérosène excité à une longueur d'onde de 266 nm ($1{,}3 \times 10^{-2}$). Des mesures du signal de fluorescence ont également été réalisées dans le but de les comparer à celles obtenues dans le cadre du projet MOCAS avec de l'éthanol ensemencé de rhodamine 6G. Une concentration proche de 2 mg/L semble être un bon compromis afin de limiter l'absorption tout en assurant un signal de fluorescence élevé. Des simulations GLMT ont permis d'obtenir un coefficient F de 2.9. Les valeurs obtenues sous les différentes conditions opératoires sont résumées dans la Table 19.

Mélange	**Longueur d'onde d'excitation λ (nm)**	**Coefficient d'extinction k**	**Coefficient F**
Jet A-1	266	$1{,}3 \times 10^{-2}$	1,99
Jet A-1	532	$7{,}9 \times 10^{-9}$	2,91
Jet A-1 + Pyrrométhène (2 mg/L)	532	$1{,}6 \times 10^{-6}$	2,90

Table 19 Tableau récapitulatif des différentes configurations testées et des coefficients correspondants.

3.3 Intensité de diffusion de Mie

3.3.1 Influence de l'angle de diffusion : recherche de la configuration optique optimale

L'intensité diffusée par une goutte dépend de son diamètre d, de son indice de réfraction n_r, de la longueur d'onde du laser λ mais aussi de l'angle de diffusion α qui varie d'un point à l'autre de l'image. Bien que la variation de cet angle de diffusion soit minime sur une image compte tenu de la configuration optique considérée, les faibles variations (de l'ordre de quelques °) suffisent à engendrer des variations importantes de l'intensité de diffusion. Des simulations numériques réalisées à partir du logiciel Mie Plot, basé sur la théorie de Mie, ont permis à Brettar et al. [64] d'expliquer des variations de l'intensité diffusée sur l'image moyenne

identifiant par là même le principal phénomène d'importance. Etant donné que l'angle de diffusion est accessible en chaque point de l'image via l'étalonnage géométrique, on pourrait envisager une correction automatique des images. Cependant, l'application d'une telle correction n'est pas suffisante car l'intensité de diffusion est aussi fonction du diamètre des gouttes, principalement dans la plage de diamètres inférieurs à 50 µm, que l'on ne connaît pas a priori. Afin de pallier ce problème, Brettar et al. ont cherché à optimiser la configuration optique de manière à minimiser la sensibilité de l'intensité de diffusion à la variation angulaire. Dans le cas de l'implémentation de la technique au cas de l'éthanol, Brettar et al. préconisent un angle de diffusion proche de 95° dans le but de limiter cet effet [64]. Compte tenu du liquide considéré, l'indice de réfraction du carburant à 20 °C est de 1,45. Des simulations réalisées avec le logiciel Mie Plot ont permis de déterminer l'angle de diffusion optimal. L'évolution de l'intensité de diffusion de Mie en fonction de l'angle de diffusion pour différents diamètres de goutte est représentée sur la Figure 7-16. Pour des angles de diffusion compris entre 60 et 90°, l'intensité diffusée est très sensible à l'angle de diffusion ce qui montre que cette plage angulaire n'est pas adaptée. Une forte dissymétrie entre les deux pics du brouillard apparait sur l'image moyenne de diffusion de Mie (Figure 7-17). Cette dissymétrie n'est pas présente sur les images de fluorescence ce qui permet d'écarter l'hypothèse d'absorption de la nappe laser par le brouillard de gouttes. La variation angulaire du champ de la caméra est de +/- 3° par rapport au centre de l'image. Le pic très intense correspond à un angle de diffusion inférieur à 70° tandis que le second pic correspond à un angle supérieur à 70° et par conséquent à une intensité diffusée plus faible.

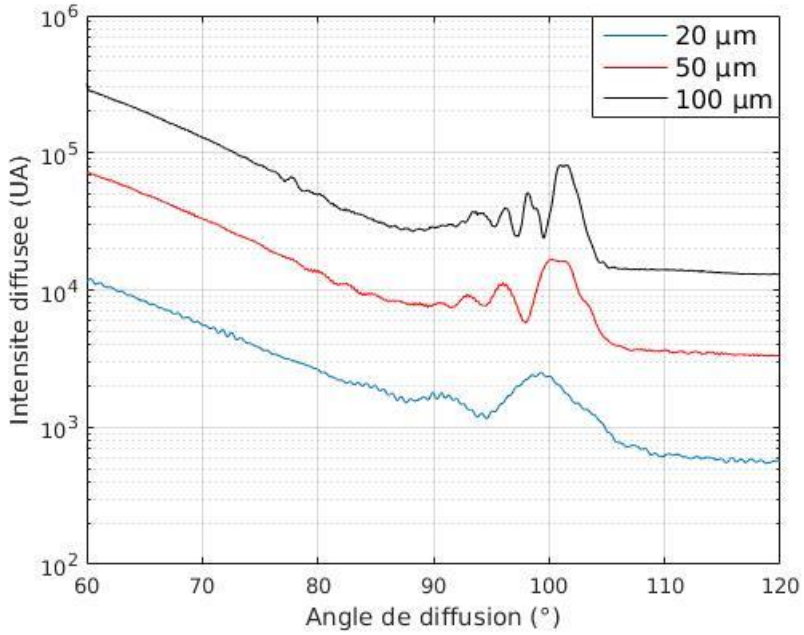


Figure 7-16 Evolution de l'intensité diffusée en fonction de l'angle de diffusion pour différentes distributions de taille de gouttes (distribution log-normale : diamètre moyen de 20, 50 et 100 µm avec un écart type de 10%).

On remarque également que la plage angulaire utilisée par Brettar dans le cas de l'éthanol n'est pas appropriée pour le carburant car de fortes variations de l'intensité

apparaissent dans la gamme 95-105°. Pour des angles de diffusion supérieurs à 110°, la courbe de la Figure 7-16 présente un plateau. L'intensité diffusée est donc peu sensible à l'angle de diffusion sur cette plage angulaire. Un angle de diffusion de 115° a donc été retenu dans la suite de l'étude.

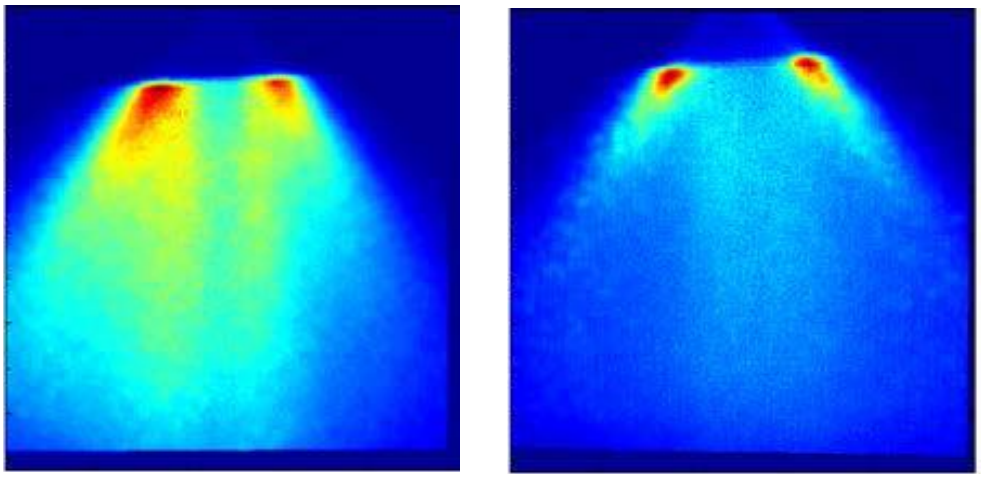


Figure 7-17 Images moyennes de diffusion de Mie pour deux angles de diffusion : (a) angle de diffusion moyen de 70° (à gauche) et de 113°(à droite). La nappe laser est introduite de la gauche vers la droite de l'image et la partie supérieure du brouillard est volontairement masquée pour limiter les saturations sur la caméra.

3.3.2 Diffusion de la lumière par des particules sphériques

La théorie sous-jacente de la technique PDS présuppose que l'intensité diffusée est proportionnelle au carré du diamètre des particules. En réalité, nous venons de voir qu'en plus de dépendre de l'indice de réfraction et de l'angle de diffusion, l'intensité de diffusion de Mie dépend également du diamètre des gouttes. Charalampous et al. [71] ont proposé une cartographie du coefficient M en fonction de l'indice de réfraction et de l'angle de diffusion pour des diamètres dans la gamme [1; 1000] μm (Figure 7-18). Compte tenu de nos conditions opératoires, une valeur de coefficient M de 1,87 est prédite par les études de Charalampous.

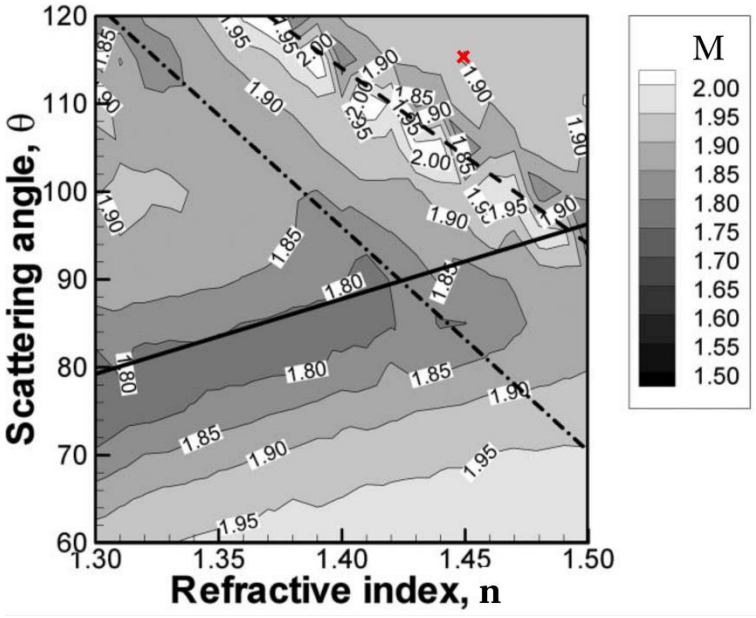


Figure 7-18 Cartographie du coefficient M, en fonction de l'angle de diffusion et de l'indice de réfraction, proposée par Charalampous et al. [71]. La croix rouge représente nos conditions d'essais.

Afin de valider ce résultat, des simulations Mie Plot ont été menées avec les mêmes conditions opératoires (n_r =1,45 et θ=115°). La meilleure approximation de la courbe décrivant l'évolution de l'intensité de diffusion en fonction du diamètre des gouttes, pour une gamme de diamètre compris entre 1 et 1000 µm, est obtenue pour un coefficient M de 1.85 (Figure 7-19). Ce résultat est donc en bon accord avec les prédictions de Charalampous. Cependant, dans nos conditions d'essai, le diamètre des gouttes reste inférieur à une centaine de microns (Figure 8-18). Dans la gamme 10-100 µm, la meilleure approximation est obtenue pour un coefficient M de 1,7.

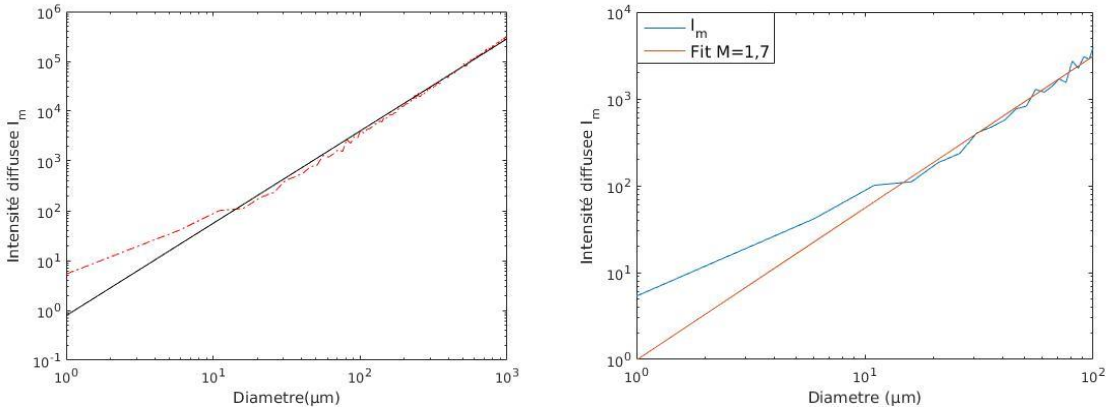


Figure 7-19 Evolution de l'intensité de diffusion en fonction du diamètre des gouttes pour différentes gammes de diamètres : [1-1000] µm (à gauche) et [1-100] µm (à droite).

Les travaux menés jusqu'ici ont permis de montrer que les coefficients F et M ne sont pas respectivement pas égaux à 3 et 2. Ainsi, la quantité calculée à partir du rapport d'intensité

de fluorescence et d'intensité diffusée n'est pas proportionnelle à un diamètre car la différence des exposants n'est pas égale à 1. La grandeur est proportionnelle à une grandeur d_{FM}.

$$(d_{FM})^{F-M} = \frac{\sum d^F}{\sum d^M} \qquad (7.5)$$

Avec $F = 2.90$ et $M = 1.7$. La grandeur mesurée est donc homogène à un diamètre à la puissance 1.2.

4 Extension de la méthode pour son application sur des brouillards de kérosène à basse température

Cette section a fait l'objet d'un article publié dans le journal Applied Physics B (***DOI : 10.1007/s00340-019-7299-4***).

4.1 Influence de la température sur l'intensité de fluorescence du mélange kérosène-pyrrométhène

4.1.1 Dispositif expérimental et protocole expérimental

Le dispositif expérimental utilisé est similaire à celui mis en place pour la caractérisation des propriétés optiques du kérosène soumis à une excitation de 532 nm (Figure 7-4) hormis la cellule de test. En effet, cette cellule est à présent placée au sein d'un porte-cuve Luma 40 de chez Quantum Northest qui permet la régulation de la température du mélange pyrrométhène-kérosène par des cellules Peltier. Un bain thermostaté est relié à la cuve de manière à évacuer la chaleur dégagée par les cellules. La gamme de t !picempérature sondée varie de -28°C à 50°C. La limite basse de température est fixée par les performances du bain thermostaté.

Compte tenu des fortes puissances laser employées, un phénomène de photo-dégradation du fluorophore a été mis en évidence au cours des essais. Après plusieurs tirs laser, les niveaux du signal de fluorescence du mélange sont inférieurs à ceux obtenus en début d'essai. Un protocole expérimental rigoureux a donc été mis en place dans le but de limiter ce phénomène parasite. Le laser est déclenché pendant quelques secondes et un shutter permet d'éviter son impact sur la cellule de test. Une fois la puissance laser stabilisée (fluctuation rms <5%), le shutter est enlevé et l'acquisition peut débuter. La cellule de test est illuminée seulement durant les quelques pulses laser nécessaires aux acquisitions, de manière à minimiser la photo-dégradation. Avant toute nouvelle acquisition, le mélange kérosène-pyrrométhène est changé.

4.1.2 Mise en évidence de l'influence de la température sur les propriétés de fluorescence du kérosène ensemencé de pyrrométhène

Le signal de fluorescence I_f d'une espèce dépend de ses propriétés physiques, de sa concentration C et de l'intensité laser incidente I_0 (équation 7.6).

$$I_f(T) \sim I_0\, \sigma(T)\, \phi_f(T)\, C \qquad (7.6)$$

Le rendement quantique de fluorescence ϕ_f et la section efficace d'absorption σ dépendent de la température. Chaze et al. [58] ont étudié l'influence de la température sur le signal de fluorescence pour différents fluorophores. Deux types de comportement sont observés :

- l'augmentation de la température peut induire une augmentation du signal de fluorescence causée par un accroissement de la section efficace d'absorption (exemple de la fluorescéine disodium).
- A l'inverse, comme dans le cas de la rhodamine 6G, la température favorise le quenching et fait diminuer le rendement de fluorescence. Les molécules situées dans un état excité vont dissiper leur énergie via des processus non radiatifs (phénomènes collisionnels) limitant l'émission de fluorescence.

Le comportement de fluorescence du pyrrométhène dissous dans le kérosène est similaire à celui de la rhodamine 6G. Comme on peut le voir sur la Figure 7-20, le spectre d'émission de fluorescence mesuré lors de notre étude à l'aide du spectromètre, décroît à mesure que la température augmente. On constate également que la position du maximum du signal de fluorescence est indépendante de la température ce qui indique que les niveaux d'énergie accessibles par les molécules fluorescentes sont les mêmes dans la gamme de température sondée.

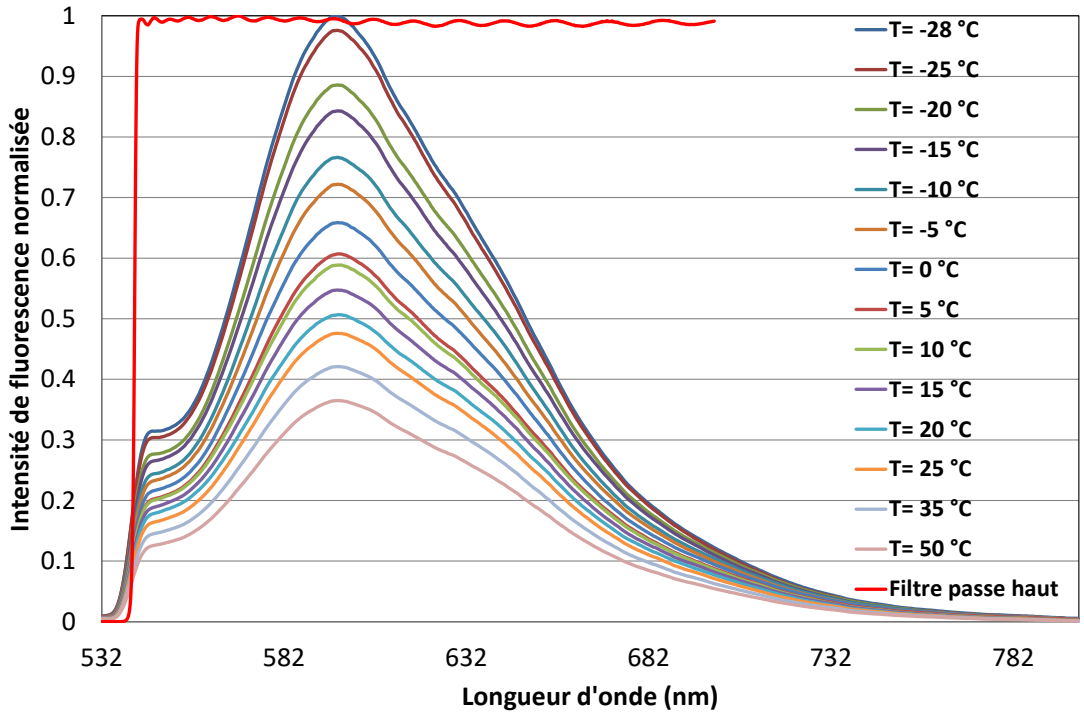


Figure 7-20 Spectre de fluorescence pour une température du liquide variant de -28 à 50 °C.

Le signal de fluorescence acquis par le spectromètre est seulement observable à partir de 550 nm à cause de la réponse du filtre passe-haut placé devant le spectromètre. L'évolution du signal de fluorescence avec la température, obtenue avec le spectromètre a pu être confirmée par les acquisitions réalisées avec la caméra intensifiée après traitement. En effet, comme expliqué précédemment, les mesures issues de la caméra intensifiée et du spectromètre ne peuvent pas être directement comparées. Cependant, on peut comparer pour chaque température l'intensité intégrée sur toute la bande (au-delà de 540 nm) vue par le spectromètre avec l'intensité de la caméra sommée sur la zone de mesure, étant donné que les spectres restent homothétiques avec la température. Dans le cas présent, la porte temporelle de la caméra est fixée à 50 ns de manière à capter la totalité du signal de fluorescence.

Les intensités de fluorescence sont normalisées par l'intensité de fluorescence obtenue pour une température de 0°C. Un très bon accord entre les deux acquisitions est alors obtenu sur la totalité de la gamme de température sondée (Figure 7-21). Afin de quantifier la dépendance de la fluorescence du pyrrométhène à la température, un coefficient de sensibilité s est calculé [58].

$$I_f(T) = I_f(T_0)e^{-s(T-T_0)} \qquad (7.7)$$

T_0 étant la température choisie arbitrairement ici à 0 °C. Un bon accord est obtenu pour un coefficient de sensibilité s de -1.3%/ °C. Pour comparaison, la rhodamine 6G est généralement utilisée pour sa faible dépendance à la température (s(Rh6G)=-0.07%/ °C) tandis que la rhodamine B est employée comme traceur pour la mesure de température dans les liquides (s(RhN)=-2.3%/ °C) [58]. La sensibilité du pyrrométhène à la température n'est donc pas négligeable car elle peut induire une réduction de plus de 40% sur le signal de fluorescence entre -30 et 0 °C.

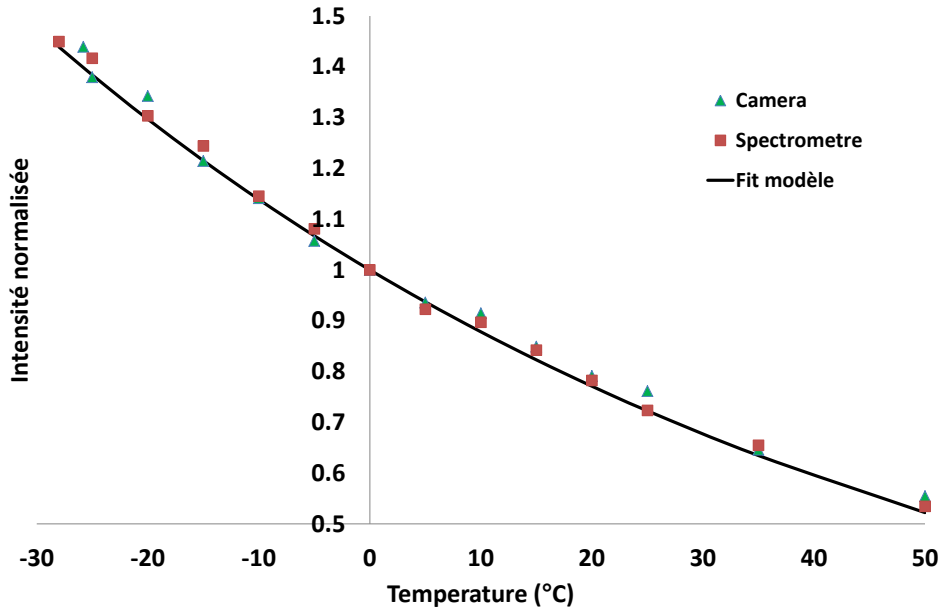


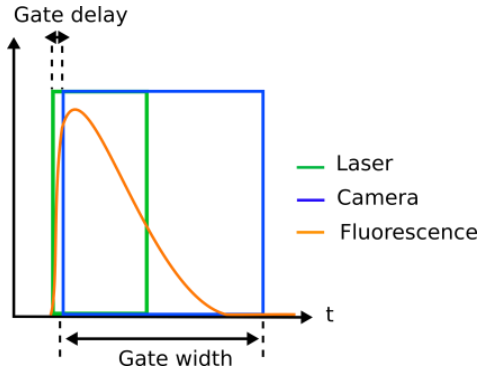
Figure 7-21 Evolution de l'intensité de fluorescence normalisée (pour une température de 0°C choisie arbitrairement) en fonction de la température. Comparaison des acquisitions réalisées avec le spectromètre et la caméra intensifiée.

4.1.3 Influence de l'excitation laser : mise en évidence de la saturation de la fluorescence du pyrrométhène

Lorsqu'un laser pulsé est utilisé pour exciter les molécules fluorescentes d'une espèce, l'irradiance des pulses laser excède généralement l'intensité de saturation des fluorophores couramment utilisés. Le signal de fluorescence n'est alors plus proportionnel à la puissance incidente (équation 7.6) [58]. L'idée est de voir si cette saturation conduirait à une émission fluorescente qui serait également indépendante de la température.

Pour ce faire, des profils temporels de l'émission du pulse laser et de l'émission fluorescente dans la cuve ont été mesurés grâce au mode séquentiel de la caméra intensifiée. La caméra dispose en effet de deux modes d'acquisition. Dans le mode répétitif, la porte temporelle de la caméra est fixée de manière à capter la totalité du signal de fluorescence avec un délai donné par rapport au pulse laser (Figure 7-22, (a)). Le second mode d'acquisition de la caméra (mode séquentiel) consiste à fixer la largeur de la porte d'exposition de la caméra à une faible valeur (ici 3 ns) et à déplacer graduellement cette porte avec le délai par rapport au pulse laser (Figure 7-22, (b)). Quelques dizaines de pulse laser sont alors nécessaires pour décrire l'évolution temporelle de la fluorescence du pyrrométhène.

(a)



(b)

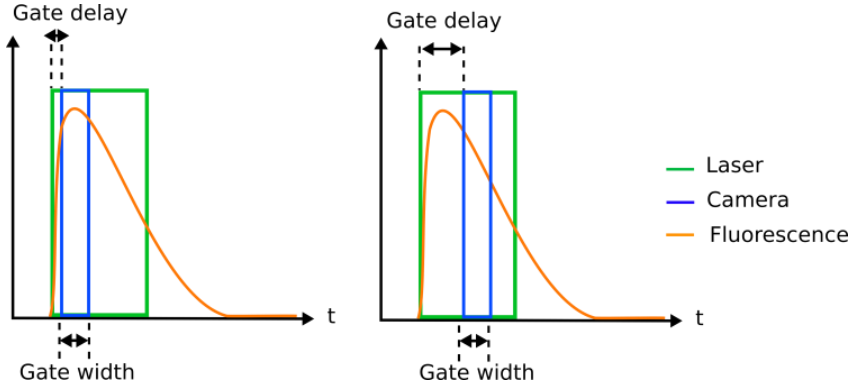


Figure 7-22 Schéma de principe du mode d'acquisition répétitif (a) et séquentiel (b) de la caméra intensifiée PIMAX IV.

- L'évolution temporelle du pulse laser est mesurée en utilisant un filtre passe-bande (BP 532/25) placé devant l'objectif de la caméra qui observe la cuve. Etant donné la largeur du filtre passe-bande (25nm), un signal de fluorescence est également capté par la caméra mais ce signal est négligeable comparé à celui émis par le pulse laser. L'irradiance du laser pulsé est régulée à partir du délai Δ entre la Flash Lamp (FL) et le QSwitch (QS). Pour un fonctionnement nominal du laser, c'est-à-dire un délai Δ=176 µs, l'irradiance maximale du laser est de l'ordre de 6.10^6 W/cm² puis décroit progressivement à mesure que le délai augmente. On constate également que la durée du pulse augmente avec la diminution de l'irradiance. Des courbes d'étalonnage sont ainsi réalisées pour relier l'irradiance (via le délai) et la courbe temporelle d'émission du pulse laser. L'estimation de l'irradiance du laser est impactée par plusieurs incertitudes dues à la forme du profil temporel du pulse (9 ns en théorie au régime nominal mais qui augmente avec le délai) et à la répartition spatiale de l'énergie. Les valeurs données ici sont donc des ordres de grandeur.
- L'évolution temporelle de la fluorescence dans la cuve est également mesurée avec le même paramétrage de l'acquisition sur la caméra intensifiée.

L'étude conjointe de ces profils temporels fait apparaitre deux types de fonctionnement, comme le montre la Figure 7-23 :

- Pour une faible puissance laser (délai = 320 µs, I de l'ordre de 2.10^6 W/cm²) (tracés verts), le signal de fluorescence démarre avec l'émission du pulse laser, croît avec l'intensité du pulse jusqu'à atteindre un maximum au même instant que l'intensité du pulse est maximale, avant de décroître avec un léger décalage temporel dû au temps de vie de fluorescence du pyrrométhène.
- Pour une plus forte puissance excitatrice (de l'ordre de 3.10^6 W/cm² (tracés rouges), le signal de fluorescence croît également avec l'énergie du pulse laser mais se stabilise sur un plateau alors que la puissance laser continue de croître. Il ne redescend que lorsque la puissance laser devient inférieure à 60% de sa valeur maximale.

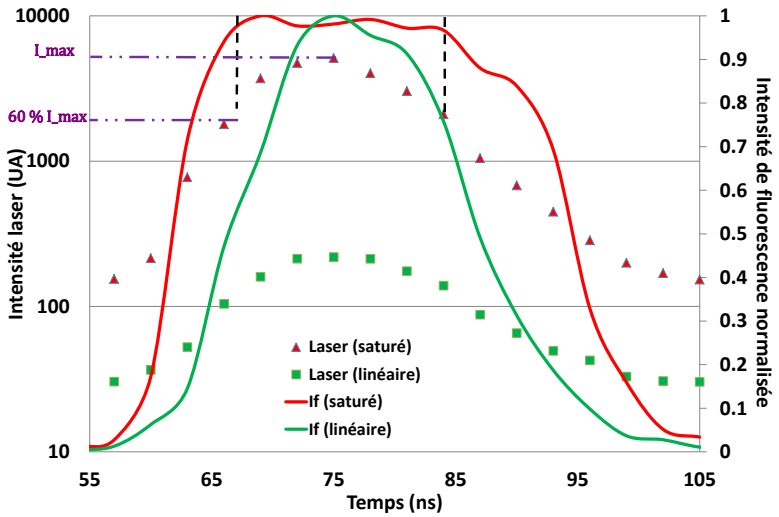


Figure 7-23 Evolution temporelle de l'énergie laser et de la réponse de fluorescence pour le cas non saturé (irradiance de 2.10^6 W/cm²) et saturé (irradiance de 3.10^6 W/cm²). Chaque signal de fluorescence est normalisé par sa valeur maximale obtenue sur toute la gamme de température.

Ce phénomène de saturation peut également être mis en évidence en traçant l'évolution de l'intensité de fluorescence en fonction de l'intensité laser (Figure 7-24). Les deux grandeurs du graphique sont normalisées par leur valeur maximale pour simplifier la lecture et la comparaison. La partie inférieure de chacune des courbes correspond à la phase de montée de l'intensité laser au cours du temps, tandis que la partie supérieure correspond à sa phase de descente. Le temps de vie de fluorescence du pyrrométhène est illustré par le fait que, pour une intensité laser donnée, l'intensité de fluorescence est supérieure dans la phase descendante. Dans le cas non saturé, l'intensité de fluorescence croît avec l'intensité laser jusqu'à une valeur maximale proche de 80% de l'intensité de fluorescence maximale avant de décroître jusqu'à zéro. Dans le cas saturé, l'intensité de fluorescence présente un plateau dès que l'énergie laser excède 60% de sa valeur maximale. Puis, lorsque cette énergie décroît en dessous de cette valeur seuil, l'intensité de fluorescence diminue de nouveau et un comportement linéaire du signal de fluorescence est observé.

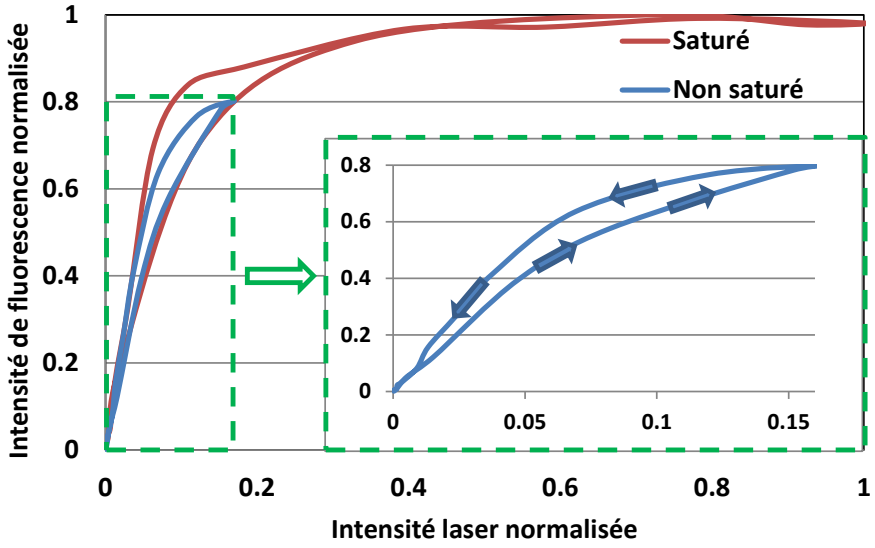


Figure 7-24 Intensité de fluorescence normalisée en fonction de l'intensité laser normalisée pour le cas non saturé et le cas saturé. Chaque signal de fluorescence est normalisé par sa valeur maximale.

La mise en évidence de ce phénomène de saturation est très intéressante et peut être exploitée dans le but de limiter la dépendance de la fluorescence du pyrrométhène à la température. Le prochain paragraphe présente la méthode mise en place pour parvenir à cet objectif.

4.1.4 Mise en place d'une méthode SLIF (Saturated Laser induced Fluorescence) pour rendre le signal de fluorescence indépendant de la température.

L'évolution temporelle de l'intensité de fluorescence normalisée a été tracée pour différentes températures dans le cas du régime saturé (Figure 7-25). On observe trois phases temporelles :

Dans la première partie, t<70 ns, correspondant à l'augmentation de la puissance du laser, l'intensité de photoluminescence est assez faiblement dépendante de la température. Seules les plus hautes températures marquent un affaiblissement de la température et un décalage temporel de la réponse.

Dans la partie médiane (70 < t < 85 ns) (a), où la saturation est effective, le niveau de luminescence est non seulement indépendant de la puissance laser, mais également indépendant de la température ce qui constitue un résultat intéressant que nous pourrons exploiter.

Dans la dernière phase (b), lorsque la puissance laser décroit en dessous d'un certain seuil, le signal de fluorescence décroit d'autant plus fortement que la température est élevée. (0). Dans cette partie décroissante, il est important de remarquer que le temps de vie de fluorescence décroit également avec la température.

La sensibilité de la mesure de fluorescence à la température est donc très dépendante du schéma d'acquisition de la caméra. La Figure 7-26 illustre l'évolution de l'intensité de fluorescence normalisée, obtenue après intégration temporelle du signal pour les trois plages d'acquisition (a), (b) et (c), en fonction de la température. On retrouve le fait que, sur la plage (a), le signal de fluorescence est indépendant de la température. La plus grande dépendance est obtenue pour la plage (b). Si le signal est intégré sur toute la période de la fluorescence (c), l'émission est moins dépendante de la température (Figure 7-26) : cette diminution de la dépendance à la température s'explique logiquement par le fait que l'on intègre dans cette mesure la première partie du spectre où la fluorescence est indépendante de la température.

Pour une température de -28 °C, une différence de plus de 30 % est obtenue sur l'intensité de fluorescence selon la plage d'intégration temporelle choisie (entre les zones dépendante et indépendante de la température).

La méthode SLIF que nous proposons consiste à se placer dans le régime saturé du fluorophore et à sélectionner judicieusement la porte d'intégration de la caméra intensifiée utilisée en mode séquentiel de façon à capter uniquement l'émission fluorescente indépendante de la température.

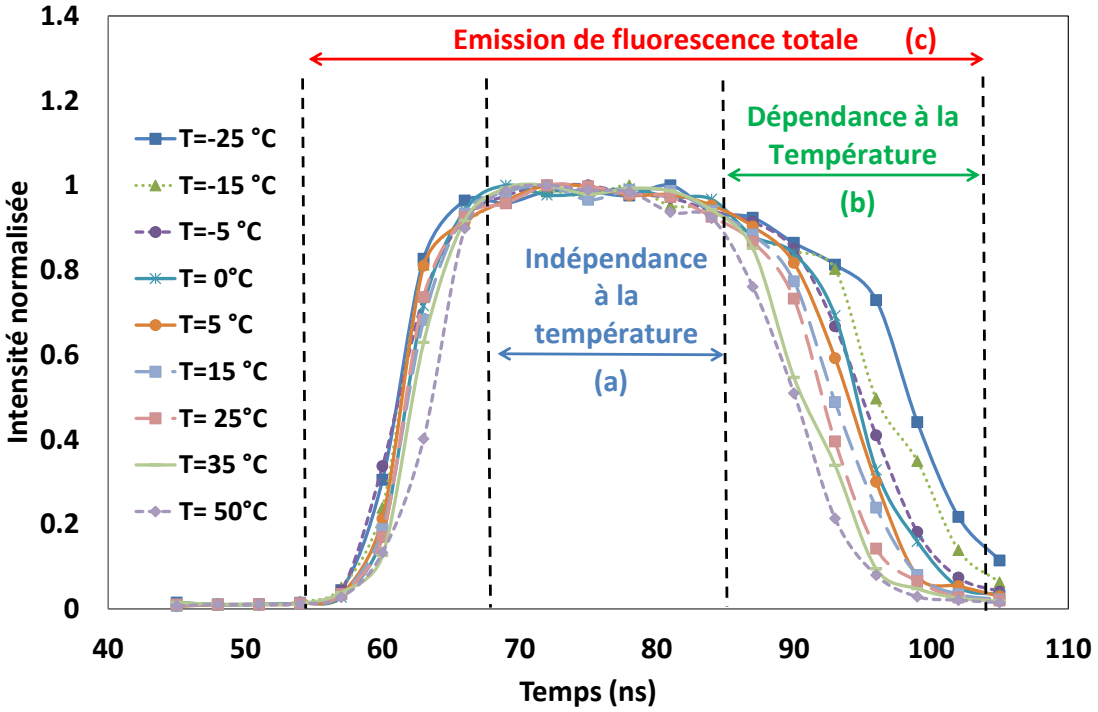


Figure 7-25 Evolution temporelle de l'intensité de fluorescence pour des températures comprises entre -25 et 50°C, dans le cas du régime saturé. La porte d'intégration de la caméra intensifiée est placée de manière à sélectionner la zone indépendante de la température (a), la zone dépendante de la température (b) et l'émission totale de fluorescence (c).

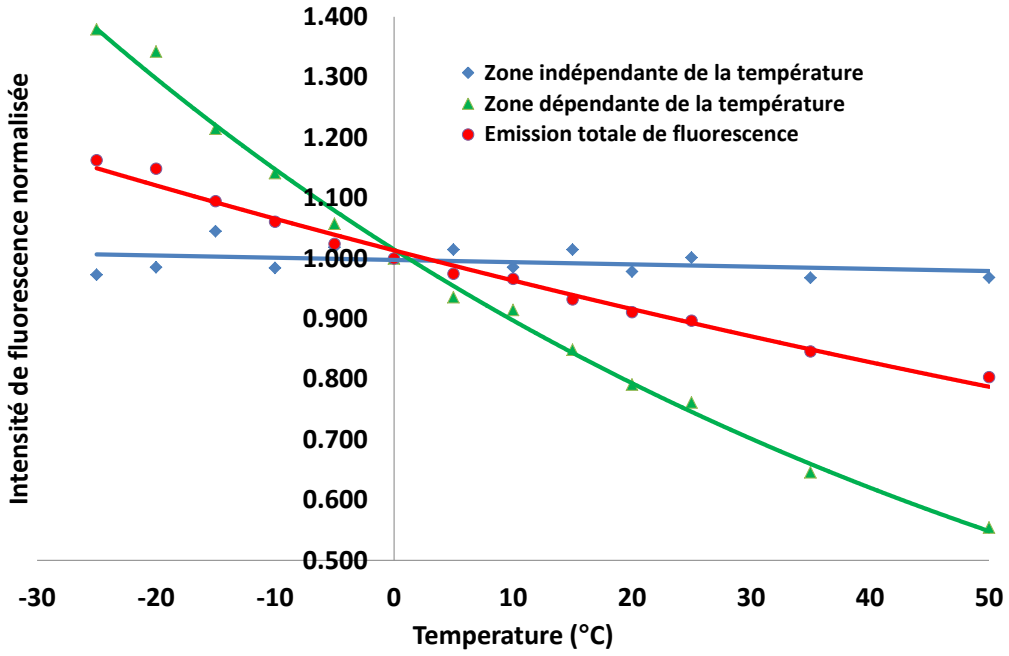


Figure 7-26 Evolution de l'intensité de fluorescence en fonction de la température mesurée avec la caméra intensifiée avec trois plages d'acquisition temporelles différentes

4.1.5 Extension de la méthode à une nappe laser en vue de l'utilisation pour la mesure PDS

La méthode SLIF mise en place a été validée sur un mélange statique et non sur un brouillard en mouvement. En effet, dans le cas présenté un générateur de nappe à bord parallèle, placé en sortie du laser, permet de générer une nappe laser présentant un profil d'intensité homogène dans la zone d'intérêt (10 × 10 mm²). Dans le cas d'une mesure PDS, le champ de vue est de l'ordre de 100 × 100 mm² et la distribution spatiale d'intensité de la nappe laser peut introduire des biais de mesure compte tenu de son profil gaussien. Des phénomènes de saturation de la fluorescence peuvent survenir au sein des gouttes présentes au centre du brouillard contrairement à celles présentes en périphérie du brouillard où l'intensité laser est plus faible. L'intensité de fluorescence émise par les gouttes est non seulement indépendante de la température mais également de l'intensité incidente I0, ce qui n'est pas compatible avec la théorie de la mesure PDS qui s'affranchit des variations spatiales de l'éclairement en faisant le ratio des deux images supposées être chacune proportionnelle à I0.

Cependant, un étalonnage de la répartition spatiale de l'intensité dans la nappe peut être effectué, comme lorsqu'on souhaite exploiter seulement l'image de fluorescence pour en déduire une concentration volumique de la phase liquide (PVF). Cette étape se révèle beaucoup plus simple qu'un étalonnage en fonction de la température des gouttes, paramètre que l'on ne peut pas facilement mesurer.

4.2 Influence de la température sur l'intensité de diffusion

L'étude des propriétés optiques du kérosène a permis de caractériser la dépendance de l'indice de réfraction du kérosène à la température (Figure 2-12 du chapitre 2). Pour une variation de température de 20 à -40°C, l'indice de réfraction du kérosène varie en effet de 1.45 à 1.48 ce qui peut engendrer des modifications de l'intensité de diffusion impactant la configuration optique. La Figure 7-27 illustre l'évolution de l'intensité de diffusion en fonction de l'angle de diffusion pour différentes températures de liquide. On constate un décalage du pic d'intensité vers les angles de diffusion inférieurs à mesure que la température du liquide diminue. Cependant, la courbe de l'intensité diffusée présente un palier pour un angle de diffusion avoisinant les 115° quelle que soit la température. La plage angulaire choisie semble donc adaptée puisqu'elle est la plus indépendante de la température. Afin de quantifier les variations d'intensité entre les différentes températures, l'intensité diffusée est moyennée sur une plage angulaire centrée à 115° +/- 3°. En considérant une température de liquide qui varie entre -40 °C et 0 °C, l'erreur relative de l'intensité diffusée est alors de l'ordre de 6%.

Un angle de diffusion de 115° est donc conservé pour l'implémentation de la technique de mesure PDS au banc MERCATO.

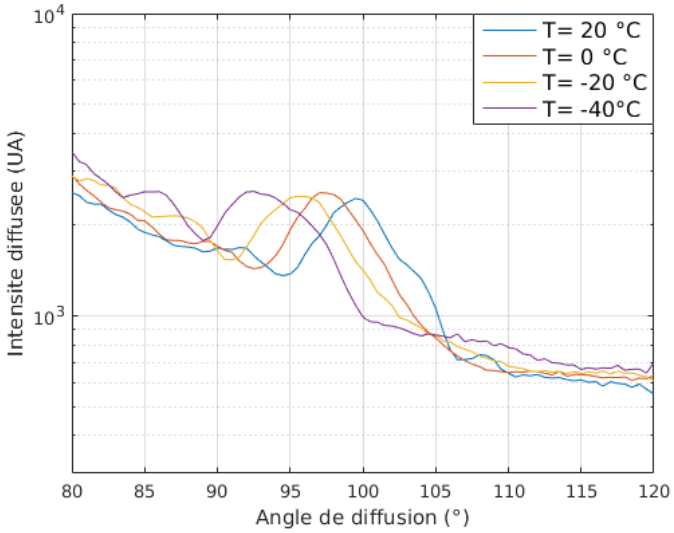


Figure 7-27 Evolution de l'intensité diffusée en fonction de l'angle de diffusion pour différentes températures de liquide : T= 20 °C (n_r=1.45), T=0°C (n_r=1.46), T=-20 °C (n_r=1.47) et T=-40 °C (n_r=1.48). Ces simulations sont réalisées à partir du logiciel Mie Plot pour une distribution log-normale de taille de goutte (diamètre moyen de 20 µm avec un écart type de 20%).

5 Conclusion

Ce chapitre a été dédié à l'implémentation de la technique de mesure PDS au cas du kérosène Jet A-1. Une caractérisation des propriétés optiques du carburant a été menée dans le but de déterminer un schéma d'excitation qui respecte les conditions de mise en place de la technique. Compte tenu des études réalisées sur le kérosène sous forme gazeuse et de l'absence d'informations concernant la fluorescence du kérosène sous forme liquide, la première étape a consisté à analyser les caractéristiques optiques du kérosène liquide soumis à une excitation UV. Les études ont alors mis en évidence une fluorescence naturelle du kérosène liquide qui se compose également de deux bandes de fluorescence dues aux molécules aromatiques. Compte tenu de l'importance du phénomène d'absorption pour l'implémentation de la technique de mesure PDS, des mesures d'absorption ont également été menées dans ces conditions optiques. Ces résultats ont mis en évidence une très forte absorption du kérosène liquide soumis à une excitation UV qui a conduit à un coefficient d'extinction de l'ordre de 10^{-2}. Afin de se rendre compte de l'impact de cette absorption sur l'intensité de fluorescence, des simulations ont été réalisées à partir du logiciel GLMT de manière à estimer le coefficient F liant l'intensité de fluorescence au volume des gouttes. Un coefficient F proche de 2 a alors été mis en évidence rendant impossible l'implémentation de la technique.

La solution retenue a consisté à changer la longueur d'onde d'excitation laser et à se placer dans le visible (532 nm). Les études ont alors montré un signal de fluorescence du kérosène liquide très inférieur à celui de l'éthanol ensemencé de rhodamine 6G observé dans le projet MOCAS. Compte tenu de sa miscibilité avec le kérosène, le pyrrométhène 597-8C9 a été utilisé comme fluorophore afin d'accroître le signal de fluorescence. L'influence de la concentration du fluorophore sur l'absorption et la fluorescence du mélange a été étudiée : une concentration optimale de 2 mg/L a été retenue dans le but de garantir un signal de fluorescence suffisant tout en limitant l'absorption.

Une étude portant sur l'intensité de diffusion de Mie a également été menée dans ce chapitre afin de déterminer la configuration optique optimale qui minimise la sensibilité de l'intensité de diffusion à la variation de l'angle de diffusion sur l'image. Des simulations sous Mie Plot préconisent un angle de diffusion de l'ordre de 113°. Il est également important de souligner que cette gamme angulaire reste adaptée pour la mise en place de la technique à des températures de carburant négatives.

Ces études ont finalement montré que le rapport des intensités de LIF et de Mie n'est pas directement proportionnel à un diamètre mais à un diamètre à la puissance 1,2.

L'influence de la température sur le signal de fluorescence et de diffusion de Mie a été analysée afin d'étendre le domaine d'application de la technique de mesure PDS et permettre son utilisation dans les conditions critiques d'injection. Un banc expérimental a été mis en œuvre dans le but d'étudier le comportement du signal de fluorescence sur une gamme étendue de température allant de -28 à 40 °C. L'analyse du signal de fluorescence a mis en évidence un phénomène de quenching qui tend à réduire le signal de fluorescence à mesure que la température augmente sous l'action d'émissions non radiatives. La modélisation de ce comportement de fluorescence en fonction de la température a été faite à partir d'un spectromètre et a été confortée par de l'imagerie quantitative. Un coefficient de sensibilité de -1.3%/ °C a ainsi été obtenu ce qui a permis de quantifier la dépendance du signal de fluorescence à la température dans la gamme sondée.

Les études menées ont également permis de mettre en évidence l'influence de l'excitation laser sur l'intensité de fluorescence du mélange et une méthode SLIF (Saturated Laser Induced Fluorescence) a alors été proposée et mise en place. Via l'utilisation d'une caméra intensifiée et de son mode séquentiel, une saturation du signal de fluorescence a pu être mise en évidence et contrôlée à partir de l'irradiance du laser. Dans le cas des conditions opératoires, cette saturation est survenue lorsque l'irradiance laser dépasse une valeur seuil de 3.10^6 W/cm^2. En ne considérant que la gamme temporelle où la saturation apparaît, le signal de fluorescence est alors indépendant de la température du liquide. Cette méthode est donc très intéressante et innovante car elle est parfaitement adaptée pour l'implémentation de la technique de mesure PDS au banc MERCATO à des températures négatives. De plus, cette méthode SLIF peut également s'appliquer à d'autres liquides et à d'autres gammes de température. Dans tous les cas, un étalonnage de la répartition spatiale de l'intensité dans la nappe laser semble indispensable afin de rendre cette technique opérationnelle.

CHAPITRE 8 : APPLICATION DE LA TECHNIQUE PDS

Le chapitre précédent a proposé un schéma d'excitation de la fluorescence qui respecte les prérequis de la technique PDS. La prochaine étape consiste à valider cette technique de mesure sur un brouillard de gouttes réel généré à partir d'un gicleur pressurisé sans écoulement d'air pour des conditions ambiantes en présence de confinement. Le gicleur de type simplex présentant le plus petit angle d'ouverture étudié précédemment dans le chapitre 5 sera utilisé pour cette validation. Cette étape fait l'objet de la première partie de ce chapitre.

Compte tenu des travaux menés dans le chapitre précédent sur l'extension de la technique à des brouillards de kérosène à basse température, la seconde partie de ce chapitre est dédiée à l'implémentation de la technique de mesure PDS sur le banc MERCATO. La précision de la technique sera notamment étudiée à partir d'un brouillard généré par un système d'injection aéronautique réel en présence d'un écoulement d'air.

Sommaire

1 Application de la technique PDS au cas d'un brouillard généré par un gicleur pressurisé en l'absence d'écoulement d'air 196

1.1 Analyse qualitative de la technique de mesure à partir de coupes transverses du brouillard 196

1.1.1 Problématiques liées à la réflexion de la nappe laser dans la chambre de visualisation 197

Analyse des images instantanées 197

Amélioration technologique de la chambre de visualisation 197

1.1.2 Analyse des images moyennes de LIF et de Mie 198

Analyse des données PDA 199

1.1.3 Diffusion multiple 200

Description du phénomène 200

Estimation de la densité du brouillard 200

1.1.4 Améliorations optiques et post-traitement 202

Mise en place d'une illumination structurée (SLIPI) 202

1.2 Analyse qualitative de la technique de mesure à partir de coupes longitudinales du brouillard 208

1.2.1 Mise en place d'un filtre morphologique 208
1.2.2 Obtention de cartographie de d_{32} 211
Limitation de la mesure PDA 211
Etude de la sensibilité de la mesure à la population de petite gouttes 212
2 Application de la technique sur le banc MERCATO pour la caractérisation d'un brouillard généré par un injecteur aéronautique réel 214
2.1 Montage expérimental 214
2.1.1 Dispositif expérimental 214
2.1.2 Conditions opératoires 215
2.2 Analyse des images moyennes de LIF et de Mie 215
2.2.1 Problèmes liés à la configuration optique 215
2.2.2 Problèmes liés au confinement en présence du swirl 217
2.2.3 Influence de la température du carburant sur les intensités 217
2.3 Comparaison mesures PDA/PDS 219
3 Conclusion 222

Dans ce chapitre, deux types de visualisations du brouillard ont été mis en place afin de valider la technique de mesure PDS, à savoir les coupes longitudinales et transversales. Ces deux visualisations requièrent des configurations optiques adaptées donnant lieu à des problèmes de nature différente. Dans le cas de coupe longitudinale, le plan laser est parallèle à l'axe d'injection du gicleur et passe par le centre du brouillard. La caméra est placée face à un hublot latéral de la chambre et les images du brouillard mettent en évidence les deux lèvres du spray. A l'inverse, dans le cas de coupe transversale, la caméra est placée face au hublot de la sortie de la chambre. Le plan laser, qui est perpendiculaire à l'axe d'injection du gicleur, est alors situé à une distance donnée du gicleur. Les images mettent en évidence une couronne de gouttes caractéristiques des brouillards de type cône creux. Ces images sont particulièrement intéressantes pour les codes de calcul car elles renseignent sur la répartition des gouttes dans une section du brouillard. De plus, elles permettent de mettre en évidence les dissymétries d'injection du gicleur considéré. Cependant, cette configuration est en pratique plus délicate à mettre en place que les coupes longitudinales car la mesure est plus sensible aux réflexions de la nappe laser dans la chambre. La Table 20 récapitule les avantages et inconvénients des deux types de visualisation du brouillard.

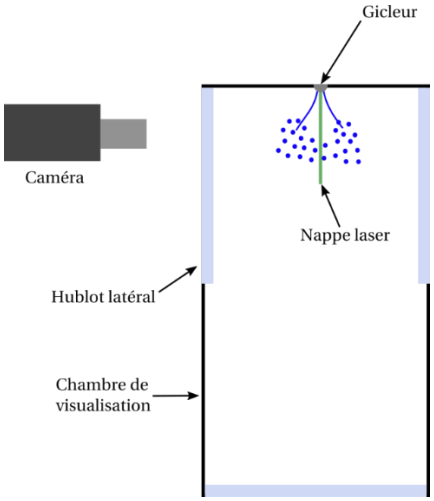
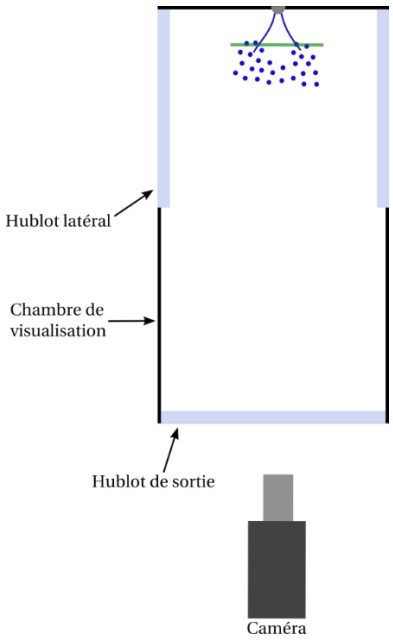
Coupe longitudinale	**Coupe transversale**
 *Schéma de principe de la mesure (chambre de visualisation vue de dessus)* Champ de l'ordre de 100*100 mm²	 Champ de l'ordre de 30*30 mm²
Intérêt	
Une seule image permet d'accéder à l'ouverture angulaire du brouillard Profils à différentes distances de l'injection	Visualisation de la couronne, mise en évidence des dissymétries d'injection (zones de plus forte concentration en liquide par exemple)
Difficultés	
Positionnement de la nappe (le centre aérodynamique du brouillard ne reste pas exactement contenu dans le plan de mesure)	Nécessité de déplacer le plan de mesure pour reconstituer la géométrie du brouillard
Visualisation	
Observation depuis un hublot latéral	Observation depuis le hublot de sortie de la chambre (limitations dans le positionnement caméra)
Arrière-plan des images = hublot opposé + Transparence, masquage possible Zone du spray entre caméra et nappe limitée	Arrière-plan = fond de chambre
	Réflexions parasites (proximité nappe-fond de chambre), zone du spray entre caméra et nappe plus importante
	Conditions de visualisations délicates Pas d'exemple dans la littérature

Table 20 Avantages et inconvénients des deux types de visualisation mis en place.

1 Application de la technique PDS au cas d'un brouillard généré par un gicleur pressurisé en l'absence d'écoulement d'air

1.1 Analyse qualitative de la technique de mesure à partir de coupes transverses du brouillard

Lors du projet MOCAS, la technique PDS avait été mise au point à partir de coupes longitudinales du brouillard qui offraient des images sans artefact (Figure 8-1).

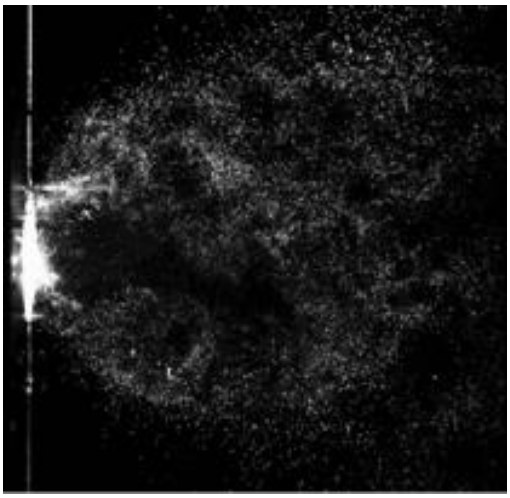


Figure 8-1 Image instantanée d'une coupe longitudinale du brouillard obtenue dans le cas du projet MOCAS. Aucun artefact n'apparaît sur le fond de l'image compte tenu de l'absence de confinement.

Des coupes transversales du brouillard avaient également été réalisées dans le but de connaître la répartition de taille de gouttes dans une section située à une distance donnée du gicleur, qui constitue une information essentielle pour les simulations d'allumage ou de rallumage dans une chambre de combustion. Ces visualisations avaient montré de fortes réflexions sur le fond de chambre qui nécessitaient des traitements d'image spécifiques et avaient limité la mesure à des sections situées au-delà de 30 mm du gicleur.

Cette configuration a donc été reprise ici dans un cas plus complexe qui intègre le confinement du brouillard dans la chambre. De nouvelles voies d'amélioration seront proposées pour obtenir des images exploitables.

1.1.1 Problématiques liées à la réflexion de la nappe laser dans la chambre de visualisation

Analyse des images instantanées

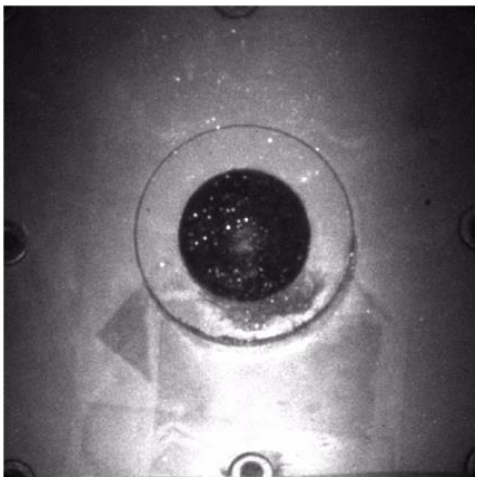


Figure 8-2 Image instantanée du brouillard obtenue pour une coupe transverse

Cette image instantanée de diffusion montre la complexité du problème qui consiste à isoler les gouttes sur un fond d'intensité très variable. La réflexion de la nappe laser sur la paroi inférieure de la veine sature le bas de l'image et le gicleur apparait comme un disque beaucoup plus sombre au centre de l'image. Une moyenne brute de ce type d'image fera donc apparaitre ces artefacts et ne permettra pas la mesure PDS envisagée.

Dans ce contexte de visualisation quantitative, avant de mettre en place des algorithmes sophistiqués de traitement pour extraire le signal utile, il est toujours recommandé de commencer par améliorer la qualité de l'image acquise.

Amélioration technologique de la chambre de visualisation

Afin de pallier ces problèmes de réflexion de la nappe laser et d'améliorer la qualité des images, différentes solutions techniques ont été envisagées.

- L'application de peinture noir mat sur le fond de chambre et le gicleur a permis d'atténuer les réflexions. Cependant, cette solution n'est pas viable car le carburant, très corrosif, détériore fortement la peinture après quelques minutes d'injection du liquide dans la chambre rendant son application inefficace.
- De la feutrine noire a alors été collée sur le fond de chambre mais le carburant s'est rapidement infiltré dans le tissu la rendant fluorescente et accentuant les signaux parasites.
- Finalement, la solution retenue a consisté à usiner un fond de chambre en polyéthylène de couleur noire (Figure 8-3). Ce matériau présente l'avantage d'être résistant au carburant, à l'impact de la nappe laser et ne fluoresce pas lorsqu'il est soumis à une excitation laser de 532 nm. Une fois usinée, la pièce a été poncée de manière à rendre son état de surface rugueux et à induire une réflexion diffuse de la lumière parasite.

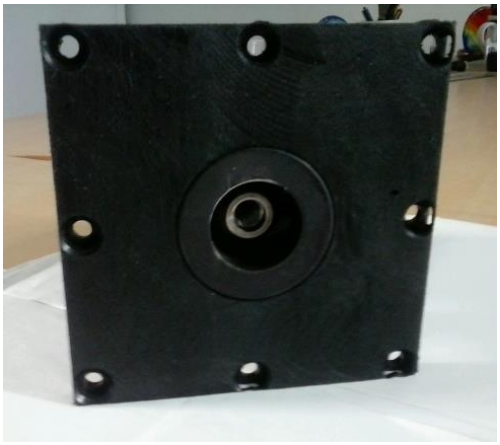


Figure 8-3 Photographie du fond de chambre usiné en polyéthylène de couleur noire. La surface de la pièce est rendue rugueuse pour atténuer les réflexions.

L'utilisation de ce fond de chambre a ainsi permis de réduire considérablement les réflexions de la nappe laser, comme l'illustre la Figure 8-4. En effet, le fond de chambre est moins visible sur les images instantanées et les gouttes émergent du bruit de fond.

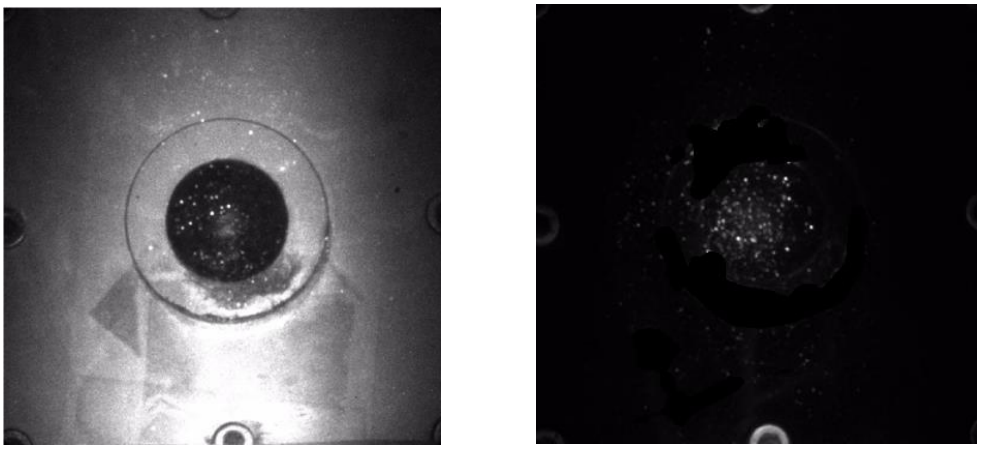


Figure 8-4 Intérêt du fond de chambre en polyéthylène sur la qualité des images instantanées pour une coupe transverse : les réflexions laser sur le fond de chambre sont fortement atténuées.

1.1.2 Analyse des images moyennes de LIF et de Mie

Les images moyennes de Mie et de LIF mettent cependant en évidence des artefacts au centre du brouillard qui proviennent clairement de réflexions de la nappe laser sur le nez et le corps du gicleur malgré toutes les précautions mises en œuvre (Figure 8-5). Il est également important de savoir si la structure de cône plein que l'on observe sur ces images est justifiée par l'émission des gouttes présentes au centre du brouillard. Pour répondre à cette question, les données obtenues avec le PDA ont été analysées afin de mieux comprendre la morphologie du brouillard.

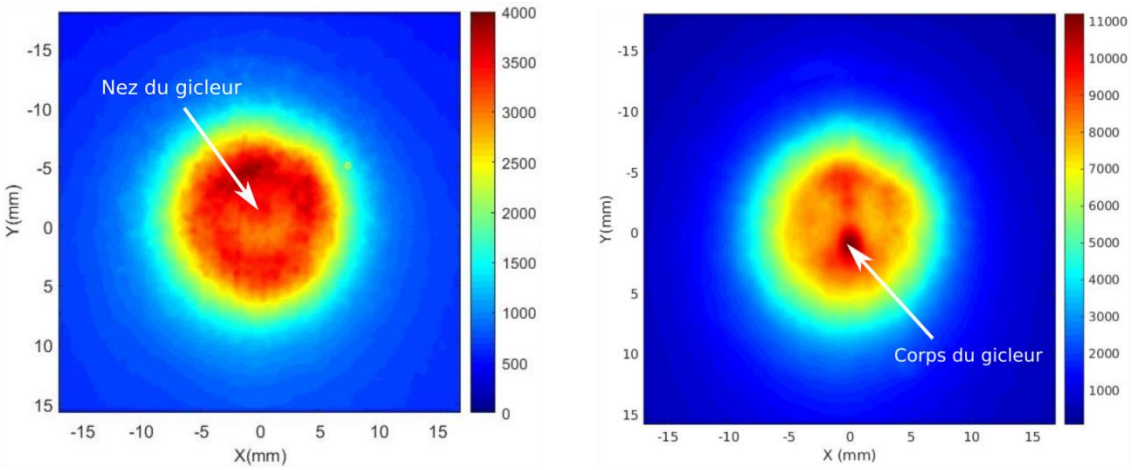


Figure 8-5 Images moyennes de LIF et de Mie correspondant à une coupe transverse du brouillard situé à 20 mm du gicleur. Ces images illustrent les problèmes de réflexion de la nappe laser sur le gicleur (signal au centre du brouillard) et sur le fond de chambre (signal en périphérie du brouillard).

Analyse des données PDA

A partir des histogrammes de diamètres de goutte obtenus en chaque point d'une traversée du spray, il est possible d'estimer une grandeur proportionnelle à l'intensité locale de fluorescence et de diffusion, respectivement proportionnelle à la somme des cubes et des carrés des diamètres mesurés. Les profils ainsi reconstruits mettent en évidence deux pics caractéristiques de la topologie d'un brouillard à cône creux (Figure 8-6) qui ne sont pas cohérents avec les images de LIF et MIE mesurées. Il est donc logique de conclure que les images au centre du spray sont perturbées par des réflexions parasites de la lumière émise par les gouttes, soit sur l'arrière-plan des images, soit sur les gouttes voisines. Nous allons à présent détailler ce phénomène de diffusion multiple qui génère des signaux parasites sur les images.

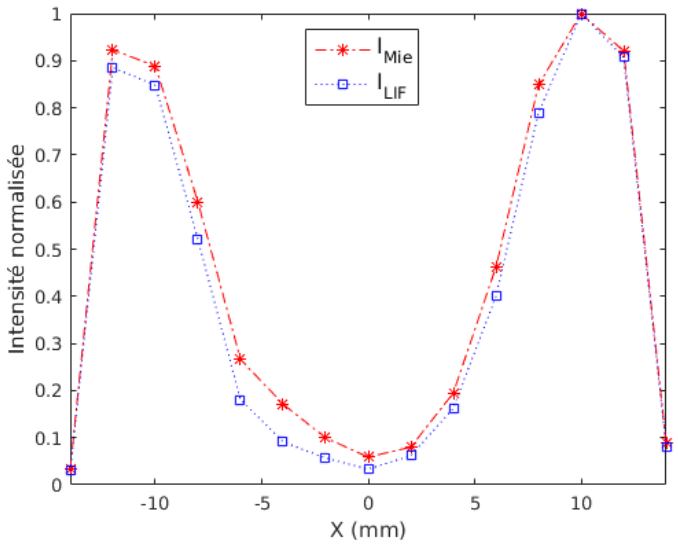


Figure 8-6 Profils d'intensité de LIF et de Mie reconstruits à partir des données PDA.

1.1.3 Diffusion multiple

Description du phénomène

Le phénomène de diffusion multiple de la lumière sera d'autant plus sensible que la nappe laser traverse un milieu constitué d'un nombre élevé de particules. Les particules illuminées par la nappe laser vont émettre par diffusion simple un signal lumineux qui va interagir avec les autres particules du brouillard ou avec les obstacles fixes entourant la scène (ex : fond de chambre en coupe transversale) avant d'être capté par la caméra. (Figure 8-7). Ainsi, la mesure en un point de l'image peut provenir non seulement du signal issu directement de la goutte « physique » contenue dans la nappe mais aussi de gouttes ou d'obstacles extérieurs à cette nappe mais éclairés en deuxième (ou xième) réflexion par la lumière diffusée par cette goutte physique. Ce phénomène est extrêmement gênant pour l'utilisation de techniques d'imagerie car il est en pratique très complexe de remonter au signal issu de la diffusion simple. En effet, il ne s'agit pas d'une composante constante dans l'image, comme une lumière parasite fixe que l'on peut éliminer par soustraction d'une « image de noir », mais d'une contribution qui varie d'image en image, pixel à pixel, en fonction de la concentration et de la répartition même des gouttelettes. Ce phénomène se produit aussi bien sur les images de diffusion de Mie que pour celles de fluorescence.

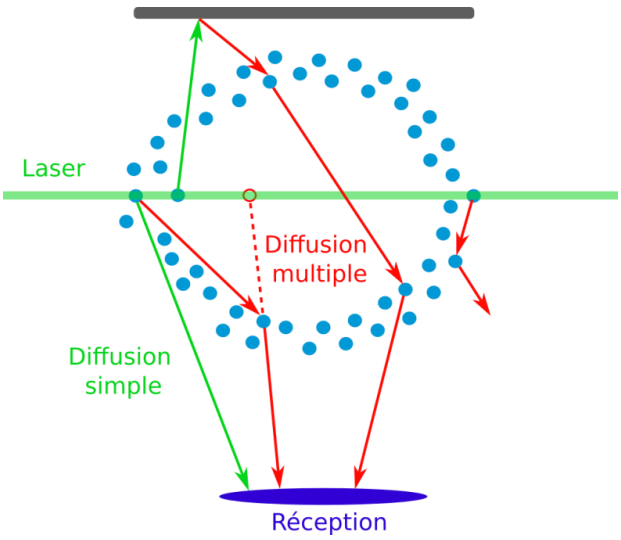


Figure 8-7 Illustration du phénomène de diffusion multiple

Estimation de la densité du brouillard

Le phénomène de diffusion multiple peut expliquer les artéfacts présents sur les images. Il reste cependant à confirmer que cette hypothèse est bien validée avec les brouillards considérés. Pour ce faire, il est nécessaire d'estimer l'épaisseur optique L_0 du brouillard considéré [Grosshans, 2015].

$$L_0 = N.S_{ext}.L \qquad (8.1)$$

Cette grandeur s'exprime à partir de la concentration en traceurs (nombre de particule par unité de volume), la section efficace d'extinction S_{ext} et l'épaisseur géométrique L du milieu traversé par l'onde. Grosshans et al ont mis en évidence différents mode de diffusion en fonction de la valeur de l'épaisseur optique : un régime de diffusion simple est défini par une épaisseur optique inférieure à 1 et un régime de diffusion multiple est défini par une épaisseur optique supérieure à 1.

La section efficace d'extinction S_{ext}, homogène à une surface, représente la fraction géométrique de l'onde absorbée ou diffusée par la particule de rayon r. Cette section efficace d'extinction est liée au coefficient d'extinction Q_{ext} qui peut être calculé à partir de la théorie de Mie :

$$S_{ext} = Q_{ext}.\pi.r^2 \qquad (8.2)$$

Le coefficient d'extinction a été estimé à partir du logiciel Mie Plot et une valeur proche de 2 a été obtenue sur une large plage de diamètres allant de 10 à 100 µm.

A partir des données PDA, il est possible de connaître la concentration locale en particules ainsi que le diamètre des particules. Dans le cas du projet MOCAS, le calcul de l'épaisseur optique a menée à une valeur de 0,057. L'épaisseur géométrique considérée du brouillard est alors de l'ordre de 60 mm et les maximums de concentration atteignent environ 10 000 gouttes par cm^3. Les gouttes sont fortement réparties dans l'espace compte tenu de la présence du swirl. Dans le cas présent, le brouillard est plus restreint puisque l'épaisseur géométrique du brouillard est de l'ordre 25 mm. De plus, les concentrations en particules sont plus importantes et peuvent dépasser les 100 000 gouttes. Compte tenu de ces informations, le calcul de l'épaisseur optique conduit à une valeur de 2,1. Cette valeur est donc bien supérieure à celle obtenue dans le projet MOCAS et supérieure à 1 (Table 21).

	Projet MOCAS	Thèse
Epaisseur optique	0,057	2,1

Table 21 Comparaison des valeurs des épaisseurs optiques.

Le calcul de la longueur optique nous permet de conclure que les images sont contaminées par ce phénomène de diffusion multiple. Si le phénomène est « visible » au centre du spray, il reste également présent sur toute l'image. Afin d'en limiter l'impact, il est nécessaire de mettre en place des outils de post-traitement ou de proposer des artifices optiques.

1.1.4 Améliorations optiques et post-traitement

Mise en place d'une illumination structurée (SLIPI)

Principe de la mesure

Le module d'illumination structurée, développé par Berrocal et al. [76], est apparu dans les années 2010. Le principe de cette technique, illustré sur la Figure 8-8, consiste à illuminer un brouillard avec une nappe laser modulée spatialement en fréquence. Le signal utile, c'est-à-dire le signal lumineux émis par les gouttes éclairées par la nappe, est marqué par la modulation spatiale de la nappe. Il existe trois modules SLIPI baptisés 1P, 2P et 3P. Les modules 2P et 3P présentent l'avantage de garantir une grande résolution spatiale des images reconstruites. Cependant les dispositifs optiques mis en jeu sont très complexes et nécessitent un alignement optique parfait car la phase de calibration nécessite un recouvrement parfait des images. C'est pourquoi le module 1P a été retenu dans le cadre de cette thèse car le dispositif optique est moins lourd et plus facile à mettre en place. L'image reconstruite présente une résolution spatiale de moins bonne qualité mais elle demeure amplement suffisante dans le cas de nos applications. Le dispositif optique du module 1P est illustré sur la Figure 8-8. En entrée de module, deux lentilles sphériques : l'une divergente (NSL) et l'autre convergente (PSL) élargissent le faisceau laser. La nappe générée rencontre ensuite un réseau de Ronchi défini par son pas, qui va générer la modulation spatiale de la nappe laser. Deux lentilles cylindriques assurent la refocalisation de la nappe laser en aval du réseau. En sortie du module, la hauteur de la nappe est de l'ordre de 10 cm ce qui permet de couvrir une grande étendue du brouillard. Le plan de focalisation de la nappe est situé à environ 75 cm en aval. Afin de garantir une bonne reconstruction de l'image, il est conseillé d'avoir un nombre de pixels par période proche de 10. De cette manière la perte de résolution spatiale est limitée

Le module SLIPI dispose de deux réseaux ayant respectivement un pas de 0.2 et 0.4 mm. Compte tenu de la résolution de la caméra et des optiques utilisées, le réseau présentant un pas de 0.2 mm a été retenu.

Cependant le module 1P dégrade la résolution spatiale. Afin de limiter cet impact, il est nécessaire d'utiliser une modulation à haute fréquence. De plus, la dynamique de l'image étant limitée par la modulation, il est important d'avoir la plus grande amplitude possible de modulation.

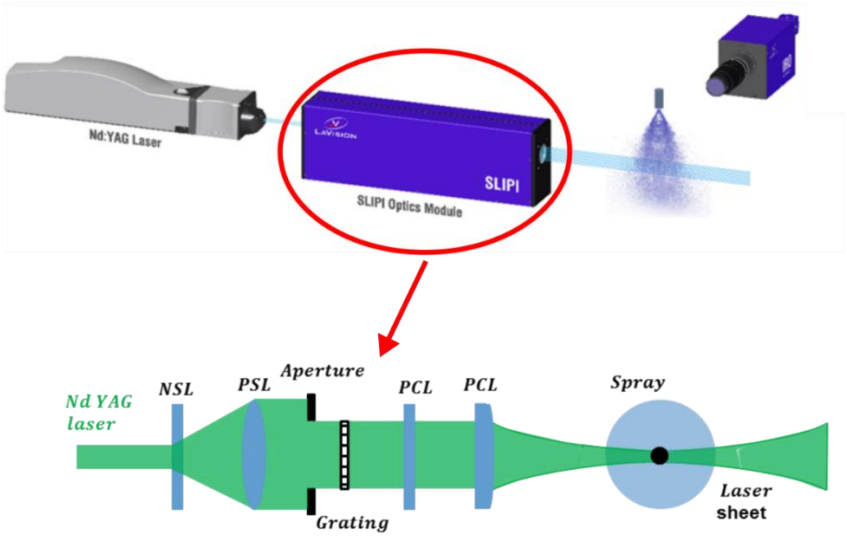


Figure 8-8 Schéma de principe de la technique SLIPI et description du dispositif optique du module 1P.

Le module SLIPI 1P consiste à illuminer le brouillard avec une unique nappe laser modulée spatialement en fréquence. Afin d'illustrer l'intérêt de cette technique, une expérience simple a été mise en place. Un brouillard est généré à partir d'un gicleur et illuminé avec la nappe laser. Une plaque volontairement rayée en forme d'étoile ((a) de la Figure 8-9) est placée derrière le spray. Comme on peut le voir sur l'image (a) de la Figure 8-9, les réflexions de la nappe laser sur la plaque font apparaître le motif en étoile sur l'image moyenne et rendent toute mesure impossible.

La technique consiste à réaliser la transformée de Fourier de l'image de manière à pouvoir isoler la contribution utile du bruit de fond de l'image. Dans l'espace de Fourier, la contribution utile, représentée par le cercle rouge correspond à l'émission de la lumière par les gouttes illuminées par la nappe laser. La position de ce pic, c'est-à-dire la fréquence spatiale de la modulation dépend du pas du réseau utilisé. Celui-ci doit être choisi judicieusement. Le signal central de l'image correspond au bruit de fond de l'image et contient, en partie, les réflexions de l'image qui ne contiennent pas la modulation du signal. La méthode consiste à déplacer la fréquence d'intérêt au centre de l'image et à appliquer ensuite un filtrage gaussien de manière à limiter l'extension du signal. L'image (c) montre un zoom au niveau de cette fréquence d'intérêt schématisée par le cercle rouge de l'image (b). Le paramètre de filtrage du filtre gaussien doit être choisi judicieusement : si le filtre est trop sélectif, le signal issu des petites gouttes sera perdu tandis que si le filtre est trop large, du signal issu du bruit de fond sera capté. Une fois le filtrage gaussien appliqué, une transformée de Fourier Inverse est appliquée à l'image de manière à récupérer l'image finale traitée. Comme on peut le voir sur l'image (d) de la Figure 8-9, l'image reconstruite ne fait plus apparaître les réflexions dues à la présence de la plaque et montre uniquement le brouillard de gouttes contenues dans la nappe laser.

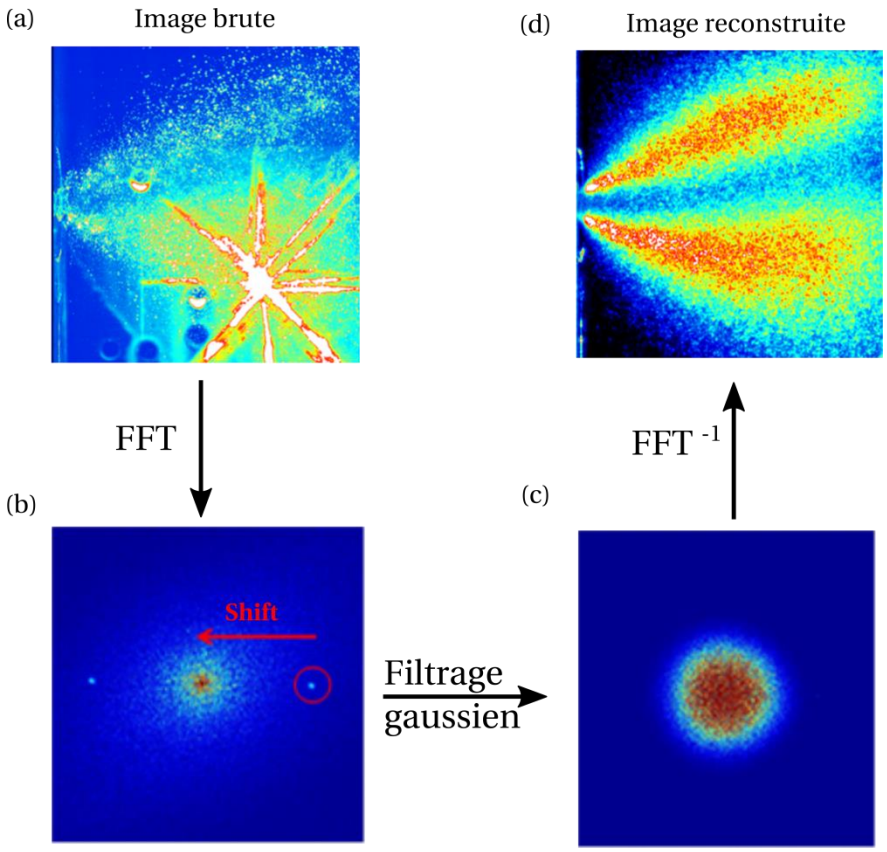


Figure 8-9 Différentes étapes de la méthode SLIPI 1P : (a) image moyenne de diffusion de Mie, (b) Transformée de Fourier de l'image dans le domaine fréquentiel, (c) Application d'un filtrage gaussien pour isoler le signal utile, (d) Image reconstruite par Transformée de Fourier Inverse. Les artéfacts dus à la présence de la plaque sont atténués.

Cette démonstration qualitative est maintenant complétée par une analyse paramétrique du filtre et l'apport sur les mesures PDS est quantifié.

Description de la méthode utilisée

Afin d'isoler la fréquence fondamentale de l'image, deux méthodes de post-traitement équivalentes sont proposées par Mishra et al. [68]. La première approche intitulée « Detection of the first-order peak » a été retenue dans cette thèse et consiste à translater la fréquence fondamentale à la place de la composante continue au centre du domaine de Fourier. L'étape suivante consiste à appliquer un filtre passe-bande, centré sur l'origine dans le but de ne conserver que ce signal utile. Un filtre passe-bande de type Butterworth est utilisé car il assure un gain le plus constant possible dans la bande passante comparé à un filtre gaussien. Une image de type masque est construite à partir du filtre (Figure 8-10) dont la forme est régie par l'équation suivante :

$$F_{Butter}(x,y) = \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2}{\sigma^2}}} \qquad (8.3)$$

Où x et y sont les coordonnées des pixels et x_0 et y_0 les coordonnées du centre de l'image, c'est-à-dire 532 dans notre cas (CDD de la caméra de 2048*2048 en binning 2*2). Le paramètre σ est un paramètre clé car il conditionne la largeur du filtre. Si ce paramètre est grand alors le filtre sera très sélectif et ne conservera que les fréquences présentes au voisinage de la fréquence fondamentale. A l'inverse, une faible valeur de ce paramètre permet d'élargir la bande passante du filtre. Le paramètre σ doit donc être choisi précisement de manière à conserver l'information utile de l'image sans perdre de l'information.

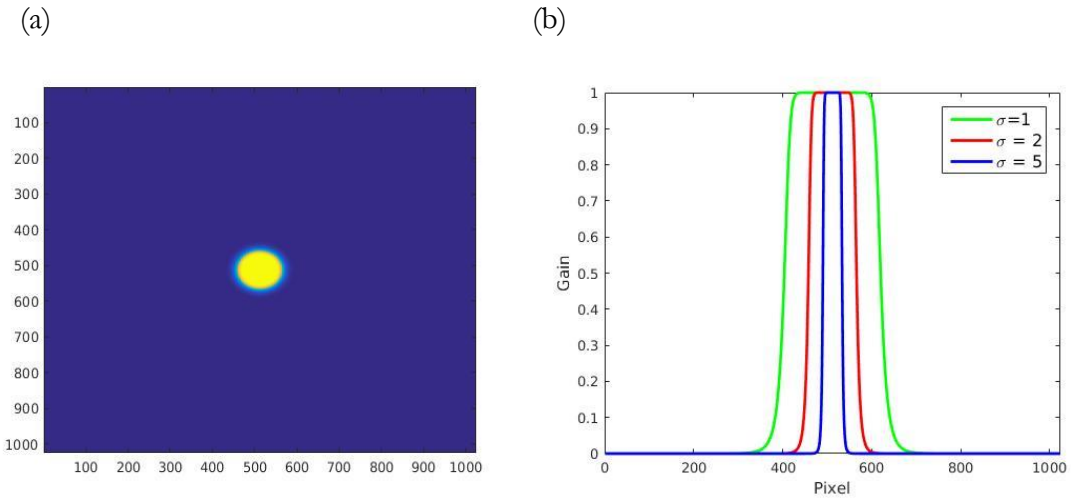


Figure 8-10 (a) Image « masque » générée à partir du filtre Butterworth ($\sigma = 2$). (b) Profil du gain du filtre Butterworth pour différentes valeurs de paramètre σ.

Mise en évidence de l'intérêt de la technique : analyse qualitative des images moyennes

L'apport de la technique de l'illumination structurée est illustré sur la Figure 8-11 qui compare les images de LIF, Mie et du rapport LIF/Mie obtenus avec et sans l'illumination structurée. Contrairement aux images de LIF et de Mie brutes, les réflexions de la nappe laser sur le gicleur et sur le fond de chambre ne sont plus visibles sur les images obtenues après post-traitement via le module d'illumination structurée. La couronne de gouttes caractéristique des brouillards à cône creux apparait sur les images moyennes de LIF et de Mie, conformément aux résultats du PDA. L'image résultant du rapport brut des images de LIF et de Mie fait difficilement apparaître une couronne de gouttes. Dans le cas du post-traitement SLIPI, cette image est moins perturbée et met davantage en évidence la couronne de goutte caractéristique du cône creux.

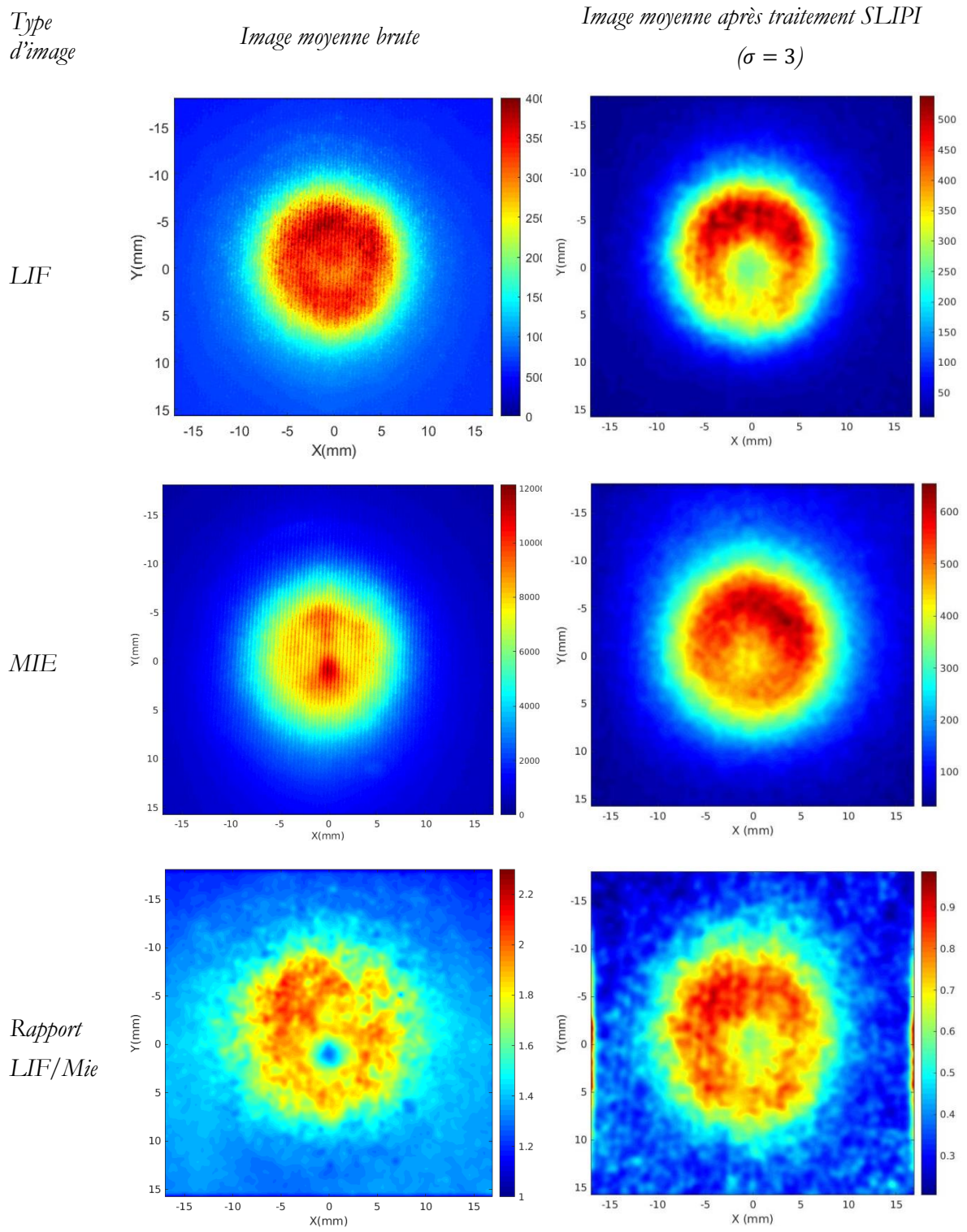


Figure 8-11 Comparaison des images moyennes de LIF, Mie et du rapport LIF/Mie obtenues avec et sans l'illumination structurée.

Influence du paramètre de filtrage sur la précision du rapport LIF/Mie

Les images présentées sur la Figure 8-11 ont été obtenues avec un paramètre σ égal à 3. Or, nous venons de voir que ce paramètre influe fortement sur la forme du filtre. Il est donc

nécessaire d'étudier l'influence de ce paramètre sur le rapport LIF/Mie. Pour ce faire, différentes valeurs de paramètre σ ont été testées et les rapports LIF/Mie ont été comparés. Les résultats ont montré que le rapport LIF/Mie est très peu dépendant du paramètre σ. Ce résultat, qui rend la technique particulièrement robuste, a également été observé avec d'autres filtres (gaussien, …) et d'autres formes.

Apport de la technique sur la mesure du diamètre moyen de Sauter

Nous venons de voir que le rapport LIF/Mie est très peu sensible au paramètre de filtrage σ ce qui rend la méthode robuste. La mesure avec le post-traitement SLIPI a donc été comparée aux mesures PDA afin de quantifier l'impact de la méthode sur la précision du diamètre moyen de Sauter. Afin de pouvoir comparer le rapport LIF/Mie à une grandeur proportionnelle au d_{32} mesuré par le PDA, une puissance 1/1.2 doit être appliquée. Enfin, un coefficient d'étalonnage K permet de comparer les deux mesures. La Figure 8-12 (PDA) illustre le profil du diamètre moyen de Sauter pour une traversée horizontale du brouillard en son centre (X=0). On constate que le profil issu des images moyennes brutes de LIF et de Mie ne respecte pas le profil PDA en termes de dynamique entre le centre et la périphérie du brouillard. En revanche, le profil SLIPI kPDS montre un bien meilleur accord avec la mesure PDA puisque la dynamique du d_{32} est bien reproduite par le tracé SLIPI. On notera cependant quelques différences entre les deux mesures sur la partie gauche en bordure du brouillard ($-15 < X < -10$ mm). Etant donné le caractère non axisymétrique de la cartographie du rapport LIF/Mie, ces différences restent acceptables car compatibles avec la fluctuation dans la répartition spatiale des tailles de gouttes.

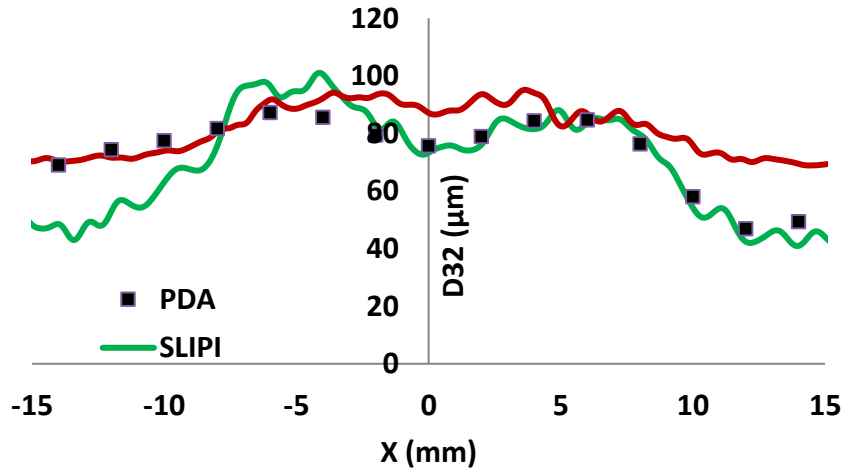


Figure 8-12 Comparaison des mesures avec et sans post-traitement SLIPI et du diamètre moyen de Sauter mesuré par le PDA.

Nous venons de voir que l'utilisation d'un système d'illumination structurée améliore considérablement la précision de la mesure étant donné les nombreux artéfacts présents sur les images. En effet, ce système permet d'obtenir un bon accord avec la mesure de référence PDA sur la totalité du brouillard. Quelques différences apparaissent tout de même en périphérie de brouillard. Ces différences peuvent s'expliquer par des aberrations géométriques qui peuvent survenir sur les bords de l'image. Afin d'améliorer la qualité des images et dans le but d'augmenter la dynamique des images instantanées, il serait intéressant d'équiper la caméra PCO d'un objectif télécentrique.

1.2 Analyse qualitative de la technique de mesure à partir de coupes longitudinales du brouillard

1.2.1 Mise en place d'un filtre morphologique

Nous avons également généré des images en l'absence d'éclairage structuré sur les coupes longitudinales du spray. Le changement de taille du champ ne nous a pas permis d'adapter le pas du réseau. D'autre part, contrairement aux coupes transverses, les coupes longitudinales sont plus favorables à la mesure car les images instantanées de LIF et de Mie sont moins impactées par les réflexions de la nappe laser et le phénomène de diffusion multiple (Table 20). Nous avons dans ce cas essayé de mettre en place un algorithme de traitement d'images pour extraire les gouttes sur un fond d'intensité non nulle et variable où les contributions parasites sont multiples. Un seuillage « brut » avec un seuil unique appliqué à toute l'image n'est pas envisageable car il supprimerait certaines gouttes et sa détermination resterait empirique. Il apparaît donc nécessaire de proposer une solution de seuillage adaptatif qui préserve toutes les gouttes présentes sur l'image avec un paramétrage robuste. Pour ce faire, nous avons implémenté une transformation de type « chapeau haut-de-forme (top hat). Comme son nom l'indique, ce filtre permet de ne garder que les structures de l'image qui sortent d'un chapeau faisant office de gabarit, défini par son diamètre. En ajustant le diamètre de ce chapeau à la plus grande particule que l'on souhaite conserver sur l'image, il est possible d'éliminer le niveau d'intensité entourant la goutte, quel qu'il soit. La détermination de ce diamètre nécessite d'estimer le nombre de pixels sur lesquels l'intensité lumineuse de la goutte s'étale. L'analyse des images instantanées a montré qu'un diamètre du chapeau fixé à 10 pixels permet de conserver les plus grosses gouttes. L'algorithme se décompose en deux étapes :

1/ une ouverture morphologique, appliquée à l'image initiale I_0 sur un voisinage circulaire de rayon r (élément structurant N), permet de remplacer chaque pixel par le minimum local dans ce voisinage (érosion). Suite à cette érosion, une dilatation est appliquée. Cette opération fait « disparaître » les gouttes pour ne laisser que le fond sur lequel elles s'inscrivent. I1=I0 o N[2] (Figure 8-13).

[2] Le symbole mathématique o fait référence à la composition d'une dilatation morphologique avec érosion.

2/ une soustraction de l'image initiale et de l'image ouverture qui permet de faire réapparaitre les gouttes sur un fond proche de 0 (Figure 8-13).

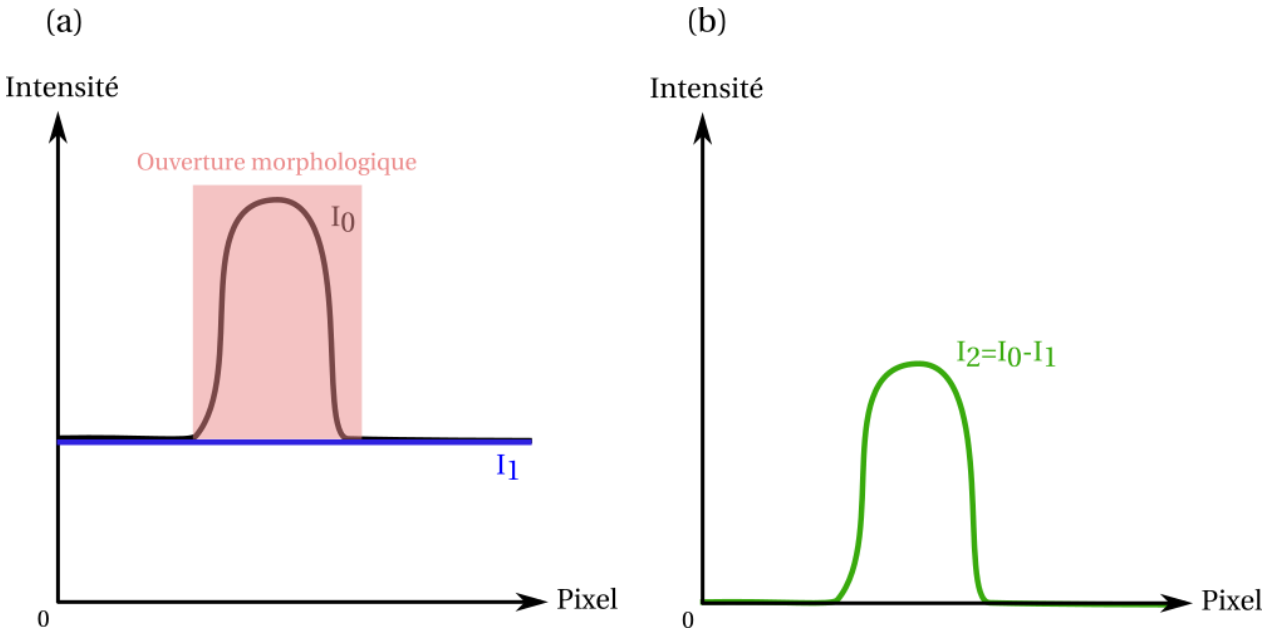


Figure 8-13 Schéma de principe du filtrage de type « chapeau haut-de forme » (top hat) appliqué aux images. (a) Une ouverture morphologique est appliquée aux images suivie d'une dilatation. (b) Soustraction de l'image initiale et de l'image ouverture.

L'intérêt de ce type de filtre est illustré sur la Figure 8-14 (b) qui est représentée avec la même dynamique que l'image (a). On constate ainsi que le signal de fond de l'image est très atténué et que les gouttes sont préservées.

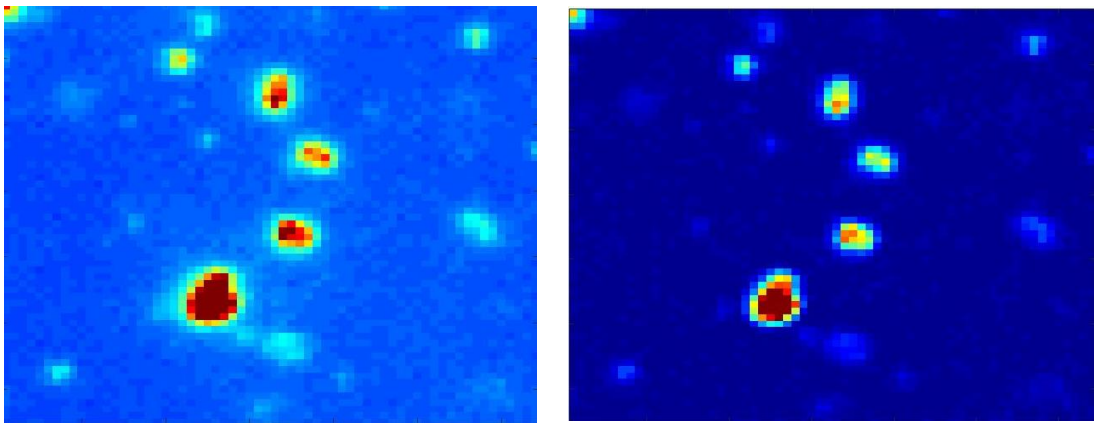


Figure 8-14 Image instantanée sans (a) et avec (b) application du filtrage morphologique de type « Top Hat ». La même dynamique est utilisée sur des deux images afin de pouvoir observer l'impact du filtrage.

Les images moyennes avec et sans utilisation du filtre morphologique mettent également clairement en évidence l'utilité de ce filtre qui supprime les signaux parasites. Les réflexions de la nappe laser sur la partie inférieure de la chambre sont fortement limitées et les gouttes émergent du bruit de fond (Figure 8-15). En corrigeant le rapport LIF/Mie par la puissance 1/1.2, un très bon accord est obtenu avec les mesures PDA (Figure 8-16).

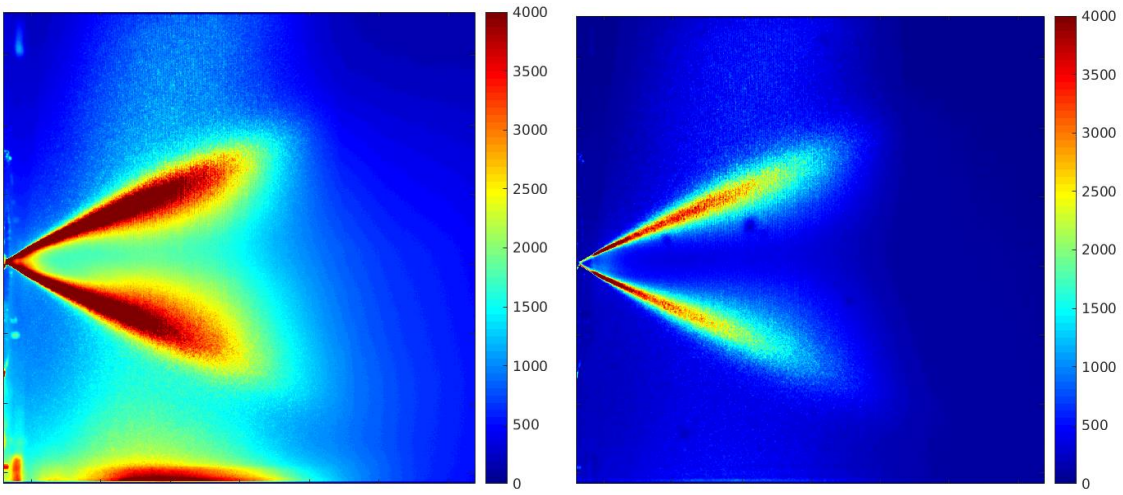


Figure 8-15 Images moyennes LIF brutes (à gauche) et obtenus après utilisation du filtrage morphologique (à droite). Les phénomènes parasites tels que la réflexion de la nappe laser sur la partie inférieure de la chambre et la diffusion multiple au centre du brouillard disparaissent.

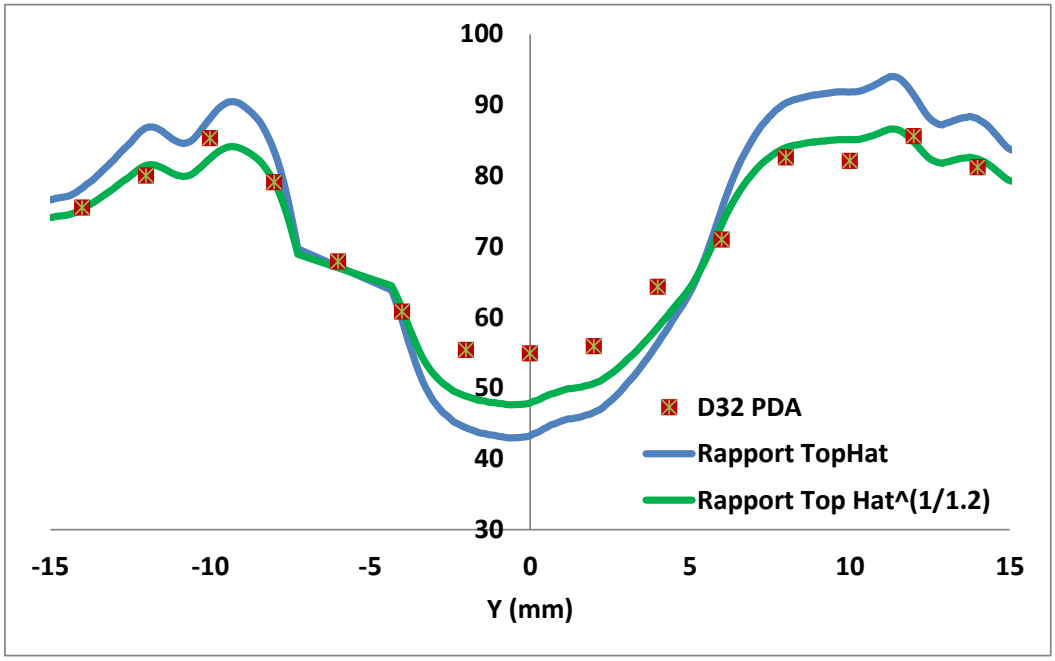


Figure 8-16 Comparaison de la mesure PDS avec l'utilisation du filtrage morphologique.

1.2.2 Obtention de cartographie de d_{32}

Cette phase d'étalonnage permet ainsi de déterminer le coefficient d'étalonnage *K* permettant de convertir directement le rapport LIF/Mie en un diamètre moyen de Sauter. Compte tenu de la gamme des diamètres rencontrés, un unique coefficient K est appliqué puisqu'on fait l'hypothèse que sur cette plage, le rapport LIF/Mie est directement proportionnel au d_{32} mesuré par le PDA (Figure 6-5). L'intérêt de la technique PDS est illustré sur la Figure 8-17 qui met en évidence deux cartographies du diamètre moyen de Sauter dans le cas d'une coupe longitudinale (à gauche de la figure) et transversale du brouillard (à droite de la figure). La coupe transversale met notamment en évidence la couronne de gouttes caractéristique d'un brouillard à cône creux ainsi qu'une dissymétrie du gicleur.

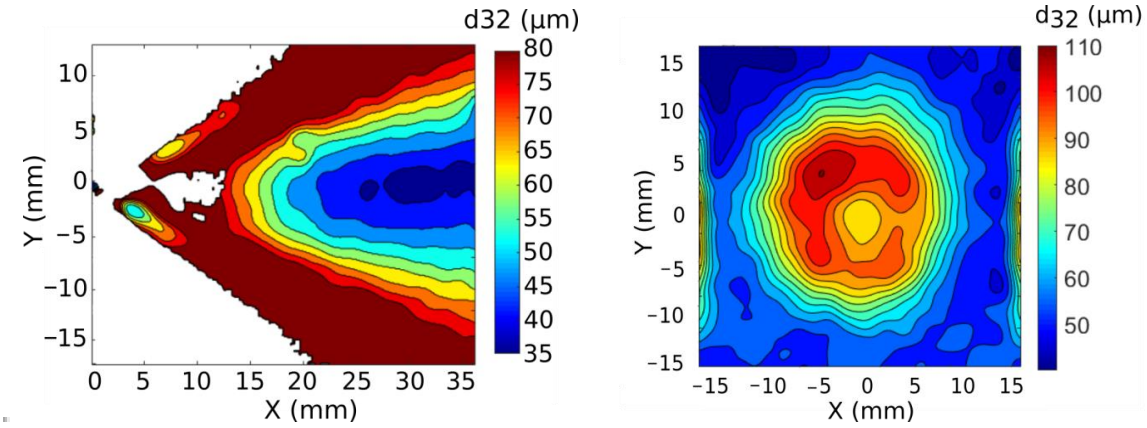


Figure 8-17 Cartographie de diamètre moyen de Sauter obtenue avec la technique de mesure PDS après la phase d'étalonnage. A gauche : cartographie du brouillard dans le cas d'une coupe longitudinale, pour un débit liquide de 3g/s. A droite : cartographie du brouillard en coupe transversale, pour un débit liquide de 1,5 g/s.

Limitation de la mesure PDA

Les mesures ponctuelles PDA ont également permis d'analyser finement les histogrammes de taille de gouttes présentes en différentes positions du brouillard. En périphérie du brouillard (pour x=-10 mm), l'histogramme de diamètre de goutte est centré autour de 25 µm avec une allure gaussienne de part et d'autre du maximum (Figure 8-18, (a)). Au centre du brouillard (pour x=0 mm), la distribution est centrée autour de 10 µm et on constate que le nombre de petites particules (diamètre inférieur à 10 µm) est 10 fois supérieur à celui obtenu en périphérie (Figure 8-18, (b)). De plus, il est important de noter que l'histogramme semble tronqué pour les particules ayant un diamètre inférieur à 5 microns. Ceci peut s'expliquer par la limitation du système PDA pour la caractérisation de gouttes dont le diamètre est proche du micron. Ainsi, certaines gouttes ne sont pas comptabilisées lors de la mesure PDA tandis qu'elles peuvent être éventuellement mesurées sur les images instantanées de la caméra.

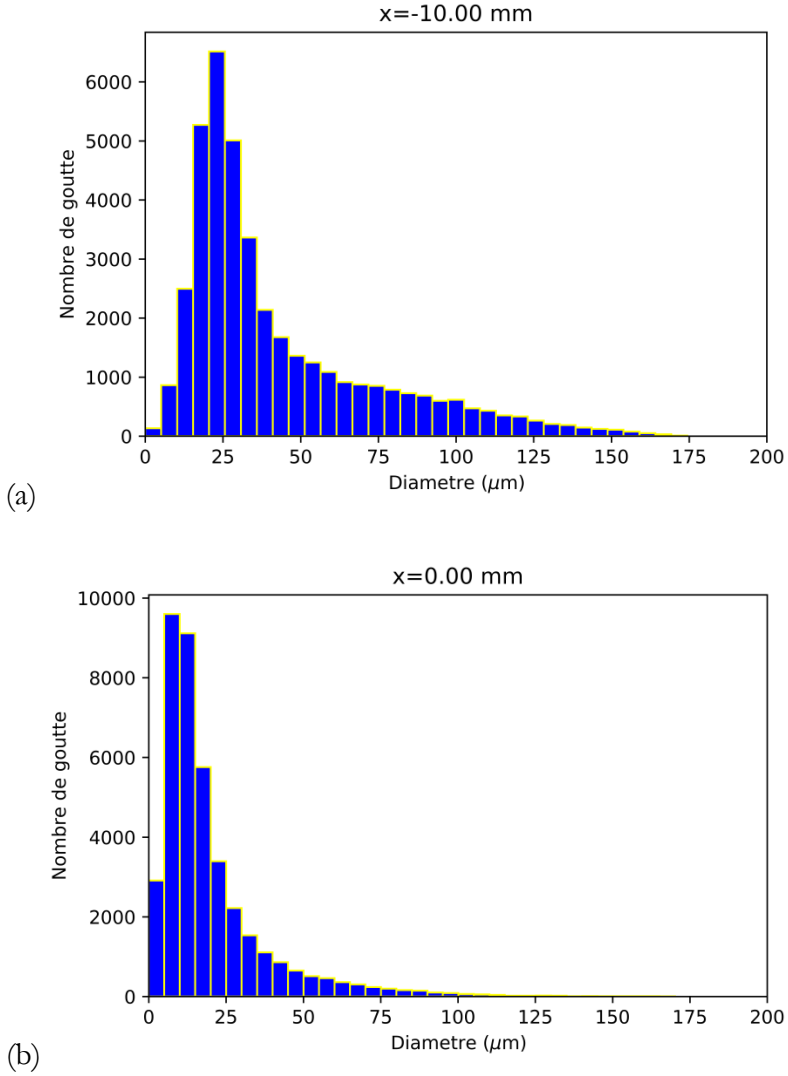


Figure 8-18 Histogramme de taille de gouttes pour deux positions du brouillard : (a) en x=-10 mm et en (b) x=0 mm.

Dans ce cas de figure, il est intéressant d'analyser l'évolution du taux de validation de la mesure PDA puisque cette grandeur indique le pourcentage de gouttes comptées lors de la mesure sur l'ensemble des gouttes qui ont traversé le volume de mesure (gouttes comptées + gouttes rejetées). Le taux de validation est supérieur à 80% en périphérie du brouillard tandis qu'il chute à 50% au centre du brouillard. Ceci confirme l'hypothèse selon laquelle la fiabilité de la mesure PDA au centre du brouillard peut être remise en question. Il reste désormais à estimer l'impact de la population des petites gouttes sur les profils d'intensités de LIF et de Mie et sur le diamètre moyen de Sauter.

Etude de la sensibilité de la mesure à la population de petite gouttes

Afin d'estimer l'influence de la population de petites particules sur les intensités et le diamètre moyen de Sauter, la méthode a consisté à générer un histogramme fictif à partir de l'histogramme réel ((b) de la Figure 8-18) en ajoutant une population de petites gouttes (classe

de 5 µm) de manière à tenir compte des gouttes non comptabilisées lors de la mesure PDA. Le nombre de gouttes de petit diamètre est choisi de manière à obtenir un histogramme dont l'allure est comparable à celle d'une gaussienne. Dans le cas présent, les gouttes ont été ajoutées de manière à atteindre environ 94% du nombre de gouttes de la classe voisine (Figure 8-19).

L'étape suivante consiste à comparer la valeur du diamètre moyen de Sauter obtenu avec l'histogramme réel à celle obtenue dans le cas de l'histogramme fictif. Le diamètre moyen correspond à l'histogramme réel est de 57,68 µm tandis qu'il est de 57,47 µm dans le cas de l'histogramme fictif. La variation du d_{32} est donc inférieure au % ce qui ne permet pas d'expliquer les différences de dynamique observées entre les mesures PDA et PDS brutes. Cependant la forte densité de gouttes présentes dans le brouillard peut aussi être à l'origine de biais de mesure par le fait qu'elle augmente la diffusion multiple et contribue à « remplir » les images de LIF ou de Mie au centre du spray.

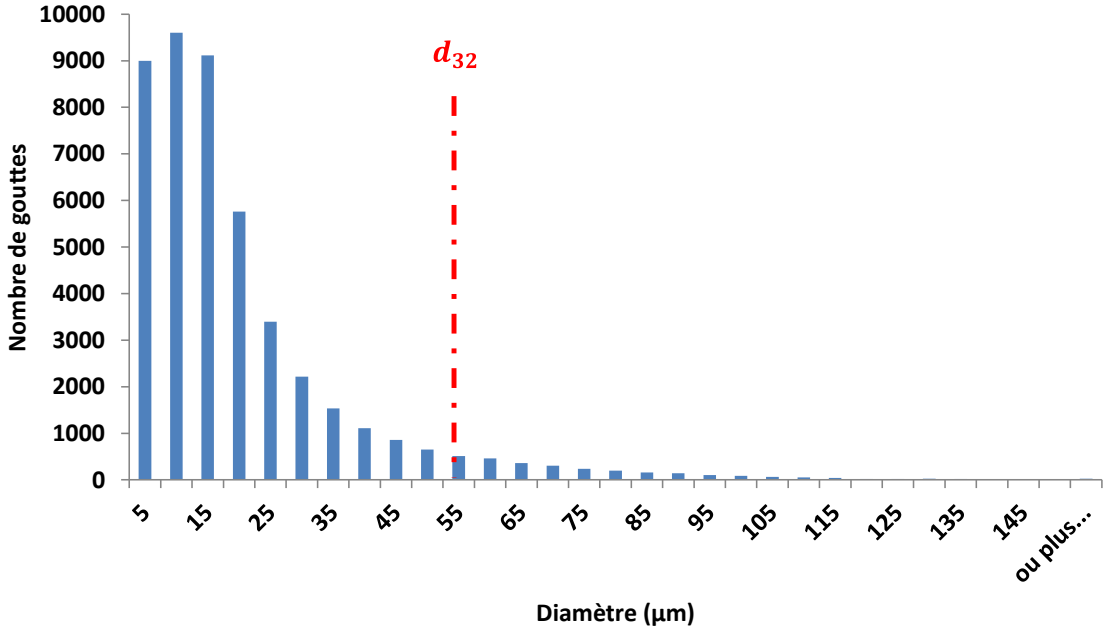


Figure 8-19 Histogramme fictif généré à partir de l'histogramme réel ((b)) pour estimer l'impact de la population de petites gouttes sur le diamètre moyen de Sauter d_{32}.

Cette observation ne permet pas d'expliquer les différences au centre du brouillard entre les deux mesures. Cependant, même si l'erreur peut atteindre 10 %, les informations concernant le diamètre moyen de Sauter au centre du brouillard ne sont pas indispensables puisque le flux volumique est très faible dans cette région du spray. A l'inverse, la prédiction de la mesure PDS est plus que satisfaisante en périphérie du brouillard où le liquide est majoritairement réparti.

2 Application de la technique sur le banc MERCATO pour la caractérisation d'un brouillard généré par un injecteur aéronautique réel

2.1 Montage expérimental

2.1.1 Dispositif expérimental

La Figure 8-20 illustre l'implémentation de la technique de mesure sur le banc MERCATO. La caractérisation du brouillard s'est effectuée à partir de coupes longitudinales du brouillard. En effet, la présence d'un écoulement d'air au sein de la chambre empêche la visualisation par le hublot de sortie et par conséquent les caractérisations à partir de coupes transverses ne sont pas possibles. La nappe laser est générée dans le module SLIPI, en l'absence du réseau ; elle est redirigée par un miroir au sein de la chambre via son hublot supérieur. La caméra mise en œuvre a été une PCO Edge 4.2 et non la caméra intensifiée qui avait été utilisée lors des essais dans le chapitre 9[3]. L'axe optique est incliné avec un angle de 113° par rapport à la direction de la nappe laser de manière à limiter la sensibilité angulaire de l'intensité diffusée (voir section 4.2 du chapitre 7). Le système PDA est également implémenté en même temps sur le banc MERCATO. Le module SLIPI présent sur la photographie n'a pas été utilisé lors de ses essais car le réseau n'était pas adapté à la configuration optique. Par conséquent, le module est utilisé sans le réseau et joue le rôle de générateur de nappe.

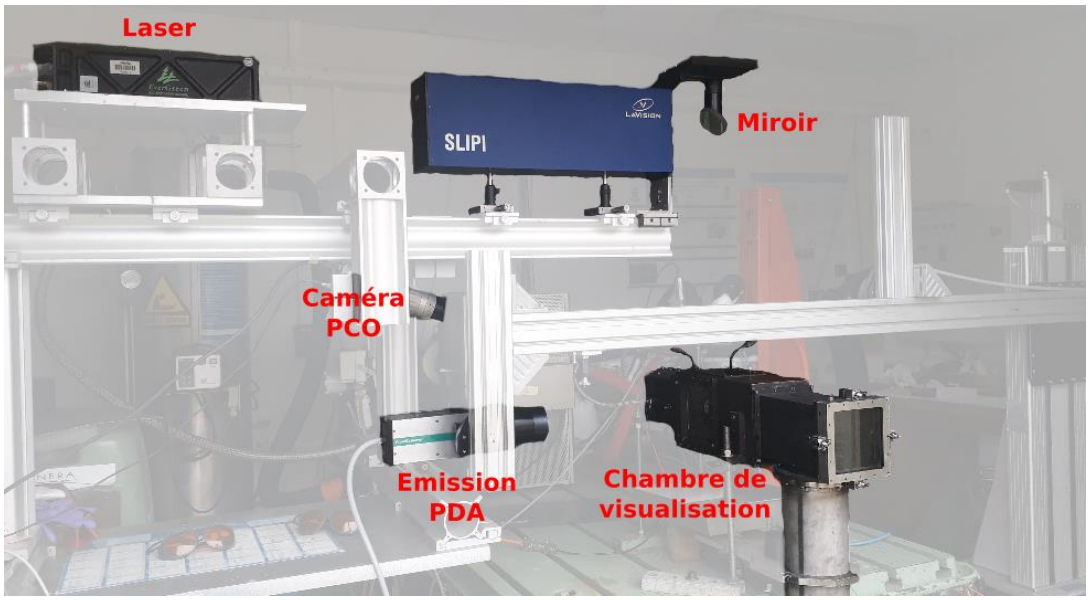


Figure 8-20 Photographie de l'implémentation de la technique de mesure PDS sur le banc MERCATO dans le cas de coupe longitudinales du brouillard.

[3] La caméra intensifiée étant indisponible pendant la période des essais, la méthode SLIF proposée dans le chapitre précédent n'a donc pas pu être mise en place.

2.1.2 Conditions opératoires

Comme expliqué précédemment, un système d'injection (appelé SI) aéronautique est utilisé dans le cas présent. Cet ensemble est donc composé d'un gicleur pressurisé placé au sein d'une vrille aérodynamique qui permet la mise en rotation de l'écoulement d'air à sa traversée. Le gicleur qui présente un angle d'ouverture de l'ordre de 60° (gicleur 1) est placé à la position nominale au sein du système d'injection, c'est-à-dire dans le cas présent à 12 mm en amont de la collerette du système d'injection. Le débit liquide est imposé à 3 g/s et le débit d'air est ajusté via une vanne de régulation de manière à générer une perte de charge du système d'injection de 3 %., soit un débit d'air de 5,2 g/s. Ces valeurs de débit d'air et de liquide ont été choisies de manière à mettre en évidence une influence de la position du gicleur dans le SI sur le brouillard généré en aval. Cette influence n'a cependant pas pu être mise en évidence à partir de visualisations du brouillard. La température de l'air (sec) est fixée à 20 °C. Afin d'étudier l'influence de la température sur l'atomisation et la précision de la mesure, trois températures de carburant sont considérées, à savoir -22 °C, 0 °C et 18 °C. Enfin, les essais sont réalisés à pression atmosphérique. Les conditions opératoires sont résumées dans la Table 22.

Gicleur	Gicleur pressurisé 1 (60°)
Position gicleur // collerette (mm)	12
Perte de charge du SI (%)	3
Température de l'air (°C)	20
Pression de l'air (bar)	1
Débit carburant (g/s)	3
Température du carburant (°C)	-22, 0 et 18

Table 22 Tableau récapitulatif des conditions d'essais.

2.2 Analyse des images moyennes de LIF et de Mie

2.2.1 Problèmes liés à la configuration optique

Contrairement à la configuration optique adoptée dans la section précédente du chapitre, la caméra est désormais placée à un angle de 113° par rapport à la direction de la nappe laser (Figure 8-21). Cette géométrie qui est censée minimiser la sensibilité angulaire sur l'image de diffusion vient ajouter de nouveaux artéfacts dus au confinement.

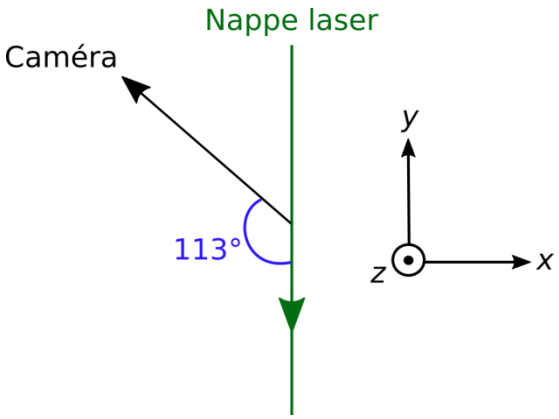


Figure 8-21 Schéma de l'implantation optique réalisée sur le banc MERCATO.

Comme on peut le voir sur la Figure 8-22, l'image moyenne de LIF montre un signal intense dans la partie basse qui résulte de la réflexion de la nappe sur la paroi inférieure de la chambre. On voit également deux stries horizontales au centre de l'image, qui résultent de la réflexion de la nappe laser sur le hublot arrière. Ces phénomènes n'avaient pas été observés auparavant car la caméra était placée à un angle de 90°. Ils dégradent la qualité des images et sont d'une intensité telle qu'ils polluent fortement le signal utile émis par les gouttes.

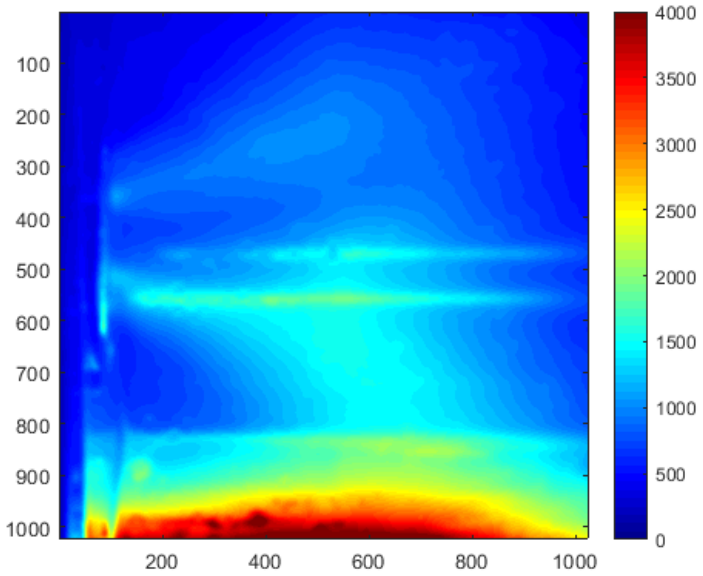


Figure 8-22 Image moyenne de LIF du brouillard qui met en évidence des artefacts. La température du liquide est de 18 °C.

Le filtre morphologique utilisé précédemment montre ici aussi tout son efficacité car il permet de supprimer ces artefacts des images comme on peut le voir sur la Figure 8-23.

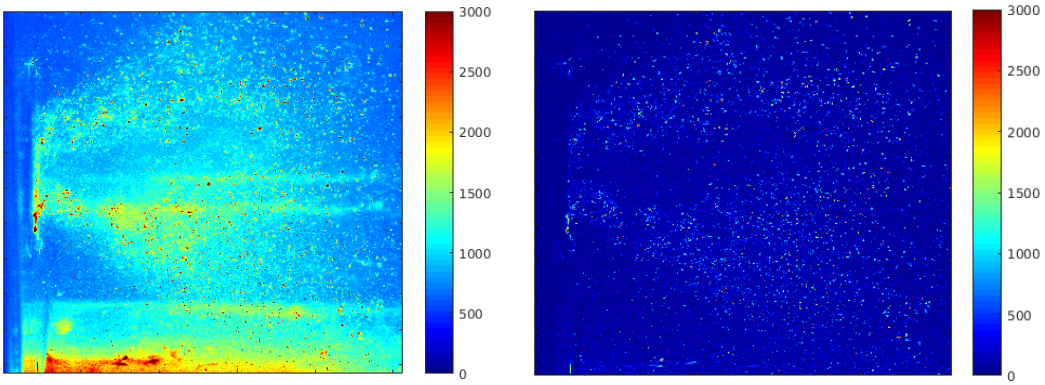


Figure 8-23 Intérêt du filtre morphologique pour supprimer les réflexions de la nappe laser sur les images instantanées de LIF (pour une température de carburant de 18 °C). A gauche : image brute parasitée par les réflexions de la nappe laser. A droite : image obtenue après application du filtre morphologique : les réflexions sont fortement atténuées et les gouttes sont conservées. Diamètre du chapeau fixé à 5 pixels dans le cas présent.

Le recours à un objectif télécentrique serait intéressant pour réduire la sensibilité angulaire sur l'image de MIE. De cette manière, la caméra pourrait être placée à un angle de visualisation minimisant les réflexions parasites.

2.2.2 Problèmes liés au confinement en présence du swirl

Malgré l'amélioration qualitative apportée sur les images instantanées, les images moyennes révèlent des artefacts probablement dus à des salissures sur les hublots (Figure 8-24). Le confinement en présence du swirl est très problématique car le liquide est projeté sur les parois. Les traitements font ressortir ces artefacts qui ne sont pas visibles sur les images instantanées. Pour obtenir des visualisations exploitables, la meilleure solution semble être d'agrandir la chambre.

2.2.3 Influence de la température du carburant sur les intensités

Etant donné que la méthode SLIF n'a pas pu être mise en place lors des essais, l'intensité de fluorescence mais aussi l'intensité diffusée varient avec la température du carburant. La Figure 8-24 illustre les images moyennes de LIF (partie supérieure de la figure) et de Mie (partie inférieure de la figure) pour les trois températures de carburant. On constate que la diminution de la température augmente considérablement le signal de fluorescence comme démontré dans le chapitre précédent. A l'inverse, on constate aussi que l'intensité diffusée semble moins impactée par la variation de la température.

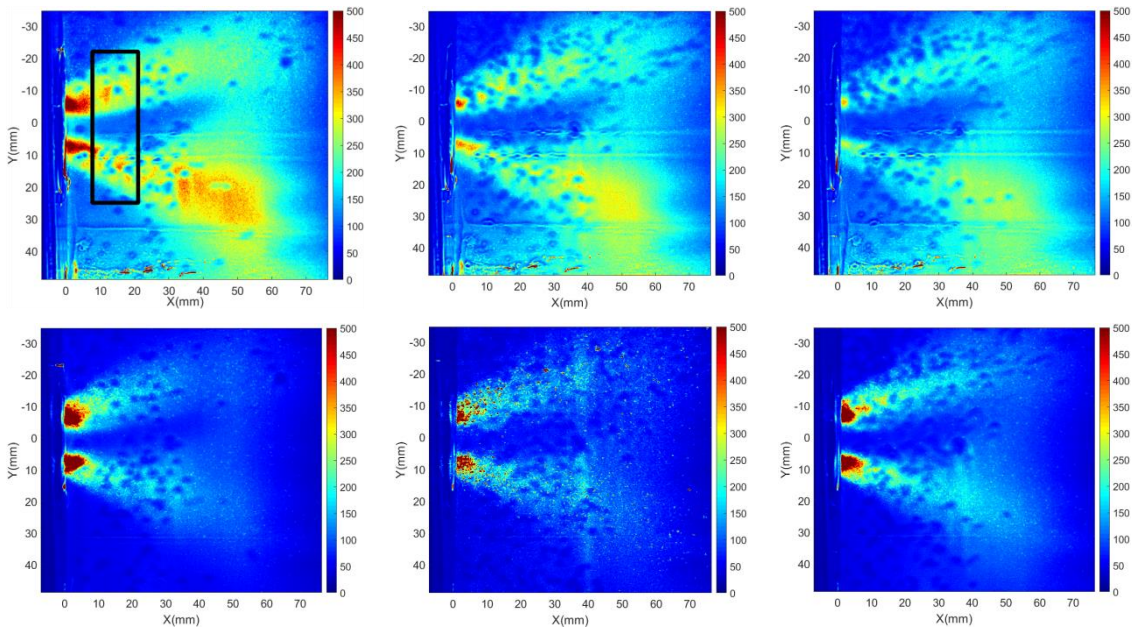


Figure 8-24 Analyse qualitative de la température du liquide sur les intensités de LIF et de Mie à partir des images moyennes : images de LIF en haut et images de Mie en bas.

Afin de quantifier l'impact de la température, les intensités de LIF et de Mie ont été intégrées sur une zone proche de l'injecteur (carré noir sur la Figure 8-24). La zone est choisie pour qu'on tienne compte de la totalité de l'écoulement sur une tranche donnée. De cette manière, on peut considérer que l'intensité de fluorescence sommée dans cette tranche est proportionnelle au volume de liquide qui traverse cette section, qui est équivalente pour les trois températures. L'intensité de Mie est quant à elle proportionnelle à la surface de liquide qui traverse cette section. La Figure 8-25 illustre l'évolution des intensités de LIF et de Mie sommées dans la zone d'intérêt en fonction de la température.

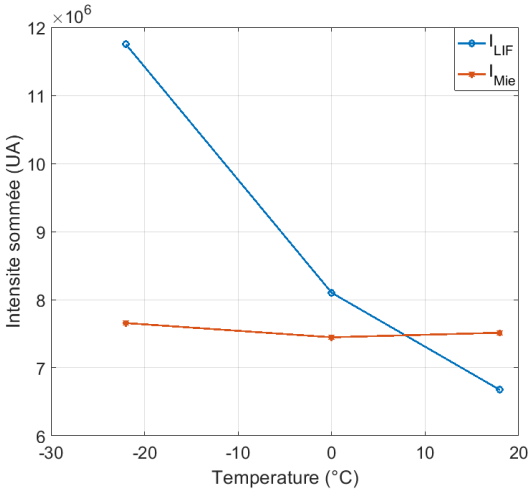


Figure 8-25 Evolution des intensités de LIF et de Mie intégrées sur une zone proche de l'injecteur en fonction de la température du carburant.

On constate alors que l'intensité de LIF augmente fortement quand la température diminue. L'intensité de Mie est quant à elle très peu dépendante de la température ce qui traduit le fait que le diamètre des gouttes varie peu avec la température (renvoi au paragraphe 2.3). Les variations de l'intensité de fluorescence peuvent être ainsi attribuées majoritairement à la température. Il est intéressant de comparer ces données avec celles obtenues lors de la phase d'étalonnage menée sur la cuve (section 4 du chapitre 7). Pour ce faire, les intensités de fluorescence ont été normalisées par la valeur obtenue pour une température de 0 °C. La Figure 8-26 propose la comparaison entre les intensités de fluorescence sommées dans la zone d'intérêt (Figure 8-24) et le modèle de comportement de l'intensité de fluorescence établi au chapitre 7 (équation 7.7). Nous avons vu que l'intensité de fluorescence dépend de la période d'intégration et de l'irradiance laser. Dans le cas présent, compte tenu de la caméra utilisée, la totalité du signal de fluorescence est intégrée (temps d'intégration fixé à 30 µs). De plus, l'irradiance laser incidente sur le brouillard est inférieure à l'irradiance critique mise en évidence précédemment (3.10^6 W/cm²). On se situe donc dans le régime linéaire et les données ont donc été comparées au modèle qui tient compte de la totalité du signal de fluorescence. On constate alors un bon accord entre les valeurs observées et les valeurs prédites par le modèle établi dans le chapitre 7 (équation 7.7).

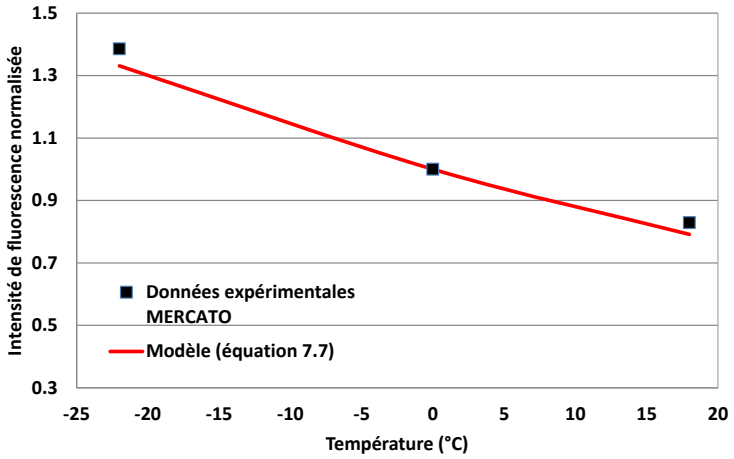


Figure 8-26 Comparaison des intensités mesurées expérimentalement et du modèle de comportement de l'intensité de fluorescence établi dans le chapitre 7 (équation 7.7).

2.3 Comparaison mesures PDA/PDS

Les cartographies du rapport LIF/Mie ont été comparées aux mesures PDA réalisées à 10 mm de la collerette, autrement dit à 22 mm du nez du gicleur. Comme on s'intéresse à des coupes longitudinales, des profils d'intensité suivant l'axe vertical (y) sont considérés. Etant donné que les mesures sont dépendantes de la température et afin d'estimer son impact sur le diamètre moyen de Sauter, il est nécessaire de considérer une température de référence. On choisit donc arbitrairement de se placer à température froide.

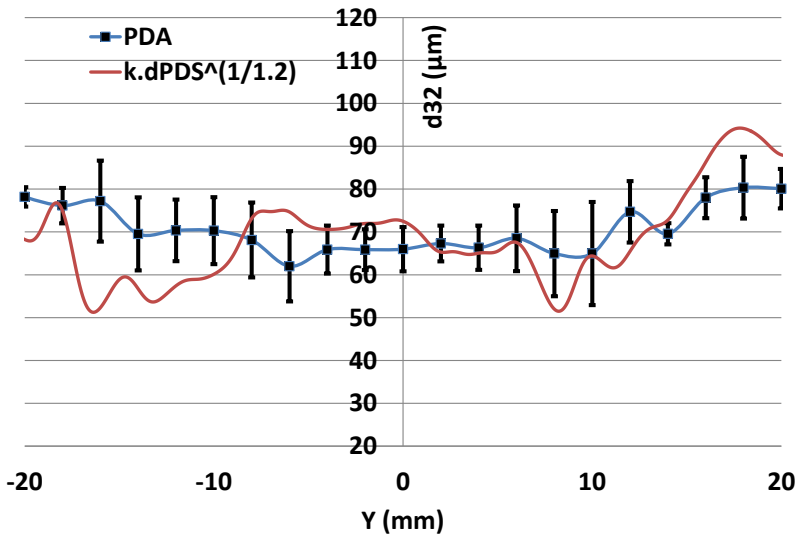


Figure 8-27 Comparaison des mesures PDA et PDS pour une température de carburant de -22 °C.

La comparaison entre les mesures PDA et PDS est illustrée sur la Figure 8-27 qui met en évidence des disparités entre les deux mesures. Cependant, il est à noter que la dynamique est globalement reproduite. De plus, les barres d'erreur des mesures PDA rendent compte de la répétabilité des essais. La forte variabilité nous informe que la confiance dans la mesure est limitée compte tenu de l'impact des gouttes sur les hublots de la chambre. Les images moyennes de LIF et de Mie présentées précédemment rendent compte de ce phénomène parasite (Figure 8-24). Les « cratères » visibles sur les images sont une conséquence de l'impact des gouttes sur les hublots et impactent considérablement le rapport des intensités.

L'étape suivante a consisté à comparer les mesures pour une température ambiante. Etant donné que l'évolution de l'intensité de fluorescence en fonction de la température est connue à partir du modèle, il est possible de corriger le profil PDS. La comparaison entre ce profil corrigé et la mesure de référence PDA est illustrée sur la Figure 8-28. On constate alors que les différences entre les deux techniques persistent malgré cette correction puisque le profil PDS reste très chahuté.

Même dans des conditions à priori favorables (température du liquide ambiante), il est important de souligner la grande variabilité de la mesure PDA ce qui renseigne de la complexité de la mesure. L'impact des gouttes sur les hublots est le principal facteur limitant et doit être solutionné. Le système de soufflage des hublots a été testé mais n'a pas permis de mener à des résultats plus probants. Afin de pallier ce problème, il serait intéressant d'augmenter la section de la chambre de visualisation de manière à conserver des hublots propres. De cette manière, la confiance accordée dans les mesures PDA et PDS seraient accrue. De plus le recours au système SLIPI serait, dans ce cas de figure, particulièrement intéressant car il permettrait de supprimer ces artefacts de mesure. Cette solution requiert cependant la fabrication d'un réseau adapté à la configuration optique. Une autre amélioration optique pourrait être apportée par la mise en œuvre d'un objectif télécentrique.

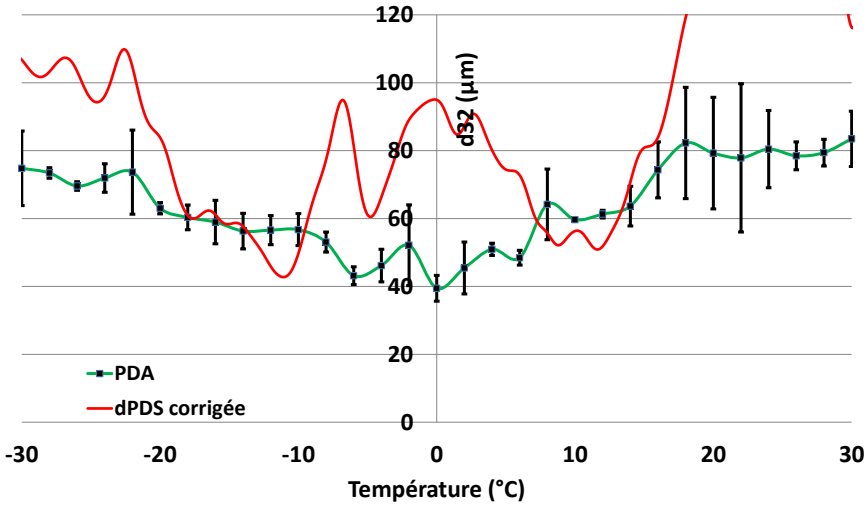


Figure 8-28 Comparaison des mesures PDA et PDS pour une température de carburant de 18 °C après application de la correction de la variation de température.

3 Conclusion

Dans ce chapitre, nous venons de voir que l'implémentation de la technique PDS dans un environnement confiné est très délicate car la mesure est sensible à de nombreux phénomènes parasites.

Contrairement à une configuration de jet libre, les réflexions de la nappe laser sur les parois de la chambre et sur le gicleur créent des artéfacts sur les images. Une amélioration technologique du fond de chambre a été proposée et mise en place de manière à réduire considérablement ces phénomènes de réflexion et améliorer drastiquement la qualité des images.

L'analyse des données PDA a montré que la densité en particules du brouillard est également problématique pour l'implémentation de la technique car elle induit un phénomène de diffusion multiple de la lumière qui impacte aussi bien les images de Mie que les images de LIF. Un système d'illumination structurée (SLIPI) a été mis en place dans le but de limiter ce phénomène. L'intérêt de cette technique a été mis en évidence à partir de coupes transverses situées à 20 mm du gicleur et permet d'obtenir un très bon accord avec la mesure de référence PDA.

La validation de la technique de mesure a également été réalisée à partir de coupes longitudinales du brouillard. Dans cette configuration, les images sont moins sensibles aux différents phénomènes parasites car l'épaisseur optique est plus faible et il n'y a aucune paroi située en arrière-plan de l'image. Compte tenu de la configuration optique, le système d'illumination structurée n'a pas pu être mis en place. Cependant, un outil de post-traitement reposant sur l'utilisation d'un filtre morphologique de type « chapeau haut de forme » a été développé : il consiste à isoler les gouttes du signal de fond. Des cartographies du diamètre moyen de Sauter ont ainsi pu être générées et un très bon accord avec la mesure de référence PDA a été observée.

L'implémentation de la technique au banc MERCATO a montré de nouvelles difficultés pour l'imagerie liées au confinement en présence du swirl. Les hublots sont pollués par les projections de carburant et le système de soufflage ne s'est pas révélé efficace. Une solution consisterait à augmenter la section de la chambre de visualisation de manière à conserver des hublots propres et à se ramener à des conditions expérimentales proches de celles de l'essai sans air (chapitre 8.1).

Cependant, les images acquises ont permis de mettre clairement en évidence l'impact de la température sur l'intensité de fluorescence. De plus, les résultats ont confirmé le modèle de comportement de l'intensité de fluorescence avec la température établie au chapitre précédent. Les tendances semblent correctes sur les profils de d_{32} mais la comparaison quantitative avec les mesures PDA reste toutefois délicate compte tenu de la grande variabilité d'un essai à l'autre. De meilleures conditions de visualisation sont indéniablement nécessaires pour fournir des cartographies fiables de granulométrie.

CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES

Conclusion de l'étude

Ces travaux de thèse s'intéressent aux conditions de rallumage en haute altitude des moteurs d'avion et résultent d'une collaboration entre Safran Aircraft Engines et l'Onera. Ils ont pour objectif d'étudier l'influence des conditions environnementales sur les caractéristiques du brouillard délivré dans une chambre de combustion. Pour ce faire, la première étape a consisté à réaliser une base de données dans des conditions similaires à celles rencontrées en haute altitude à partir d'un banc expérimental dédié, à savoir le MERCATO. Cette base de données a ensuite été exploitée dans le but d'établir des lois de comportement du brouillard afin de prédire son comportement pour différentes conditions environnementales. Afin de proposer une alternative aux techniques de mesure classiques de caractérisation de brouillards qui demeurent chronophages, le second objectif majeur de cette thèse a consisté à étendre la technique de mesure d'imagerie Planar Droplet Sizing, initialement développée dans le cadre du projet MOCAS, au kérosène et à son application sur un banc industriel.

Concernant la caractérisation du brouillard dans des conditions critiques, l'étude bibliographique a permis de mettre en évidence un manque d'informations. En effet, les corrélations utilisées par les industriels résultent d'expériences menées dans des conditions ambiantes. Quelques études ont cependant été conduites sur des liquides à basse température mais la pression de l'air est alors proche d'une atmosphère ou proche des conditions moteurs c'est-à-dire pour des pressions de l'air de l'ordre de plusieurs bar. A ce jour, aucune base de données n'existe pour la caractérisation de brouillards dans des conditions critiques de rallumage en haute altitude pour des températures de liquide froides et pour une pression de l'air sub-atmosphérique. L'utilisation du banc MERCATO a donc permis de reproduire les conditions critiques de rallumage et une base de données a ainsi pu être constituée : il s'agit par conséquent d'une première avancée qui se doit d'être soulignée. De plus, la réalisation des essais a permis de mettre en évidence la complexité de la mesure compte tenu des phénomènes parasites de givrage et de condensation qui apparaissent durant l'essai. Afin de pallier ces problèmes, un protocole expérimental rigoureux a été proposé et mis en place. Compte tenu du temps important nécessaire pour la réalisation des mesures de taille et de vitesse de goutte à l'aide d'un granulomètre Doppler Laser (PDA), le recours à un plan d'expérience s'est révélé indispensable. L'analyse de sensibilité a permis de quantifier l'influence des différents paramètres et le débit liquide est apparu comme le principal paramètre qui conditionne l'angle d'ouverture du brouillard, la vitesse axiale et le diamètre moyen de Sauter des gouttes.

Les résultats montrent que l'angle d'ouverture est plus sensible aux paramètres d'injection lorsque les conditions sont proches de celles rencontrées lors d'un rallumage en haute altitude. Une corrélation portant sur l'angle d'ouverture a pu être établie, même si cette corrélation ne fait pas intervenir la physique impliquée. De plus son extrapolation à d'autres géométries doit

être vérifiée. Cependant cette corrélation constitue une première étape pour la compréhension du rôle des conditions environnementales sur le brouillard.

Comme expliqué précédemment, les mesures PDA, bien que très complètes, demeurent chronophages. Afin de proposer une alternative, cette thèse a également permis d'étendre la technique d'imagerie innovatrice Planar Droplet Sizing initialement développée lors du projet MOCAS de l'Onera sur un brouillard peu dense d'éthanol sans confinement. Différents enjeux concernant cette méthode devaient être relevés :

- Utilisation du kérosène à différentes températures
- Application à un brouillard dense observé à l'aval d'un gicleur de type simplex sans écoulement d'air
- Mise en œuvre en présence d'une chambre aval équipée de hublots
- Extension au banc MERCATO et à un système d'injection aéronautique réel

La caractérisation du comportement optique du kérosène liquide en présence d'une excitation UV ayant mis en évidence une très forte absorption rendant l'adaptation de la technique de mesure impossible, une excitation dans le domaine visible à 532 nm a été retenue. Cette approche nécessite de doper le kérosène à l'aide d'un fluorophore, à savoir le pyrrométhène 597-8C9. La concentration optimale de ce fluorophore a été étudiée de manière à assurer un signal de fluorescence détectable par la caméra tout en limitant le phénomène d'absorption.

Afin de pouvoir utiliser cette technique de mesure pour étudier l'influence de la température sur l'atomisation du kérosène, une analyse spécifique a été réalisée. Elle a permis de mettre en évidence la dépendance de l'intensité de fluorescence à la température et un coefficient de sensibilité du mélange pyrrométhène/kérosène a ainsi pu être établi. Afin de limiter l'impact de la température sur le signal de fluorescence, une méthode de saturation appelée SLIF (Saturated Laser Induced Fluorescence) a été proposée.

L'application de cette technique pour caractériser un brouillard en milieu confiné a mis en évidence un problème de réflexion de la nappe laser sur le fond de chambre et sur le gicleur qui rend impossible la détection des gouttes sur les images instantanées. Grâce à une amélioration technologique du fond de chambre, la qualité des images instantanées a été fortement accrue permettant ainsi la réalisation de mesures dans des plans transverses très proches de la sortie de l'injecteur à 20 mm du fond de chambre.

L'analyse des images moyennes a mis en évidence un phénomène de diffusion multiple de la lumière incidente par les gouttes lié à la forte densité du brouillard. Ce phénomène engendre sur les images de diffusion de Mie et de fluorescence, un fort signal au centre du brouillard qui n'est pas compatible avec les données fournies par le PDA. Pour corriger ce phénomène parasite, deux méthodes ont été appliquées Pour les coupes transversales, un système d'illumination structuré a été utilisé. Ce dispositif n'ayant pu être implémenté pour l'analyse de coupes longitudinales du brouillard, un post-traitement basé sur l'utilisation d'un filtre morphologique de type chapeau haut-de-forme a été développé. Ces deux approches ont permis d'obtenir un très bon accord avec les mesures PDA validant ainsi la technique PDS à la fois sur des coupes longitudinales et transverses du brouillard. L'intérêt majeur de la PDS

est illustré par l'obtention de cartographies de d_{32} sur un brouillard dense en confiné, ce qui constitue une deuxième avancée majeure de la thèse.

La validation de la méthode sur un injecteur complet en présence du swirl n'a cependant pas été complète car les conditions de visualisation étaient trop dégradées ; une analyse qualitative a cependant mis en évidence un bon accord de l'évolution de l'intensité de fluorescence en fonction de la température avec l'étalonnage obtenu en cuve.

Perspectives

Les travaux menés ont permis de mettre en évidence un rôle des conditions critiques de rallumage sur le comportement du brouillard. Afin d'améliorer la compréhension des phénomènes physiques, il semble indispensable de réaliser des visualisations rapides du cône généré en sortie de gicleur dans des conditions critiques. La mesure de l'épaisseur du film liquide permettra en effet d'améliorer la compréhension des phénomènes impliqués. Ce type d'essais n'est à ce jour pas possible sur le banc car le gicleur est situé en amont du fond de chambre et requiert une modification. De plus, les essais réalisés ont permis de mettre en évidence des limitations du banc. Il serait en effet intéressant de disposer d'une vanne 3 voies afin d'éviter de « remplir » la chambre de kérosène dans le cas d'essai à froid. Une augmentation de la section de la chambre de visualisation serait également appréciable afin de limiter la pollution des hublots par le carburant et les recirculations qui apparaissent dans les coins de la chambre.

La technique de mesure PDS a montré des résultats très encourageants et les efforts doivent se poursuivre. En effet, la mise en place du module SLIPI a permis de faire des avancées considérables sur la visualisation du brouillard à partir de coupe transverses. Il serait en effet très intéressant d'utiliser cette méthode pour la réalisation de mesures PVF qui consistent à obtenir des cartographies du flux volumique.

ANNEXE 1 : CORRELATIONS SUR LE DIAMETRE MOYEN DE SAUTER

Auteur	Corrélation	Liquide d'essai	T_l (° C)	ρ_l ($\frac{kg}{m^3}$)	σ_l ($\frac{mN}{m}$)	μ_l ($\frac{kg}{m.s}$)	P_a (bar)	Type de mesure
Radcliffe [37]	$d_{32} = 7.3\ \sigma_l^{0.6}\mu_l^{0.2}\rho_l^{-0.2}{d_l}^{0.25}\Delta P_l^{-0.4}$	Eau	20	-	-	-	1,013	Diffraction laser
Jasuja [38]	$d_{32} = 4.4\ \sigma_l^{0.6}\mu_l^{0.16}\rho_l^{-0.16}{d_l}^{0.22}\Delta P_l^{-0.43}$	Eau Kérosène Huile	20	784 → 966	27,7 → 35,3	$1{,}3.10^{-3} \rightarrow 8{,}6.10^{-2}$	1,013	Diffraction laser
Ballester [46]	$d_{32} = 0.436\ \mu_l^{0.55}\Delta P_l^{-0.74}D_0^{-0.05}A_t^{-0.24}$	Pétrole lourd	20 → 120	951 → 983	27,8 → 33.7	$1{,}9.10^{-2} \rightarrow 1{,}44$	1,013	Diffraction laser
Lefebvre [2]	$d_{32} = 2.25\ \sigma_l^{0.25}\mu_l^{0.25}{d_l}^{0.25}\rho_a^{-0.25}\Delta P_l^{-0.5}$	Eau, DF-2	20	860; 1000	27; 73	$1{,}1.10^{-3}$; $2{,}6.10^{-3}$	1 → 10	Diffraction laser
Van banning et al. [47]	$d_{32} = \left(\frac{\sigma_l\,\mu_l\,\dot{m}_l}{\rho_g}\right)^{0.25}(3.29 \pm 0.06).10000.\Delta P^{-0.5}$	Eau	25 → 85	-	-	-	1,013	Diffraction laser
Liu et al. [4]	$d_{32} = 0.5536\ \sigma_l^{0.25}\mu_l^{0.25}\rho_l^{0.125}D_0^{0.5}\rho_a^{-0.25}.\Delta P_l^{-0.375} f\left(\frac{D_s}{D_0}, \frac{L_0}{D_0}, \beta\right)$ Où $f = \left(\frac{D_s}{D_0}\right)^{0.33}\left(\frac{l_0}{D_0}\right)^{0.122}(1+\tan\beta)^{1.38}$	Eau	20	-	-	-	1,013	Diffraction laser
Wang et Lefebvre [50]	$d_{32} = 4.52\left(\frac{\sigma_l\,\mu_l^2}{\rho_a\Delta P_l^2}\right)^{0.25}(h_0\cos\beta)^{0.25} + 0.39\left(\frac{\sigma_l\,\rho_l}{\rho_a\Delta P_l}\right)^{0.25}(h_0\cos\beta)^{0.75}$	Eau DF-2	20	860; 1000	26,1 ; 73,4	$1{,}1.10^{-3}$; $2{,}6.10^{-3}$	1,013	Diffraction laser
Davanlou et al. [49]	$d_{32} = 2.11\left(\frac{\sigma_l\,\mu_l^2}{\rho_a\Delta P_l^2}\right)^{0.25}(h_0\cos\beta)^{0.25} + 0.62\left(\frac{\sigma_l\,\rho_l}{\rho_a\Delta P_l}\right)^{0.1}(h_0\cos\beta)^{0.9}$	Eau + Glycérol	25	954 → 962	30 → 72	$1{,}1.10^{-3} \rightarrow 1{,}6.10^{-3}$	1,013	PDA

ANNEXE 2 : LOIS DE MELANGE

Afin d'éviter que les éventuelles traces d'eau présentes au sein du kérosène ne givrent et forment de micros-cristaux qui endommageraient le banc MERCATO, un antigel a été ajouté au kérosène. Cet antigel, à savoir le Diéthylène Glycol Méthyl Ether, a été mélangé à raison de 0,15 % en masse dans le kérosène. Il est donc nécessaire de s'assurer que l'ajout de cet antigel ne modifie pas les propriétés physiques du kérosène et notamment les paramètres d'importance intervenant dans le phénomène d'atomisation, c'est-à-dire la tension de surface, la masse volumique et la viscosité dynamique. Pour ce faire, on a recours à des lois de mélange qui permettent d'estimer ces grandeurs pour le mélange kérosène/antigel. Ces lois de mélange proviennent d'une note technique ONERA [80]. Les lois de mélange prennent alors la forme suivante :

- Masse volumique

$$\rho_{mélange} = \left(\sum_{j=1}^{N} \frac{Y_{l,j}}{\rho_{l,j}^{c_l}} \right)^{-1}$$

Où $Y_{l,j}$ est la fraction massique de l'espèce j et c_l un coefficient égal à 1 dans le cas présent.

- Tension de surface

$$\ln(\mu_{mélange}) = \sum_{j=1}^{N} X_{l,j} \ln(\mu_{l,j})$$

Où $X_{l,j}$ représente la fraction molaire de l'espèce j.

- Viscosité dynamique

$$\sigma_{mélange} = \sum_{j=1}^{N} X_{l,j} \sigma_{l,j}^{r}$$

Avec $X_{l,j}$ le paramètre défini précédemment et r un coefficient qui varie en-1 et -3.

On constate donc que les différents paramètres physiques font intervenir les propriétés physiques du kérosène Jet A-1 qui sont connus ainsi que les propriétés physiques de l'antigel. La base de données NIST, qui regroupe un grand nombre d'espèces, a été utilisée afin d'estimer les propriétés physiques de l'antigel. On obtient alors les informations suivantes :

Pour $P = P_a$ et $T = 25\ °C$, on obtient :

$$\mu_{antigel} = 3{,}53.10^{-3}\ Pa.s$$

$$\sigma_{antigel} = 2{,}85.10^{-2}\ N/m$$

$$\rho_{antigel} = 1020\ kg/m^3$$

Dès lors, il est possible d'estimer l'impact de l'antigel sur les propriétés du kérosène Jet A-1 à partir des formules précédentes.

- Masse volumique

$$\rho_{mélange} = \frac{1}{\frac{Y_{kero}}{\rho_{kero}} + \frac{Y_{antigel}}{\rho_{antigel}}} = 798{,}26$$

Avec $Y_{antigel} = 0{,}15\ \%$ et $Y_{kero} = 99{,}85\ \%$.

L'erreur relative vaut donc $\epsilon = \frac{\rho_{mélange} - \rho_{kéro}}{\rho_{kero}} = 3{,}2.10^{-2} \ll 1\ \%$.

L'ajout de l'antigel ne modifie donc pas la masse volumique du mélange qui peut être assimilée à celle du kérosène.

- Viscosité dynamique

$$\mu_{\text{mélange}} = \exp\left[X_{kero} \ln(\mu_{kero}) + X_{antigel} \ln(\mu_{antigel})\right] = 1{,}2.10^{-3}\ Pa.s$$

L'erreur relative vaut donc $\epsilon = \frac{1{,}2 - 1{,}19}{1{,}19} = 8{,}4.10^{-3} = 0{,}8\ \% \ll 1\ \%$.

- Tension de surface

$$\sigma_{mélange} = X_{kero}\ \sigma_{kéro}^{-2} + X_{antigel}\ \sigma_{antigel}^{-2} = 22{,}9\ mN/m$$

Avec r=-2 et $X_i = \frac{n_i}{n_{tot}}$ avec $X_{kero} = 99{,}92\ \%$ et $X_{antigel} = 8.10^{-2}\ \%$.

L'erreur relative ϵ vaut alors $4{,}4.10^{-2}\ \% \ll 1\ \%$.

L'ajout de l'antigel ne modifie donc pas la tension de surface du mélange qui peut être assimilée à celle du kérosène.

En conclusion, nous venons de voir que l'ajout de l'antigel dans le kérosène n'impacte pas les propriétés physiques de celui-ci. On considèrera donc que les propriétés physiques du kérosène restent inchangées.

ANNEXE 3 : MESURE DE L'INDICE DE REFRACTION DU JET A-1 AVEC UN REFRACTOMETRE D'ABBE

Le réfractomètre d'Abbe est un appareil qui permet de mesurer l'indice de réfraction d'un milieu. Il est constitué d'un prisme mobile d'éclairage P' et d'un prisme réfractométrique P fixe d'indice n_2 élevé sur lequel on dépose une goutte du liquide dont on souhaite déterminer l'indice de réfraction n_1 (Figure 12-1). Les angles réfractés sont ensuite renvoyés par le biais d'un miroir vers un oculaire qui permet d'observer les rayons issus de la source lumineuse. La mesure de l'indice de réfraction repose sur les lois de Snell-Descartes. Les rayons lumineux issus de la source sont envoyés sous une incidence rasante au liquide à étudier. Il apparaît alors un angle réfracté limite $i_{2\,lim} = \arcsin(n_1/n_2)$ à partir duquel aucun rayon n'est réfracté dans le prisme et donc renvoyé dans l'oculaire. Cet angle limite marque donc la séparation entre une zone éclairée d'une zone d'ombre (Figure 12-1). Le principe de la mesure consiste à déplacer une molette qui fait tourner le système compensatoire de manière à placer la ligne de séparation sur le repère de l'oculaire. La mesure de l'indice de réfraction est ensuite déterminée à partir d'un second oculaire.

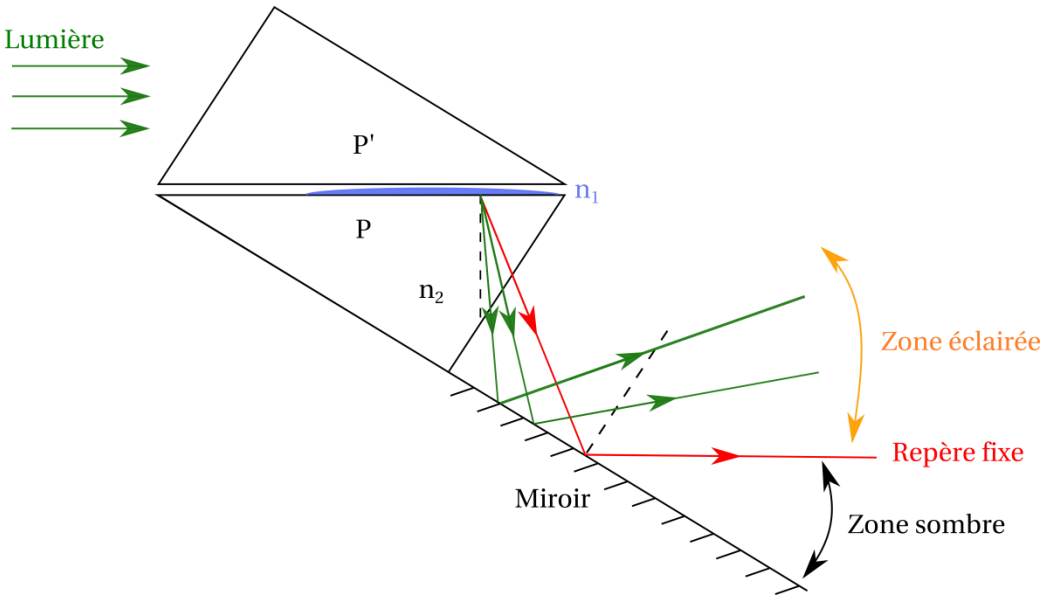


Figure 12-1 Schéma de principe d'un réfractomètre d'Abbe.

Les mesures ont été réalisées sur le kérosène Jet A-1 pour une plage de température variant de 9 à 27 °C et ont été comparées à celles obtenues dans le cadre du projet Alfa Bird

mené à l'Onera. Comme on peut le voir sur la Figure 12-2, la pente de l'indice de réfraction du kérosène Jet A-1 représenté en rouge est comparable à celles obtenues avec les autres alcools.

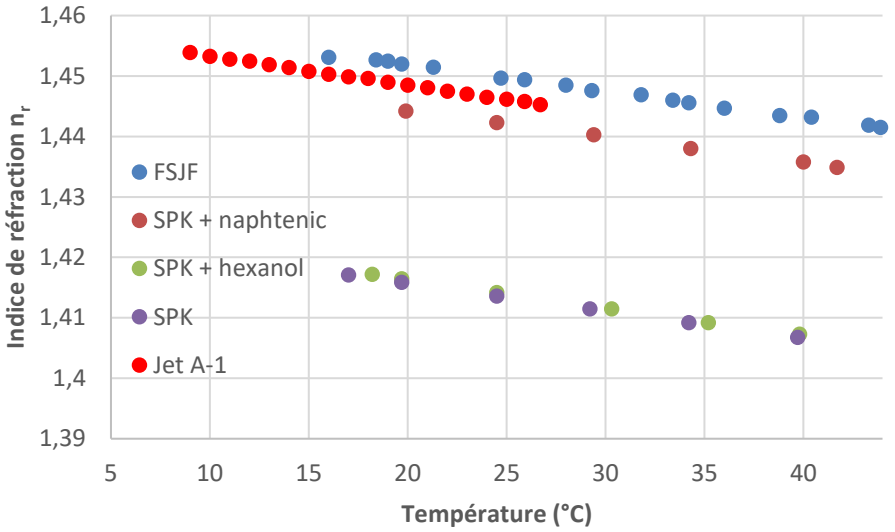


Figure 12-2 Comparaison de l'évolution de l'indice de réfraction du kérosène Jet A-1 avec d'autres alcools et mélange d'huile. Les fractions massiques des différentes espèces exprimées en % sont spécifiées entre parenthèses.

FSJF : N-paraffins (4,87), Iso-paraffins (36.94), Naphtens 1 cycle (17.3), Naphtens 2 cycles (16.5), Naphtens 3 cycles (14.28), Aromatics 1 cycle (10.11).

SPK + naphtenic : N-paraffins (12.42), Iso-paraffins (27.76), Naphtens 2 cycles (3.6), Naphtenic (56.22).

SPK + hexanol : *N-paraffins (22,18), Iso-paraffins (49.54), Naphtens 2 cycles (6.43), Alcohol (21.85).*

SPK : N-paraffins (28.38), Iso-paraffins (63.39), Naphtens 2 cycles (8.23).

LISTE DES FIGURES

Figure 0-1 Altitude de vol maximale moyenne pour plusieurs catégories d'aéronefs. Les photos représentent, de bas en haut, un Ecureuil AS-350-B3, un Boeing 737, un Falcon 7x et un MiG-31..... 24
Figure 0-2 Schématisation du déroulement de la thèse 26
Figure 0-3 Schéma récapitulatif du plan du manuscrit. 27
Figure 1-1 Turboréacteur double flux LEAP (CFM International) 34
Figure 1-2 Schématisation d'une chambre de combustion annulaire « classique ». 35
Figure 1-3 Schéma de principe des injecteurs de type air-assist et airblast, d'après Lefebvre [2]..... 38
Figure 1-4 Schéma d'un injecteur aéronautique et des phénomènes physiques survenant à l'intérieur. 39
Figure 1-5 Schématisation d'un injecteur pressurisé de type cône creux. 40
Figure 1-6 Diagramme de Sankey de la répartition d'énergie lors du processus d'atomisation, d'après Jedelski [3] 40
Figure 1-7 Structure typique d'un brouillard à cône creux généré par un injecteur pressurisé, d'après Santoyala [8]..... 43
Figure 1-8 Principaux régimes d'atomisation rencontrés avec un injecteur pressurisé, d'après Prakash et al. [9]. 44
Figure 1-9 Définition de l'angle d'ouverture de brouillard 2β, d'après [6]. 45
Figure 1-10 Topologie d'un brouillard dans le cas d'un nombre de swirl élevé (S>0.6), d'après Gupta [16]. 46
Figure 1-11 Schéma d'un tube à choc 49
Figure 1-12 Évolution du nombre de Weber critique We_c en fonction du nombre d'Ohnesorge, d'après Pilch et Erdman [33]. 50
Figure 1-13 Mode d'atomisation et formation de gouttes secondaires d'une colonne liquide en fonction du Weber aérodynamique, d'après Chen et al [34]. 50
Figure 1-14 Images instantanées du brouillard délivré par un injecteur de type simplex avec du kérosène (à gauche) et avec un mélange d'huile et de kérosène (à droite) permettant de simuler la viscosité du kérosène à -50 °C, d'après [24]. 54
Figure 1-15 Influence de la température sur le $d32$ (noté ici SMD) pour deux carburants : JP 4 et DF 2, d'après [50]. 56
Figure 1-16 Influence de la pression de l'air ambiant et de la viscosité sur le $d32$ (noté ici SMD), d'après [2] 57
Figure 1-17 Définition de l'angle de diffusion 60
Figure 1-18 Réflexion et réfraction du premier, second et troisième ordre par une goutte. 62
Figure 1-19 Intensité de diffusion d'une goutte d'eau dans l'air en fonction de son diamètre pour deux angles ϑ_{D1} = 30° et ϑ_{D2} = 90° et pour une longueur d'onde d'excitation de 488 nm, d'après Tropea [56]. 63
Figure 1-20 Intensité diffusée en fonction de l'angle de diffusion pour différentes tailles de gouttes. Gouttes : n_r=1.4485 (indice du kérosène Jet A-1 à 20°C), distribution normale centrée en d avec σ = 10 %. Source lumineuse : onde plane monochromatique, non polarisée et de longueur d'onde λ = 532 nm. Calcul réalisé à partir du logiciel MiePlot qui est détaillé dans le chapitre ?. 64
Figure 1-21 Diagramme de Jablonski : représentation des états électroniques et des états transitoires d'une molécule suite à l'absorption d'un photon. 64
Figure 1-22 Figure d'interfrange définissant le volume de mesure. 68
Figure 1-23 Principe de fonctionnement de la technique. 68
Figure 1-24 Schéma illustratif de l'effet de trajectoire 70
Figure 1-25 Impact de l'effet de trajectoire sur la mesure de diamètre, d'après Bachalo [60]. 70

Figure 1-26 Schéma de principe de la version dual-mode PDA..... 71
Figure 1-27 (a) Schéma de principe d'un diffractomètre laser, (b) Exemple de figure de diffraction d'une ouverture circulaire, (c) Schéma d'un capteur Malvern..... 73
Figure 1-28 Interferometric particle imaging. (a) Principe de la mesure. (b) Configuration optique. (c) Image IPI issue d'un brouillard d'eau (d'après Damaschke et al. [65])..... 75
Figure 1-29 Principe de la mesure Planar Droplet Sizing (PDS)..... 76
Figure 2-1 Intérêt du banc MERCATO. 82
Figure 2-2 Photographie du banc expérimental MERCATO avec les principaux éléments constitutifs..... 83
Figure 2-3 Coupe verticale dans le plan de symétrie de la maquette mono-secteur du banc MERCATO. L'arrivée de carburant se fait via la canne d'injection tandis que l'arrivée d'air est située en amont..... 85
Figure 2-4 (a) Représentation du système d'injection et du repère choisi. (b) Coupe verticale du système d'injection dans le plan de symétrie de la maquette. 86
Figure 2-5 Illustration de l'impact du système de soufflage des hublots sur la qualité des accès optiques de la chambre de visualisation : à gauche sans soufflage, à droite avec soufflage. 87
Figure 2-6 Instrumentation de la maquette du banc MERCATO..... 88
Figure 2-7 Géométrie des gicleurs pressurisés utilisés lors de la thèse : coupe longitudinale (à gauche) et coupe transversale (à droite)..... 89
Figure 2-8 Caractérisation hydraulique du gicleur 1 pour des conditions ambiantes (pression atmosphérique et température de l'air et du liquide de 20°C). 90
Figure 2-9 Apparition de givre sur le corps du gicleur ($dliq = 1{,}5\ g/s$, $Pa = 1\ bar$, $Tliq = -32\ °C$). A gauche : photographie du gicleur simplex au début de l'essai, à droite : photographie du simplex après 10 minutes d'injection de carburant..... 92
Figure 2-10 Illustration de la condensation et de la formation de givre sur la partie intérieure des hublots de la chambre de visualisation (en bas de l'image)..... 93
Figure 2-11 Evolution des propriétés physiques du carburant Jet A-1 en fonction de la température et comparaison avec les données tirées du Handbook [39]. (a) Masse volumique (b) Viscosité cinématique (c) Tension de surface. Les tracés bleus et orange correspondent aux limites imposées par l'ICAO et les points verts correspondent aux relevés expérimentaux. 94
Figure 2-12 Indice de réfraction du Jet-A1 en fonction de la température. Mesures réalisées avec une réfractomètre d'Abbe dans la gamme de température [9 ; 27] °C et extrapolation pour les basses températures..... 95
Figure 2-13 Influence de la température sur les propriétés hydrauliques du gicleur (gicleur 1 avec un angle de 60° d'ouverture théorique). 96
Figure 3-1 Photographie de la configuration optique du système PDA implémenté sur le banc MERCATO. Vue de dessus du banc : la réception et l'émission se font face et sont placées devant les hublots latéraux de la chambre de visualisation. 103
Figure 3-2 Visualisation du brouillard en coupe longitudinale : le plan de mesure des essais PDA est représenté par les pointillés rouges..... 103
Figure 3-3 Evolution de l'incertitude du diamètre d'une goutte mesuré en fonction de l'incertitude de la température (a) et de l'angle d'élévation (b)..... 105
Figure 3-4 Montage du système Malvern sur le banc MERCATO. 106
Figure 3-5 Exemples d'histogramme de taille de gouttes généré par le logiciel Spraytec : l'histogramme du volume des gouttes est représenté en bleu et le volume cumulé de liquide (en %) en rouge..... 107
Figure 3-6 (a) Schéma de principe de l'algorithme de détection du contour. (b) Image moyenne du brouillard avec les contours détectés représentés en jaune..... 108
Figure 3-7 Illustration du module de post-traitement mis en place pour la détermination de l'angle d'ouverture du brouillard..... 109
Figure 4-1 Représentation du domaine d'étude considéré 112

Figure 4-2 Exemple de LHS optimisé généré par l'outil Next Step pour les domaines de variation résumés dans la Table 11. ..... *114*
Figure 4-3 Exemple d'un diagramme circulaire illustrant l'influence des grandeurs d'entrée considérées dans cette thèse (Tl, dl, Pa) et de leurs interactions sur la grandeur de sortie ($d32, Vz, \alpha$). *115*
Figure 4-4 Méthode de validation d'un modèle : comparaison valeurs prédites / valeurs observées. *118*
Figure 4-5 Méthodologie suivie pour la modélisation des essais au banc MERCATO. *118*
Figure 5-1 Représentation et définition du plan de mesure PDA. *123*
Figure 5-2 Evolution de la densité du flux volumique et du diamètre moyen de Sauter des gouttes pour une traversée horizontale du brouillard. Conditions d'essai : gicleur 1, $dl = 3\ g/s$, $Tl = 20\ °C$ et $Pa = 0{,}5\ bar$. La zone verte correspond à la position étudiée lors de la réalisation du plan d'expérience (voir section 3.1 du chapitre 4). *124*
Figure 5-3 Images moyennes du brouillard pour les deux gicleurs étudiées (gicleur 1 à gauche et 2 à droite) dans le cas d'une coupe longitudinale. Les images moyennes sont obtenues en considérant 500 images. Conditions d'essai : $dl = 3\ g/s$, $Tl = 20\ °C$ et $Pa = 1\ bar$. *125*
Figure 5-4 Comparaison des profils horizontaux et verticaux de vitesse axiale des gouttes (en haut) et du diamètre moyen de Sauter (en bas). Conditions d'essai : gicleur 1, $dl = 3\ g/s$, $Tl = 20\ °C$ et $Pa = 1\ bar$. Les barres d'erreur renseignent de la dispersion de la mesure PDA. *126*
Figure 5-5 Influence de la température sur le diamètre moyen de Sauter pour une traversée horizontale du brouillard. Les barres d'erreurs renseignent de la dispersion de 4 mesures réalisées pour une même condition. Condition d'essai : gicleur 1, $dl = 1{,}5\ g/s$ et $Pa = 0{,}5\ bar$. *127*
Figure 5-6 Influence de la pression de l'air sur la vitesse axiale des gouttes pour une traversée horizontale du brouillard. Conditions d'essai : gicleur 2, $dl = 3\ g/s$, $Tl = 20\ °C$. Les barres d'erreur renseignent de la dispersion de la mesure PDA. *128*
Figure 5-7 Influence du débit liquide sur le diamètre moyen de Sauter pour une traversée horizontale du brouillard. Conditions d'essai : gicleur 1, $Tl = 20\ °C$ et $Pa = 1\ bar$. Les barres d'erreur renseignent de la dispersion de la mesure PDA. *129*
Figure 5-8 Influence du débit liquide sur les images moyennes pour des coupes longitudinales du brouillard. Les images moyennes sont obtenues en considérant 500 images. Conditions d'essai : à gauche $dl = 1{,}5\ g/s$ et $2\beta = 36\ °$ et à droite $dl = 3\ g/s$ et $2\beta = 52\ °$. *129*
Figure 5-9 Etude de sensibilité des paramètres d'entrée sur le diamètre moyen de Sauter pour le gicleur 1. Les grandeurs S1 et ST sont respectivement les indices de Sobol du 1er ordre et total définis dans le chapitre 4. ..... *132*
Figure 5-10 Etude de sensibilité des paramètres d'entrée sur la vitesse axiale des gouttes pour le gicleur 1. Les grandeurs S1 et ST sont respectivement les indices de Sobol du 1er ordre et total définis dans le chapitre 4. ..... *133*
Figure 5-11 Etude de sensibilité des paramètres d'entrée sur l'angle d'ouverture du brouillard pour le gicleur 1. Les grandeurs S1 et ST sont respectivement les indices de Sobol du 1er ordre et total définis dans le chapitre 4. ..... *134*
Figure 5-12 Représentation de la surface de réponse du modèle décrivant l'évolution de l'angle d'ouverture pour une pression de 1 bar (gicleur 1). Les points rouges représentent les mesures expérimentales à partir desquelles la surface de réponse a été construite. *136*
Figure 5-13 : Influences respectives du débit, de la pression et de la température sur l'angle d'ouverture du brouillard. *137*
Figure 5-14 : Evolution de l'angle d'ouverture avec le paramètre proposé par Khil et al [29] et Benjamin et al [30]. *138*
Figure 5-15 : Comparaison entre les angles mesurés et ceux déduits de la corrélation. *139*
Figure 5-16 Représentation de la surface de réponse du modèle décrivant l'évolution du diamètre moyen de Sauter pour une pression de l'air de 1 bar (gicleur 1). Les points rouges représentent les mesures expérimentales à partir desquelles la surface de réponse a été construite. *140*

Figure 5-17 : Influence du débit et de température sur la taille des gouttes : Granulométrie à Diffraction Laser. Les barres d'erreur renseignent de la dispersion de la mesure (5 mesures pour chacune des conditions d'essai). 140
Figure 5-18 : Influence de la pression dans la chambre sur la taille des gouttes : Mesures PDA. Les barres d'erreur renseignent de la dispersion de la mesure (2 mesures pour chacune des conditions d'essai). 141
Figure 5-19 : Influence de la pression dans la chambre sur la taille des gouttes : Mesures PDA. Les barres d'erreur renseignent de la dispersion de la mesure (2 mesures pour chacune des conditions d'essai). 142
Figure 6-1 Principe de la mesure Planar Droplet Sizing (PDS). 148
Figure 6-2 Image de diffusion de Mie (a) et profils verticaux suivant y d'intensité sur les images de LIF et de Mie à Z=30 mm de l'injecteur. 150
Figure 6-3 Evolution de l'intensité de diffusion en fonction de l'angle de diffusion dans une plage angulaire proche de 85°. 151
Figure 6-4 Evolution de l'intensité diffusée en fonction du diamètre des gouttes : évolution théorique (en bleu) et approximation (en vert). 152
Figure 6-5 Table de correspondance mettant en relation les d32 mesurés par le PDA et le rapport rPDS obtenu par PDS pour les trois débits d'air à Z=30 mm du gicleur. 153
Figure 6-6 Comparaison des profils de d32 obtenus avec les deux techniques (PDS et PDA) pour trois débits d'air à Z=30 mm du gicleur. 153
Figure 6-7 Principaux enjeux de l'extension de la technique de mesure PDS. 154
Figure 6-8 Emission laser, spectre de fluorescence du kérosène Jet A-1 ensemencé de pyrrométhène 597-8C et filtres utilisés. 155
Figure 6-9 Traitement d'image mis en œuvre pour la PDS 156
Figure 7-1 Principaux points sensibles de la technique de mesure PDS. 159
Figure 7-2 Formules semi-développées des molécules aromatiques responsables de la fluorescence d'après [77]. Mono-aromatique : (a) 1,2,4-triméthylbenzène. Di-aromatique : (b) naphtalène, (c) 1-méthylnaphtalène et (d) 1,3-diméthylphtalène. 162
Figure 7-3 Comparaison du spectre d'émission de fluorescence du kérosène et de ceux de 4 aromatiques à 450 K et 0.1 MPa soumis à une longueur d'excitation de 266 nm, d'après [78]. 162
Figure 7-4 Schéma de principe du dispositif expérimental générique utilisé durant cette thèse pour différentes études. 163
Figure 7-5 Spectre de fluorescence du kérosène liquide sous à une excitation de 266 nm comparé avec les études de Orain et al. [78] portant sur du kérosène gazeux. 165
Figure 7-6 Méthodologie suivie pour l'estimation du coefficient F. (GLMT : Generalized Lorenz-Mie Theory). 165
Figure 7-7 A gauche : propagation de la nappe laser au sein de la cellule qui contient le kérosène Jet A-1. La nappe laser est orientée de la gauche vers la droite. A droite : profil d'intensité moyenné sur des sections perpendiculaires à la direction de la nappe laser. 166
Figure 7-8 Evolution de l'absorbance du milieu en fonction de la concentration en kérosène. 167
Figure 7-9 A gauche : Schéma de principe du logiciel GLMT développé par L. Méès [79]. A droite : Champs d'excitation laser interne pour une goutte de 10 µm de diamètre soumis à un plan laser infini (le laser se propage de la droite vers la gauche sur l'image). Paramètres du calcul : $nr = 1.45$, $k = 1.3.10 - 2$ 169
Figure 7-10 Evolution de l'intensité de fluorescence en fonction du diamètre des particules. Les étoiles bleues correspondent aux simulations numériques réalisées dans le cas de l'éthanol ($nr = 1.36$, $k = 7.10 - 7$ et $\lambda = 532\ nm$) et les ronds rouges à celles dans le cas du kérosène ($nr = 1.45$, $k = 0.013$ et $\lambda = 266\ nm$). 169
Figure 7-11 Propagation de la nappe laser (532 nm) dans une cuve contenant du kérosène liquide Jet A-1. La nappe laser est très faiblement atténuée sur la traversée de la cuve. Les fortes intensités présentes en entrée et en sortie de cuve correspondent à des réflexions de la nappe sur les parois de la cuve. 171

Figure 7-12 Tests de miscibilité de fluorophores (Rhodamine 6G et Pyrrométhène 597-8C9) dans du kérosène Jet A-1. Le pyrrométhène est miscible avec le kérosène à l'inverse de la rhodamine 6G qui sédimente au fond du bécher. 172
Figure 7-13 Influence de la concentration du pyrrométhène 597-8C9 sur la propagation de la nappe laser dans la cuve. La caméra intensifiée est équipée d'un filtre passe-bande centré sur l'émission laser (Filtre Lavision 532/20 nm). 174
Figure 7-14 (a) Schéma de principe du post-traitement pour la détermination du coefficient d'extinction à partir de la loi de Beer-Lambert. 175
Figure 7-15 Evolution du rapport d'intensité en fonction de la position x pour différentes concentrations de pyrrométhène. 175
Figure 7-16 Evolution de l'intensité diffusée en fonction de l'angle de diffusion pour différentes distributions de taille de gouttes (distribution log-normale : diamètre moyen de 20, 50 et 100 µm avec un écart type de 10%). 177
Figure 7-17 Images moyennes de diffusion de Mie pour deux angles de diffusion : (a) angle de diffusion moyen de 70° (à gauche) et de 113°(à droite). La nappe laser est introduite de la gauche vers la droite de l'image et la partie supérieure du brouillard est volontairement masquée pour limiter les saturations sur la caméra. 178
Figure 7-18 Cartographie du coefficient M, en fonction de l'angle de diffusion et de l'indice de réfraction, proposée par Charalampous et al. [71]. La croix rouge représente nos conditions d'essais. 179
Figure 7-19 Evolution de l'intensité de diffusion en fonction du diamètre des gouttes pour différentes gammes de diamètres : [1-1000] µm (à gauche) et [1-100] µm (à droite). 179
Figure 7-20 Spectre de fluorescence pour une température du liquide variant de -28 à 50 °C. 181
Figure 7-21 Evolution de l'intensité de fluorescence normalisée (pour une température de 0°C choisie arbitrairement) en fonction de la température. Comparaison des acquisitions réalisées avec le spectromètre et la caméra intensifiée. 182
Figure 7-22 Schéma de principe du mode d'acquisition répétitif (a) et séquentiel (b) de la caméra intensifiée PIMAX IV. 183
Figure 7-23 Evolution temporelle de l'énergie laser et de la réponse de fluorescence pour le cas non saturé (irradiance de 2.10^6 W/cm²) et saturé (irradiance de 3.10^6 W/cm²). Chaque signal de fluorescence est normalisé par sa valeur maximale obtenue sur toute la gamme de température. 184
Figure 7-24 Intensité de fluorescence normalisée en fonction de l'intensité laser normalisée pour le cas non saturé et le cas saturé. Chaque signal de fluorescence est normalisé par sa valeur maximale. 185
Figure 7-25 Evolution temporelle de l'intensité de fluorescence pour des températures comprises entre -25 et 50°C, dans le cas du régime saturé. La porte d'intégration de la caméra intensifiée est placée de manière à sélectionner la zone indépendante de la température (a), la zone dépendante de la température (b) et l'émission totale de fluorescence (c). 187
Figure 7-26 Evolution de l'intensité de fluorescence en fonction de la température mesurée avec la caméra intensifiée avec trois plages d'acquisition temporelles différentes 187
Figure 7-27 Evolution de l'intensité diffusée en fonction de l'angle de diffusion pour différentes températures de liquide : T= 20 °C (n_r=1.45), T=0°C (n_r=1.46), T=-20 °C (n_r=1.47) et T=-40 °C (n_r=1.48). Ces simulations sont réalisées à partir du logiciel Mie Plot pour une distribution log-normale de taille de goutte (diamètre moyen de 20 µm avec un écart type de 20%). 189
Figure 8-1 Image instantanée d'une coupe longitudinale du brouillard obtenue dans le cas du projet MOCAS. Aucun artefact n'apparaît sur le fond de l'image compte tenu de l'absence de confinement. 196
Figure 8-2 Image instantanée du brouillard obtenue pour une coupe transverse 197
Figure 8-3 Photographie du fond de chambre usiné en polyéthylène de couleur noire. La surface de la pièce est rendue rugueuse pour atténuer les réflexions. 198
Figure 8-4 Intérêt du fond de chambre en polyéthylène sur la qualité des images instantanées pour une coupe transverse : les réflexions laser sur le fond de chambre sont fortement atténuées. 198

Figure 8-5 Images moyennes de LIF et de Mie correspondant à une coupe transverse du brouillard situé à 20 mm du gicleur. Ces images illustrent les problèmes de réflexion de la nappe laser sur le gicleur (signal au centre du brouillard) et sur le fond de chambre (signal en périphérie du brouillard). 199
Figure 8-6 Profils d'intensité de LIF et de Mie reconstruits à partir des données PDA. 199
Figure 8-7 Illustration du phénomène de diffusion multiple 200
Figure 8-8 Schéma de principe de la technique SLIPI et description du dispositif optique du module 1P. ... 203
Figure 8-9 Différentes étapes de la méthode SLIPI 1P : (a) image moyenne de diffusion de Mie, (b) Transformée de Fourier de l'image dans le domaine fréquentiel, (c) Application d'un filtrage gaussien pour isoler le signal utile, (d) Image reconstruite par Transformée de Fourier Inverse. Les artéfacts dus à la présence de la plaque sont atténués. 204
Figure 8-10 (a) Image « masque » générée à partir du filtre Butterworth ($\sigma = 2$). (b) Profil du gain du filtre Butterworth pour différentes valeurs de paramètre σ. 205
Figure 8-11 Comparaison des images moyennes de LIF, Mie et du rapport LIF/Mie obtenues avec et sans l'illumination structurée. 206
Figure 8-12 Comparaison des mesures avec et sans post-traitement SLIPI et du diamètre moyen de Sauter mesuré par le PDA. 207
Figure 8-13 Schéma de principe du filtrage de type « chapeau haut-de forme » (top hat) appliqué aux images. (a) Une ouverture morphologique est appliquée aux images suivie d'une dilatation. (b) Soustraction de l'image initiale et de l'image ouverture. 209
Figure 8-14 Image instantanée sans (a) et avec (b) application du filtrage morphologique de type « Top Hat ». La même dynamique est utilisée sur des deux images afin de pouvoir observer l'impact du filtrage. 209
Figure 8-15 Images moyennes LIF brutes (à gauche) et obtenus après utilisation du filtrage morphologique (à droite). Les phénomènes parasites tels que la réflexion de la nappe laser sur la partie inférieure de la chambre et la diffusion multiple au centre du brouillard disparaissent. 210
Figure 8-16 Comparaison de la mesure PDS avec l'utilisation du filtrage morphologique. 210
Figure 8-17 Cartographie de diamètre moyen de Sauter obtenue avec la technique de mesure PDS après la phase d'étalonnage. A gauche : cartographie du brouillard dans le cas d'une coupe longitudinale, pour un débit liquide de 3g/s. A droite : cartographie du brouillard en coupe transversale, pour un débit liquide de 1,5 g/s. 211
Figure 8-18 Histogramme de taille de gouttes pour deux positions du brouillard : (a) en x=-10 mm et en (b) x=0 mm. 212
Figure 8-19 Histogramme fictif généré à partir de l'histogramme réel ((b)) pour estimer l'impact de la population de petites gouttes sur le diamètre moyen de Sauter $d32$. 213
Figure 8-20 Photographie de l'implémentation de la technique de mesure PDS sur le banc MERCATO dans le cas de coupe longitudinales du brouillard. 214
Figure 8-21 Schéma de l'implantation optique réalisée sur le banc MERCATO. 216
Figure 8-22 Image moyenne de LIF du brouillard qui met en évidence des artefacts. La température du liquide est de 18 °C. 216
Figure 8-23 Intérêt du filtre morphologique pour supprimer les réflexions de la nappe laser sur les images instantanées de LIF (pour une température de carburant de 18 °C). A gauche : image brute parasitée par les réflexions de la nappe laser. A droite : image obtenue après application du filtre morphologique : les réflexions sont fortement atténuées et les gouttes sont conservées. Diamètre du chapeau fixé à 5 pixels dans le cas présent. 217
Figure 8-24 Analyse qualitative de la température du liquide sur les intensités de LIF et de Mie à partir des images moyennes : images de LIF en haut et images de Mie en bas. 218
Figure 8-25 Evolution des intensités de LIF et de Mie intégrées sur une zone proche de l'injecteur en fonction de la température du carburant. 218

Figure 8-26 Comparaison des intensités mesurées expérimentalement et du modèle de comportement de l'intensité de fluorescence établi dans le chapitre 7 (équation 7.7). 219
Figure 8-27 Comparaison des mesures PDA et PDS pour une température de carburant de -22 °C. 220
Figure 8-28 Comparaison des mesures PDA et PDS pour une température de carburant de 18 °C après application de la correction de la variation de température. 221
Figure 12-1 Schéma de principe d'un réfractomètre d'Abbe. 237
Figure 12-2 Comparaison de l'évolution de l'indice de réfraction du kérosène Jet A-1 avec d'autres alcools et mélange d'huile. Les fractions massiques des différentes espèces exprimées en % sont spécifiées entre parenthèses. 238

LISTE DES TABLEAUX

Table 1 Récapitulatif des études théoriques et expérimentales menées sur l'angle d'ouverture de brouillard généré par des injecteurs pressurisés, d'après [6]. *48*
Table 2 Diamètres moyens couramment utilisés d'après [2]. *51*
Table 3 Récapitulatif des études expérimentales menées sur le $d32$ de brouillard généré par des injecteurs pressurisés. *55*
Table 4 Classification de Van Hulst *61*
Table 5 Régimes de diffusion de la lumière *62*
Table 6 Différentes techniques de mesure granulométrique *67*
Table 7 Récapitulatif des performances du banc MERCATO *84*
Table 8 Caractéristiques des gicleurs utilisés lors de la thèse. *90*
Table 9 Récapitulatif des conditions opératoires. *91*
Table 10 Configuration optique et géométrique du système PDA *102*
Table 11 Tableaux récapitulatifs des grandeurs d'entrée et de sortie. *112*
Table 12 Tableau récapitulatif des plans d'expériences mis en place et des types de mesures réalisées. *131*
Table 13 Tableau récapitulatif de l'influence des grandeurs d'entrée sur le diamètre moyen de Sauter pour les deux gicleurs utilisés. *133*
Table 14 Tableau récapitulatif de l'influence des grandeurs d'entrée sur la vitesse axiale des gouttes pour les deux gicleurs utilisés. *134*
Table 15 Tableau récapitulatif de l'influence des grandeurs d'entrée sur l'angle d'ouverture pour le gicleur 1. ..... *134*
Table 16 Tableau récapitulatif des coefficients de prédictibilité des modèles établis pour les différentes grandeurs physiques. *135*
Table 17 Caractéristiques du pyrrométhène 597-8C9. ..... *173*
Table 18 Coefficients d'extinction k obtenus à partir de la loi de Beer-Lambert pour différentes concentrations de pyrrométhène. *176*
Table 19 Tableau récapitulatif des différentes configurations testées et des coefficients correspondants. *176*
Table 20 Avantages et inconvénients des deux types de visualisation mis en place. *195*
Table 21 Comparaison des valeurs des épaisseurs optiques. *201*
Table 22 Tableau récapitulatif des conditions d'essais. *215*

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

[1] ACARE, «Flightpath 2050 - Europe's vision for aviation.,» 2011.

[2] A. H. Lefebvre, Atomization and Sprays, N. Chigier, Éd., Hemisphere publishing corporation, 1989.

[3] J. Jedelsky et M. Jicha, «Energy considerations in spraying process of a spill-return pressure-swirl atomizer.,» *Appl. Energy,* pp. 485-495, 2014.

[4] J. Liu, X. Q. Zhang, L. Q. Li et Z. G. Wang, «Effect of geometrical parameters on the spray cone in the pressure swirl injector,» *Proceedings on the Institution of Mechanical Engineers,* pp. 342-353, 2013.

[5] W. Xiao et Y. Huang, «Improved semi-empirical correlation to predict sauter mean diameter for pressure-swirl atomizers.,» *J. Propul. Power 30,* pp. 1628-1635, 2014.

[6] Z. Kang, Z. Wang, Q. Li et P. Cheng, «Review on pressure swirl injector in liquid rocket engine,» *Act Astronautica,* 2018.

[7] A. Vijay, M. Ayyasamy et N. S. V. Moorthi, «Internal and external flow characteristics of swirl atomizers : a review,» *Atomization and sprays,* vol. 25, pp. 153-188, 2015.

[8] J. L. Santolaya, L. A. Aisa, E. Calvo, I. Garcia et J. A. Garcia, «Analysis by droplet size classes of the liquid flow structure in a pressure swirl hollow cone spray,» *Chemical Engineering and Processing,* pp. 125-131, 2010.

[9] R. S. Prakash, H. Gadgil et B. N. Raghunandan, «Breakup processes of pressure swirl spray in gaseous cross-flow,» *Int. J. Multiphas. Flow,* pp. 79-91, 2014.

[10] K. Ghorbanian, M. Ashjaee, M. R. Soltani, M. H. Mesbahi et M. R. Morad, «Experimental flow visualization of single swirl spray pattern at various pressure drops,» *39th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference and Exhibit,* 2003.

[11] T. T. J. Ramamurthi et M. Balakrishnan, «Flow transition in swirled liquid sheets,» *American Institue of Aeronautics and Astronautics,* 1997.

[12] C. Dumouchel, «The maximum entropy formalism and the prediction of liquid spray drop size distribution,» *Entropy,* pp. 713-747, 11 2009.

[13] G. I. Taylor, «The mechanics of swirl atomizers,» *Seventh International congress of applied mechanics,* vol. 2, pp. 280-285, 1948.

[14] J. J. Chinn, «An appraisal of swirl atomizer inviscid flow analysis, part 2: inviscid spray cone angle analysis and comparison of inviscid methods with experimental results for discharge coefficient, air core radius, and spray cone angle,» *Atomization Sprays,* vol. 19, pp. 283-308, 2009.

[15] N. K. Rizk et A. H. Lefebvre, «Internal flow characteristics of simplex swirl atomizers,» *J. Propul. Power 1,* vol. 1, pp. 193-199, 1985.

[16] A. K. Gupta, D. G. Lilley et N. Syred, Swirl flows, A. K. Gupta et D. G. Lilley, Éds., Abacus press, 1984.

[17] S. G. Daviault, O. B. Ramadan, E. A. Matida, P. M. Hughes et R. Hughes, «Atomization performance of petroleum coke and coal water slurries from a twin fluid atomizer,» *Fuel,* pp. 183-193, 2012.

[18] S. Jeng, M. Jog et M. Benjamin, «Computational and experimental study of liquid sheet emanating from a simplex fuel nozzle,» *AIAA,* vol. 36, pp. 201-207, 1998.

[19] A. T. Sakman, M. A. Jog et S. M. Jeng, «Parametric study of simplex fuel nozzle internal flow and performance,» *AIAA,* vol. 38, pp. 1214-1218, 2000.

[20] M. S. F. M. Rashid, A. H. A. Hamid, O. C. Sheng et Z. A. Ghaffar, «Effect of inlet slot number on the spray cone angle and discharge coefficient of swirl atomizer,» *Procedia Eng 41,* pp. 1781-1786, 2012.

[21] S. Yao, T. Zhang et T. Fang, «Effect of viscosities on structure and instability of sprays from a swirl atomizer,» *Exp. Therm. Fluid Science,* vol. 39, pp. 158-166, 2012.

[22] G. Amini, «Liquid flow in a simplex swirl nozzle,» *Int. J. Multiphase Flow,* vol. 79, pp. 225-235, 2016.

[23] Y. Moon, D. Kim et Y. Yoon, «Improved spray model for viscous annular sheets in a swirl injector,» *Journal of Propulsion and power,* vol. 26, pp. 267-279, 2010.

[24] C. Brunet, N. Gori, G. Godard, F. Frindt, G. Cabot et F. Grisch, «Etude de l'influence de la viscosité sur la distribution de taille de gouttes par mesures PDPA et ombroscopie,» chez *16th congrès francophone de techniques laser pour la mécanique des fluides.*, 2018.

[25] A.-S. E. Moon et C. Bae, «Air flow and pressure inside a pressure-swirl spray and their effects on spray development,» *Exp. Therm. Fluid Sci.,* vol. 33, pp. 222-231, 2009.

[26] P. E. Santangelo, «Experiments and modeling of discharge characteristics in water mist sprays generated by pressure-swirl atomizers,» *J. Therm Sci,* vol. 21, n° %16, pp. 539-548, 2012.

[27] Y. Liu, Z. Jiang, D. Wang et X. Li, «Experimental research on the water mist fire suppression performance in an enclosed space by changing the characteristics of nozzles,» *Exp. Therm. Fluid Sci.,* pp. 174-181, 2014.

[28] J. Liu, *Experimental and numerical simulation of the breakup process of swirling conical liquid sheet,* Changsha, in Chinese: Nation University of Defense Technology, 2012.

[29] T. Khil, S. Kim, S. Cho et Y. Yoon, «Quantifiying the variation of the mass flow rate generated in a ssimple swirl injector by pressure fluctuation,» *44th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint PropulsionConference & Exhibit, American Institute of Aeronautics and Astronautics,* p. 4849, 2008.

[30] M. A. Benjamin, A. Mansour, U. G. Samant, S. Jha, Y. Liao, T. Harris et S. M. Jeng, «Film thickness, droplet size measurements and correlation for large pressure-swirl atomizers,» *International Gas Turbine & Aeroengine Congress & Exhibition,* 1998.

[31] A. Wierzba et K. Takayama, «Experimental inverstigation of the aerodynamic breakup of liquid drops,» *AIAA Journal,* vol. 26, pp. 1329-1335, 1988.

[32] R. S. Brodkey, The phenomena of fluid motions, Addison-Wesley, 1967.

[33] M. Pilch et C. A. Erdman, «Use of breakup time data and velocity history data to predict the maximum size of stable fragments for acceleration-inducted breakup of a liquid drop,» *Internationnal Journal of Multiphase Flow,* vol. 13, p. 741–757, 1987.

[34] Y. Chen, J. L. Wagner, E. P. DeMauro et M. Arienti, «Aerodynamic breakup and secondary drop formation for a liquid metal column in a shock-induced cross-flow,» chez *55th AIAA Aerospace Sciences Meeting*, 2017.

[35] R. Mugele et H. D. Evans, «Droplet size distribution in sprays,» *Ind.Eng.Chem,* vol. 43, pp. 1317-1324, 1951.

[36] H. C. Simmons et C. F. Harding, «Some effect on using water as a test fluid in fuel nozzle spray analysis,» *ASME,* 1980.

[37] A. Radcliffe, Fuel injection, Princeton University Press, 1960.

[38] A. K. Jasuja, «Atomization of crude and residual fuel oils,» *ASME. Eng. Power,* pp. 250-258, 1979.

[39] «Handbook of aviation fuel properties,» 2004.

[40] A. R. Jones, «Design optimization of a large pressure-jet atomizer for power plant,» *Proceedings of the 2nd international conference on liquid atomization and spray,* pp. 181-185, 1982.

[41] R. A. Dafsari, H. J. Lee, J. Han, D. Park et J. Lee, «Viscosity effect on the pressure swirl atomization of an alternative aviation fuel,» *Fuel,* pp. 179-191, 2019.

[42] L. G. Dodge et J. A. Biaglow, «Effect of elevated temperature and pressure on sprays from simple swirl atomizers,» *ASME paper,* 1985.

[43] B. E. Knight, «Communication on the performance of a type of swirl atomizer,» *Inst. Mech. Eng.,* vol. 169, p. 104, 1955.

[44] H. C. Needham, «Power Jets R & D Report,» 1946.

[45] J. R. Joyce, «Report ICT 15,» 1949.

[46] J. M. Ballester et C. Dopazo, «Drop size measurements in heavy oil sprays from pressure-swirl nozzles,» *Atomization and Sprays,* vol. 6, pp. 377-408, 1996.

[47] D. H. C. Van Banning, C. W. M. Van de Geld, P. J. C. Broos et M.-J. Strebe, «An assessment of nozzles for stream attemperation,» *Experimental Thermal and Fluid Science,* vol. 55, pp. 86-94, 2014.

[48] X. F. Wang et A. H. Lefebvre, «Influence of ambient air pressure on pressure swirl atomization,» *32nd ASME International Gas Turbine Conference,* 1987.

[49] A. Davanlou, J. D. Lee, S. Basu et R. Kumar, «Effect of viscosity and surface tension on breakup and coalescence of bicomponent sprays,» *Chemical Engineering Science,* vol. 131, pp. 243-255, 2015.

[50] X. F. Wang et A. H. Lefebvre, «Mean drop size from pressure swirl nozzles,» *Journal of Propulsion and Power,* vol. 3, pp. 11-18, 1987.

[51] K. Neya et S. Sato, «Effect of ambient air pressure on the spray characteristics of swirl atomizers,» *Ship Res. Inst,* 1968.

[52] S. M. De Corso et G. A. Kemeny, «Effect of ambient and fuel pressure on nozzle spray angle,» *ASME,* vol. 79, pp. 607-615, 1957.

[53] H. C. Hulst, Light scattering by small particles, I. N. York, Éd., Dover Publications, 1957.

[54] P. Debye, «Der lichtdruck auf kugeln von beliebigem material,» *Ann. Phys,* vol. 30, pp. 57-136, 1909.

[55] G. Gouesbet, B. Maheu et G. Gréhan, «Light scattering from a sphere arbitrarily located in a gaussian beam, using a bromwich formulation.,» *J.O.S.A.A.,* vol. 9, pp. 1427-1443, 1988.

[56] C. Tropea, «Optical Part Characterization in Flows,» *Annu. Rev. Fluid Mech.,* vol. 43, pp. 399-426, 2011.

[57] P. G. Felton, F. V. Bracco et M. E. A. Bardsley, «On the quantitative application of exciplex fluorescence to engine sprays.,» 1993.

[58] W. Chaze, O. Caballina, G. Castanet et F. Lemoine, «The saturation of the fluorescence and its consequences for laser-induced fluorescence thermometry in liquid flows,» *Exp Fluids,* vol. 57, 2016.

[59] F. Durst et M. Zaré, «Laser doppler measurements in two-phase flows.,» *Proc. LDA. Symp (Copenhagen),* 1975.

[60] W. D. Bachalo, «Method for measuring the size and velocity of spheres by dual-beam light-scatter interferometry,» *Applied Optics,* 1980.

[61] C. Hespel., «Extension de l'anémométrie phase Doppler à la mesure d'indice de réfraction et développement de la vélocimétrie laser par corrélation.,» 2007.

[62] F. Onofri, «Prise en compte de la dimension finie des faisceaux d'éclairage en granulométrie optique: Anémométrie Phase Doppler-Diagnostics des milieux diphasiques.,» 1995.

[63] A. A. Naqwi et F. Durst, «Light scattering applied to LDA and PDA measurements. Part 1: Theory and numerical treatments,» *Part.Part. Syst. Charact,* vol. 8, pp. 245-258, 1991.

[64] J. Brettar, «Développement de techniques optiques pour la caractérisation de brouillard de gouttes dans les foyers aéronautiques.,» 2015.

[65] N. Damaschke, H. Nobach et C. Tropea, «Optical limits of particle concentration for multi-dimensional particle sizing techniques in fluid mechanics,» *Experiments in fluids,* vol. 32, pp. 143-152, 2002.

[66] C. Lempereur, «Techniques de mesure optiques dans les brouillards,» 2011.

[67] M. Koegl, Y. N. Mishra, B. Hofbeck, K. Baderschneider, F. J. T. Huber, J. Pracht, E. Berrocal, S. Will et L. Zigan, «3D LIF/Mie planar droplet sizing in IC engine sprays using single-droplet calibration data,» chez *14th Conference on Liquid Atomization and Sprays Systems*, 2018.

[68] Y. N. Mishra, E. Kristensson, M. Koegl, J. Jönsson, L. Zigan et E. Berrocal, «Comparison between two-phase and one-phase SLIPI for instantaneous imaging of transient sprays,» *Exp Fluids,* vol. 58, 2017.

[69] Y. N. Mishra, E. Kristensson et E. Berrocal, «Reliable lif/mie droplet in sprays using strucutred laser illumination planar imaging,» *Optics Express,* vol. 22, pp. 4480-4492, 2014.

[70] G. Charalampous et Y. Hardalupas, «Method to reduce errors of droplet sizing based on the ratio of fluorescent and scattered light intensities (laser-induced fluorescence/mie technique),» *Applied Optics,* vol. 50, pp. 3622-3637, 2011.

[71] G. Charalampous et Y. Hardalupas, «Numerical evaluation of droplet sizing based on the ratio of Fluorescent ans scattered light intensities (lif/mie technique).,» *Applied Optics,* vol. 50, pp. 1197-1209, 2011.

[72] R. Domann et Y. Hardalupas, «A study of parameters that influence the accuracy of the planar droplet sizing (PDS) technique,» *Part. Syst. Charact.,* 2001.

[73] T. Kamimoto, «Diagnostic of transient sprays by means of laser sheet techniques,» *in COMODIA,* pp. 33-41, 1994.

[74] C. N. Yeh, H. Kosaka et T. Kamimoto, «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,* pp. 355-361, 1993.

[75] B. Frackowiak et C. Tropea, «Numerical analysis of diameter influence on droplet fluorescence,» *Applied Optics,* vol. 49, pp. 2363-2370, 2010.

[76] E. Berrocal, E. Kristensson, M. Richter, M. Linne et M. Alden, «Application of structured illumniation for multiple scattering suppression in planar laser imaging of dense sprays,» *Opt. Express,* vol. 16, pp. 17870-17881, 2008.

[77] Baranger.P, «Détection du kérosène par imagerie de fluorescence induite par laser, pour application sur foyer aéronautique,» 2004.

[78] M. Orain, P. Baranger, C. Ledier, J. Apeloig et F. Grisch, «Fluorescence spectroscopy of kerosene vapour at high temperatures and pressures: potential for gas turbines measurements,» *Applied Physics B: Lasers and Optics,* pp. 729-745, 2014.

[79] L. Méès, G. G. et G. Gouesbet, «Times-resolved scattering diagrams for a sphere illuminated by plane wave and focused short pulses,» *Optics Communications,* vol. 194, pp. 59-65, 7 2001.

[80] O. Rouzaud, «Modélisation : évaporation multicomposant et établissement des propriétés thermophysiques.,» 2009.

[81] T. Arai et H. Hashimoto, Disintegration of a thin liquid sheet in a concurrent gas stream.In ICLASS, 1985.

[82] M. A. Krzywoblocki, «Jets-Review of litterature,» *Jet Propulsion,* vol. 26, pp. 760-779, 1957.

[83] G. Bidone, Expériences sur la forme et sur la direction des veines et des courants d'eau lancés par diverses ouvertures, Imprimerie royale, 1829.

[84] G. M. Faeth, «Structure and atomization properties of dense turbulent sprays,» *23rd Symposium Int on Combustion,* pp. 1345-1352, 1990.

[85] J. W. S. Rayleigh, «On the instability of jets,» *Proceedings of the London mathematical society,* vol. 10, pp. 4-13, 1878.

[86] R. G. Pimentel, «Measurement and prediction of droplet size distribution in sprays.,» 2006.

[87] E. Babinsky et P. E. Sojka, «Modeling drop size distributions,» *Progress in energy and combustion science,* pp. 303-329, 2 2002.

[88] J. B. Kennedy, «High weber number SMD correlations for pressure Atomizers,» *ASME,* 1985.

[89] J. Madsen, J. Harbo, T. I. Non, D. Blondel, B. H. Hjertager et T. Solberg, «Measurement of droplet size and velocity distribution in sprays using interferometric particle imaging (ipi) and particle tracking velocimetry (ptv),» chez *In Proc. ICLASS*, 2003.

[90] C. Eberhart, D. Lineberry et M. Moser, «Experimental cold flow characterization of a swirl coaxial injector element,» *Joint Propulsion Conference,* 2009.

Etude de la pression et de la température de l'air et du carburant sur les caractéristiques du spray délivré dans une chambre de combustion

L'optimisation des systèmes propulsifs pour l'aéronautique présente un large ensemble de défis technologiques qui doivent répondre à de nombreuses contraintes. L'une des principales contraintes pour la sécurité d'un aéronef est sa capacité à assurer le redémarrage en conditions de haute altitude. Ces conditions environnementales altèrent considérablement les caractéristiques du brouillard et limitent l'évaporation du combustible. Afin de prévoir l'influence des ces conditions sur le brouillard, les industriels ont recours à des modèles de comportement. Cependant ces corrélations sont établies dans des conditions ambiantes et il n'existe pas à ce jour de mesures réalisées dans ces conditions critiques de rallumage. De plus, rien n'atteste que ces corrélations restent valables dans ces conditions critiques. Afin de répondre à cette question, il paraît judicieux de mener des essais dans ces conditions critiques afin d'y caractériser le comportement du brouillard. Cette étude consiste donc à réaliser des essais dans ces conditions critiques de rallumage en haute altitude de manière à constituer une base de données dans le but de développer des modèles de comportement du brouillard. Un autre objectif de cette étude sera d'étendre la technique de mesure Planar Droplet Sizing au cas du kérosène et au banc MERCATO afin de proposer une alternative aux mesures PDA qui demeurent chronophages. La comparaison avec les mesures PDA nous permet de quantifier la précision de la technique de mesure dans ce contexte critique.

Mots clés : redémarrage en haute altitude, écoulement diphasique, injecteur, Planar Droplet Sizing (PDS)

Effect of air pressure and fuel temperature on the spray characteristics generated into a combustion chamber

The optimization of aeronautics propulsion systems highlights huge technological challenges that must respect many constraints. One of the main constraints for the safety of an aircraft is its ability to ensure high altitude re-ignition. These environmental conditions significantly alter the characteristics of the spray generated by the injector and limit the fuel evaporation. In order to predict the impact of these conditions on the spray, modelling is used in industry. However, these correlations are established under ambient conditions and no such investigations have been conducted under these critical conditions. Moreover, there is no evidence that these correlations remain valid under these conditions. To address this problem, it seems appropriate to conduct realistic tests in order to characterize the spray behavior. This study therefore consists in carrying out tests under these critical conditions at high altitude so as to establish a database in order to develop spray models of fog behavior. Another objective of this study will be to extend the Planar Droplet Sizing measurement technique to the case of kerosene and the MERCATO bench in order to propose an alternative to PDA measurements that remain time-consuming. The comparison with PDA measurements allows us to quantify the accuracy of the measurement technique in this critical context.

Keywords: high altitude re-ignition, two-phase flow, injector, Planar Droplet Sizing (PDS)