HAL
open science

Analyse expérimentale par diagnostics lasers du mélange kérosène/air et de la combustion swirlée pauvre prémélangée, haute-pression issue d'un injecteur Low-NOx

Pierre Malbois

To cite this version:

Pierre Malbois. Analyse expérimentale par diagnostics lasers du mélange kérosène/air et de la combustion swirlée pauvre prémélangée, haute-pression issue d'un injecteur Low-NOx. Mécanique des fluides [physics.class-ph]. Normandie Université, 2017. Français. NNT : 2017NORMIR25 . tel-01768863

HAL Id: tel-01768863

https://theses.hal.science/tel-01768863v1

Submitted on 17 Apr 2018

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

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

Normandie Université

THESE

Pour obtenir le diplôme de doctorat

Spécialité Energie et Propulsion

Préparée au sein de l'INSA de Rouen - Normandie

Analyse expérimentale par diagnostics lasers du mélange kérosène/air et de la combustion swirlée pauvre prémélangée, haute-pression issue d'un injecteur Low-NOx.

Présentée et soutenue par
Pierre MALBOIS

Thèse soutenue publiquement le 18 décembre 2017 devant le jury composé de		
M. Marc BELLENOUE	Professeur à l'Institut P' / ENSMA	Rapporteur
M. Thierry SCHULLER	Professeur à l'IMFT	Rapporteur
M. Xavier MERCIER	Chargé de recherche à l'Université Lille 1	Examinateur
M. Vincent MOUREAU	Chargé de recherche au CORIA	Examinateur
M. Mourad BOUKHALFA	Professeur à l'INSA de Rouen - Normandie	Examinateur
M. Michel CAZALENS	Executive Expert SAFRAN Tech.	Examinateur
M. Bruno RENOU	Professeur à l'INSA de Rouen - Normandie	Directeur de Thèse
M. Frédéric GRISCH	Professeur à l'INSA de Rouen - Normandie	Co-Directeur de Thèse

Thèse dirigée par Bruno RENOU et Frédéric GRISCH, laboratoire CORIA – INSA de Rouen - Normandie

INSA INSTITUT NATIONAL DES SCIENCES APPLIQUÉES ROUEN NORMANDIE

ED PSIME

UMR 6614 CORIA COMPLEXE DE RECHERCHE INTERPROFESSIONNEL EN AEROTHERMOCHIMIE

Nomenclature :

Symbole	Signification	Unité
A_{ij}	Coefficient d'Einstein en émission	probabilité en s^{-1}
B_{ij}	Coefficient d'Einstein en absorption	probabilité en s^{-1}
D, d	Diamètre	m
E	Energie	J
e	Epaisseur	m
f	Focale	m
h	Constante de Planck	m^2 kg s^{-1}
I	Intensité de l'image	
I_ν	Intensité spectrale	$W.cm^{-2}s^{-1}$
K	Constantes	
k_{abs}	Coefficient d'absorption	$cm^{-1}.atm^{-1}$
m	Masse	kg
$\dot{m}$	Débit massique	$kg.s^{-1}$
N_i^j	Densité moléculaire	Nb de molécules. cm^{-3}
P	Pression	Pa
Qv	Débit volumique	$Nl.min^{-1}$
Q_{21}	Coefficient de désexcitation collisionnel	s^{-1}
S_{fluo}	Signal de fluorescence mesuré	
T	Température	K
v	Vitesse	$m.s^{-1}$
V	Volume	m^{-3}
W	Masse molaire	$kg.mol^{-1}$
X, x	Fraction molaire	
Y	Fraction massique	
z	Hauteur	m
α	Coefficient des courbes Stern-Volmer	
η	Rendement	
ρ	Masse volumique	$kg.m^{-3}$
Φ	Richesse	
ν	Fréquence	s^{-1}
σ_ν	section efficace d'absorption	cm^2
$\sigma_{2\nu}$	section efficace d'absorption à deux photons	cm^4
Ω	Angle solide	sr

Abréviation :

Abréviation	Signification
ACARE	Advisory Council for Aviation Research and innovation in Europe
BBO	Bêta-borate de baryum

CAEP	Committee on Aviation Environmental Protection
CCD	Charge Coupled Device
CEM	Controlled Evaporator and Mixer
C_2	Carbone diatomique
CH	Methylidyne
CH_4	Méthane
CN	Cyanide
CO	Monoxyde de carbone
CO_2	Dioxyde de carbone
DCM	$C_{19}H_{17}N_3O$
DMSO	Diméthylsulfoxyde
DRASC	Diffusion Raman Anti-Stokes Cohérente
EI	Index d'émission de polluants
EM	Electromagnétique
FAR	Rapport de débit massique carburant/air
FWHM	Full width at half maximum (Largeur à mi-hauteur)
H_2	Dihydrogène
H_2O	Eau
HC /UHC	Chaînes hydrocarbonées /Imbrûlés
ICAO	The International Civil Aviation Organization
IR	Infra-Rouge
LES	Large Eddy Simulation
LTO	Landing-Takeoff Cycle
LP	Lean Premixed
LPP	Lean Premixed Prevaporized
NOx	Oxydes d'azote
N_2	Diazote
OH	Radical Hydroxil
OPO	Optical Parametric Oscilator
O_2	Dioxygène
PCO	Pouvoir Comburivore
PDA	Phase Doppler Anemometer
PID	Proportionnelle, Intégrale, Dérivée
PIV	Particule Image Velocimetry
(P)LIF	(Planar) Laser Induced Fluorescence
PVC	Precessing Vortex Core
RANS	Reynolds Average Navier-Stokes
RME	Rapeseed Methyl Esters
RMS	Ecart-type
RQL	Rich Burn – Quick Mix/Quench – Lean Burn
TMB	Tri-méthyl-benzène
TRL	Technology Readiness Level
UV	Ultra-Violet

Table des Matières

1 Introduction et contexte 1
1.1 Les enjeux de la propulsion aéronautique 3
1.1.1 Les normes d'émissions de polluants internationales 3
1.1.2 Les normes ACARE 4
1.1.3 Les nouvelles architectures de systèmes d'injection 4
1.2 Modélisation de la combustion aéronautique et challenges 8
1.3 Bancs d'essai de combustion aéronautique et mesures optiques 9
1.4 Structure du manuscrit 13
1.5 Références bibliographiques 15

2 Dispositifs expérimentaux 19
2.1 Cellule d'essais spectroscopiques haute-pression/haute-température pour la molécule CO. 21
2.2 Le brûleur pré-mélangé McKenna 22
2.3 Les caméras intensifiées 24
2.4 L'injecteur Lean Premixed (LP) NEWAC 25
2.4.1 Technologie et fonctionnement 25
2.5 Banc de combustion LP à pression atmosphérique : La chambre KIAI 26
2.5.1 Le banc d'essais 26
2.5.2 Points de fonctionnement et résultats préliminaires 28
2.6 Banc de combustion haute pression HERON (High prEssuRe facility for aerO-eNgines combustion) 32
2.6.1 Le Centre de Combustion Avancé pour l'Aéronautique du futur C-CAAF 32
2.6.2 La chambre de combustion HERON 33
2.6.3 Intégration de l'injecteur NEWAC dans le banc HERON 36
2.6.4 Points de fonctionnement et résultats préliminaires 37
2.7 Références bibliographiques 44

3 Fluorescence induite par laser sur le kérosène 45
3.1 Objectif 47
3.2 Bibliographie 47
3.3 La technique de Fluorescence Induite par Laser 49
3.4 La fluorescence du Jet-A1 52
3.4.1 Effet de la longueur d'onde d'excitation 52
3.4.2 Effet de la température 54
3.4.3 Effet de la pression 55

3.5 Méthodologie pour déterminer la concentration et la température du kérosène vapeur 56
3.5.1 Expression du signal de fluorescence collecté 56
3.5.2 Filtrage optique du signal de fluorescence 57
3.5.3 Relations et hypothèses supplémentaires 58
3.6 Evolution du signal de fluorescence de référence S0(T, P, O2) 60
3.6.1 Effet de l'oxygène 60
3.6.2 Détermination de S0(T, O2) 62
3.6.3 Tabulation de la fonction S0(T, P, O2)/T 64
3.7 Dispositifs expérimentaux 67
3.8 Détermination des constantes expérimentales 69
3.8.1 Incertitudes et sensibilités de la méthode de mesure et d'analyse 74
3.9 Couplage avec la PLIF-OH 76
3.10 Analyse des images moyennes et instantanées de PLIF-kérosène dans un foyer de combustion aéronautique. 77
3.10.1 Prétraitement des images instantanées de fluorescence. 77
3.10.2 Analyse quantitative des images instantanées en condition réactive. 79
3.10.3 Analyse quantitative des images moyennes en condition réactive. 81
3.10.4 Comparaison avec la concentration obtenue par l'étude de l'absorption 83
3.11 Conclusion 86
3.12 Références bibliographiques 87

4 Fluorescence induite par laser sur le radical hydroxyle OH 89
4.1 Objectif 91
4.2 Etat de l'art 92
4.3 Montages expérimentaux 94
4.3.1 PLIF-OH basse cadence 95
4.3.2 PLIF-OH haute cadence 10 kHz 96
4.4 PLIF OH et structure globale de la flamme 97
4.4.1 Correction des images brutes de PLIF-OH 97
4.4.2 Analyse d'une image instantanée de PLIF-OH 99
4.5 Détermination quantitative de la fraction molaire du radical OH par l'étude de l'absorption 101
4.5.1 Méthodologie de correction de l'absorption 101
4.5.2 Sensibilité à l'estimation du coefficient d'absorption 104
4.6 Analyse du gradient d'OH et de la zone de réaction 106
4.6.1 Détection de la zone de réaction 106
4.6.2 Epaisseur de flamme à partir du gradient d'OH 113
4.7 Conclusion 120

4.8 Références bibliographiques 121

5 Fluorescence induite par laser sur le monoxyde de carbone CO 124
5.1 Objectif 126
5.2 Etat de l'art de la spectroscopie de la molécule de monoxyde de carbone et de son analyse par LIF. 127
5.2.1 Spectroscopie de la molécule CO 127
5.2.2 Historique de la fluorescence induite par laser sur la molécule CO 131
5.2.3 Application à l'étude de l'interaction flamme/paroi 136
5.2.4 Application aux chambres de combustion haute-pression 138
5.2.5 Résumé de l'étude bibliographique 140
5.3 Dispositif de mesure 141
5.3.1 Excitation de la molécule CO 142
5.3.2 Collection du signal de fluorescence intégré 142
5.3.3 Rendement optique de la chaine d'acquisition 142
5.3.4 Fluctuation de l'énergie laser et normalisation du signal de fluorescence 144
5.3.5 Rendement de collection du montage optique et du spectromètre 145
5.3.6 Incertitudes et précision de mesure 145
5.4 Spectres d'excitation 146
5.5 Spectre de Fluorescence 149
5.5.1 Structure du spectre de fluorescence 149
5.5.2 Influence du renouvellement en gaz frais 151
5.5.3 Effet de l'énergie laser 152
5.5.4 Effet de la pression et température sur le spectre de fluorescence 153
5.5.5 Remise en question du spectre d'excitation 156
5.5.6 Spectre en flamme méthane air : effet de la richesse 157
5.6 Application à la combustion : PLIF sur le brûleur McKenna 159
5.7 Bilan 162
5.8 Références bibliographiques 163

6 Etude de la combustion à pression atmosphérique 167
Contexte et objectif de l'étude 169
Abstract 172
1. Introduction 173
2. Experimental set-up 175
2.1 Combustion facility and operating conditions 175
2.2 Laser diagnostics 176
2.2.1 PIV systems 177
2.2.2 OH-PLIF systems 178

2.3 Image Data Processing 179
2.3.1 OH-PLIF image filtering and flame front detection 179
2.3.2 Proper Orthogonal Decomposition analysis 181
3. Results and discussion 182
3.1 Averaged velocity field 182
3.2 Strain rate and vorticity 185
3.3 Flame structure 188
3.4 Dynamics of flame/flow interactions 192
4. Conclusions 195
Acknowledgements 196
References 196

7 Analyse de la combustion haute pression 198
7.1 Structure de flamme à partir des images de PLIF-OH 200
7.1.1 Structure instantanée de flamme 200
7.1.2 Structures moyennes en fonction du point de fonctionnement 202
7.1.3 Analyse quantitative des images moyennes de PLIF-OH 203
7.2 Mécanismes de stabilisation de la flamme à 0,81 MPa, FAR 42 ‰ 206
7.2.1 Résultats préliminaires : Champs aérodynamiques non-réactif 206
7.2.2 Résultats préliminaires : Champs aérodynamiques en condition réactive 208
7.2.3 Analyse de la structure moyenne de l'écoulement, du mélange carburant/air et de position de la flamme. 211
7.3 Influence des conditions d'entrée sur le mélange carburant/air et la combustion 213
7.3.1 Impact sur la répartition instantanée en kérosène vapeur et sur la structure la flamme. 213
7.3.2 Analyse de la distribution moyenne en kérosène et en radical OH 216
7.4 Conclusion 221
7.5 Références bibliographiques 222

8 Conclusions et perspectives 223
8.1 Bilan des résultats obtenus 225
8.2 Perspectives 227
8.3 Références bibliographiques 230
9 Annexes 231

Chapitre 1 :

Introduction et contexte

Table des matières

1 Introduction et contexte 3
1.1 Les enjeux de la propulsion aéronautique 3
1.1.1 Les normes d'émissions de polluants internationales 3
1.1.2 Les normes ACARE 4
1.1.3 Les nouvelles architectures de systèmes d'injection 4
1.2 Modélisation de la combustion aéronautique et challenges 8
1.3 Bancs d'essai de combustion aéronautique et mesures optiques 9
1.4 Structure du manuscrit 13
1.5 Références bibliographiques 15

1 Introduction et contexte

1.1 Les enjeux de la propulsion aéronautique

Les enjeux stratégiques du marché du transport aérien sont très importants. Avec le développement économique de nombreux pays émergents et l'élévation globale du niveau de vie, une hausse de 100 % du trafic aérien est attendu d'ici 2050. Cette forte croissance est une opportunité économique sans précédent pour les acteurs du secteur mais apporte également un certain nombre de challenges.

À ce jour, la combustion du pétrole, et plus précisément du kérosène, demeure l'unique source d'énergie, à moyen terme, permettant de répondre à l'importante croissance du transport aérien. Cependant, l'utilisation massive d'hydrocarbures dans ce secteur n'est pas sans conséquence. En effet, le transport aérien a longtemps été exempt de normes environnementales drastiques car considéré comme négligeable par rapport aux transports routier ou maritime. Aujourd'hui et dans le futur, la part de responsabilité du secteur du transport aérien dans le réchauffement climatique devient non négligeable et de nouvelles réglementations, de plus en plus contraignantes, sont promulguées par les différents organismes de contrôle de ce secteur.

L'amélioration de la combustion et le développement de nouveaux systèmes propulsifs est donc un enjeu majeur afin de limiter l'impact du trafic aérien sur l'environnement et la santé de l'Homme, mais également en termes de compétitivité économique pour les compagnies aériennes, du fait des fortes hausses des prix des produits pétroliers.

1.1.1 Les normes d'émissions de polluants internationales

Afin de réduire l'impact environnemental du transport aérien, l'organisation Internationale de l'aviation Civile (ICAO : The International Civil Aviation Organization) a promulgué, depuis 1981, un ensemble de normes sous le nom de CAEP (« Committee on Aviation Environmental Protection ») limitant notamment les émissions de polluants. A l'image de l'industrie automobile, ces émissions sont mesurées sur un cycle moteur représentatif d'une phase de décollage et d'atterrissage (LTO : Landing-Takeoff Cycle), correspondant à une opération classique autour d'un aéroport. Ces normes s'appliquent uniquement à des moteurs civils dont la poussée est supérieure à 26,7 kN et s'expriment en g/kN (gramme de polluant produit divisé par la poussée).

Les limitations pour les émissions de CO et de HC (Chaînes hydrocarbonées) demeurent inchangées depuis 1986 [1] et sont respectivement de 118 g/kN et de 19,6 g/kN. Les normes sur les émissions de NOx (oxydes d'azote), en revanche, ont été actualisées à plusieurs reprises et dépendent, de la date de production du moteur, de la puissance du moteur et du rapport de compression au décollage. Par exemple,

pour un moteur fabriqué après le 1er janvier 2014, avec un rapport de compression (Π_{oo}) compris entre 30 et 104,7 et une poussée comprise entre 26,7 et 89 kN, les émissions maximales de NOx autorisées sont de $-9.88 + 2.0\Pi_{oo}$ g/kN.

1.1.2 Les normes ACARE

Le conseil consultatif pour la recherche aéronautique en Europe (ACARE) a défini en 2001 une feuille de route et a annoncé des normes contraignantes, afin d'orienter les recherches et développements des constructeurs aéronautiques pour les 50 années suivantes. Les normes établies par la commission Européenne pour 2020 sont plus restrictives que celles fixées par l'ICAO. Elles visent une réduction des émissions de NOx de 80% et de 50% des rejets CO_2 (c'est-à-dire une diminution de la consommation de 50%) par rapport aux émissions en 2000. Ces normes imposent également une réduction du bruit de 50% et impliquent des efforts sur l'impact écologique de l'ensemble du cycle de vie du moteur (fabrication, entretien, recyclage). À l'horizon 2050, les objectifs fixés prévoient une réduction de 75% des émissions de CO_2, 90% des émissions de NOx, ainsi qu'une diminution de 65% du bruit (toujours par rapport à 2000).

1.1.3 Les nouvelles architectures de systèmes d'injection

Pour atteindre les objectifs fixés par les futures normes drastiques de réduction de polluants, les constructeurs de moteurs aéronautiques ont imaginé et conçu de nouvelles architectures de chambre de combustion.
Une des méthodes permettant de réduire significativement les émissions de NOx est l'utilisation de la combustion pauvre prémélangée. Une combustion pauvre est obtenue en apportant plus d'air que nécessaire dans le mélange carburant/air par rapport au mélange stœchiométrique (rapport de mélange nécessaire à une réaction de combustion équilibrée). Diminuer la richesse à laquelle la combustion se déroule permet de réduire les émissions de NOx, qui sont essentiellement formés dans les environnements très chauds (> 2200 K), en présence d'oxygène et d'azote et présentant des temps de résidence importants. On parle alors de NOx thermique. En réduisant la richesse à laquelle se déroule la combustion permet de diminuer la température des gaz brûlés. Les conditions thermiques deviennent alors moins favorables à la production de NOx.
Cependant l'utilisation de ce mode de combustion soulève de nouvelles problématiques en termes de limite d'extinction de la flamme, d'allumage/rallumage de la chambre de combustion, de stabilité thermo-acoustique et même d'émission de polluants. En effet, en s'approchant de la limite d'extinction pauvre, la réactivité de la flamme est diminuée, ce qui la rend plus sensible aux perturbations extérieures et peut conduire à son extinction. Dans une moindre mesure, ces perturbations peuvent entrainer des disparités locales de richesse importantes au sein de la chambre, voire

des extinctions locales de flamme. Ces extinctions vont engendrer la création d'imbrûlés de combustion comme le CO (monoxyde de carbone) et les HC (chaîne hydrocarbonée) [2].
Afin de pallier ces phénomènes indésirables, de nouveaux types de système d'injection ont émergé. Ces nouvelles architectures d'injecteurs induisent généralement un mouvement rotatif (dit de «Swirl ») à l'air entrant dans la chambre de combustion. L'utilisation des écoulements swirlés en combustion permet, entre autres, une diminution de la longueur de la flamme [3], améliorant ainsi la compacité de la chambre de combustion et donc entrainant une réduction de la masse du moteur. Lorsque le mouvement de rotation est suffisamment important, une zone de recirculation centrale apparait (principe du cyclone), et permet de ramener des gaz brûlés chauds à la base de la flamme. La limite d'extinction pauvre est ainsi abaissée et permet de stabiliser la flamme dans des régimes de combustion pauvre (typiquement pour des richesses de l'ordre de 0,5 – 0,6)
Ce mouvement de rotation de l'air est usuellement caractérisé par le nombre de Swirl géométrique, défini par le rapport entre les quantités de mouvement axial et tangentiel.
L'apparition de la zone recirculation est observée à partir d'un nombre de swirl critique de 0,6 [3]. Un autre moyen pour forcer la recirculation des gaz brûlés est l'introduction d'un obstacle au centre de l'écoulement (« bluff-body »). Du fait de l'élargissement soudain de la section de passage, une zone de recirculation apparait dans son sillage.
Parmi les nouvelles architectures de systèmes d'injection utilisant le mouvement de swirl pour stabiliser la flamme, nous pouvons citer les technologies suivantes :

Lean Premixed : LP. Le principe de fonctionnement d'un système LP repose sur la combustion en régime prémélangée pauvre afin d'abaisser la production de NOx. Comme évoqué précédemment, la stabilisation de la flamme est assurée par le mouvement de swirl mais celle-ci demeure tout de même sensible aux perturbations extérieures du fait d'un taux de dégagement de chaleur moins important que dans une combustion à la stœchiométrie. De plus si l'atomisation du carburant n'est pas optimisée et que des gouttes de grandes dimension sont encore présentes, la combustion de celles-ci peut entrainer une surproduction de NOx liée à une augmentation locale de la température de combustion (combustion de gouttes isolées [2])

Lean Premixed Prevaporized : LPP. Le principe de fonctionnement est comparable au système LP mais toujours dans le but de diminuer les émissions de NOx en sortie de chambre de combustion, le carburant est préchauffé et pré-évaporé au sein même du système d'injection. En effet, une meilleure évaporation et mélange du carburant

et de l'air permet de limiter les disparités de richesse pouvant entrainer des températures de combustion localement plus élevée et entrainer la production de NOx thermique. Généralement, ce procédé est obtenu en ajoutant un plénum en sortie d'injecteur, avant l'entrée de la chambre de combustion, laissant ainsi une plus grande distance au carburant pour s'évaporer et se pré-mélanger avec l'air. En revanche, en cas de perturbations extérieure (acoustique, disparité d'injection de carburant), la flamme est très susceptible, soit de s'éteindre du fait des faibles richesses injectées, soit de remonter à l'intérieur même du système d'injection, ce qui risque de l'endommager.

L'injection Multipoint : En plus de l'utilisation du mouvement de swirl et dans le but d'améliorer la stabilité de la flamme et minimiser le risque l'extinction, notamment dans les phases de ralenti, les constructeurs ont imaginé une séparation de l'injection de carburant en plusieurs zones. L'injection de carburant est alors distribuée entre : un premier injecteur dit « pilote » fonctionnant seulement sur les phases de ralenti et permettant d'obtenir une flamme très stable, et un ensemble de trous d'injection de carburant liquide (étage secondaire), répartis tout autour de l'injection pilote et alimentés en fonction des besoins de puissance de l'appareil. Globalement, le fonctionnement du système d'injection est toujours pauvre. Le rallumage en cours de fonctionnement est la principale contrainte associée à ce système d'injection.

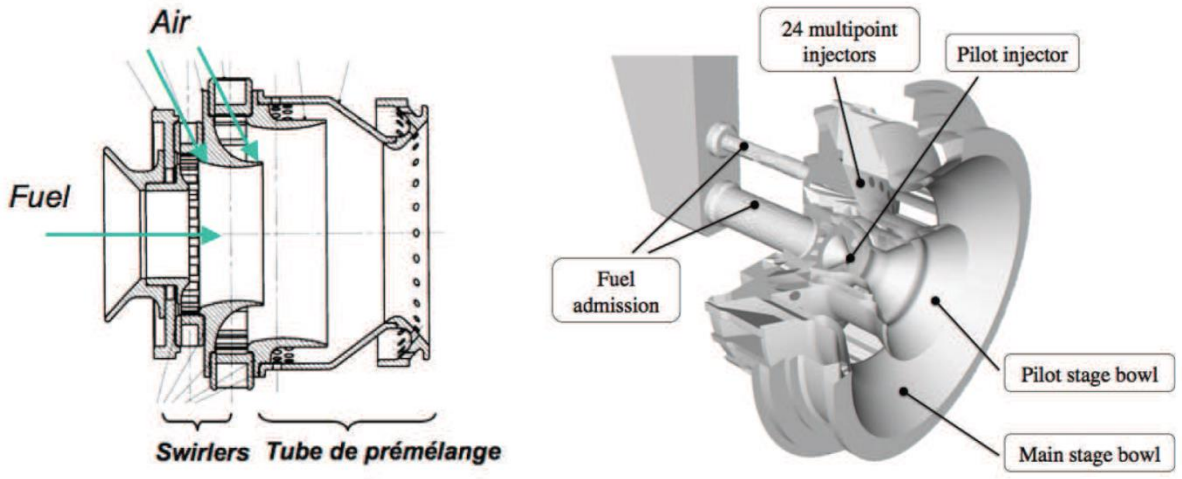


figure 1.1 : (gauche) Schéma de principe d'un injecteur LPP SAFRAN AE et (droite) d'un injecteur Multipoint (projet TLC).

RQL : (Rich Burn – Quick Mix/Quench – Lean Burn): Cette technologie repose également sur la diminution de la température de combustion pour réduire la production de NOx. Dans le but de stabiliser la flamme, une zone de combustion riche est utilisée (aux alentours d'une richesse Φ = 1,5) suivie par une zone de

combustion pauvre (autour de 0,5), en prenant soin d'éviter que la combustion ne puisse se dérouler à la stœchiométrie (synonyme de haute température et de production de NOx). Cet effet est obtenu par un ajout rapide d'air afin de diluer fortement et rapidement la zone de combustion primaire riche. Cette technique est très efficace en termes de réduction de NOx. En revanche, si l'atomisation de carburant n'est pas optimisée et si le temps de résidence dans la zone riche est trop important, ce mode de combustion produit des suies [2].

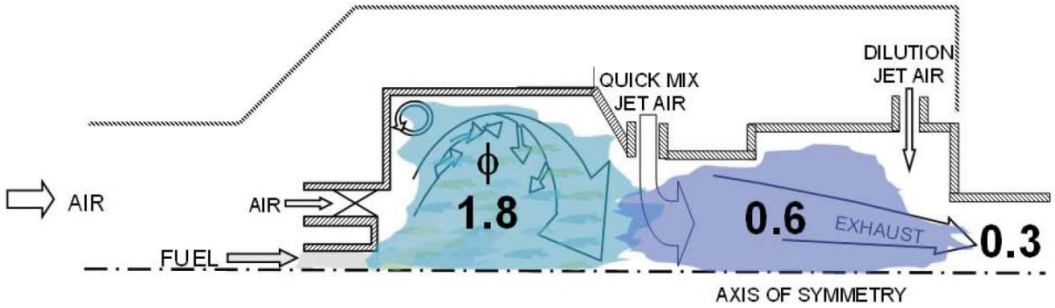


figure 1.2 : Principe de fonctionnement du RQL (Rich burn – Quick Quench – Lean burn)

Les écoulements swirlés permettent de stabiliser la flamme tout en réduisant les émissions de NOx, mais peuvent, dans certaines conditions, tout de même créer des instabilités néfastes à la combustion, ce qui engendre la production d'autres polluants (CO, HC, suies) [4]. Par exemple, dans certaines conditions, la zone de recirculation centrale peut s'enrouler autour de l'axe central de l'injecteur. Un PVC (« Precessing Vortex Core »), peut alors apparaitre au sein du système d'injection [5]. Cette structure aérodynamique hélicoïdale produit par exemple des lâchés de structures cohérentes très énergétiques qui viennent perturber l'écoulement, le mélange carburant/air et la combustion [6]. Ce phénomène a fait l'objet de très nombreuses investigations numériques et expérimentales [7]–[13].

On voit ici que les chambres de combustion actuelles et futures présentent en leur sein des phénomènes physiques couplés de plus en plus complexes, qu'il est nécessaire de comprendre. Cependant, effectuer des mesures directement au sein de la chambre de combustion industrielle est quasi-impossible, ce qui limite l'analyse et la compréhension de la combustion et de la formation des polluants. Par exemple, à ce jour, la mesure des polluants sur les systèmes de propulsion aéronautique se fait exclusivement en sortie de chambre de combustion ou de turbine par prélèvement et analyse chimique des gaz brûlés. Les émissions de polluants ont fait l'objet de nombreuses études expérimentales et permettent de bien appréhender l'influence des paramètres en entrée de chambre de combustion sur les émissions de polluants [14], [15]. Cependant, l'influence des différents phénomènes physiques locaux (interaction goutte/flamme, flamme/paroi, évaporation multi-composant,…) mis en jeux dans les flammes swirlées diphasiques conduisant à la production de polluants demeurent toujours méconnus.

1.2 Modélisation de la combustion aéronautique et challenges

Afin de comprendre les phénomènes physiques mis en jeux et valider le pré-dimensionnement des nouvelles architectures de systèmes propulsifs, les services de recherche et développement des motoristes utilisent de plus en plus les simulations numériques de type LES (« Large Eddy Simulation », Simulation aux grandes échelles) permettant d'observer et quantifier des phénomènes transitoires et instationnaires. Les informations obtenues par modélisation permettent d'appréhender les phénomènes physiques présents dans la chambre, sans passer par des essais onéreux et globaux du système de combustion pour chaque prototype.
Ces méthodes numériques permettent d'obtenir des informations jusqu'alors inaccessibles avec les modélisations stationnaires usuelles de type RANS (« Reynolds Average Navier-Stokes ») mais à un prix raisonnable. En effet, modéliser l'ensemble des phénomènes avec une résolution temporelle et spatiale suffisante (DNS) est inenvisageable en termes de coût et de temps de calcul. En LES, des modèles physiques permettent donc de simplifier les différents phénomènes physique rencontrés à tous les étages de la chambre de combustion et ainsi de réduire le coût des simulations. Par exemple :

- En termes de modélisation de la zone de combustion, de nombreuses méthodologies existent afin de réduire le nombre de réactions et d'espèces chimiques à prendre en compte (modèle cinétiques réduits, squelettiques, chimie tabulée,…) mais également de réduire le nombre de mailles théoriquement nécessaires (modèles de flammes infiniment minces, épaississement de flammes, raffinement et adaptation de maillage automatique, …). De nombreuses études en LES ont d'ores et déjà été menées afin de comparer les résultats obtenus sur des brûleurs de laboratoire mono-injecteur de référence alimentés en carburant gazeux tout en permettant une prédiction correcte des processus physiques mesurés expérimentalement [16].

- Dans le cas de la combustion issue de l'injection d'un carburant liquide, de nombreux processus physiques s'ajoutent et complexifient la modélisation. Pour pallier ces difficultés, différentes approches de modélisation de l'injection de carburant existent (Euler-Euler, Euler-Lagrangien,…) avec leurs qualités et leurs inconvénients respectifs et permettent une modélisation simplifiée du processus d'atomisation [17]. En revanche des phénomènes physiques comme par exemple l'atomisation primaire et secondaire ou la coalescence de gouttes ne sont que très rarement reproduits car ils sont complexes et très couteux à modéliser [13]. A ces modélisations s'ajoute une hypothèse courante consistant à ne considérer qu'un spray monodisperse (économique). Cependant, ces hypothèses de calculs montrent vite leurs

limites et impactent directement le processus d'évaporation des gouttes de carburant [18].

- Concernant le phénomène d'évaporation, l'hypothèse la plus courante consiste à considérer un modèle d'évaporation unique (mono-espèce) autour d'une goutte sphérique. Cependant, dans le cas de la combustion du kérosène, donc d'un carburant multi-composant, l'évaporation des différents composés va se dérouler à différentes vitesses et cette hypothèse n'est plus acceptable. Récemment, des modèles d'évaporation multi-composant sont apparus mais des travaux de recherche sont toujours en cours afin d'améliorer ces modèles [18].

- Les modèles cinétiques simplifiés évoqués précédemment doivent également être améliorés afin d'être prédictifs en termes de production de polluants (CO, NOx, UHC, …). De nombreux travaux de recherche sur ce sujet sont en cours, voir par exemple pour le NO, [19], [20].

- Concernant les transferts thermiques aux parois, des études récentes montrent l'importance du modèle de parois utilisé pour la stabilisation de la flamme [21], [22] mais également l'effet de la prise en compte des transferts radiatifs [23] dans des configurations académiques et industrielles.

Malgré les limitations évoquées précédemment, les modèles utilisés en LES permettent une simulation acceptable de la combustion diphasique à pression atmosphérique, mais restent à valider dans des conditions haute-pression/haute-température inhérentes aux foyers de combustion aéronautique. Des mesures expérimentales quantitatives, concernant l'injection de carburant (distribution de tailles de gouttes), son évaporation (concentration de carburant vapeur), la concentration d'espèces chimiques dans la flamme (radicaux) et dans les gaz brûlés (polluants), la température et l'aérodynamique de l'écoulement ou encore la topologie de la flamme (instantanée et moyenne), obtenues dans des conditions réelles de fonctionnement de turbine à gaz aéronautique sont alors nécessaires à des fins de comparaison et de validation des modèles utilisés dans les codes de calcul.

1.3 Bancs d'essai de combustion aéronautique et mesures optiques

Durant ces dernières années, de nombreuses recherches expérimentales ont été menées sur les nouvelles architectures de systèmes d'injection aéronautiques. Ces études sont souvent réalisées sur des bancs d'essai mono-injecteur, à l'aide de diagnostics lasers afin de mieux appréhender les phénomènes physiques liés à la combustion issue de ces nouveaux types d'injecteurs. Les diagnostics lasers les plus

courants, évoqués dans ce manuscrit, sont présentés succinctement en annexe. Plus récemment, grâce au développement de systèmes lasers haute-cadence, des mécanismes transitoires intervenant dans les chambres de combustion munies d'injecteurs de type LP ont pu être identifiés et décrits. Ces diagnostics optiques permettent d'étudier, par exemple, les effets du swirl sur les mécanismes de stabilisation de la flamme [24], [25], les interactions locales entre l'aérodynamisme et la zone de réaction [11], [26]–[28], l'impact des perturbations thermo-acoustiques sur l'écoulement fluide [24], ou encore sur le mélange carburant/air [8]. Généralement, ces études sont réalisées avec des carburants gazeux et à pression atmosphérique. En effet, dans ces conditions, l'application de diagnostics laser est simplifiée, notamment dans le cas des systèmes lasers haute-cadence. Plus récemment, ces diagnostics ont également été appliqués à haute-pression (jusqu'à 0.5 MPa) afin d'étudier les interactions entre l'écoulement et la flamme tout en s'approchant des conditions réelles de fonctionnement rencontrées dans les turbines à gaz industrielles [29].

Cependant, tous ces travaux réalisés avec des carburants gazeux ne sont pas représentatifs de l'ensemble des phénomènes physiques rencontrés dans les chambres de combustion aéronautique réelles, alimentées en kérosène. Afin d'améliorer la compréhension de ces systèmes, il est donc nécessaire de réaliser des expériences détaillées sur des systèmes d'injections swirlés, alimentés en carburant liquide. En effet, une étude expérimentale comparative sur une flamme confinée swirlée alimentée en méthane, ou en kérosène a été menée par Marinov et al. [30]. Les champs de vitesse et les propriétés de l'écoulement montrent de grandes similarités. En revanche, des différences notables sont observées sur la structure de flamme. Une des raisons avancées par les auteurs est l'évaporation du spray qui modifie de manière importante la diffusion de la vapeur de carburant et de l'oxydant, et par voie conséquence la réaction de combustion. Une autre étude de Cavaliere et al. [31] montre que les flammes issues des carburants liquides est plus sensible au "lift-off" et aux extinctions locales que les flammes prémélangées et de diffusion au méthane. Les temps caractéristiques des extinctions pauvres sont également plus courts dans le cas d'une combustion swirlée diphasique que dans les combustions au méthane. Les interactions entre la dynamique du spray et de l'écoulement (par exemple en présence d'un PVC) sont des éléments qui modifient fortement les caractéristiques globales de la flamme et de la combustion [12]. De plus, l'acoustique dans les chambres de combustion peut également modifier la topologie du spray et conduire à des structures de flammes différentes [32]. Les propriétés chimiques des carburants liquides et le procédé d'atomisation ont également une grande influence sur les caractéristiques du mélange carburant/air et donc la combustion [33]. En effet, dans cette étude, les auteurs observent des distributions de gouttes et des structures de flammes différentes en comparant la flamme diphasique swirlée alimentée par un bio-carburant (RME) par rapport à celle alimentée en

kérosène de type Jet-A1. En revanche, l'aérodynamique dans le brûleur est identique dans les deux cas. Les auteurs concluent que la viscosité plus faible et volatilité plus importante du Jet-A1 conduit à une atomisation plus fine, une évaporation plus rapide et un meilleur mélange.

Peu d'études expérimentales référencées sur la combustion diphasique swirlée ont été réalisées à haute pression à l'aide de diagnostics optiques. En effet, les pressions élevées ont tendance à dégrader la qualité des signaux optiques collectés (gradient d'indice important, quenching, …) tandis que la présence de gouttes apportent de nombreuses interférences détériorant la qualité du signal collecté (diffusion de Mie, fluorescence intense des gouttes,…). De plus, le coût d'exploitation des installations et la complexité de mise en place des diagnostics optiques augmentent fortement avec l'élévation de la pression. Néanmoins, certains bancs d'essai sont dédiés à l'étude de la combustion dans ces conditions. Bien souvent, les études réalisées sur ces installations sont directement en lien avec des industriels testant leurs nouveaux systèmes d'injection. Cependant, du fait de la confidentialité de ces travaux, les analyses de ces mesures ne sont pas toujours publiées.

Parmi les bancs de combustion permettant d'utiliser des diagnostics optiques dans des conditions de fonctionnement réel du système d'injection, c'est-à-dire alimenté en kérosène et à haute-pression, nous pouvons citer les installations et études associées suivantes :

- L'installation de l'université du Michigan permet de préchauffer l'air à l'aide d'un réchauffeur électrique, avec une pression de fonctionnement allant jusqu'à 10 bar. Durant ses travaux de thèse, Dhanuka et al. [34], [35] a étudié la combustion issue de l'injecteur LPP TAPS (General Electrics) alimenté en Jet-A1 liquide. Des mesures de PIV et de PLIF-CH_2O ont été réalisées afin de caractériser l'écoulement et la structure instantanée de la flamme jusqu'à une pression de 0,45 MPa.

- L'installation de la NASA *Glenn Research Center* permet d'atteindre des températures d'entrée d'air entre 505 et 866 K, une pression de 1,7 MPa et des débits d'air allant jusqu'à 4,54 kg/s. Hicks et al. [36], [37] ont étudié la combustion pauvre issue d'une matrice d'injecteurs swirlés 3x3 alimentée en kérosène liquide à l'aide de PDA, de la PIV, la chimiluminescence OH* ainsi que la PLIF-OH.

- En Allemagne, les bancs d'essai du DLR, le SSC, BOSS (DLR Cologne) et le HKB-S (DLR Stuttgart) sont spécialement dédiés à l'étude des nouveaux systèmes d'injection. Ils permettent également l'étude de l'impact des parois refroidies par multi-perforation sur la flamme dans des conditions réelles de

fonctionnement. Bien souvent, les injecteurs étudiés sont alimentés en carburant gazeux. Cependant, de nouvelles études récentes ont été réalisées à des pressions supérieures à 1,0 MPa dans le but de caractériser la structure de la flamme et la répartition en carburant issue d'une nouvelle technologie d'injecteur alimentée en kérosène [38], [39].

- Les installations de l'ONERA [40] permettent également d'utiliser des diagnostics laser pour l'étude des nouveaux concepts d'injecteur, sur une large gamme de débits (jusqu'à plusieurs kg/s d'air), de pression (2,0 MPa) et de température (900 K), notamment à l'aide des bancs M1, LACOME et MICADO 1 et 2. Des études sur la combustion issue d'injecteurs multipoint à l'aide de l'application simultanée de la PLIF-OH et de la PLIF-kérosène ont notamment été publiées [41], [42].

- Le banc d'essai haute-pression de l'université de Lund permet de monter jusqu'à une pression de 16 bar avec un débit d'air de 1,2 kg/s et une température de 800 K. Une étude de Lantz et al. [43] a permis de comparer la structure de flamme et la distribution de carburant à l'aide de la PLIF-OH associée à la PLIF-fuel pour un injecteur alimenté soit en Jet-A1 soit en bio-carburant. Les études ont été réalisées jusqu'à 0,3 MPa.

- L'installation haute-pression du *Georgia Tech Institute* permet l'étude de la combustion jusqu'à 1,8 MPa et une température de préchauffage de 750 K. Très récemment, une série d'études menées par Chterev et al. [44], [45] a permis d'étudier l'interaction entre la flamme, l'aérodynamique et l'injection de carburant à l'aide de diagnostics optiques haute-cadence (PIV, PLIF-OH et PLIF-fuel) en sortie d'un injecteur swirlé. Ces diagnostics ont été appliqués pour deux carburants (C-5 et Jet-A1) afin de comparer les processus d'atomisation. De plus, une méthode d'analyse qualitative des images de PLIF-OH et PLIF-fuel permet d'identifier les localisations de la flamme et du carburant sous forme liquide et sous forme vapeur.

A travers ces exemples, nous remarquons que les bancs d'essai et les études associées permettant d'analyser le fonctionnement des nouvelles architectures de système d'injection sur leurs plages nominales de fonctionnement à l'aide de diagnostics optiques sont peu nombreux et récents. De plus, même si ces études permettent d'obtenir de nouvelles informations sur les processus physiques rencontrées dans les chambres de combustion aéronautique, les puissances ainsi que les points de fonctionnement étudiés sont généralement éloignés des spécifications industrielles de fonctionnement des injecteurs swirlés alimentés en kérosène liquide.

Pour répondre à ce besoin croissant de la part des constructeurs aéronautiques, le laboratoire CORIA/INSA de Rouen-Normandie s'est doté de nouvelles infrastructures avec le banc de combustion HERON (High prEssuRe facility for aerO-eNgines combustion) permettant l'application de diagnostics optiques dans des conditions haute-pression/haute-température, dont les caractéristiques sont présentées dans le chapitre suivant. Conjointement et systématiquement, des études numériques sont menées afin d'obtenir une extrapolation des grandeurs non-mesurables expérimentalement et approcher une compréhension exhaustive des phénomènes physiques associées.
Cet investissement s'inscrit dans le cadre du projet C-CCAF (projet FEDER de l'ancienne région Haute-Normandie soutenu par le groupe SAFRAN) dont l'objectif est de mettre en place un pôle d'innovations technologiques dans le domaine des systèmes de combustion aéronautique, complètement dédié à la compréhension des phénomènes physiques rencontrés dans les chambres de combustion et au développement de systèmes d'injection permettant des "ruptures technologiques" en termes de production de polluants et de performances.

1.4 Structure du manuscrit

Le travail suivant, mené dans le cadre de la chaire PERCEVAL (CORIA – SAFRAN - ANR - ONERA), a pour objectif de développer et d'appliquer des diagnostics optiques sur des systèmes d'injection innovants en fonctionnement réel. Durant ces travaux de thèse, la chambre de combustion HERON équipée de l'injecteur LP NEWAC (fourni par l'industriel SAFRAN Helicopter Engines) a été étudiée. Une des techniques de mesure retenue pour analyser ce système d'injection est la fluorescence induite par laser (PLIF). Ce diagnostic laser permet notamment de mesurer instantanément des distributions spatiales de température et de concentrations de composés chimiques.
Dans une première partie, les différentes installations nécessaires aux études expérimentales ainsi que leurs caractéristiques sont présentées. L'étude s'est ensuite portée sur la caractérisation du mélange kérosène/air en sortie d'injecteur à l'aide de la PLIF-kérosène. Pour cela une nouvelle méthode d'analyse des images de fluorescence, détectées simultanément sur deux bandes spectrales distinctes a été mise au point et a permis d'obtenir des champs de distribution quantitatif de kérosène vapeur et de température instantanés et moyens.
En troisième lieu, les travaux sur l'étude de la structure de la flamme instantanée et moyenne, mesurée par PLIF-OH sont présentés. Un travail d'analyse et de post-traitement des images de fluorescence collectées permet de remonter à une localisation précise de la zone de réaction, ainsi qu'à l'évolution de l'épaisseur de flamme avec la pression. De par l'analyse de l'absorption de faisceau laser incident,

observée sur les images moyennes de fluorescence, il est possible de remonter à une information quantitative de la fraction molaire en radical OH.
Dans le but de pouvoir identifier les mécanismes de formation du monoxyde de carbone dans une chambre de combustion haute pression, la PLIF-CO a été identifiée comme étant adaptée à l'analyse de la formation de ce polluant. Cependant, cette méthode est encore peu utilisée et répandue. Une quatrième partie est donc dédiée aux travaux menés sur le développement de la PLIF-CO et la caractérisation des spectres de fluorescence de la molécule, nécessaires à l'obtention de données quantitatives sur le banc HERON.
Dans une cinquième partie, une étude de la combustion issue de l'injecteur LP NEWAC réalisée à pression atmosphérique permet d'étudier les mécanismes de stabilisation d'une flamme diphasique, dans des conditions de vitesse d'écoulements proches de celle rencontrées dans le fonctionnement réel de l'injecteur. L'utilisation de diagnostics couplés PIV-PLIF-OH haute-cadence, simplifiée dans le cas d'un fonctionnement à pression atmosphérique, a permis d'identifier un mécanisme aérodynamique de séparation de la flamme. Ce phénomène conduit à la combustion isolée et probablement partielle de poches de gaz frais au sein de la zone des gaz brûlés en recirculation, loin de la zone de combustion stabilisée en sortie d'injecteur, observée sur les images de PLIF-OH basse-cadence et dans la littérature.
Finalement, les résultats acquis grâce aux différents diagnostics optiques développés et appliqués sur le banc HERON, permettent d'obtenir une analyse détaillée globale des mécanismes de stabilisation de la flamme issue de l'injecteur LP. Les résultats expérimentaux obtenus permettent de constituer une base de données quantitative unique et utile à des fins de comparaison et de validation des codes de simulations numériques LES dans des conditions réelles de fonctionnement de chambres de combustion aéronautique.

1.5 Références bibliographiques

[1] ICAO, "Annex 16: International standards and recommended practices, Environmental protection," in *Volume II "Aircraft engine emissions", 3rd ed*, 2008.

[2] A. H. Lefebvre and D. R. Ballal, "Gas turbine combustion: alternative fuels and emissions," Third Edit., Taylor & Francis, 2010.

[3] D. G. Lilley, "Swirl Flows in Combustion: A Review," *AIAA J.*, vol. 15, no. 8, pp. 1063–1078, 1977.

[4] P. Gokulakrishnan, M. J. Ramotowski, G. Gaines, C. Fuller, R. Joklik, L. D. Eskin, M. S. Klassen, and R. J. Roby, "A novel low NOx lean, premixed, and prevaporized combustion system for liquid fuels," *J. Eng. gas turbines power*, vol. 130, no. 5, pp. 51501–51501, 2008.

[5] N. Syred, "A review of oscillation mechanisms and the role of the precessing vortex core (PVC) in swirl combustion systems," *Prog. Energy Combust. Sci.*, vol. 32, no. 2, pp. 93–161, 2006.

[6] R. C. Chanaud, "Swirling Flows," *J. Fluid Mech.*, vol. 21, pp. 111–127, 1965.

[7] L. Guedot, "Développement de méthodes numériques pour la caractérisation des grandes structures tourbillonnaires dans les brûleurs aéronautiques : application aux systèmes d'injection multi-points," INSA de Rouen, 2015.

[8] M. Stöhr, C. M. Arndt, and W. Meier, "Transient effects of fuel-air mixing in a partially-premixed turbulent swirl flame," *Proc. Combust. Inst.*, vol. 35, pp. 3327–3335, 2014.

[9] I. Boxx, C. D. Carter, M. Stöhr, and W. Meier, "Study of the mechanisms for flame stabilization in gas turbine model combustors using kHz laser diagnostics," *Exp. Fluids*, vol. 54, no. 5, 2013.

[10] M. Stöhr, R. Sadanandan, and W. Meier, "Experimental study of unsteady flame structures of an oscillating swirl flame in a gas turbine model combustor," *Proc. Combust. Inst.*, vol. 32 II, pp. 2925–2932, 2009.

[11] K. Oberleithner, M. Stöhr, S. H. Im, C. M. Arndt, and A. M. Steinberg, "Formation and flame-induced suppression of the precessing vortex core in a swirl combustor: Experiments and linear stability analysis," *Combust. Flame*, vol. 162, no. 8, pp. 3100–3114, 2015.

[12] A. Johchi, L. Zimmer, and M. Tanahashi, "Investigation on the acoustic behavior of a turbulent swirl-stabilized combustor fed with liquid fuel," in *17th International Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics*, 2014, pp. 7–10.

[13] N. Patel and S. Menon, "Simulation of spray-turbulence-flame interactions in a lean direct injection combustor," *Combust. Flame*, vol. 153, no. 1–2, pp. 228–257, 2008.

[14] S. M. Correa, "A review of NOx formation under gas-turbine combustion

conditions," *Combust. Sci. Technol.*, vol. 87, no. 1–6, pp. 239–362, 1993.

[15] T. Lieuwen and V. Yang, *Gas Turbine Emissions*, vol. 38. 2013.

[16] L. Y. M. Gicquel, G. Staffelbach, and T. Poinsot, "Large Eddy Simulations of gaseous flames in gas turbine combustion chambers," *Prog. Energy Combust. Sci.*, vol. 38, no. 6, pp. 782–817, 2012.

[17] M. Sanjosé, J. M. Senoner, F. Jaegle, B. Cuenot, S. Moreau, and T. Poinsot, "Fuel injection model for Euler-Euler and Euler-Lagrange large-eddy simulations of an evaporating spray inside an aeronautical combustor," *Int. J. Multiph. Flow*, vol. 37, no. 5, pp. 514–529, 2011.

[18] S. S. Sazhin, "Modelling of fuel droplet heating and evaporation: Recent results and unsolved problems," *Fuel*, vol. 196, pp. 69–101, 2017.

[19] F. Pecquery, V. Moureau, G. Lartigue, L. Vervisch, and A. Roux, "Modelling nitrogen oxide emissions in turbulent flames with air dilution: Application to LES of a non-premixed jet-flame," *Combust. Flame*, vol. 161, no. 2, pp. 496–509, 2014.

[20] P. Gruhlke, F. Proch, A. M. Kempf, E. I. Mahiques, S. Dederichs, and C. Beck, "Prediction of CO and NOx pollutants in a stratified bluff body burner," *Proc. ASME Turbo Expo*, vol. 4A–2017, no. Ildm, pp. 1–12, 2017.

[21] R. Mercier, T. F. Guiberti, A. Chatelier, D. Durox, O. Gicquel, N. Darabiha, T. Schuller, and B. Fiorina, "Experimental and numerical investigation of the influence of thermal boundary conditions on premixed swirling flame stabilization," *Combust. Flame*, vol. 171, pp. 42–58, 2016.

[22] T. F. Guiberti, D. Durox, L. Zimmer, and T. Schuller, "Analysis of topology transitions of swirl flames interacting with the combustor side wall," *Combust. Flame*, vol. 162, no. 11, pp. 4342–4357, 2014.

[23] S. Berger, S. Richard, F. Duchaine, G. Staffelbach, and L. Y. M. Gicquel, "On the sensitivity of a helicopter combustor wall temperature to convective and radiative thermal loads," *Appl. Therm. Eng.*, vol. 103, pp. 1450–1459, 2016.

[24] W. Meier, I. Boxx, M. Stöhr, and C. D. Carter, "Laser-based investigations in gas turbine model combustors," *Exp. Fluids*, vol. 49, no. 4, pp. 865–882, 2010.

[25] U. Stopper, W. Meier, R. Sadanandan, M. Stöhr, M. Aigner, and G. Bulat, "Experimental study of industrial gas turbine flames including quantification of pressure influence on flow field, fuel/air premixing and flame shape," *Combust. Flame*, vol. 160, no. 10, pp. 2103–2118, 2013.

[26] I. Boxx, C. M. Arndt, C. D. Carter, and W. Meier, "High-speed laser diagnostics for the study of flame dynamics in a lean premixed gas turbine model combustor," *Exp. Fluids*, vol. 52, no. 3, pp. 555–567, 2012.

[27] M. Stöhr, R. Sadanandan, and W. Meier, "Phase-resolved characterization of vortex–flame interaction in a turbulent swirl flame," *Exp. Fluids*, vol. 51, no. 4, pp. 1153–1167, 2011.

[28] I. Boxx, C. D. Carter, M. Stöhr, and W. Meier, "Study of the mechanisms for flame stabilization in gas turbine model combustors using {kHz} laser diagnostics," *Exp. Fluids*, vol. 54, no. 5, 2013.

[29] I. Boxx, C. Slabaugh, P. Kutne, R. P. Lucht, and W. Meier, "3 kHz PIV/OH-PLIF measurements in a gas turbine combustor at elevated pressure," *Proc. Combust. Inst.*, vol. 35, no. 3, pp. 3793–3802, 2015.

[30] S. Marinov, M. Kern, N. Zarzalis, P. Habisreuther, A. Peschiulli, F. Turrini, and O. N. Sara, "Similarity issues of kerosene and methane confined flames stabilized by swirl in regard to the weak extinction limit," *Flow, Turbul. Combust.*, vol. 89, no. 1, pp. 73–95, 2012.

[31] D. E. Cavaliere, J. Kariuki, and E. Mastorakos, "A comparison of the blow-off behaviour of swirl-stabilized premixed, non-premixed and spray flames," *Flow, Turbul. Combust.*, vol. 91, no. 2, pp. 347–372, 2013.

[32] A. Renaud, S. Ducruix, P. Scouflaire, and L. Zimmer, "Flame shape transition in a swirl stabilised liquid fueled burner," *Proc. Combust. Inst.*, vol. 35, no. 3, pp. 3365–3372, 2015.

[33] C. T. Chong and S. Hochgreb, "Spray flame structure of rapeseed biodiesel and Jet-A1 fuel," *Fuel*, vol. 115, pp. 551–558, 2014.

[34] S. Dhanuka, J. Driscoll, and H. Mongia, "Instantaneous flow structures in a reacting gas turbine combustor," in *44th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit - AIAA 2008-4683*, 2008, no. July.

[35] S. K. Dhanuka, "An experimental study of the stable and unstable operation of an LPP gas turbine combustor," The University of Michigan, 2008.

[36] S. Tedder and Y. Hicks, "OH Planar Laser Induced Fluorescence (PLIF) Measurements for the Study of High Pressure Flames : An Evaluation of a New Laser and a New Camera System," *Nasa Tech. Memo.*, no. May, 2012.

[37] Y. R. Hicks, C. M. Heath, R. C. Anderson, and K. M. Tacina, "Investigations of a Combustor Using a 9-Point Swirl-Venturi Fuel Injector: Recent Experimental Results," *Nasa Tech. Memo.*, no. April, 2012.

[38] U. Meier, J. Heinze, L. Lange, C. Hassa, L. Rackwitz, and T. Doerr, "Characterisation of the combustion performance of low emission fuel injectors with laser measurements," *CEAS Aeronaut. J.*, vol. 3, no. 1, pp. 45–53, 2012.

[39] C. D. Slabaugh, A. C. Pratt, and R. P. Lucht, "Simultaneous 5 kHz OH-PLIF/PIV for the study of turbulent combustion at engine conditions," *Appl. Phys. B*, vol. 118, pp. 109–130, 2015.

[40] C. Brossard, O. Dessornes, C. Guin, R. Lecourt, and M. Orain, "ONERA test Facilities for Combustion in Aero Gas Turbine Engines, and Associated Optical Diagnostics," no. 11, pp. 1–16, 2016.

[41] M. Orain, F. Grisch, E. Jourdanneau, B. Rossow, C. Guin, and B. Trétout, "Simultaneous measurements of equivalence ratio and flame structure in

multipoint injectors using PLIF," *Comptes Rendus - Mec.*, vol. 337, no. 6–7, pp. 373–384, 2009.

[42] F. Grisch, M. Orain, E. Jourdanneau, B. Rossow, C. Guin, and B. Trétout, "Simultaneous measurements of equivalence ratio and flame structure in multipoint injectors using PLIF," *AIAA/ASME/SAE/ASEE Jt. Propuls. Conf. Exhib. - AIAA 2008-4868*, vol. 337, no. July, pp. 373–384, 2008.

[43] A. Lantz, R. Collin, J. Sjöholm, Z. Li, P. Petersson, and M. Aldén, "High-speed imaging of fuel/OH distributions in a gas turbine pilot burner at elevated pressure," in *49th AIAA Aerospace Sciences Meeting including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition*, 2011.

[44] I. Chterev, N. Rock, H. Ek, B. Emerson, J. Seitzman, N. Jiang, S. Roy, T. Lee, J. Gord, and T. Lieuwen, "Simultaneous imaging of fuel, OH, and three component velocity fields in high pressure, liquid fueled, swirl stabilized flames at 5 kHz," *Combust. Flame*, vol. 186, pp. 150–165, 2017.

[45] I. Chterev, N. Rock, H. Ek, B. Emerson, J. Seitzman, T. Lieuwen, T. Lee, N. Jiang, S. Roy, and J. Gord, "Simultaneous high speed (5 kHz) Fuel-PLIF, OH-PLIF and stereo PIV imaging of pressurized swirl-stabilized flames using liquid fuels," in *55th AIAA Aerospace Sciences Meeting*, 2017, pp. 1–18.

Chapitre 2 :

Dispositifs expérimentaux

Table des matières

2 Dispositifs expérimentaux 21
2.1 Cellule d'essais spectroscopiques haute-pression/haute-température pour la molécule CO. 21
2.2 Le brûleur pré-mélangé McKenna 22
2.3 Les caméras intensifiées 24
2.4 L'injecteur Lean Premixed (LP) NEWAC 25
2.4.1 Technologie et fonctionnement 25
2.5 Banc de combustion LP à pression atmosphérique : La chambre KIAI 26
2.5.1 Le banc d'essais 26
2.5.2 Points de fonctionnement et résultats préliminaires 28
2.6 Banc de combustion haute pression HERON (High prEssuRe facility for aerO-eNgines combustion) 32
2.6.1 Le Centre de Combustion Avancé pour l'Aéronautique du futur C-CAAF 32
2.6.2 La chambre de combustion HERON 33
2.6.3 Intégration de l'injecteur NEWAC dans le banc HERON 36
2.6.4 Points de fonctionnement et résultats préliminaires 37
2.7 Conclusion 43
2.8 Références bibliographiques 44

2 Dispositifs expérimentaux

Dans cette section, les installations utilisées durant cette thèse sont présentées avec leurs caractéristiques principales. Des informations complémentaires sur certaines d'entre elles sont disponibles en annexe ou encore dans le manuscrit de thèse d'E. Salaün [1].

Ces installations sont présentées, non pas dans l'ordre chronologique de leur utilisation, mais dans un ordre croissant de complexité ou de TRL (niveau de maturité technologique, en anglais *Technology Readiness Level)*. Les résultats préliminaires obtenus durant la caractérisation globale des deux bancs d'essais munis de l'injecteur aéronautique étudié (cartographie de stabilité, chimiluminescence, émissions de polluants,…) sont également développés dans cette section.

2.1 Cellule d'essais spectroscopiques haute-pression/haute-température pour la molécule CO.

La cellule d'essais consiste en une cuve en acier cylindrique de dimensions l = 130 mm x $d_{interne}$ = 80 mm et permet une étude spectroscopique des molécules, dans des conditions haute-pressions/haute-températures [2]. Le but est de reconstituer, ou du moins approcher, les conditions thermodynamiques rencontrées dans une chambre de combustion aéronautique, tout en contrôlant précisément la composition chimique du milieu et ainsi caractériser ses caractéristiques spectroscopiques. La cellule est équipée de trois hublots sphériques (d = 35 mm, et e = 16 mm) en silice étendue de type ArF [3] permettant le passage du faisceau laser UV et la mesure de l'absorption, ainsi que la mesure du signal de fluorescence à 90°. La distance entre la face interne des deux hublots permettant le passage du laser, est de 156 mm. Cette cellule permet d'atteindre jusqu'à 2,0 MPa et une température de 900 K à l'aide de 6 crayons chauffants incorporés dans la paroi et d'un régulateur de type PID. La température est contrôlée par deux thermocouples de type K (d'une précision de 0,1%) tandis que la pression est contrôlée par un transmetteur de pression piezorésistif (KELLER, PA-23 SY d'une précision de 0,25% pour la plage 0 – 2,0 MPa). L'affichage digital permet une lecture de la mesure avec une précision de 1 K pour la température et de 0,0089 MPa pour la pression.

Le gaz utilisé pour les mesures de spectroscopiques est un mélange de 927,5 ±9,3 ppm de CO dans du N_2 pur (gamme OTO SL29 d'Air Liquide). Le gaz utilisé possède donc une très faible quantité d'impuretés avec les garanties suivantes : en H_2O < 3 ppm/mole, en O_2 < 2 ppm/mole et en C_nH_m < 0,5 ppm/mole. L'utilisation de mélange gazeux contenu dans une bouteille permet de s'assurer qu'à chaque essai, la composition du gaz est rigoureusement identique et de s'affranchir des erreurs relatives liées à la composition du mélange.

Pour les mesures de signal de référence (ou bruit de mesure), l'enceinte est remplie avec du N_2 pur (Alphagaz™ 1, Air Liquide).
Afin d'évacuer les éventuels produits issus de la dissociation des molécules de CO et pouvoir considérer une densité moléculaire constante, l'atmosphère de la cuve est renouvelée continuellement. Ce renouvellement est assuré par une circulation du gaz issu de la bouteille du mélange N_2/CO. Le débit de renouvellement utilisé est égal à $\dot{m}_{gaz}$ = 0,05 g/s. Le gaz à l'intérieur peut être considérer au repos car la vitesse résultante à l'intérieur de l'enceinte est égale à $7{,}5.10^{-3}$ m/s.

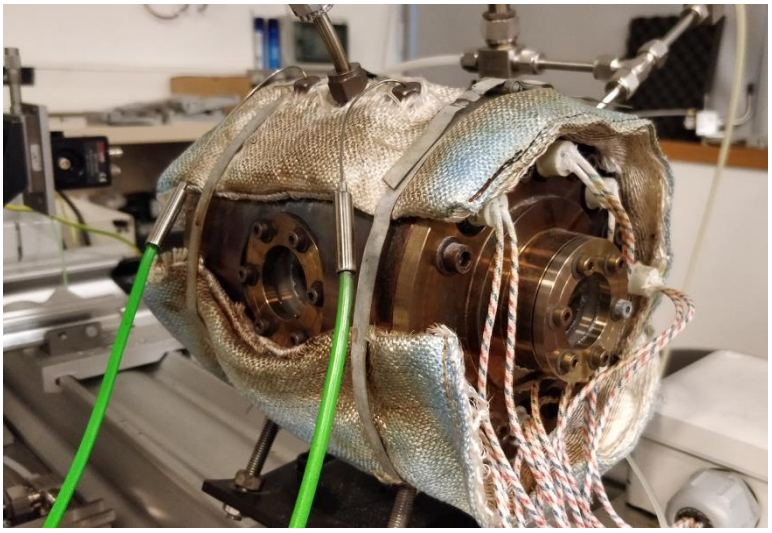


figure 2.1 : Cuve d'essais spectroscopiques haute-pression/haute-température

2.2 Le brûleur pré-mélangé McKenna

Le brûleur McKenna est un brûleur de référence largement utilisé pour étudier les flammes laminaires. Dans notre cas, il permet de produire une flamme plate laminaire facile à comparer avec les modélisations réalisées par calculs 1D (Cantera, « flat flame burner », GRI3.0). Ce brûleur est constitué de deux poreux concentriques, séparés par une petite bague annulaire de 40 mm de diamètre externe et 4 mm d'épaisseur. Le premier poreux permet de former une flamme plate tandis que le deuxième permet de générer un écoulement protégeant la flamme des perturbations extérieures. Les dimensions sont de 32 mm de diamètre pour le poreux interne et 70 mm pour le poreux externe. Une injection d'un prémélange méthane/air synthétique est réalisée dans le poreux central. Le contrôle des débits est réalisé à l'aide de deux débitmètres EL-FLOW Bronkhorst® de capacité 10,25 Nl/min (0,123 g/s) pour le méthane et 10,95 Nl/min (0,236 g/s) pour l'air. L'erreur de mesure sur la plage de débit utilisé est de 2,8%.
L'air utilisé est un air sec reconstitué en bouteille (Alphagaz™ 1 Air Liquide) de composition 20% d'O_2 dans 80 % de N_2.

La réaction de combustion du méthane avec de l'air sec synthétique à la stœchiométrie s'exprime par la relation :

$$CH_4 + 2(O_2 + 4N_2) \rightarrow CO_2 + 2H_2O + 8N_2 \quad (2.1)$$

La richesse du mélange injecté dans le poreux est alors définie par la relation :

$$\Phi = \frac{\dot{m}_{CH_4}}{\dot{m}_{air}}.PCO\ ,\ PCO = \left.\frac{\dot{m}_{air}}{\dot{m}_{CH_4}}\right|_{stoéchiométrie} \quad (2.2)$$

Avec un PCO (pouvoir comburivore) égal à 18 dans le cas de la combustion du méthane/air sec.

Afin de confiner la réaction des perturbations extérieures, un écoulement annulaire d'azote pur (Alphagaz™ 1, Air Liquide) est injecté dans le poreux extérieur. Le débit n'est pas mesuré mais est réglé jusqu'à l'obtention d'une flamme stable ne présentant aucune oscillation sur les images instantanées.

Dans le cas de flammes riches, une deuxième flamme de forme conique peut être visible lorsque l'injection de N_2 périphérique est coupée. Durant nos essais, cette flamme n'était pas observable car l'injection annulaire balaye les gaz brûlés contenant encore des combustibles (HC et CO) et empêche l'oxydation secondaire avec l'air environnant à l'origine de cette flamme.

Une circulation d'eau à l'intérieur du brûleur (non mesurée) permet de refroidir les poreux et de considérer une température de paroi constante pour les modélisations.

Les points de fonctionnement testés sont résumés dans le tableau 2.1. Durant ces essais, aussi bien des richesses pauvres que riches ont été testées. En effet, même si le sujet principal de cette thèse est l'étude de la combustion LP (pauvre, prémélangé), le développement de la LIF-CO nécessite l'exploration en richesse élevée afin d'étudier les interférences avec la fluorescence de certaines espèces n'apparaissant que dans des régimes de combustion riche.

Φ	Qv_{Air} Nl.min^{-1}	Qv_{CH4} Nl.min^{-1}	X_{CH4}	X_{O2}	X_{N2}	W kg.mol^{-1}	ρ kg.m^{-3}	Qm_{surf} kg.s^{-1}.m^{-2}
0,68	4,1	0,273	0,062	0,196	0,740	0,0280	1,251	0,107
0,73	4,1	0,294	0,066	0,195	0,737	0,0279	1,249	0,107
0,84	4,1	0,336	0,075	0,194	0,730	0,0278	1,244	0,108
0,94	4,1	0,378	0,084	0,192	0,723	0,0277	1,239	0,108
1,056	4,1	0,42	0,09	0,190	0,716	0,0276	1,234	0,109
1,15	4,1	0,462	0,101	0,188	0,709	0,0275	1,229	0,109
1,26	4,1	0,504	0,109	0,187	0,703	0,0274	1,224	0,110

tableau 2.1 : Récapitulatif des conditions expérimentales de fonctionnement du brûleur McKenna, puis simulées sous CANTERA.

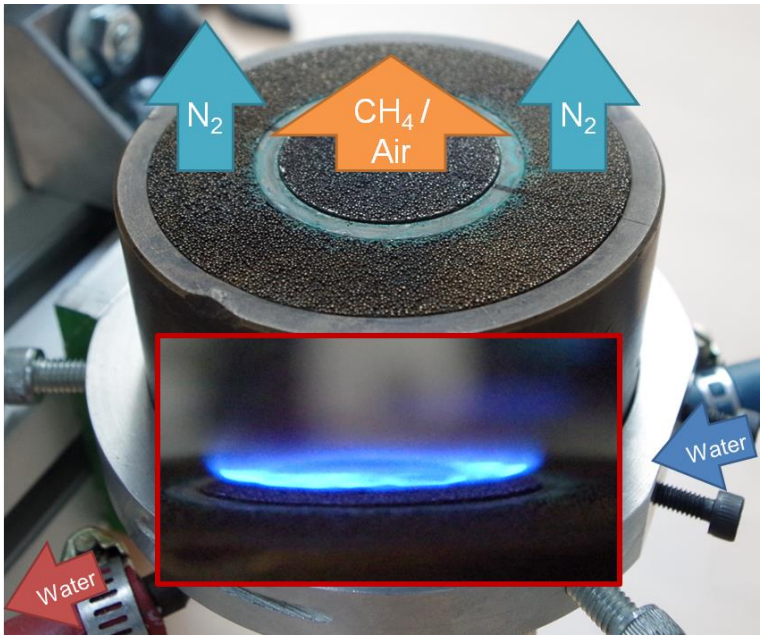


figure 2.2 : Brûleur McKenna utilisé pour l'étude de flamme 1D et image de la flamme résultant de la combustion stœchiométrique méthane/air.

Les richesses et débits affichés ont été corrigés suite à un étalonnage précis des débitmètres à la fin des essais, ce qui explique que les richesses ne soient pas des valeurs arrondies. L'étalonnage des débitmètres permet également de donner une incertitude de 0,67% sur la richesse annoncée.

2.3 Les caméras intensifiées

Pour les études de PLIF (Planar Laser Induced Fluorescence) réalisées sur les différentes molécules sondées, des caméras intensifiées Pi-Max4 :1024EMB de marque Princeton Instruments ont été utilisées afin de collecter et amplifier le signal de fluorescence de ces molécules. En effet, ces caméras permettent d'amplifier le signal de fluorescence sans augmenter le bruit propre de la caméra. Le rapport signal/bruit est alors grandement amélioré. Le capteur CCD est constitué de 1024x1024 pixels dont la taille est de 13x13 µm². L'intensification électromagnétique (EM) peut être réglé jusqu'à 1000 mais de tels niveaux d'amplification détériorent le signal collecté. La linéarité d'un signal de fluorescence avec le gain EM a été vérifiée jusqu'à un gain EM de 400 et est présentée par la figure 2.3. Cette étude a été réalisée avec le signal de fluorescence du monoxyde de carbone dans la cuve spectroscopique remplie d'un mélange CO/N_2 à 1 bar, 300 K.

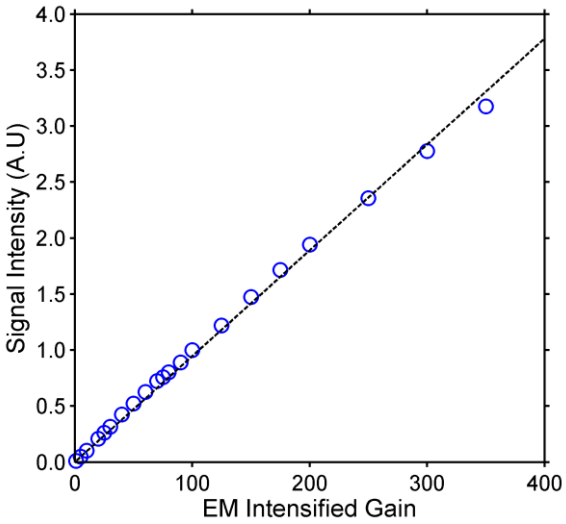


figure 2.3 : Evolution du signal de fluorescence de la molécule de CO avec le gain EM.

2.4 L'injecteur Lean Premixed (LP) NEWAC

2.4.1 Technologie et fonctionnement

L'injecteur NEWAC, a été développé puis breveté par SAFRAN Helicopter Engine à la suite d'études menées dans le cadre du projet Européen du même nom. Il s'agit d'un injecteur de type Lean Premixed doublement swirlé et à injection multipoint. Les injecteurs à écoulements swirlés deviennent de plus en plus courant dans l'aéronautique car ils permettent, d'une part, de raccourcir considérablement la longueur de la flamme et donc de la chambre de combustion, tout en garantissant un bon prémélange carburant/air ainsi qu'une stabilité de la flamme.

L'injecteur NEWAC est constitué d'un canal central, entouré de 8 trous sur la paroi latérale, de diamètre identique à l'orifice central (figure 2.4). Une partie du débit de carburant est injecté au centre de l'injecteur et est atomisé par l'écoulement d'air central swirlé. Cette atomisation permet de créer une zone riche centrale qui aide à stabiliser la flamme. La deuxième partie du débit de carburant est injectée par les orifices latéraux, et peut, soit impacter la paroi interne, soit être emporté par l'écoulement d'air interne swirlé (« jet in crossflow »). La particularité de cet injecteur multipoints est que le rapport d'injection de carburant latéral/central n'est pas contrôlé, mais est constant et défini par la géométrie et l'arrangement des canaux.

Dans le cas où une partie du kérosène vient impacter la paroi face aux trous d'injection, un film liquide se crée et est emporté par l'écoulement d'air. A l'extrémité de la bague interne, le jet de carburant est ensuite cisaillé entre les deux écoulements d'air swirlés. Le film est alors arraché et atomisé finement ce qui permet de créer une zone conique externe, où l'air et le carburant partiellement évaporé se mélangent. La combustion dans cette zone se rapprochera d'une combustion de type prémélangée.

Dans le cadre des essais réalisés avec cet injecteur, le carburant testé est du kérosène de type Jet-A1 (TOTAL) dont les propriétés physico-chimiques ont été déterminées par un laboratoire d'analyses chimiques. Les tableaux en annexe détaillent le résultat de l'analyse.
Le montage de cet injecteur sur le fond de chambre des bancs d'essais est réalisé à l'aide d'une bague d'adaptation cylindrique avec jeu. Cette bague, dont le profil est assimilable à une tuyère, est conçue pour résister à la chaleur dégagée par une flamme stabilisée à l'intérieur de celle-ci. Le centrage de l'injecteur avec cette bague a été optimisé de façon à obtenir une flamme la plus axisymétrique possible. L'injecteur ainsi que la bague d'adaptation ont été fournis par SAFRAN HE. Le maintien de l'injecteur est, quant à lui, garanti par des mâts d'injection réalisés par l'atelier du CORIA. Ces pièces ont été conçues et profilées afin de minimiser l'impact sur l'écoulement d'air en amont de l'injecteur.

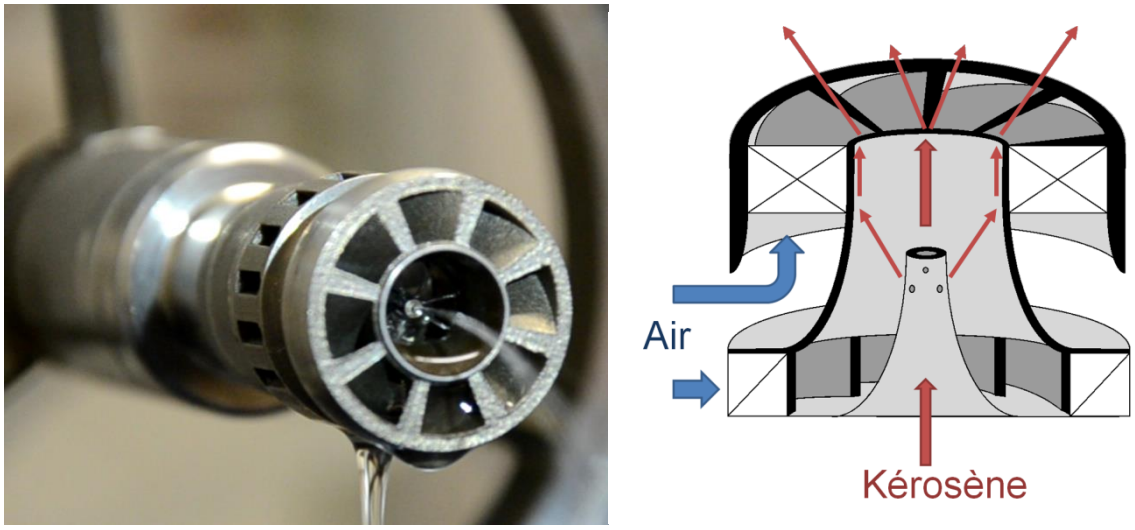


figure 2.4 : (Gauche) Injecteur NEWAC débitant du kérosène sans injection d'air. (Droite) Schéma de principe résumant le fonctionnement de l'injecteur.

2.5 Banc de combustion LP à pression atmosphérique : La chambre KIAI

2.5.1 Le banc d'essais

Des essais de l'injecteur NEWAC ont tout d'abord été réalisés à pression atmosphérique dans le but de se familiariser avec le fonctionnement de ce système d'injection. Même si, à l'origine, il n'a pas été conçu pour ce mode de fonctionnement, l'étude à pression atmosphérique nous a permis d'appréhender son pilotage, dans un banc d'essais en combustion, mais également de s'assurer de la possibilité d'appliquer des diagnostics optiques sur un système d'injection aéronautique réel alimenté en kérosène. En outre, cette chambre a également permis de mieux étudier les phénomènes physiques de la combustion mis en jeu avec

l'injecteur NEWAC et de développer la méthodologie d'analyse. L'installation et le montage d'un tel banc de combustion ont également donné l'opportunité de se former à l'utilisation de matériel de mesure et de contrôle spécifiques aux dispositifs de recherche en combustion expérimentale.

Dans cette configuration à pression atmosphérique, l'injecteur NEWAC est installé dans l'enceinte d'un brûleur utilisé précédemment, lors du projet européen KIAI [4] (figure 2.2). La chambre est disposée verticalement. La chambre de combustion est de section carrée de dimensions 100x100 mm et d'une hauteur de 230 mm. La chambre est terminée par un cône de section cylindrique de 100 mm de diamètre en entrée et de 56,3 mm en sortie. Les gaz de combustion sont ensuite dilués avec l'air de la pièce avant d'être aspirés par le conduit d'extraction. La chambre est refroidie par une circulation d'eau à travers des canaux incorporés dans les parois. Le brûleur fonctionne sur une gamme de débit d'air 15 - 60 g/s et sur une plage de débit de kérosène 0 – 2 g/s. Le carburant est injecté à l'aide d'une pompe à engrenage volumétrique et le débit de kérosène injecté dans la chambre est contrôlé par un débitmètre massique Bronkhorst® de type Coriolis. L'ensemble est monté au plus proche de l'injecteur, sous la chambre, afin de limiter la durée des régimes transitoires, en cas de modification du débit de kérosène. De plus, les pertes de charges sont réduites, permettant de prévenir l'apparition de bulles d'air et de vapeur de kérosène. Le débitmètre est raccordé à l'injecteur par un flexible métallique pour que les vibrations (parfois importantes dans les régimes instables) ne viennent pas perturber la mesure et la régulation du débitmètre.

La température de l'air en entrée de chambre est ajustable entre 300 et 600 K grâce à l'incorporation d'un réchauffeur électrique à la base du brûleur. Un circuit de contournement du réchauffeur permet également d'ensemencer l'écoulement d'air en particules solides (pour les mesures par PIV). La perte thermique causée par ce contournement est compensée par une température plus élevée en sortie de réchauffeur de façon à obtenir la température souhaitée dans le plénum situé juste avant la chambre de combustion.

L'allumage de la chambre est réalisé à l'aide d'une torche au méthane et d'une étincelle générée par une bougie à arc aéronautique CHAMPION. La procédure de substitution du méthane par le kérosène ainsi que la montée en puissance a été optimisée afin d'éviter des points de fonctionnement instable, puis a été automatisée par une interface LabVIEW. De nombreux capteurs de sécurité (température, débit, pression) veillent à ce que l'ensemble fonctionne toujours dans les conditions prévues, de manière à protéger les utilisateurs et équipements.

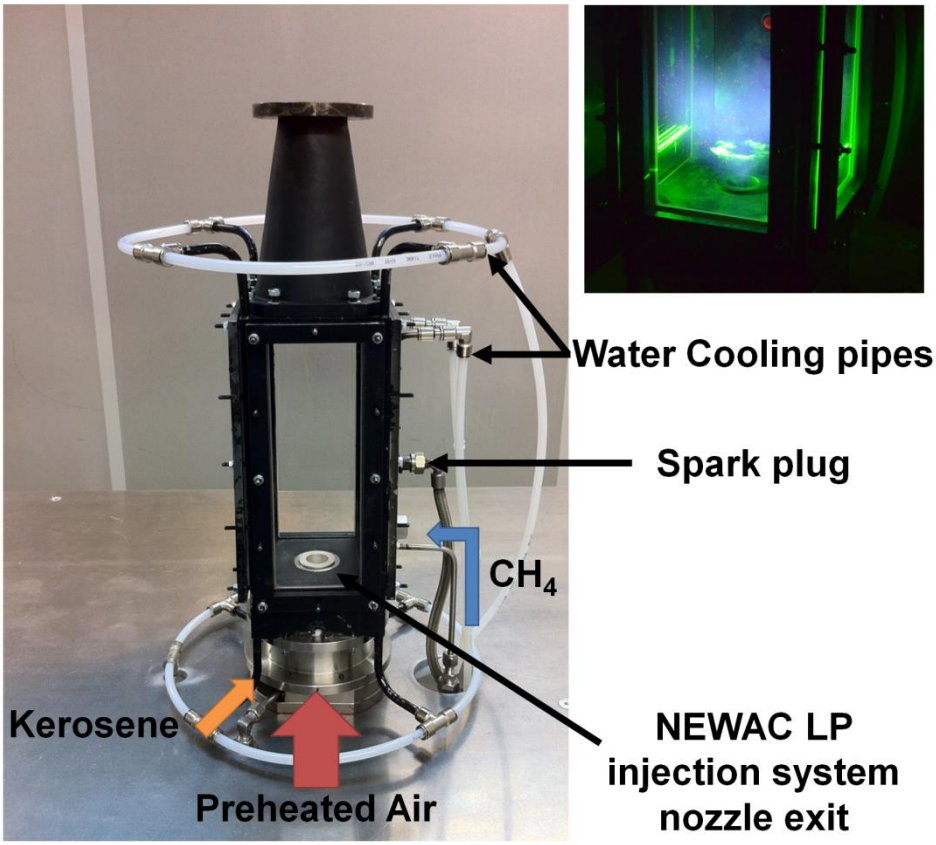


figure 2.5: Brûleur à pression atmosphérique : injecteur NEWAC monté sur la chambre KIAI. (Droite) Image représentant le brûleur durant un essai de tomographie sur les gouttes de kérosène dans le plan radial.

2.5.2 Points de fonctionnement et résultats préliminaires

La première étape de l'étude de ce brûleur a été de caractériser sa stabilité et définir le domaine d'utilisation. La stabilité du brûleur a été déterminée par la RMS de la pression mesurée à l'aide d'un capteur de pression dynamique (Kistler 7001). Les résultats obtenus sont présentés par la figure 2.6. Une zone très instable a ainsi été détectée dans la zone de faible débit/richesse importante. Ces instabilités diminuent très fortement lorsque la température de l'air en sortie de réchauffeur augmente. Une autre méthode, usuelle pour caractériser la stabilité du système consiste à calculer le critère de Rayleigh [5]. Cette méthode a également été utilisée afin de confirmer les résultats obtenus et donne des résultats similaires. Ces résultats ont notamment permis d'optimiser l'allumage de la chambre de combustion.

Parallèlement à l'estimation de la stabilité, les émissions de polluants CO et NO ont été mesurées en sortie de chambre de combustion à l'aide d'une baie d'analyse de gaz (HORIBA PG 250). La collection des gaz d'échappement est réalisée à l'aide d'un tube inox percé régulièrement par 6 trous, installé le long d'un diamètre de la tuyère d'échappement. Une valeur moyennée dans l'espace et dans le temps est ainsi obtenue. Les cartographies d'émission de polluant sont présentées par la figure 2.7 en index d'émission en $EI_{polluant}$ (en anglais EI : « *Emission Index* »). Cette grandeur est

usuellement utilisée dans la communauté motoriste et permet de comparer les émissions de polluants à différents points de fonctionnement en prenant en compte le débit de carburant injecté et s'exprime en gramme de polluant créé par kg de fuel injecté.

Ces mesures ont permis de montrer que les émissions de polluants CO et NO montrent des tendances quasi similaires à pression atmosphérique. Une augmentation de la richesse engendre une augmentation importante des émissions de CO et de NO tandis qu'une augmentation du débit d'air entraine une faible augmentation des rejets de polluants. On notera tout de même un minimum de production de CO entre 0,65 et 0,7. Normalement, une richesse globale égale à 0,8 permet de minimiser la production de CO [6]. Au-delà de cette richesse critique (et donc température de fin de combustion) la dissociation du CO_2 en CO devient importante à cause des températures élevées et la production de CO augmente. Cependant, dans le cas du fonctionnement de cet injecteur LP non-optimisé pour atomiser finement le carburant à pression atmosphérique, de nombreuses gouttes de taille importante sont visibles en sortie d'injecteur (présence de signaux de diffusion de Mie sur la figure 2.5). Le régime de combustion pré-mélangée n'est donc pas réellement atteint et localement la richesse peut être plus élevée que celle estimée à la richesse globale. De ce fait, la température de fin de combustion est plus importante que dans le cas parfaitement prémélangée et la dissociation du CO_2 en CO intervient à des richesses globales légèrement inférieures à la limite usuellement observée.

A l'inverse, une augmentation très importante des émissions de CO est également mesurée lorsqu'on approche de la limite d'extinction (non entièrement représenté sur la figure pour plus de lisibilité) ce qui n'est pas observable pour le NO. Ce comportement s'explique simplement par le fait qu'en travaillant à des richesses faibles, la température de flamme sera plus faible, diminuant ainsi la production de NOx, essentiellement produit à haute température. En revanche, en s'approchant de la limite d'extinction le rendement de la combustion ainsi que la stabilité de la flamme seront dégradés, augmentant la production d'imbrûlés dont le CO.

La structure de la flamme a, quant à elle, été mesurée par l'acquisition des signaux de chimiluminescence naturelle du radical CH* présent uniquement dans la zone de réaction (figure 2.8). Les images sont obtenues à l'aide d'une caméra CCD intensifiée PiMax 7489 (5Hz) (Princeton Instruments) équipée d'un objectif 50 mm. Un filtre passe-bande centré sur 431 nm de largeur spectrale ±10 nm est placé devant l'objectif. 500 images sont acquises par point de mesure. L'image exploitable obtenue est alors une image moyennée à la fois dans le temps mais également dans l'espace. Afin d'obtenir une image dans le plan du centre de l'injecteur, une analyse par transformée d'Abel est appliquée à l'image moyenne car la flamme observée est axisymétrique.

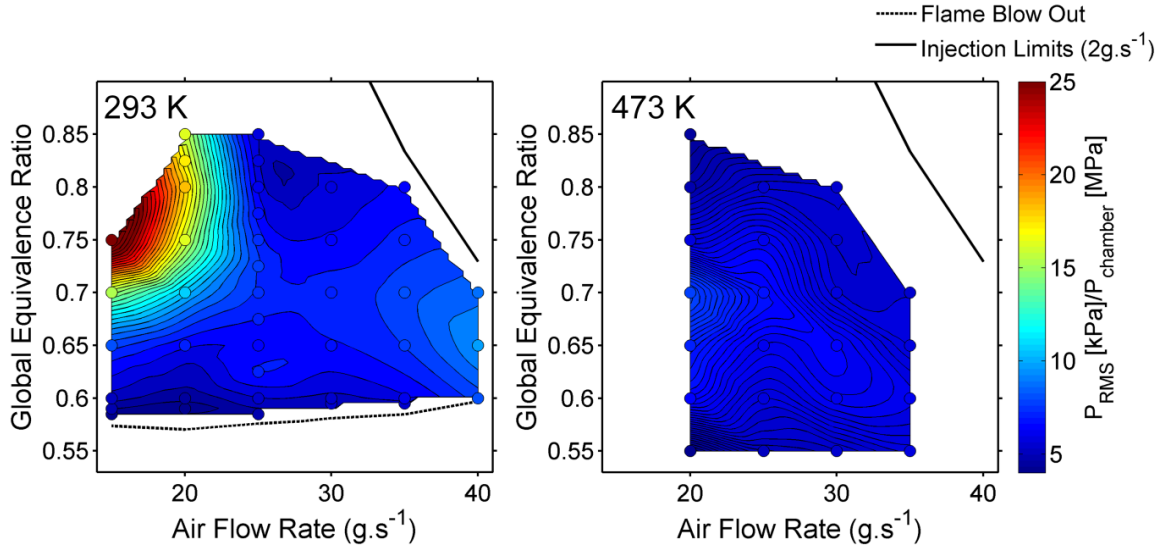


figure 2.6 : Cartographie de la stabilité du brûleur déduite des mesures des fluctuations de la pression dans la chambre de combustion. Les mesures ont été réalisées pour deux températures de préchauffage : (gauche) 293 K et (droite) 473 K.

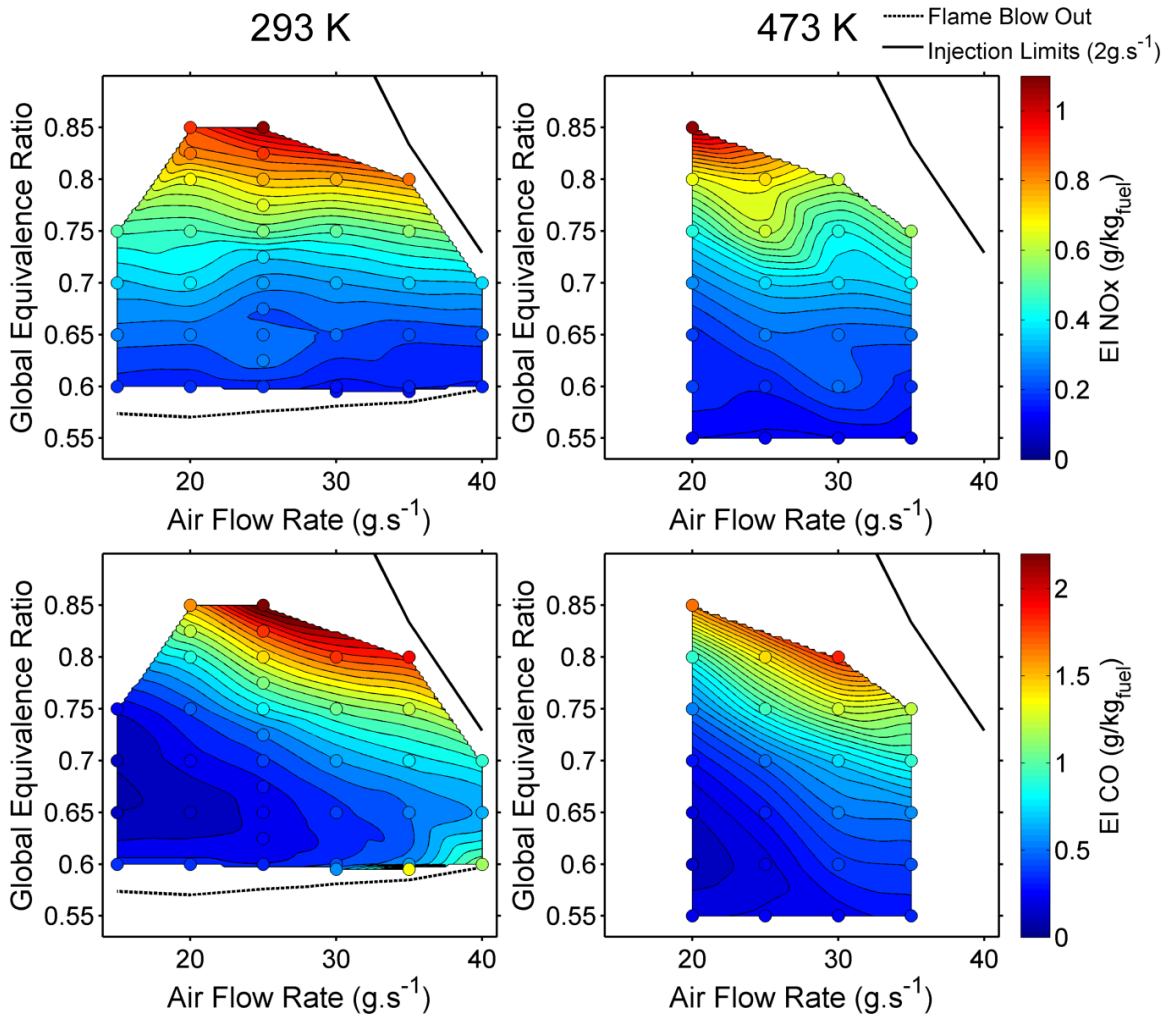


figure 2.7 : Cartographie des émissions de polluants (haut) NO et (bas) CO pour une température de préchauffage de (gauche) 293 K et (droite) 473 K. Ronds : points de mesures.

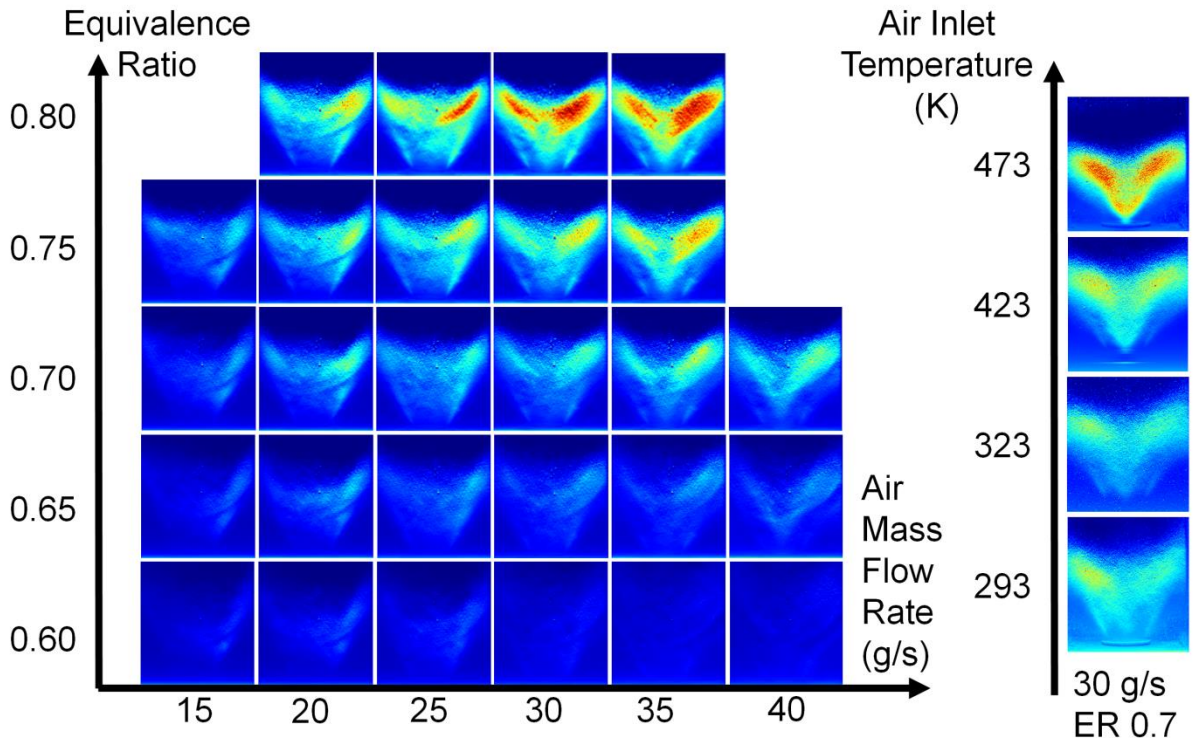


figure 2.8 : Cartographie de la transformée d'Abel des images moyennes de chimiluminescence du radical CH. L'écoulement se dirige du bas vers le haut.

Les mesures révèlent qu'à iso-température de préchauffage, la structure de la flamme est globalement identique quel que soit le point de fonctionnement. Seule l'intensité de l'émission de photons du CH* semble augmenter lorsque la puissance injectée dans la chambre augmente (augmentation du débit d'air et carburant). En revanche, l'impact de la température de préchauffage de l'air sur la structure de la flamme est important. En effet, en augmentant la température, la flamme change progressivement d'une structure en M, à une structure en V aux alentours de 473 K. Cette température correspond à la limite de l'évaporation des composés volatiles contenus dans le kérosène. En continuant d'augmenter la température de préchauffage, au-delà, de 473 K, la structure de la flamme est identique, mais celle-ci rentre à l'intérieur de la bague d'injection et se stabilise en amont du plan de sortie.
Dans le but d'étudier des phénomènes instationnaires de couplage entre l'aérodynamique et la structure de la flamme issue de ce concept d'injecteur à pression atmosphérique, un point de mesure a particulièrement retenu notre attention : $\dot{m}_{air}$ = 30g/s, Φ = 0,7, T_{air}= 200°C. En effet, ce point respecte les conditions suivantes :

- La stabilité thermoacoustique de la flamme est garantie.
- Les contraintes thermiques sur l'installation ne sont pas trop importantes et permettent une utilisation prolongée sur ce point de fonctionnement.

- L'évaporation du carburant est suffisamment avancée pour pouvoir appliquer des diagnostics lasers (PIV, PLIF) dans des conditions où les interférences dues à la diffusion de Mie des gouttes sont limitées.

Les résultats obtenus sur ce point de mesure sont présentés dans le chapitre 6.

2.6 Banc de combustion haute pression HERON (High prEssuRe facility for aerO-eNgines combustion)

2.6.1 Le Centre de Combustion Avancé pour l'Aéronautique du futur C-CAAF

Dans le but de tester et développer des architectures d'injecteurs aéronautiques innovantes, le laboratoire CORIA s'est doté de nouvelles infrastructures permettant d'atteindre les conditions haute-pression/haute-température nécessaires à leurs essais. Les financements proviennent de la région Haute-Normandie et de l'Europe, dans le cadre du projet FEDER (Fonds Européen de Développement Régional). Les différentes infrastructures de C-CAAF sont résumées par une vue d'ensemble des équipements par la figure 2.9. Les différents éléments de l'installation permettant l'alimentation du banc d'essai, sont répartis dans plusieurs bâtiments situés autour du banc d'essais et reliés par des lignes d'acheminement des fluides.

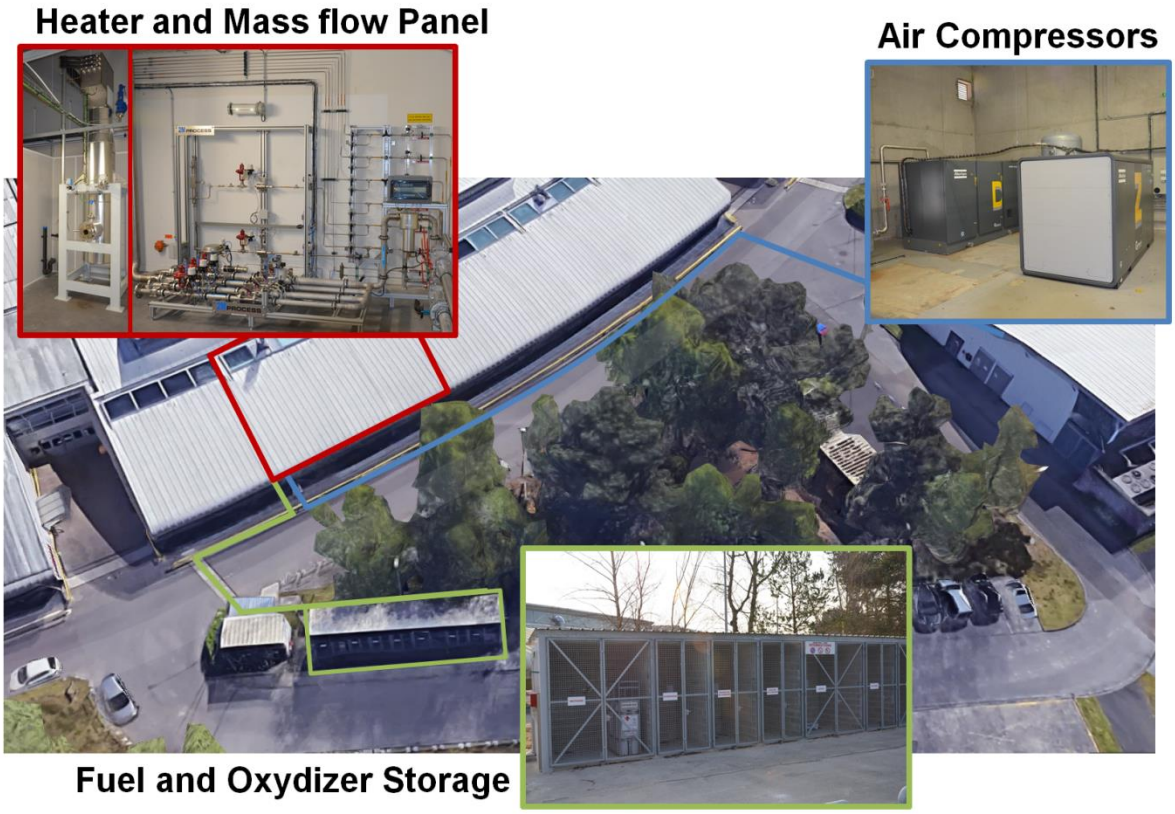


figure 2.9 : Vue d'ensemble des différentes entités permettant l'alimentation du banc d'essais.

La mise en pression de l'air est réalisée à l'aide d'un compresseur à vis, jusqu'à une pression de 1.0 MPa, puis d'un surpresseur à piston permettant d'atteindre une pression de 4.0 MPa et un débit de 300 g/s. L'air en entrée de chambre est préchauffé par un réchauffeur électrique sur une gamme de température allant de 300 à 900 K.
Les carburants et comburants sont stockés à l'extérieur, dans des locaux prévus à cet effet pour des mesures de sécurité, et reliés directement au banc d'essais. Un panneau débitmétrique de préparation du carburant contrôle l'alimentation du système d'injection avec des carburants liquides multi-composant (kérosène, biocarburant…) ou des carburants gazeux (CH_4, CO_2, CO, H_2) de composition connue. Comme pour le brûleur atmosphérique, le carburant liquide est entrainé et mis sous pression par une pompe volumétrique à engrenage permettant de fonctionner sur la gamme 0 – 10 g/s. Ce panneau débitmétrique permet également de couper automatiquement l'alimentation en carburant, en cas de défaillances détectées par les différents capteurs de sécurité de l'installation. Un bain thermostaté peut également être implémenté afin de contrôler la température du carburant. Dans notre étude, la stabilisation de la température du kérosène est réalisée simplement par un échangeur à eau, à une température de 293 ± 2 K.

2.6.2 La chambre de combustion HERON

La chambre de combustion HERON (High prEssuRe facility for aerO-eNgines combustion) est conçue pour fonctionner dans les conditions élevées de pression, de température et de débit, propres aux turbines à gaz terrestre et aéronautique. Elle offre une infrastructure adaptée aux injecteurs industriels. Ses caractéristiques techniques sont optimisées pour permettre l'étude des systèmes d'injection de carburant de moteurs d'hélicoptère dans leur plage nominale de fonctionnement et des systèmes d'injection de moteurs d'avion (petites et moyennes puissances) de nouvelle génération dans les 2/3 de leur plage d'utilisation. Comme évoqué précédemment, l'installation permet d'atteindre en sortie de réchauffeur, une température de 900 K, une pression 2.0 MPa avec un débit de 300 g/s. L'ensemble de l'installation est muni de capteurs de mesures (pression, température et débit) permettant l'acquisition de données mais également de contrôler son fonctionnement. Des capteurs sont notamment dédiés à la sécurité et sont reliés à un automate veillant au fonctionnement de l'installation mais également à la sécurité des utilisateurs. L'ensemble de ce système de mesure/contrôle est résumé en annexe.
L'objectif principal de ce banc d'essais est l'étude des phénomènes physiques rencontrés dans une chambre de combustion haute-pression munie d'injecteurs industriels et le développement de diagnostics lasers avancés. L'architecture modulaire montée sur rail du banc HERON, dont les différentes sections sont

présentées par la figure 2.10, permet un démontage simple et rapide ce qui facilite grandement la maintenance ou la modification d'une des parties de l'installation.
Le premier élément du banc HERON est un tube en inox de transition permettant de linéariser l'écoulement sortant à angle droit du réchauffeur. Ce tube contient une grille allongée permettant de « casser » les grandes structures tourbillonnaires. Dans le but de limiter au maximum les pertes thermiques, ce tube est recouvert d'une house d'isolation thermique (non représentée sur la photographie).
Le deuxième module, assimilable à un plenum (2), permet de maintenir l'injecteur sur le fond de chambre. Le mât d'injection profilé permet d'acheminer le kérosène dans l'injecteur sans apporter de perturbations notables sur l'écoulement. Ce segment peut être remplacé afin de changer l'injecteur, sans modification du reste de l'installation. Du point de vue métrologie, ce bloc est équipé de capteurs de mesure de température (thermocouple type K), de pression statique (KELLER PR-33X) et de pression dynamique (KISTLER modèle 7001) permettant de définir les conditions d'entrée, utiles notamment pour les simulations numériques.
Le bloc suivant (3) constitue le cœur du banc d'essais. Le mélange kérosène/air ainsi que la combustion sont établies dans cette section. La chambre de combustion, de section carrée et de dimension 100 x 100 x 230 mm^3, est munie d'un module de visualisation optique de grandes dimensions (100 x 80 mm^2) autorisant des mesures optiques entre la base de l'injecteur (zone de stabilisation de la flamme) et la paroi interne de la chambre de combustion (zone d'interaction flamme/paroi). Le bloc numéro (4) fait également partie intégrante de la chambre de combustion et permet de recueillir les appareils de mesure nécessitant un accès physique à l'écoulement. Parmi ces appareils de mesure, on notera la présence de deux capteurs de pression statique (KELLER PR-33X), de deux thermocouples de type K et d'un capteur de pression dynamique (KISTLER 7001). Les mesures de la pression statique ainsi que de la température sont doublées afin de découpler la partie mesure de la partie sécurité.
Le 5éme module correspond à une pièce de transition entre la section carrée de la chambre de combustion et la section circulaire de l'étage suivant. Dans le 6^{éme} bloc un second débit d'air de dilution (non-préchauffé) peut être injecté en sortie de chambre de combustion afin de simuler l'effet des trous de dilution d'une chambre de combustion mais également d'abaisser la température des gaz brûlés.
Le 7eme segment est un col sonique d'échappement dont la section est variable et permet de contrôler la pression dans la chambre de combustion. La section est ajustable à l'aide d'un pointeau, refroidie par une circulation d'eau, dont la position est réglée précisément à l'aide d'une vis sans fin contrôlée par un moteur pas à pas.

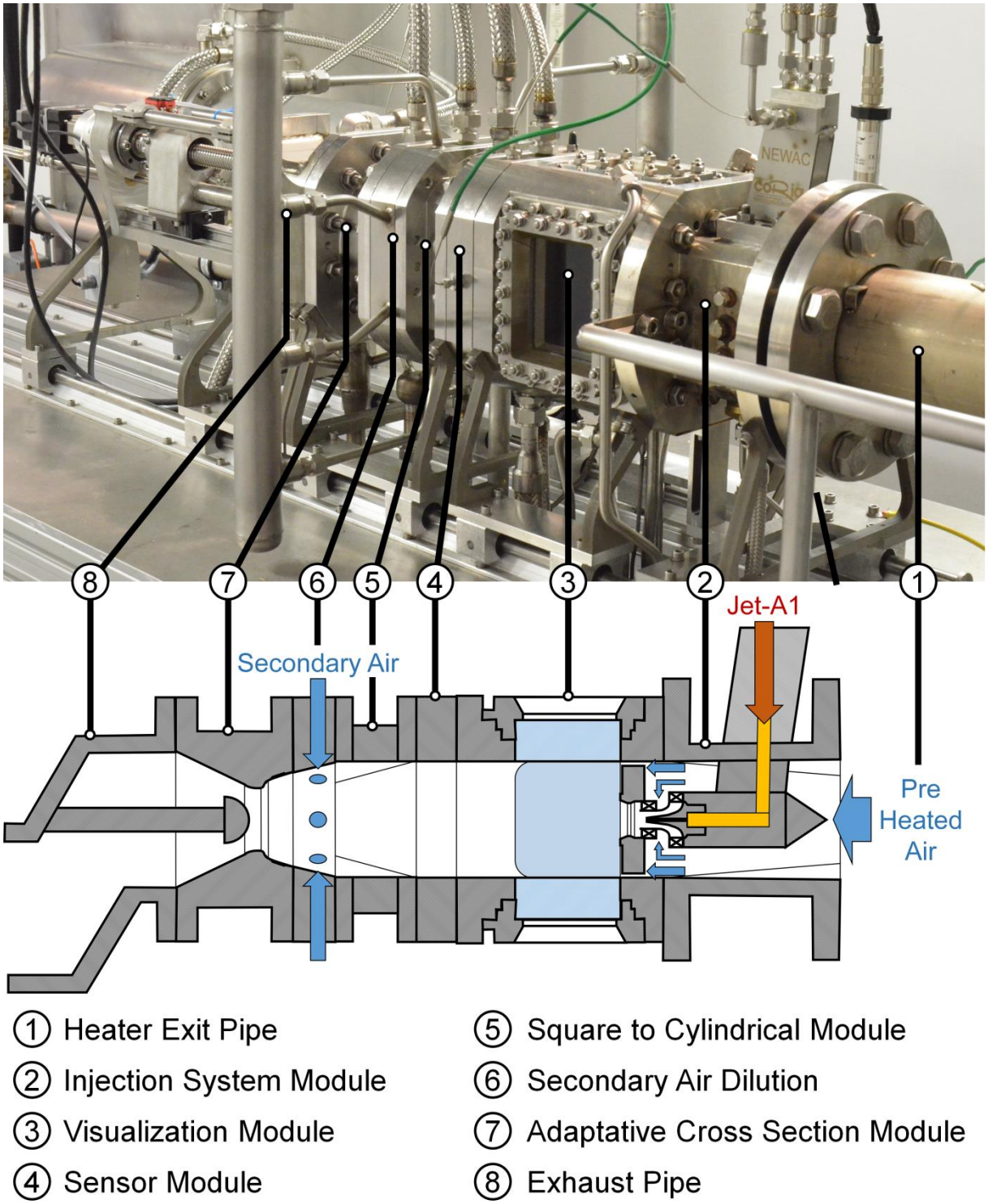


figure 2.10 : Descriptif des différents modules de la chambre de combustion HERON

Avant d'être rejetés vers l'extracteur, les gaz brûlés sont dirigés vers le « Scrubber » (8) qui va refroidir et dépolluer les fumées, à l'aide d'un spray d'eau et d'échangeurs. L'ensemble de l'installation est refroidie par un circuit d'eau pressurisée à l'aide d'une vessie équilibrant la pression de l'eau avec celle de la chambre. L'équilibre des pressions d'air et d'eau est contrôlé à chaque instant par l'automate de sécurité.

2.6.3 Intégration de l'injecteur NEWAC dans le banc HERON

Comme évoqué précédemment, l'injecteur est incorporé dans le fond de chambre à l'aide de la bague d'adaptation fournie par SAFRAN HE. L'injecteur est soutenu et alimenté par le mât d'injection dont le profil a été dessiné afin de perturber le moins possible l'écoulement dans le plenum. Une vue détaillée du montage du système d'injection est proposée par la figure 2.11.
L'intégration de l'injecteur ainsi que la perte de charge produite par celui-ci a fait l'objet d'une attention toute particulière. En effet, en arrivant au fond de chambre, l'écoulement d'air est divisé en deux parties. Une première partie du débit passe dans l'injecteur et se mélange avec le kérosène tandis que l'autre partie passe dans les fentes de dilution au niveau des parois latérales. Cette déviation de l'écoulement permet de créer un film protecteur sur les hublots de visualisation. Ce film d'air est comparable à celui que l'on peut trouver sur une chambre de combustion aéronautique au niveau du fond de chambre. La possibilité offerte pour l'étude de l'interaction entre la flamme et la paroi en présence d'un film d'air est une innovation sur ce type de banc et présente un vif intérêt pour la compréhension de la formation des polluants dans les foyers de combustion aéronautiques. A l'avenir, l'installation de plaques multi-perforées sur les parois est envisageable afin de se rapprocher des conditions réelles et approfondir la compréhension des interactions flamme/paroi dans une chambre de combustion aéronautique haute-pression.

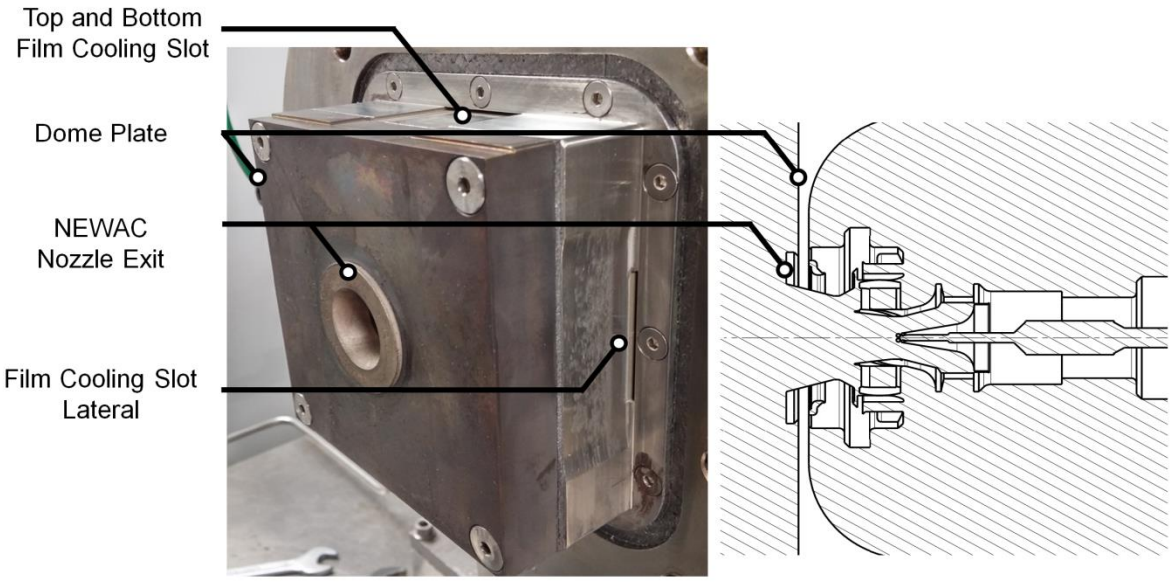


figure 2.11 : Description du fond de chambre et des fentes de dilution, maintenant l'injecteur NEWAC

Dans le premier cas, les fentes de dilution sont bouchées et tout le débit d'air passe dans l'injecteur. Dans le deuxième cas, c'est le contraire, l'injecteur est bouché et dans le dernier cas, on étudie le fonctionnement normal.

Cette étude de la perte de charge a également été vérifiée à 0,4 et 0,8 MPa. Les résultats obtenus sont présentés en annexe, et permettent de confirmer cette répartition des débits qui s'approchent des spécifications requises par SAFRAN HE.
Durant les essais en combustion, le différentiel de pression entre la chambre de combustion et le plénum mesuré reste quasiment inchangé par rapport aux essais à froid ce qui permet d'assurer que la répartition demeure identique.

2.6.4 Points de fonctionnement et résultats préliminaires

A partir de la fiche d'essais proposée par SAFRAN HE et au vu des résultats obtenus lors de l'étude de la répartition des débits, des points de fonctionnement du banc HERON muni de l'injecteur LP NEWAC ont été définis. Ces points de fonctionnement ont ensuite été testés et ajustés en fonction des premières mesures en termes de limites d'opérabilité et d'extinction. Les points de fonctionnement retenus sont résumés par le tableau 2.2.
Le rapport entre le débit d'air traversant le système d'injection et le débit de carburant injecté permet de définir le $FAR_{injecteur}$ global (« Fuel to Air Ratio » traversant l'injecteur). Pour information, le FAR à la stœchiométrie est de 68,7 pour un kérosène dont la formulation est $C_{9,75}H_{20,25}$ (cf. Annexe).
Comme pour le brûleur à pression atmosphérique, la première étape de l'analyse du banc d'essais a consisté à définir le diagramme de stabilité du brûleur ainsi que les limites d'extinction pauvre. La stabilité du brûleur a été déterminée par la RMS de la pression mesurée à l'aide du capteur de pression dynamique installé dans le bloc capteur de la chambre de combustion. Comme le montre la figure 2.12, le fonctionnement du brûleur est stable sur l'ensemble des points de fonctionnement étudiés. La fluctuation (RMS) de la pression par rapport à la pression dans la chambre est du même ordre de grandeur que les points stables obtenus durant les essais réalisés à pression atmosphérique, dans la chambre KIAI avec une température de préchauffage de 473 K.

P (MPa)	T (K)	ρ_{air} (kg/m³)	FAR_{inj} (‰)	$V_{air\ injecteur}$ (m/s)	$Qm_{air\ injecteur}$ (g/s)	$T_{ad.\ flamme}$ (K)
0,41	670	2,13	0,042	107	32,1	1904
0,41	670	2,13	0,046	107	32,1	1995
0,41	670	2,13	0,048	107	32,1	2035
0,41	670	2,13	0,050	107	32,1	2079
0,83	670	4,33	0,038	107	65,1	1809
0,83	670	4,33	0,042	107	65,1	1906
0,83	670	4,33	0,046	107	65,1	1998
0,83	670	4,33	0,050	107	65,1	2085

P (MPa)	T (K)	ρ_{air} (kg/m³)	FAR inj (‰)	$V_{air\ injecteur}$ (m/s)	$Qm_{air\ injecteur}$ (g/s)	$T_{ad.\ flamme}$ (K)
1,38	670	7,16	0,032	108	107,8	1655
1,38	670	7,16	0,034	108	107,8	1708
1,38	670	7,16	0,038	108	107,8	1809
1,38	670	7,16	0,042	108	107,8	1907
1,8	670	9,33	0,028	108	140,6	1548
1,8	670	9,33	0,030	108	140,6	1602
1,8	670	9,33	0,032	108	140,6	1655
1,8	670	9,33	0,034	108	140,6	1708
0,83	500	5,80	50	93	65,1	1960
0,83	550	5,28	50	97	65,1	1997
0,83	600	4,84	50	102	65,1	2034
0,83	670	4.33	50	107	65,1	2085
0,83	700	4,15	50	110	65,1	2106

tableau 2.2 : Points de fonctionnement de l'injecteur NEWAC étudiés sur le banc HERON. Le débit d'air de dilution est gardé continu et constant à 20 g/s.

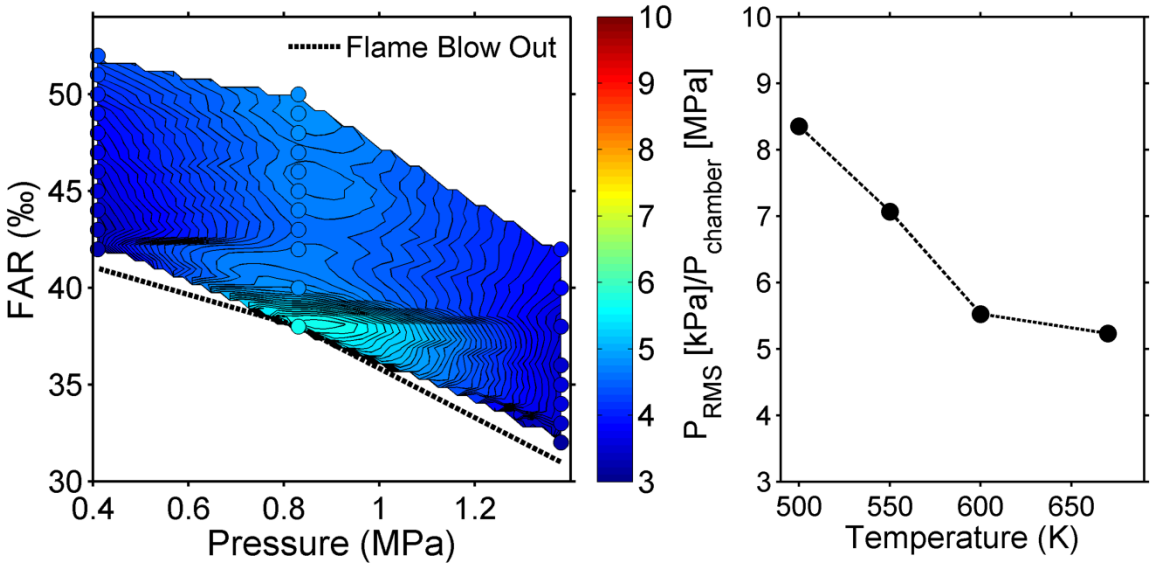


figure 2.12 : (Gauche) Diagramme de stabilité (interpolation linéaire entre les points expérimentaux) du brûleur HERON pour les différents points de fonctionnement étudiés à T_{air} = 670 K (cercles), (Droite) pour différentes température de préchauffage de l'air à P = 0.83 MPa, FAR = 49 ‰.

Seule une augmentation de la RMS de la pression est observée en approchant les limites d'extinction mais les fluctuations restent de faible amplitude. On notera également que durant les essais d'allumage à pression atmosphérique, des zones instables ont tout de même été détectées et se situent aux alentours des zones instables détectées dans la chambre KIAI (richesses élevées, FAR > 58‰ et faibles débits d'air). Concernant l'effet de la température de préchauffage sur la stabilité de la flamme, on observe une structure et un comportement différents ainsi qu'une augmentation des fluctuations de la pression pour atteindre un maximum de 0,83 kPa (adimensionalisé par la pression chambre) à 500 K.

Parallèlement aux mesures de stabilité, la structure globale de la flamme a été enregistrée par l'acquisition de la chimiluminescence du radical CH*. L'émission naturelle de la flamme correspondante a également été photographiée. Les différentes structures de flamme observées sont résumées par la figure 2.13. Sur l'ensemble des points de mesures, pour une température de préchauffage supérieure à 650 K, la flamme possède une forme dite « tulipe ». Ce nom est régulièrement employé dans la littérature [7] et fait référence à une flamme compacte, avec une trajectoire directe et des filaments jaunes.

On notera également que la structure de la flamme est différente lorsque P < 0,4 MPa, celle-ci ayant une forme en « V », comme observé à pression atmosphérique sur la chambre KIAI. Du fait de la proximité du fonctionnement à P = 0,41 MPa, on retrouve également la structure en V sur les points proches de la limite d'extinction (cf. Chapitre 7). On observe plus exactement des changements spontanés entre les deux structures de flamme. Nous considérerons donc le point de fonctionnement P = 0,41 MPa, FAR = 42 comme bi-stable [7], [8]. En élevant la pression, ce phénomène de flamme bi-stable disparait, la flamme se stabilise avec la forme tulipe et sa compacité augmente. On remarque également que la flamme se stabilise à l'intérieur de la tuyère de sortie du système d'injection. Le constat est similaire lorsque le débit de carburant diminue.

Concernant l'effet de la température de préchauffage, à haute pression, une élévation de la température au-delà de 670 K ne modifie pas la forme de la flamme. En revanche, en diminuant celle-ci, le comportement ainsi que la forme de la flamme changent de manière drastique. En effet, lorsque la température descend en dessous de la plage de température critique de 620 – 610 K, la flamme initialement bleue et compacte devient de plus en plus orangée et évasée. En diminuant la température en dessous 550 K, la flamme devient totalement orange et très lumineuse, indiquant la présence de suies. De plus, celle-ci semble complétement détachée de l'injecteur tout en se stabilisant à 1-2 cm de la sortie de l'injecteur. Cependant en analysant les images de chimiluminescence, on observe toujours une zone de réaction en sortie d'injecteur. Celle-ci est plus évasée et moins intense. En réalité, la flamme est toujours attachée à l'intérieur de l'injecteur et la base de la flamme est toujours bleue,

mais l'émission de celle-ci est complétement masquée par le fort rayonnement orangé des suies. Ce changement de comportement de la flamme avec la température de préchauffage autour de 600 K s'explique simplement par le fait qu'en dessous de cette température critique, tous les composants chimiques contenus dans le kérosène n'ont pas commencé à s'évaporer en entrant dans la chambre de combustion. En effet, le kérosène est un composé multi-composant dont les espèces les plus volatiles commencent à s'évaporer autour de 450 K (température d'ébullition à 420 K) tandis que les espèces les plus lourdes ne s'évaporent qu'à 600 K.
Ainsi, en sortie de système d'injection, une partie de kérosène évaporé va brûler en combustion de type prémélangée/pré-évaporé et être responsable d'une première zone réactive où le radical CH* est produit. En revanche, l'évaporation de gouttes de tailles importantes ne sera pas achevée en sortie d'injecteur. Ces gouttes vont traverser ce premier front de flamme et vont brûler de façon isolées plus loin dans la chambre de combustion (régime de combustion de gouttes isolées [9]). Une flamme de diffusion va alors se développer autour de ces gouttes et va dégager localement de grandes quantités de suies qui vont fortement rayonner lors de leur oxydation.

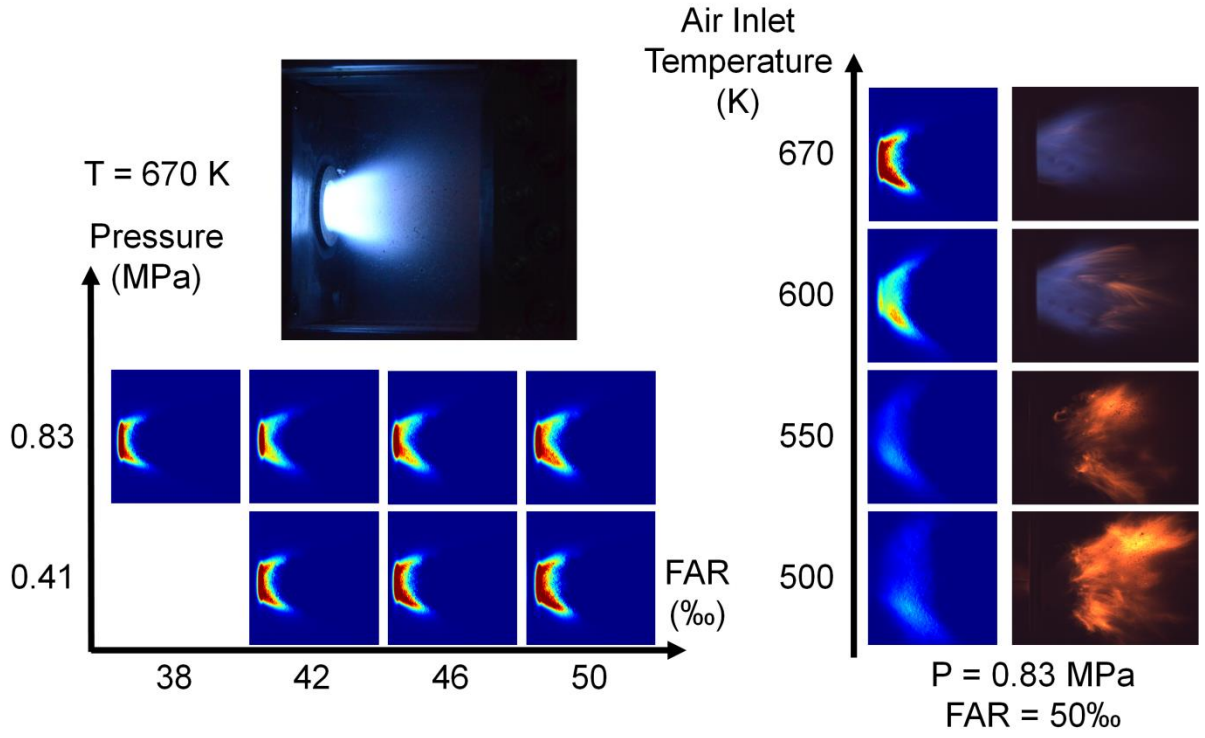


figure 2.13 : Cartographie de la transformée d'Abel des images moyennes de chimiluminescence du radical CH (Gauche) en fonction de la pression et du FAR (Droite) en fonction de la température de préchauffage. L'écoulement se dirige de la gauche vers la droite. La photographie de l'émission naturelle de la flamme sur l'ensemble du spectre du visible est également représentée.*

Les émissions globales de polluants ont également été mesurées pour l'ensemble des points de fonctionnement. Les gaz d'échappement sont prélevés juste après la sortie du col sonique, à l'aide d'un tube multiperforé, disposé le long d'un diamètre de la tubulure d'échappement. Ainsi une valeur moyenne (spatiale et temporelle) des émissions de NOx et de CO est mesurée. L'analyseur de gaz utilisé est identique à celui utilisé durant les essais sur la chambre KIAI. Les résultats obtenus sont présentés en termes d'index d'émission corrigés par l'injection d'air de dilution, par la figure 2.14. Le calcul de l'EI sur la chambre de combustion HERON est détaillé en annexe (Annexe 4).
Les résultats obtenus sont conformes à ce qui est décrit dans la littérature [6] à savoir :

- Les émissions de NOx augmentent avec l'augmentation du FAR tandis que les émissions de CO diminuent. L'augmentation de la température de fin de combustion explique cette tendance. En effet, les NOx sont essentiellement produits à haute-température (NOx thermique) tandis que la diminution du CO s'explique par une meilleure post-oxydation dans les fumées plus chaudes (toujours dans le cas d'une richesse globale inférieure à 0,8).
- Les rejets de CO augmentent nettement lorsque la chambre de combustion fonctionne à très faible richesse globale. En effet, même si la flamme est toujours stable, le rendement de combustion se dégrade avec une température de flamme plus faible. Le taux d'oxydation du carburant est alors moins efficace.
- L'EI NOx augmente lorsque la pression augmente, et les émissions de CO diminuent. La diminution des rejets de CO avec la pression s'explique par la plus grande difficulté à dissocier la molécule de CO_2 lorsque la pression augmente [6]. En revanche, même si l'augmentation des émissions de NO avec la pression est couramment reportée dans la littérature, ce résultat n'est pas toujours vérifié. A ce jour, la dépendance de la production de NO dans les turbines à gaz avec la pression n'est pas réellement comprise [6].

L'influence de la température de préchauffage de l'air en entrée de chambre sur les émissions de polluants et les températures mesurées sur le banc d'essais a également été étudiée et les valeurs relevées sont représentées par la figure 2.15. Les résultats obtenus montrent une augmentation de la température dans la chambre de combustion avec l'élévation de la température de l'air en entrée de chambre. On observe également une très bonne corrélation entre la production de NO et de CO avec la température mesurée dans la chambre de combustion. En effet, une augmentation de la température induit une augmentation de la dissociation de l'air et donc de la production de NO thermique, mais une meilleure oxydation du CO en

CO_2. En revanche dans le cas de fonctionnement à FAR = 49‰, on observe un rejet constant des émissions de CO quelle que soit la température.
Ces mesures mettent également en avant un phénomène intéressant. En plus de constater une diminution des émissions de NOx avec une diminution de la température, on mesure un saut de production de NOx entre 610 et 620 K, correspondant au changement de la structure de la flamme et à l'apparition de petites flamelettes jaunes très lumineuses, indiquant une combustion de goutes isolées traversant le front de flamme. Concernant les rejets de CO, on observe également un saut dans la décroissance de la production de CO avec la température de préchauffage. Cette évolution est visible que dans le cas de fonctionnement à FAR = 42‰. Ces sauts de production de polluants à cette plage de température critique sont corrélés à des sauts de températures mesurées à la fois dans la chambre de combustion et à l'échappement.

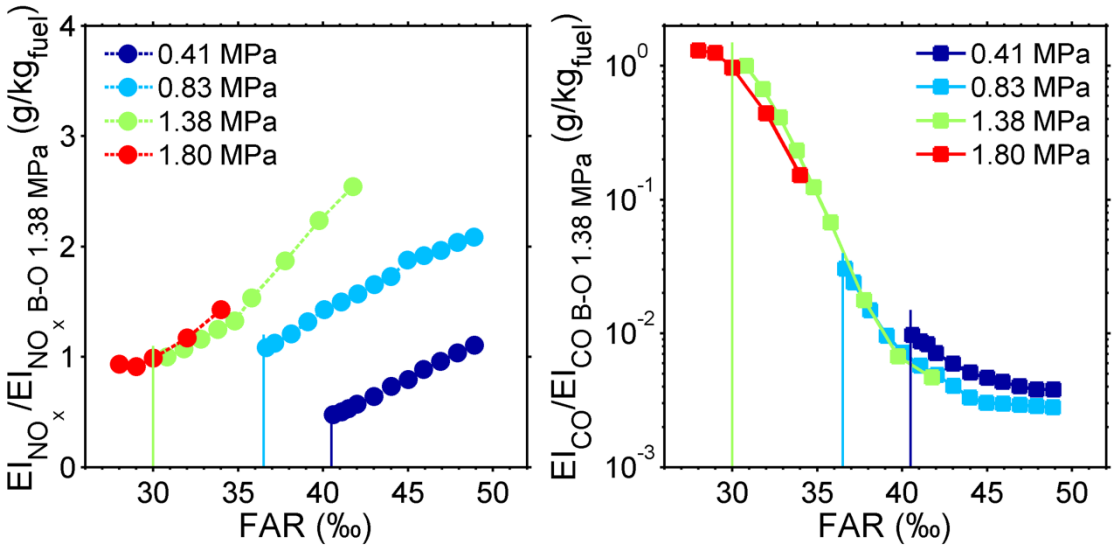


figure 2.14 : Evolution de l'EI (Gauche) pour les NOx et (Droite) le CO pour les différents points de fonctionnements étudiés. Les valeurs sont normalisées par la valeur mesurée à la limite d'extinction pauvre à 1,3 MPa. Traits verticaux : limite d'extinction pauvre.

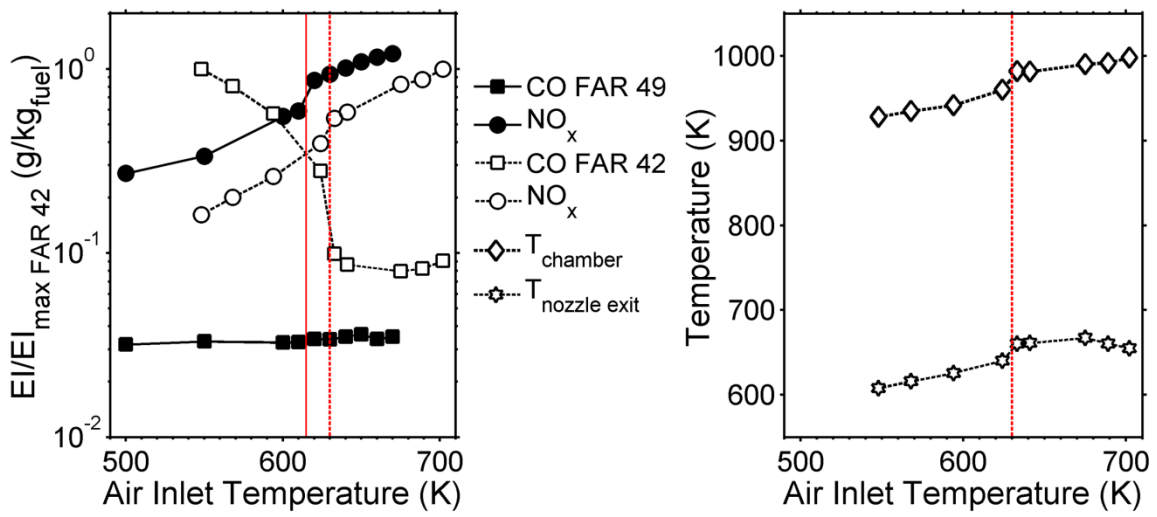


figure 2.15 : Evolution avec la température de préchauffage de l'air (Gauche) des index d'émissions de CO et NO (normalisées par la valeur maximale à FAR 42‰), P = 0,8 MPa, $FAR_{inecteur}$ = 49‰ et 42‰). (Droite) Evolution de la température mesurée dans la chambre de combustion (losange) et dans la tuyère d'échappement après le col sonique (étoile). P = 0,8 MPa, FAR = 42‰.

2.7 Conclusion

Une étude préliminaire du fonctionnement de l'injecteur SHE NEWAC dans deux régimes de fonctionnement distincts (pression atmosphérique et haute pression) a été présentée dans cette deuxième partie. Les résultats obtenus à partir de diagnostics de mesures simples et courant ont permis, d'une part de réceptionner les installations utilisées pour la première fois dans le cadre de ces travaux de thèse et d'autre part, de mieux appréhender le pilotage des banc d'essais et de valider les domaines de fonctionnement de l'injecteur au sein des deux chambres de combustion. Les études détaillées de la chimiluminescence de la flamme mais également de la production de polluants corrélée à des mesures de températures ont permis une première évaluation des performances du système d'injection.

2.8 Références bibliographiques

[1] E. Salaün, "Etude de la formation de NO dans les chambres de combustion haute pression kérosène/air par fluorescence induite par laser," INSA de Rouen - Normandie, 2017.

[2] F. Frat, "Étude de la fluorescence induite par laser du toluène excité à 248 nm et à 266 nm. Évaluation de l'approche FAR-LIF pour des mesures de richesse à pressions et températures élevées," Université de Rouen, 2007.

[3] Corning Company, "HPFS ® Fused Silica ArF Grade," 2003. [Online]. Available: https://www.corning.com/media/worldwide/csm/documents/dce54136a5544273ba03bb27111c75552.pdf.

[4] M. Cordier, A. Vandel, G. Cabot, B. Renou, and A. M. Boukhalfa, "Laser-induced spark ignition of premixed confined swirled flames," *Combust. Sci. Technol.*, no. March 2013, p. 120910084329004, 2012.

[5] J. W. S. B. Rayleigh, *The Theory of Sound*. 1894.

[6] A. H. Lefebvre and D. R. Ballal, "Gas turbine combustion: alternative fuels and emissions," Third Edit., Taylor & Francis, 2010.

[7] A. Renaud, S. Ducruix, P. Scouflaire, and L. Zimmer, "Flame shape transition in a swirl stabilised liquid fueled burner," *Proc. Combust. Inst.*, vol. 35, no. 3, pp. 3365–3372, 2015.

[8] M. Stöhr, K. Oberleithner, M. Sieber, Z. Yin, and W. Meier, "Experimental study of transient mechanisms of bi-stable flame shape transitions in a swirl combustor," *Proc. ASME Turbo Expo 2017*, no. GT2017-63338, pp. 1–11, 2017.

[9] A. Williams, "Combustion of droplets of liquid fuels: A review," *Combust. Flame*, vol. 21, no. 1, pp. 1–31, 1973.

Chapitre 3 :

Fluorescence induite par laser sur le kérosène

Table des matières

3 Fluorescence induite par laser sur le kérosène 47
3.1 Objectif 47
3.2 Bibliographie 47
3.3 La technique de Fluorescence Induite par Laser 49
3.4 La fluorescence du Jet-A1 52
3.4.1 Effet de la longueur d'onde d'excitation 52
3.4.2 Effet de la température 54
3.4.3 Effet de la pression 55
3.5 Méthodologie pour déterminer la concentration et la température du kérosène vapeur 56
3.5.1 Expression du signal de fluorescence collecté 56
3.5.2 Filtrage optique du signal de fluorescence 57
3.5.3 Relations et hypothèses supplémentaires 58
3.6 Evolution du signal de fluorescence de référence $S_0(T, P, O_2)$ 60
3.6.1 Effet de l'oxygène 60
3.6.2 Détermination de $S_0(T, O_2)$ 62
3.6.3 Tabulation de la fonction $S_0(T, P, O_2)/T$ 64
3.7 Dispositifs expérimentaux 67
3.8 Détermination des constantes expérimentales 69
3.8.1 Incertitudes et sensibilités de la méthode de mesure et d'analyse 74
3.9 Couplage avec la PLIF-OH 76
3.10 Analyse des images moyennes et instantanées de PLIF-kérosène dans un foyer de combustion aéronautique. 77
3.10.1 Prétraitement des images instantanées de fluorescence. 77
3.10.2 Analyse quantitative des images instantanées en condition réactive. 79
3.10.3 Analyse quantitative des images moyennes en condition réactive. 81
3.10.4 Comparaison avec la concentration obtenue par l'étude de l'absorption 83
3.11 Conclusion 86
3.12 Références bibliographiques 87

3 Fluorescence induite par laser sur le kérosène

3.1 Objectif

Comme cela a été présenté précédemment, la richesse (ou fraction de mélange) est la grandeur scalaire qui pilote une grande partie des phénomènes de combustion dont les émissions polluantes. Dans le cas d'une combustion diphasique, la richesse locale peut fortement varier d'un endroit à l'autre de la chambre de combustion. Même si l'injection est de type pauvre pré-mélangée (LP : Lean Premixed, LPP : Lean Premixed Prevaporized), des gouttes sont toujours présentes en sortie d'injecteur et on peut dans certaines zones, retrouver des poches importantes de kérosène-vapeurs. Le régime de combustion en ces positions sera alors localement riche même si la cible des systèmes d'injections de type LP est globalement pauvre (inférieur à 0,7). Il est donc intéressant de connaitre la répartition de la vapeur de kérosène au sein d'une chambre de combustion. Cette distribution de concentration permet ainsi de mieux caractériser le fonctionnement de ces nouveaux systèmes d'injection et de les comparer. De plus, ces mesures peuvent être corrélées avec d'autres caractéristiques physiques observées comme la position de la zone de réaction (instantanée ou moyenne), l'intensité de la réaction de combustion, ou encore les émissions de polluants.

Un moyen d'obtenir ce champ de concentration massique en kérosène est d'utiliser la PLIF (« Planar Laser Induced Fluorescnce ») sur les molécules fluorescentes présentes dans le carburant suite à une excitation dans l'UV moyen. A partir des signaux de fluorescence, il est possible de visualiser les zones où le carburant en phase vapeur est présent. À l'aide d'une étude précise de l'évolution du signal de fluorescence en fonction des conditions thermodynamiques réalisée par B. Rossow [1] et d'une méthodologie de collection/étalonnage inédite, nous proposons ici une technique de mesure permettant de quantifier ce signal et ainsi estimer les fractions massiques locales de kérosène vapeur en sortie d'injecteur.

L'objectif de cette mesure est donc d'apporter des informations supplémentaires sur le mélange kérosène/air, son effet sur la combustion et sur les émissions de polluants (CO et NO) en sortie du système d'injection LP étudié en conditions de fonctionnement réelles.

3.2 Bibliographie

L'application de la PLIF avec une excitation du carburant dans l'UV moyen a largement été étudiée dans le domaine automobile et les moteurs à combustion interne [2]. Ces études ont notamment été soutenues dans le cadre du respect des normes d'émission de polluants présentes depuis longtemps dans ce secteur. La PLIF à deux couleurs permet par exemple l'obtention simultanée de la température et du champ de concentration d'une espèce précise dans le mélange carburant/air à l'aide

d'une double excitation laser à deux longueurs d'ondes distinctes [3]. Ces études sont généralement réalisées sur des carburants de substitution ou des traceurs fluorescents et non avec des carburants réels (de type essence ou gazole).
Dans le cadre de l'analyse du fonctionnement des foyers de combustion aéronautique, de nombreuses études ont été menées sur la caractérisation de l'injection de carburant. Ces études portent généralement sur la distribution de taille de gouttes et leurs vitesses, la température de l'air ou encore l'impact de la répartition des débits de carburant [4]–[7] mais elles se focalisent sur la phase liquide du carburant. Certains travaux s'intéressent à la répartition spatiale de la phase vapeur du carburant [8]–[11] mais la plupart de ces recherches utilisent des carburants de substitution. Or l'évaporation, la diffusivité ou encore la combustion peuvent être biaisées du fait de la composition chimique différente du carburant par rapport à celui du kérosène. Par exemple, Chong et al. [12] comparent la structure d'une flamme diphasique swirlée pauvre alimentée dans un cas en kérosène et en « Rapeseed Methyl Esters » (RME) dans l'autre cas. La structure moyenne de l'écoulement des gaz dans la chambre de combustion mesurée est identique dans les deux cas. En revanche, une différence significative sur la structure de la flamme est observée et est directement liée à l'évaporation plus lente dans le cas du RME.
Peu d'études ont été consacrées à l'étude de la distribution et de l'évaporation du kérosène dans une chambre de combustion aéronautique en conditions réactives. L'étude pionnière en ce domaine de Löfström et al. [13] montre qu'il est possible de visualiser la phase vapeur du kérosène suite à une excitation du kérosène à 266 nm tandis qu'une excitation à 532 nm permet de visualiser simultanément la position des gouttes. Des images de campagne de PLIF-kérosène couplée à la PLIF-OH sont également présentées par Grisch et al. [14], [15] et permettent d'analyser plus en détail le fonctionnement en terme de répartition du kérosène vapeur dans une chambre de combustion haute pression (banc M1, ONERA) équipée d'un système d'injection étagée multipoint SAFRAN AE (anciennement SNECMA). Parallèlement, Meier et al. [16], ont appliqué la PLIF-kérosène afin d'obtenir des images de la répartition du kérosène dans une chambre de combustion haute pression muni d'un injecteur Rolls-Royce LDI. Plus récemment, l'équipe de Lieuwen [17] a analysé la dynamique et l'interaction de la flamme avec l'aérodynamique et la réparation du carburant en phase liquide et gazeuse dans une flamme swirlée haute pression, à l'aide d'une excitation à une longueur d'onde commune pour la PLIF-OH et la PLIF-fuel, et à une fréquence de 5 kHz.
L'étude quantitative de la répartition spatiale de la vapeur de kérosène est quant à elle, quasi-inexistante dans la littérature. En effet, l'obtention de valeurs quantitatives à partir des signaux de fluorescence nécessite une connaissance précise de la spectroscopie de la fluorescence du kérosène en phase vapeur dans les conditions thermodynamiques de fonctionnement d'une chambre de combustion. On peut tout

de même noter les études menées par Löfström et al. [13] sur la caractérisation du mélange et de l'évaporation du kérosène dans une chambre de combustion équipée d'un injecteur LPP à l'aide de la PLIF sur le kérosène (Jet-A1). En effet, une étude à pression atmosphérique de la spectroscopie du kérosène sur la plage de température 300 - 900 K a été réalisée afin d'essayer de quantifier le signal de fluorescence dans la chambre de combustion. Cependant un manque évident d'informations, notamment sur la dépendance du signal de fluorescence avec le quenching de l'oxygène n'a pas permis d'aboutir à des mesures quantitatives.

Le développement de cette technique de mesure a fait plus récemment l'objet des travaux de thèse de P. Baranger [18] et de B. Rossow [1]. Les travaux de P. Baranger [18] ont permis d'identifier les espèces chimiques responsables de la fluorescence du kérosène. Il propose également une méthode d'excitation du kérosène permettant d'obtenir le champ de concentration et de température moyen et instantané du kérosène dans un jet chaud d'un mélange kérosène-air. B. Rossow [1] complète cette étude en réalisant une étude détaillée des signaux de fluorescence du kérosène de type Jet-A1, ainsi que des espèces organiques fluorescentes qui le compose. L'étude permet de décrire l'évolution de la fluorescence du Jet-A1 et de son surrogate optique sur une plage de température allant de 300 à 900 K et de pression comprise entre 0,1 à 3 MPa. Une méthodologie de post traitement des signaux de fluorescence collectés simultanément sur deux plages spectrales différentes, est proposée afin de remonter à la valeur simultanée de la concentration molaire en kérosène vapeur et de température. Des images de campagne de PLIF-kérosène couplées avec celles enregistrées par PLIF-OH sont également présentées mais ne sont pas exploitées quantitativement.

Dans la suite de ce chapitre, les travaux sur la PLIF-kérosène seront utilisés et appliqués sur le banc HERON. Les analyses des résultats obtenus par P. Baranger et B. Rossow permettent de proposer une méthodologie permettant d'interpréter quantitativement les signaux de fluorescence collectés. Les résultats obtenus ainsi que la précision de la mesure feront également l'objet d'une analyse détaillée.

3.3 La technique de Fluorescence Induite par Laser

La LIF (Laser Induced Fluorescence), est un diagnostic optique qui permet d'obtenir la répartition spatiale d'une ou bien d'un ensemble de molécules fluorescentes, même lorsque celle-ci sont présentes à l'état de trace. Cette méthode de mesure, résolue spatialement et temporellement est largement employée dans le domaine de la recherche expérimentale.

Le principe de cette méthode consiste à exciter les molécules d'intérêt sur un état, électronique ou vibrationnel élevé grâce à une impulsion laser. La longueur d'onde du laser doit être accordée sur une raie d'absorption de la molécule. Le nombre de molécules excitées issues de l'état 1 (cf. figure 3.1) s'exprime comme :

$$N_1 . B_{12} . I_\nu \tag{3.1}$$

avec N_1^0(Nb de molécules/cm^3) représentant la densité moléculaire à l'état 1, B_{12} le coefficient d'Einstein en absorption (probabilité en s^{-1}) et I_ν l'intensité spectrale incidente à la fréquence ν (W/cm^{2}s^{-1}).
Une fois excitées, les molécules vont chercher à revenir sur leur état fondamental. Le premier chemin de désexcitation correspond à une désexcitation stimulée. La molécule excitée retourne sur son état fondamental, en réponse à l'impulsion laser incidente en émettant un photon à la même longueur d'onde que celle de l'impulsion laser (phénomène physique sur lequel est basé l'effet LASER).
Le deuxième chemin de désexcitation est l'émission spontanée d'un photon, dans une direction aléatoire de l'espace à une fréquence différente de celle du laser incident. Ce processus de désexcitation radiative isotrope non instantanné est appelé fluorescence. La molécule reste sur son état excité pendant une durée caractéristique appelée durée de vie (généralement entre une dizaine et une centaine de nanosecondes). Le nombre de molécules passant de l'état 2 à 1 par fluorescence s'exprime comme :

$$N_2 . A_{21} \tag{3.2}$$

avec N_2(Nb de molécules/cm^3) représentant le nombre de molécules à l'état 2 et A_{21}le coefficient d'Einstein pour l'émission spontanée (s^{-1}).
La collection du signal de fluorescence permet alors de mesurer la position instantanée de la molécule sondée avec un rapport signal sur bruit bien supérieur à celui de la chimiluminescence. De plus, cette méthode est particulièrement intéressante car à l'aide de la connaissance des propriétés spectroscopiques de la molécule, il est également possible de remonter à une information quantitative de la concentration de la molécule sondée et/ou de sa température. Cependant, cette quantification de la concentration de la molécule à partir du signal de fluorescence n'est pas immédiate. En effet, un troisième chemin de désexcitation, non-radiatif intervient : le « quenching » ou désexcitation collisionnelle : En collisionnant une autre molécule du milieu, la molécule excitée va transmettre une partie de son énergie à l'autre molécule. Ce phénomène dépend de la pression, de la température et de la composition du milieu.
Il existe donc une compétition entre les différents phénomènes physiques menant à la désexcitation d'une molécule. Cette compétition entre les différents phénomènes peut être résumée par un schéma à deux niveaux d'énergie représenté par la figure 3.1.De cette représentation à deux niveaux, on en déduit que l'évolution temporelle de la quantité de molécules à l'état 2 est :

$$\frac{dN_2}{dt} = N_1 . B_{12} . I_\nu - N_2 (B_{21} . I_\nu + Q_{21} + A_{21}) \tag{3.3}$$

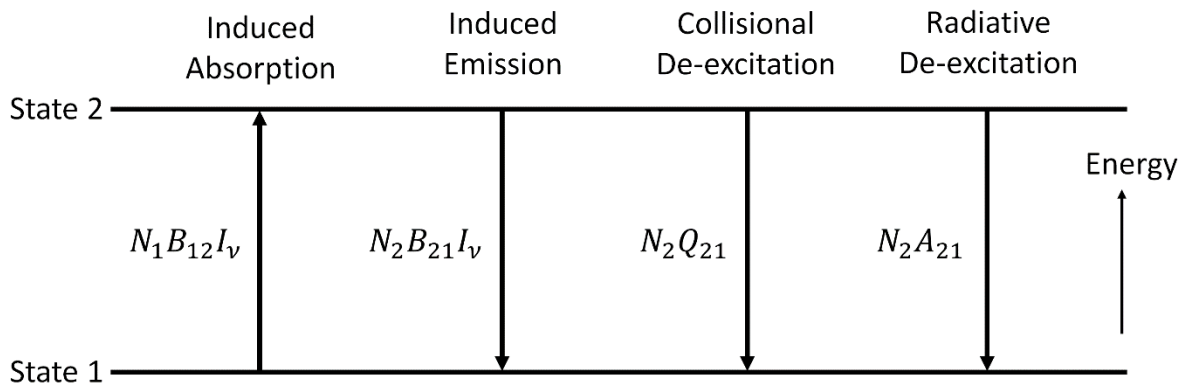


figure 3.1: Schéma des phénomènes de transitions possibles entre deux niveaux énergétiques d'une molécule

Pour un régime stable $\dot{N}_2 = 0$, dans le cas d'une fluorescence non-saturée ($B_{21} I_\nu \ll A_{21} + Q_{21}$, faible énergie laser incidente) et en considérant que le nombre de molécules excitées est faible devant celui des molécules au repos ($N_2 \ll N_1$), on en déduit que la quantité de molécules à l'état 2 s'exprime comme:

$$N_2 = N_1 \frac{B_{12}.I_\nu}{A_{21} + Q_{21}} \tag{3.4}$$

Le signal de fluorescence collecté par un détecteur s'exprime par la relation suivante [19]:

$$S_{fluo} = \eta_D . \frac{\Omega}{4\pi} . V . N_2 . A_{21} \tag{3.5}$$

où $\frac{\Omega}{4\pi}$ représente la fraction des photons collectés, issue du volume de mesure V, avec un rendement du détecteur η_D.
En considérant l'état 1 (état fondamental) comme représentatif du nombre total de molécules $N_1 \approx N_1^0$, il vient :

$$S_{fluo} = \eta_D . \frac{\Omega}{4\pi} . V . N_1^0 . B_{12} . I_\nu \frac{A_{21}}{A_{21} + Q_{21}}, \tag{3.6}$$

Le terme d'excitation peut également s'exprimer en fonction d'une section efficace d'absorption à une longueur d'onde donnée σ_ν (en cm²) [1]:

$$B_{12}.I_\nu = \sigma_\nu . \frac{I_{laser}}{h\nu_L} \tag{3.7}$$

où $h\nu_L$ représente l'énergie du photon incident et I_{laser} l'intensité du laser.

En connaissant la température, la pression ainsi que la manière dont se peuple les différents niveaux d'énergie (nécessité d'un modèle d'absorption et d'émission), on peut remonter à la concentration de la molécule étudiée à partir du signal de fluorescence. De plus, la dépendance du signal de fluorescence à la température est une caractéristique intrinsèque de la transition étudiée. De ce fait, en analysant simultanément deux raies spectrales différentes, il est possible de réaliser une mesure simultanée du champ de concentration et de température.
Cependant, l'analyse quantitative du signal de fluorescence est complexe puisque comme nous venons de l'évoquer, divers phénomènes physiques entrent en compétition avec le processus de fluorescence. Nous avons évoqué notamment le quenching collisionel qui dépend de la pression et de la composition du milieu. Celui-ci va s'intensifier lorsque la pression augmente et provoque une réduction du rendement de fluorescence. Dans le cas des molécules diatomiques, d'autres processus peuvent également réduire le rendement de fluorescence comme la photoionisation et la photodissociation (voir chapitre 5).

3.4 La fluorescence du Jet-A1

Les analyses de P. Baranger [18] et B. Rossow [1] ont montré que la fluorescence du kérosène, suite à une excitation de l'UV provient principalement des mono-aromatiques et des di-aromatiques. Dans leurs modèles de fluorescence et de reconstitution d'un kérosène « optique », une seule molécule a été retenue pour les mono-aromatiques : le 1,2,4-trimethylbenzène et trois molécules ont été sélectionnées pour la fluorescence des di-aromatiques : le naphtalène, le 1-méthylnaphtalène et le 1,3-diméthylnaphtalène. Contrairement aux molécules mono- ou diatomiques, les spectres d'absorption et d'émission des molécules lourdes carbonées sont continus. Une étude approfondie de la fluorescence de ces molécules a également été réalisée durant ces deux thèses afin de mieux appréhender la photophysique du kérosène dans son ensemble. Ces études ne seront pas développées dans ce manuscrit qui se focalisera sur la fluorescence du kérosène de type Jet-A1.
Lors de leurs travaux de recherches, les deux auteurs ont largement contribué à l'identification des espèces responsables de la fluorescence du kérosène ainsi que l'influence du milieu dans lequel se trouve le kérosène en phase vapeur.

3.4.1 Effet de la longueur d'onde d'excitation

La première étape de l'étude de la fluorescence du kérosène a été de comparer l'effet des longueurs d'onde d'excitation dans le domaine de l'UV sur le signal de fluorescence du kérosène. Cette étude a été réalisée par P. Baranger [18] et montre le potentiel pour chaque source laser de réaliser des mesures dans une chambre de

combustion aéronautique. La figure 3.2 représente l'influence de la longueur d'onde d'excitation du laser sur l'allure du signal de fluorescence. L'ensemble des résultats présentés par la suite sont normalisés par le maximum du spectre de fluorescence à une condition donnée. Cette représentation permet de comparer les résultats réalisés dans différentes conditions expérimentales (notamment en concentration en vapeur de kérosène dans la cellule) et de déduire l'influence de chaque paramètre indépendamment des conditions d'essais.

Tout d'abord, on observe une première bande d'émission comprise entre 310 et 420 nm, quasi-identique quelle que soit la longueur d'onde d'excitation. Dans le cas des excitations à 266 nm et à 282nm, une seconde bande d'émission apparait entre 270 et 310 nm. Ces deux bandes d'émissions correspondent à la fluorescence des mono-aromatiques et des di-aromatiques (principalement les naphtalènes). Ces deux bandes d'émission distinctes permettent de ségréguer la fluorescence des différentes familles d'espèces à l'aide de filtres optiques. Dans le cas d'une excitation à 266 nm, on peut remarquer que l'intensité de fluorescence de la bande correspondant à la fluorescence des mono-aromatiques est quatre fois supérieure à celle obtenue avec une excitation à 282 nm. Le rendement de fluorescence est donc meilleur à 266 nm permettant une augmentation du SNR collecté par les caméras sur cette bande spectrale.

De plus une excitation à 266 nm permet de réduire le bruit produit par le signal incident du laser sur le signal collecté car celui-ci se trouve en limite du spectre de fluorescence. Au contraire, les faisceaux lasers d'excitation à 282 nm et 308 nm se situent dans la bande spectrale de collection des mono-aromatiques risquant de détériorer significativement le rapport signal/bruit des images de fluorescence de ces aromatiques. Cette stratégie d'excitation à 266 nm sera donc retenue pour le reste de cette étude.

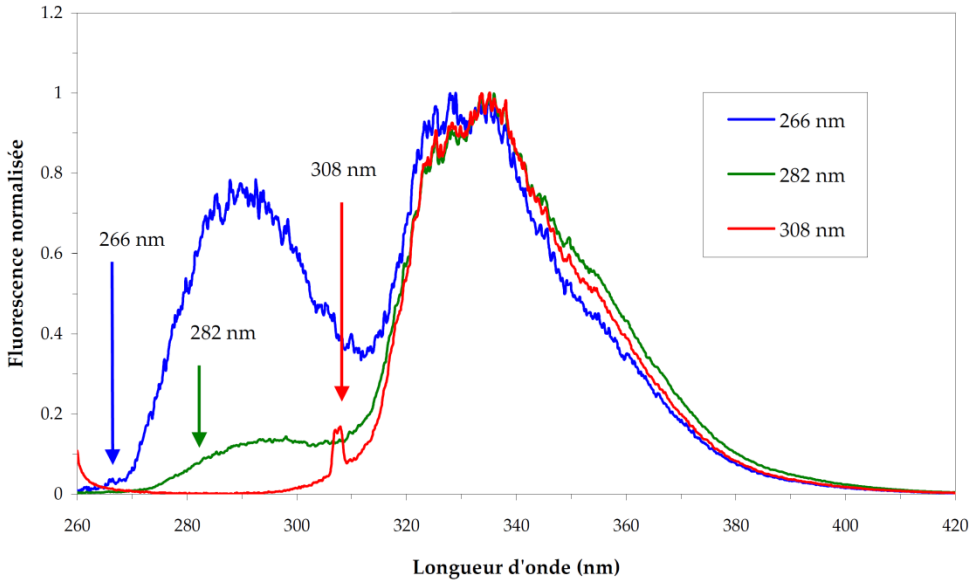


figure 3.2: Fluorescence normalisée du kérosène après excitation à 266 nm, 282 nm et 308 nm d'après P. Baranger [18].

3.4.2 Effet de la température

L'étude de l'effet de la température sur la section efficace d'absorption du kérosène pour une excitation à 266 nm a été réalisée par B. Rossow [1]. Pour des températures comprises dans la plage 450 – 850 K, les essais ont été réalisés dans une cellule d'essai avec un mélange kérosène/N_2 à pression atmosphérique. La concentration en molécule de kérosène a été gardée constante avec $9{,}5.10^{16}$ molécules/cm^{-3} durant toute l'étude. Les résultats ne montrent aucun effet de la température sur la section efficace d'absorption.

Ensuite, la dépendance de la fluorescence de la vapeur de kérosène avec la température a été étudiée. Le spectre de fluorescence du mélange binaire kérosène/N_2 a été enregistré sur la plage de température 450 – 900 K, à une pression de 0,1 MPa. La concentration en molécules de kérosène est identique à celle utilisée pour l'étude de l'absorption. Les résultats obtenus sont présentés sur la figure 3.3. L'erreur relative du signal de fluorescence, en terme de nombre de photons fluorescents divisé par l'énergie laser incidente $\Delta\left(\frac{N_{LIF}}{I_L}\right) / \left(\frac{N_{LIF}}{I_L}\right)\Big|_{P,O_2=cst}$, est inférieure à 4%. On observe que le signal de fluorescence est dépendant de la température et que celui-ci décroit régulièrement lorsque la température augmente. L'étude révèle également un comportement similaire de la décroissance du signal avec la température sur les bandes spectrales de fluorescence des di-aromatiques et des mono-aromatiques (diminution d'un facteur ~200 en passant de 450 à 900 K). En revanche, cette décroissance évolue différemment pour les deux groupes d'aromatiques.

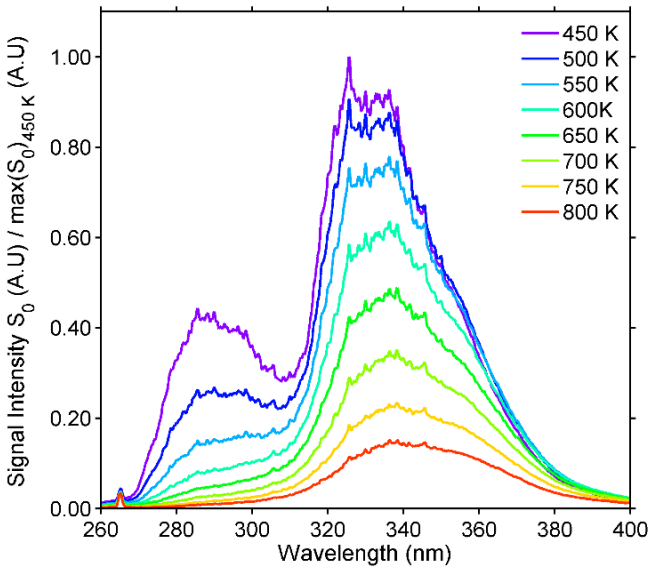


figure 3.3 : Evolution du spectre de fluorescence du kérosène (sans filtre optique) en fonction de la température à P = 0,1 MPa. Données issues de B. Rossow [1].

On note également un changement de la forme du spectre de fluorescence avec la température. Le maximum de fluorescence des di-aromatiques se décale vers les grandes longueurs d'ondes alors que le spectre semble « s'aplatir » dans le domaine de fluorescence des mono-aromatiques.

3.4.3 Effet de la pression

De même, l'effet de la pression a été étudié pour deux températures, 450 K correspondant à la limite de température d'évaporation du kérosène et 700 K, qui est une condition représentative en entrée de foyer de combustion de moteur aéronautique. La cellule d'essai est également remplie avec un mélange kérosène/N_2 avec une concentration en molécules de kérosène de $2{,}10.10^{17}$ molécules.cm^{-3} dans le cas à 450 K et de $1{,}35.10^{17}$ molécules/cm^{-3} à 700 K. Dans notre étude, nous nous intéressons seulement aux variations en intensité et en forme du spectre à 700 K, représentées par la figure 3.4. En effet, dans nos conditions expérimentales, la majorité des essais menés à pression élevée sont réalisés avec un préchauffage de l'air à une température voisine de 700 K. L'erreur relative des mesures de la dépendance en pression du signal de fluorescence $\Delta\left(\frac{N_{LIF}}{I_L}\right) / \left(\frac{N_{LIF}}{I_L}\right)\Big|_{T,O_2=cst}$ est comprise entre 3% à 0,1 MPa et 5,5% à 3.0 MPa.

Les résultats de cette étude montrent tout d'abord une évolution opposée du signal de fluorescence des mono-aromatiques et des di-aromatiques avec la pression à 700 K. En effet, tandis que le signal de fluorescence des di-aromatiques (bande spectrale 310 – 400 nm), augmente avec la pression, le signal de fluorescence des mono-aromatiques décroit (domaine spectral 270 – 300 nm). Cependant, cette dépendance en pression devient faible voir négligeable pour des pressions supérieures à 1,0 MPa.

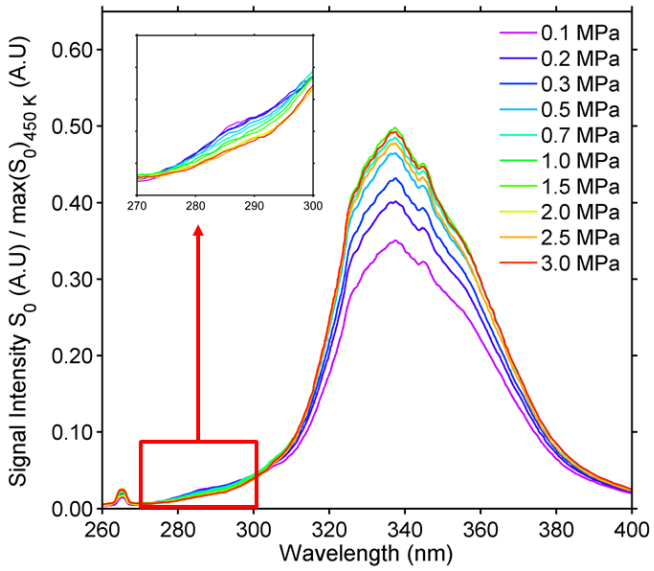


figure 3.4 : Evolution du spectre de fluorescence du kérosène (sans filtre optique) en fonction de la pression à T = 700 K. Données issues de B. Rossow [1].

3.5 Méthodologie pour déterminer la concentration et la température du kérosène vapeur

3.5.1 Expression du signal de fluorescence collecté

Comme cela a été décrit précédemment, le signal de fluorescence collecté par la caméra d'analyse peut s'exprimer comme :

$$S_{fluo} = \eta_D . \frac{\Omega}{4\pi} . V . N_1^0 . \sigma_\nu . \phi . \frac{I_{laser}}{h\nu_L}, \phi = \frac{A_{21}}{A_{21}+Q_{21}} \tag{3.8}$$

N_1^0 correspondant au nombre de molécules que l'on souhaite sonder. Celui- ci est estimé (hypothèse de gaz parfait) à partir de la constante de Loschmidt ($C_{Lo} = 2{,}6867805.10^{25}\ m^{-3}$) et de la relation associée :

$$N_1^0(T) = N^0(T).x_{molecule\ sondée} = C_{Lo}.\frac{T_0}{T}.\frac{P}{P_0}.x_{molecule\ sondée} \tag{3.9}$$

Il vient alors :

$$C_{Lo}.\frac{T_0}{P_0} = cst = n_0 \rightarrow N_1^0(T) = n_0.x_{molecule\ sondée}.\frac{P}{T} \tag{3.10}$$

Si on considère un système de collection ainsi qu'un laser d'excitation aux conditions fixées et constantes, on peut introduire les termes suivants dans une seule constante :

$$K_{montage} = \eta_D . \frac{\Omega}{4\pi} . V . \sigma_\nu . \frac{I_{laser}}{h\nu_L} \tag{3.11}$$

L'équation (3.8) peut alors se simplifier sous la forme suivante :

$$S_{fluo_{kérosène}} = K_{montage} . n_0 . x_{kérosène} . \frac{P}{T} . f(T, P, gas\ composition) \tag{3.12}$$

3.5.2 Filtrage optique du signal de fluorescence

Dans la section précédente (3.4.2), il a été montré que les fluorescences des mono-aromatiques et di-aromatiques contenus dans le kérosène, évoluent différemment avec la température La fluorescence émise par l'ensemble des molécules du kérosène et la fluorescence émise uniquement par les di-aromatiques peut alors être collectée séparément mais simultanément à l'aide de deux systèmes de collections distincts. En effet, en analysant l'évolution des spectres de fluorescence, il est possible de remonter à la fraction molaire du kérosène ainsi qu'à la température du mélange kérosène/air. Pour cela, deux caméras munies de filtres optiques différents enregistrent simultanément le signal de fluorescence émis sur deux domaines spectraux distincts.

Afin de sélectionner les bandes spectrales correspondant à la fluorescence du kérosène et celles des di-aromatiques, deux jeux de filtres optiques colorés ont été retenus lors de l'étude de B. Rossow. Ces mêmes filtres ont été utilisés dans cette étude dont les courbes de transmission sont présentées par la figure 3.5 en noire. La figure représente également l'impact de ces filtres sur un signal de fluorescence de référence (courbe bleue : mélange kérosène vapeur dilué dans du diazote à pression atmosphérique et préchauffée à 450 K). Les résultats montrent qu'en utilisant le filtre optique pour les di-aromatiques (courbe rouge pointillée), la bande comprise entre 310 – 390 nm est correctement transmise tandis que la bande 270 – 310 nm est très largement atténuée. Au contraire, à l'aide du filtre « kérosène », les deux bandes spectrales sont correctement transmises (courbe rouge continue). Plus important, la bande 310 – 390 nm est transmise identiquement par les deux filtres. De ce fait, la différence de signal collectée par les deux caméras d'analyse correspondra uniquement au signal des mono-aromatiques.

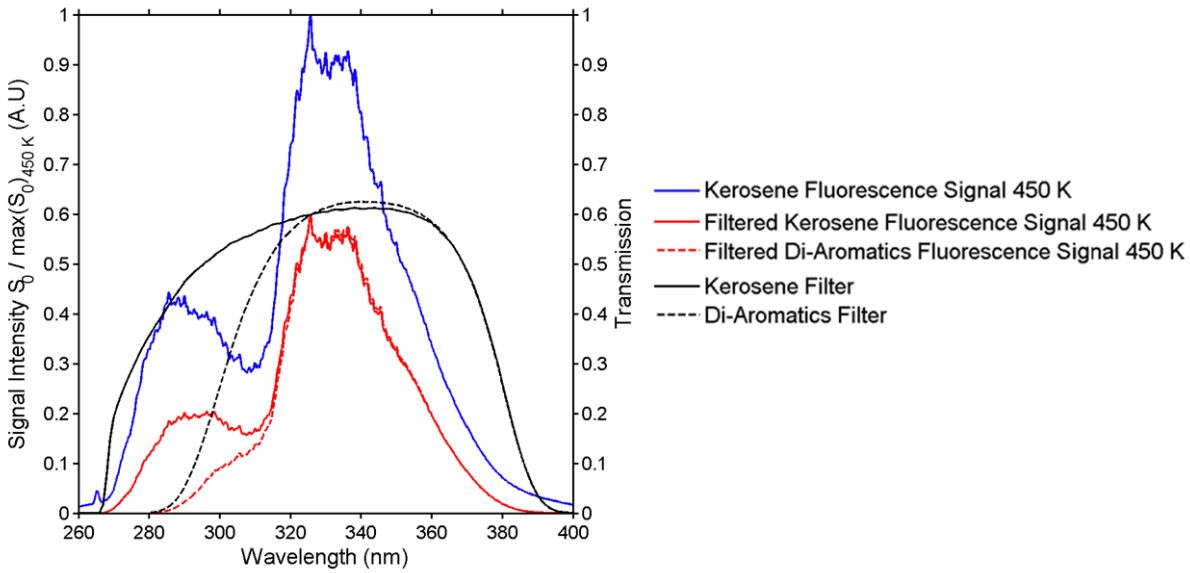


figure 3.5 : Courbes de transmission des filtres optiques (courbes noires). Détection avec les filtres de la fluorescence des di-aromatiques (rouge pointillés) et de la fluorescence globale du kérosène (rouges continues) dans un mélange N_2/kérosène vapeur, à 0,1 MPa et 450 K. Données issues de B. Rossow [1].

Pour chacune des familles d'aromatiques mesurées, une relation décrivant le signal de fluorescence (3.16), avec les propriétés de chaque famille d'aromatique peut être écrite. On obtient ainsi le système d'équations suivant :

$$\begin{cases} S_{kero\ mesure} = K_{montage}.Kt_{kerosène}.P.[x_{kero}].\dfrac{S_{0_{kero}}(T,P,O_2)}{T} \\ S_{di-aro\ mesure} = K_{montage}.Kt_{di-aro}.P.[x_{diaro}].\dfrac{S_{0_{di-aro}}(T,P,O_2)}{T} \end{cases} \tag{3.13}$$

où S_{mesure} correspond au signal collectée par la caméra, K une constante dépendante du montage expérimental, Kt une constante de transmission optique du filtre, x_n la concentration en molécules n qui fluorescent, $S_0(T,P,O_2)$ la fonction décrivant l'évolution du signal de fluorescence des molécules n en fonction des conditions thermodynamiques et T la température.

3.5.3 Relations et hypothèses supplémentaires

A la lecture du système d'équations (3.13), il est visible que celui-ci n'est pas fermé même en supposant les fonctions $S_0(T,P,O_2)$ et les constantes expérimentales K_n connues. En effet, plusieurs hypothèses doivent être formulées afin de limiter le nombre d'inconnues, ou à défaut, d'augmenter le nombre de relations, permettant une résolution du système d'équation non-linéaire.

Premièrement, dans la plupart des applications aéronautiques, la combustion se déroule à pression constante dans le foyer de combustion. La pression étant mesurée à chaque instant, elle est donc connue.
Deuxièmement, on suppose que, dans les gaz frais, les seules espèces chimiques présentes sont O_2, N_2 ; et le kérosène. Leurs quantités sont reliées par la relation de conservation :

$$x_{O_2} + x_{N_2} + x_{kérosène} = 1 \tag{3.14}$$

Dans cette équation, une hypothèse de simplification peut être réalisée : quelle que soit la richesse du mélange kérosène/air supposée, la fraction molaire de kérosène est faible devant la fraction molaire d'O_2. En effet, pour un mélange kérosène/air à la stœchiométrie, $x_{kérosène}$= 0.014 contre x_{O_2}= 0.2071 ~ 0.21. De plus, à ces proportions, l'influence de l'oxygène sur la fluorescence du kérosène devient négligeable devant les autres paramètres en terme de rendement de fluorescence (cf. 3.6.1). Nous considérerons donc comme hypothèse, une concentration fixe d'oxygène égal 21%. La validité de cette hypothèse sera contrôlée après chaque analyse.
Pour fermer ce système d'équation, une relation supplémentaire entre x_{kero} et x_{di-aro} doit être formulée. Pour cela, nous supposerons que les proportions entre les différentes espèces fluorescentes $f_{kero_{fluo}}$ qui composent le kérosène se conservent lors de leur évaporation. Cette hypothèse est vérifiée uniquement dans le cas où la température d'air en entrée d'injecteur est supérieure à la température d'évaporation des composants du kérosène les moins volatiles (~ 600 K). Il vient donc :

$$\begin{aligned} x_{kero\ mesuré} &= x_{kérosène}.f_{kero_{fluo}} = x_{kérosène}.k_1(\text{cste}) \\ x_{di-aro\ mesuré} &= x_{kérosène}.f_{di-aro_{fluo}} = x_{kérosène}.k_2\ (\text{cste}) \end{aligned} \tag{3.15}$$

Le système d'équation final à résoudre devient donc un système à deux équations non linéaires dont les deux inconnues sont la température T et la fraction molaire en kérosène $x_{kérosène}$ s'exprimant comme :

$$\begin{cases} S_{kero\ mesure} = K_{kero}.P.[k_1.x_{kero}].\dfrac{S_{0_{kero}}(T, P_{connu}, O_2 \approx 0.21)}{T} \\ S_{di-aro\ mesure} = K_{di-aro}.P.[k_2.x_{kero}].\dfrac{S_{0_{di-aro}}(T, P_{connu}, O_2 \approx 0.21)}{T} \end{cases} \tag{3.16}$$

avec $S_{n\ mesure}$ le signal de fluorescence de l'ensemble des molécules n mesuré, K_n les constantes expérimentales (incorporant le filtrage optique), k_1 représentant la proportion des espèces fluorescentes contenues dans le kérosène (mono-aromatiques

+ di-aromatiques), k_2 la proportion de di-aromatiques contenue dans le kérosène, T la température et P la pression.
Nous pouvons voir, à partir de ce système d'équations, que pour obtenir la fraction molaire du kérosène et donc pouvoir mesurer une richesse locale, une connaissance détaillée des effets de la température/pression/teneur en oxygène sur l'évolution du signal de fluorescence est nécessaire. En effet, la fonction $S_0(T, P, O_2)$ doit être déterminée pour les fluorescences du kérosène et des di-aromatiques afin de pouvoir résoudre ce système.

3.6 Evolution du signal de fluorescence de référence $S_0(T, P, O_2)$

La détermination de ces fonctions est réalisée à partir des résultats obtenus durant les travaux de thèse de B. Rossow [1]. Les données en pression et en température obtenues par B. Rossow ont été présentées précédemment. Ces mesures ont été préférées à celles obtenues par P. Baranger [18] pour deux raisons :
Premièrement, l'étude de la spectroscopie du kérosène effectuée par P. Baranger, a été réalisée sur une plage de pression/température trop réduite ne permettant pas de définir une méthodologie de mesure dans les conditions de fonctionnement des foyers de combustion aéronautique. Deuxièmement, l'erreur relative est de l'ordre de 15% pour le signal fluorescence du kérosène dans l'étude de P. Baranger contre une erreur relative de l'ordre de 3 à 5% sur le signal de fluorescence enregistré par B. Rossow. Le domaine d'étude s'étend de 0,1 à 3,0 MPa en pression et de 450 K à 900 K en température.

3.6.1 Effet de l'oxygène

Le dernier paramètre étudié est l'impact de la proportion en oxygène sur la fluorescence. En effet, l'oxygène est un partenaire très efficace de quenching, correspondant à la désexcitation non radiative par collisions. Dans le cas d'un mélange air/kérosène, il s'agit même du principal chemin de désexcitation des molécules fluorescentes du kérosène. Les résultats obtenus sont présentés sous forme des relations de Stern-Volmer, représentées par la figure 3.6. L'erreur relative des mesures de la dépendance en concentration en O_2 du signal de fluorescence $\Delta\left(\frac{N_{LIF}}{I_L}\right) / \left(\frac{N_{LIF}}{I_L}\right)\Big|_{T,P=cst}$ est inférieure à 3,2%.
Contrairement aux études sur les effets de la pression et de la température, l'étude de l'évolution du signal de fluorescence en fonction de la concentration en O_2 d'un mélange N_2/O_2/kérosène est réalisée avec les filtres optiques sélectionnés par B. Rossow. Pour les deux jeux de filtres, la relation de Stern-Volmer s'exprime comme :

$$\frac{S_0(T) - 1}{S(O_2, T)} - 1 = \alpha(T).[O_2] \tag{3.17}$$

Les expériences ont été réalisées pour 4 températures à 0,1 MPa. Comme prédit par la théorie, les courbes de Stern-Volmer évoluent linéairement avec la concentration en O_2, qui dans le cas d'un mélange de gaz parfait correspond à la pression partielle de O_2 (exprimée en bar) dans un mélange ou encore à la fraction molaire de O_2. Pour chaque filtre et conditions de températures, le coefficient de proportionnalité est déduit de ces courbes de dépendance en O_2 exprimée en %. Ces valeurs sont présentées dans le tableau 3.1.

Cette étude révèle que la pente des courbes de Stern-Volmer décroit avec la température. On note également une évolution non-régulière des pentes de ces courbes avec la température. En effet, on observe une évolution très faible de la pente entre 550 K et 650 K, alors que cette évolution est plus importante sur les plages 450-550 K et 650-750 K.

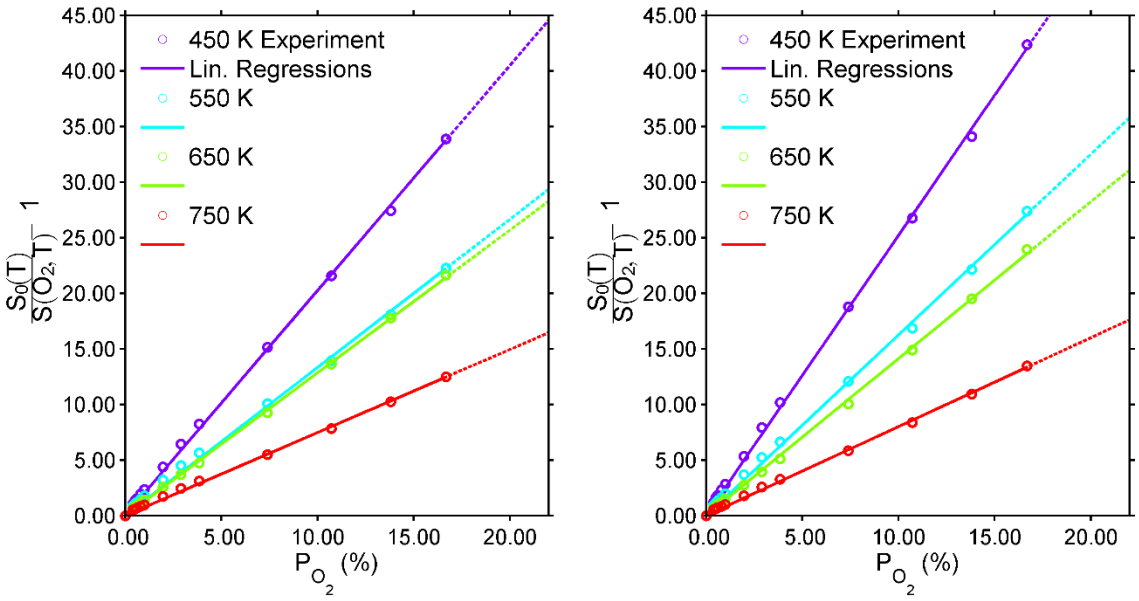


figure 3.6 : Courbes de Stern Volmer déduite de l'intégration du spectre de fluorescence du kérosène (gauche) avec le filtre « kérosène » et (droite) le filtre « di-aromatiques ». Données issues de B. Rossow [1]. *L'extrapolation est réalisée jusqu'à 22% d'O_2 (courbes pointillées).*

Coefficient des pentes	T = 450 K	T = 550 K	T = 650 K	T = 750 K
Filtre « kérosène »	2,0246	1,3334	1,2845	0,7473
Filtre « di-aromatiques »	2,5209	1,6258	1,4123	0,8002

tableau 3.1 : Coefficients déduits des courbes de Stern-Volmer pour un mélange de N_2/O_2/kérosène.

On note également que les mesures n'ont été effectuées que pour une pression partielle maximale de 167 mbar correspondant à une fraction molaire de 0,167. Dans notre cas, nous souhaitons appliquer ces relations dans un mélange kérosène/air de faible richesse. En raison de l'excellente linéarité de ces courbes, les résultats de ces mesures seront extrapolés jusqu'à 21% d'O_2.
De même ces mesures ne prennent pas en compte les effets induits par la pression. Du fait de la forte linéarité des relations de Stern-Volmer et dans le cas d'un très fort quenching (forte concentration d'O_2), une extrapolation du coefficient α est possible pour des pressions plus élevées [1].

3.6.2 Détermination de $S_0(T, O_2)$

À partir de l'exploitation indépendante des résultats obtenus sur l'effet de chaque paramètre, nous souhaitons modéliser les influences couplées de la pression, de la température et de la concentration en O_2 sur le signal de fluorescence du kérosène collecté avec les deux jeux de filtres optiques.
D'après les relations de Stern-Volmer :

$$\frac{S_0(T) - 1}{S(O_2, T)} - 1 = \alpha(T).x_{O_2} \tag{3.18}$$

*Connaissant l'évolution des coefficients directeurs (**Erreur ! Source du renvoi introuvable.** et* tableau 3.1) ainsi que des signaux de référence, en fonction de la température (figure 3.3), il est possible d'obtenir directement l'évolution du signal en inversant simplement la relation de Stern-Volmer :

$$S(O_2, T) = \frac{S_0(T)}{1 + \alpha(T).x_{O_2}} \tag{3.19}$$

Avec $S_0(T)$ représentant l'évolution avec la température, du signal de fluorescence de référence intégré sur le domaine spectrale 260 – 400 nm. Cependant, nous avons vu dans la section précédente que les courbes de Stern-Volmer sont données pour seulement quatre températures comprises entre 450K et 750K. Or, les conditions de température dans lesquelles nous souhaitons utiliser le signal de fluorescence de référence est continu et peut aller au-delà de 750 K. Il est donc nécessaire d'interpoler le signal de fluorescence de référence entre ces points mais également d'extrapoler ce signal jusqu'à une température minimale de 800 K. Une attention particulière a donc été portée sur les méthodes d'interpolation et d'extrapolation du signal de fluorescence de référence, afin que celle-ci passe effectivement par les points expérimentaux tout en conservant des variations de pentes continues. Nous proposons ici une interpolation de type cubique entre les données expérimentales.

L'estimation du signal jusqu'à T = 800K est obtenue en utilisant une extrapolation linéaire à partir de la dernière pente issue de l'extrapolation cubique. De manière identique, une extrapolation en-dessous de 450 K est réalisée en utilisant la dernière pente entre les températures 450 K et 550 K.
Ces formes d'extrapolations sont déduites des modèles de fluorescence des espèces contenues dans le kérosène (travaux de B. Rossow). Sur la figure 3.7 (gauche), on observe l'évolution des signaux de fluorescence avec la température du 1,2,4 TMB (mono-aromatique) , du Naphtalène (di-aromatique) et d'un surrogate optique créé à l'aide des évolutions des deux espèces précédentes tout en respectant leur proportions naturelles, caractéristiques d'un kérosène commercial. (Dans ses travaux de thèse, B. Rossow utilise 5 espèces fluorescentes diluées dans du n-undécane). On observe ainsi que dans la zone basse température (entre 400 et 550 K), la fluorescence du naphtalène augmente tandis que celle du 1,2,4 TMB et du surrogate optique « optical fuel » diminue. Ces évolutions permettent donc de confirmer la tendance déduite des positions des point expérimentaux pour la fluorescence des di-aromatiques principalement constitués de naphtalène, représentée par la figure 3.7 droite (courbe rouge) et du kérosène (courbe bleue) à partir du surrogate optique.
Les courbes extrapolées et interpolées, à concentration d'oxygène et pression fixées, sont représentées par la figure 3.7, droite, par des traits continus. Les traits pointillés représentent une erreur relative de 5% sur la mesure du signal de fluorescence correspondant à l'erreur de mesure maximale estimée par B. Rossow.

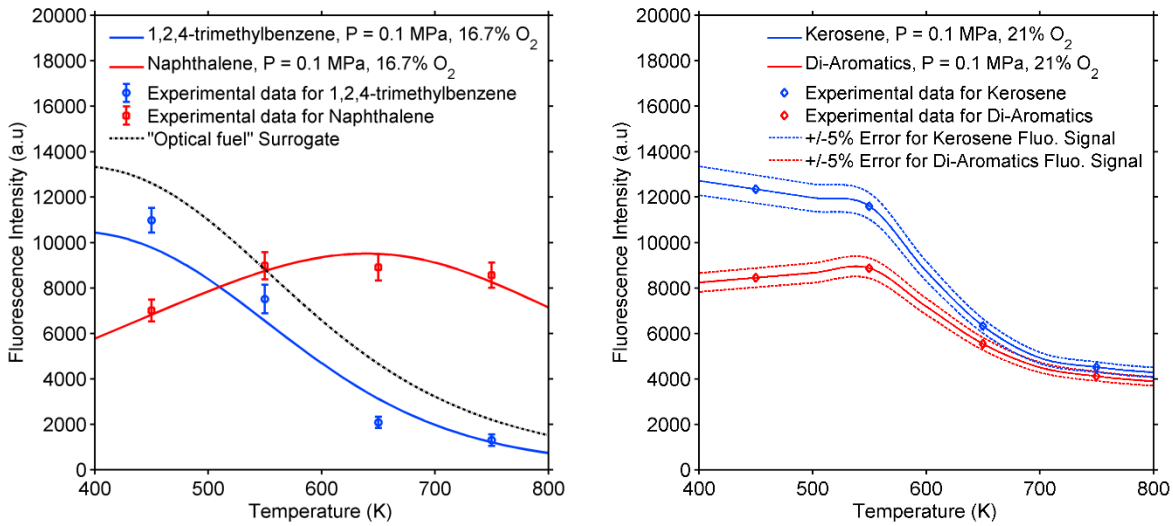


figure 3.7 : (Gauche) Evolution du signal de fluorescence avec la température du 1,2,4 TMB, du naphtalène et d'un kérosène optique constitué deux ces deux espèces P = 0,1 MPa, x_{O_2} = 0,167. (Droite) Evolution du signal de fluorescence par extrapolation en fonction de la température, P = 0,1 MPa, x_{O_2} = 0,21 ; Données issues de B Rossow [1].

On retrouve ainsi des évolutions semblables de courbes, mais également d'intensité de fluorescence entre les di-aromatiques et le naphtalène mais aussi entre le kérosène et le surrogate optique du kérosène. On note cependant une légère différence pour la fluorescence des di-aromatiques et du naphtalène dans la zone de température élevée (600 – 800 K). En effet, une décroissance du signal de fluorescence plus tardive pour le naphtalène que pour le mélange de l'ensemble des di-aromatiques est observée. Ce résultat s'explique par le fait que le naphtalène n'est qu'un des trois composants majoritaires de la famille des di-aromatiques présents dans le kérosène.
Afin d'obtenir un modèle correct de fluorescence pour les di-aromatiques, il serait nécessaire de prendre en compte le 1-Methylnaphtalène et le 1,3-Dimethylnaphtalène, selon les recommandations de B. Rossow.

3.6.3 Tabulation de la fonction $S_0(T, P, O_2)/T$

Comme noté dans la section 3.5, le rapport 1/T apparait dans le système d'équations non-linéaires (3.16). Il est alors astucieux d'inclure ce terme à la modélisation du signal. Ainsi, la dépendance en pression, température et concentration en O_2 est réunie en une seule fonction que l'on peut aisément tabuler :

$$G(T, P, x_{O_2}) = S_0(T, P, x_{O_2}).\frac{1}{T} \tag{3.20}$$

L'évolution du signal de fluorescence collecté, multiplié par l'inverse de la température $G(T, x_{O_2})$, fonction de la température et de la fraction molaire en O_2, est représentée sur la figure 3.8. On observe, en conformité avec les courbes de Stern-Volmer, une décroissance très importante du signal de fluorescence avec l'augmentation de la concentration en O_2 et de la température. Cette décroissance suit une loi exponentielle décroissante avec la concentration en O_2. Pour des concentrations supérieures à 15%, la décroissance devient faible et n'évolue quasiment plus. Concernant l'évolution avec la température, l'écart observé entre les courbes est inversement proportionnel à l'écart entre les coefficients des courbes de de Stern-Volmer.

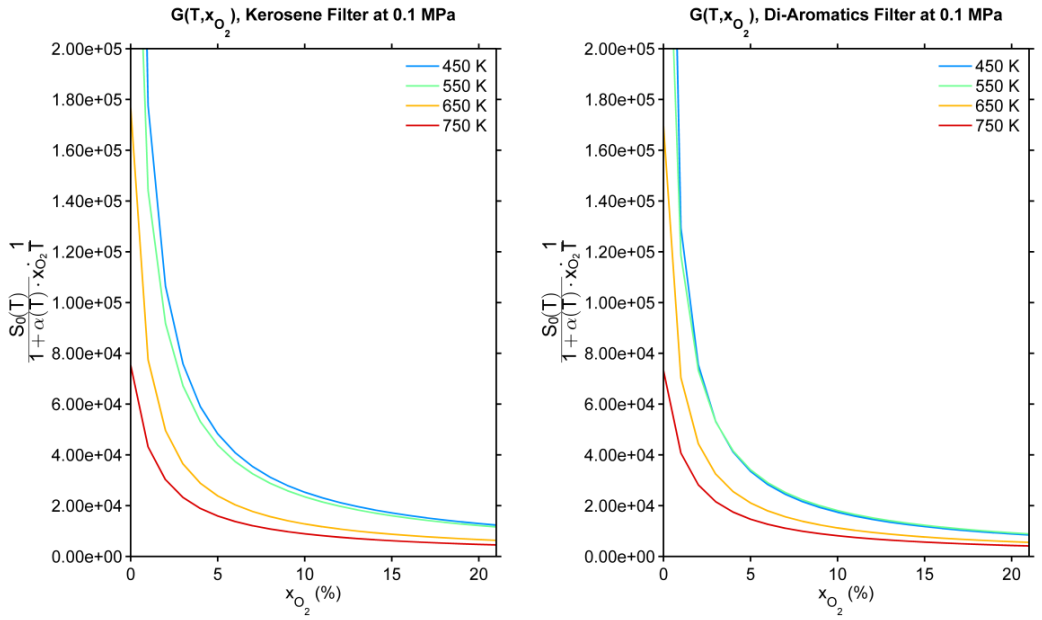


figure 3.8 : Evolution du signal de fluorescence du kérosène intégré divisé par la température $S_0(T, O_2)/T$ en fonction de la température et de la fraction molaire en O_2 (gauche) avec le filtre « kérosène » et (droite) le filtre « di-aromatique ».

Comme pour la température, l'effet de la pression est obtenu à partir de l'équation de Stern-Volmer. En effet, les coefficients des courbes de Stern-Volmer α peuvent être utilisés à pression plus élevée car ils ne dépendent que du rapport P_{O_2}/P_{total}, qui dans l'hypothèse de gaz parfait est égal à x_{O_2}. De ce fait, l'évolution de ce signal en fonction de la pression s'exprime comme :

$$S_0(O_2, P) = \frac{S_0(P)}{1 + \alpha(T = cste).x_{O_2}} \tag{3.21}$$

Les résultats obtenus pour la dépendance en pression du signal de fluorescence intégré du kérosène, multiplié par l'inverse de la température, $G(P, x_{O_2})$, sont présentés sur la figure 3.9. Ces résultats sont présentés à 700 K (coefficient $\alpha(T)$ interpolé). Ces courbes montrent que l'effet de la pression est faible devant celle de la fraction molaire en O_2 ou de la température. Celle-ci devient même négligeable pour les concentrations élevées en O_2 et des pressions supérieures à 1 MPa (zoom de la figure 3.9). Au-dessous de cette pression, cet effet doit être pris en compte lors de la conversion des signaux de fluorescence en température et concentration de kérosène.

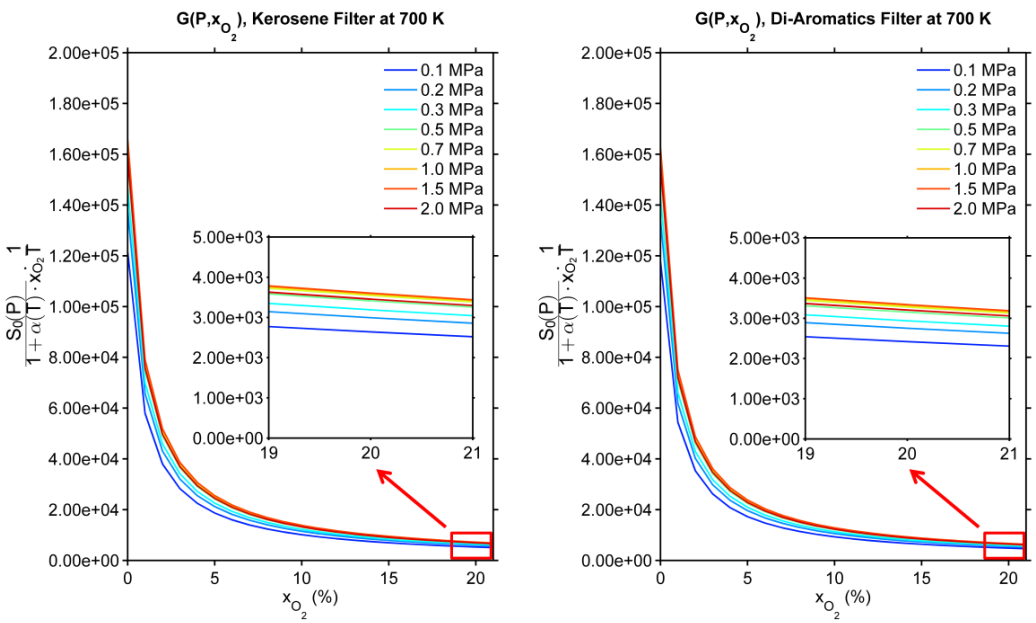


figure 3.9 : Evolution du signal de fluorescence du kérosène intégré et divisé par la température $S(P, O_2)/T$ en fonction de la pression et de la fraction molaire en O_2 (gauche) avec le filtre « kérosène » et (droite) le filtre « di-aromatique ».

Pour conclure, une loi d'évolution du signal de fluorescence intégré et filtré (optiquement) en fonction de la pression, de la température et de la concentration d'O_2 a été définie.

$$G(T, P, x_{O_2}) = \frac{S_0(T, P)}{1 + \alpha(T).x_{O_2}} . \frac{1}{T} \tag{3.22}$$

L'effet de la pression n'ayant été étudié expérimentalement qu'à 450 K et 700 K, cette loi n'est valable que pour une gamme de température restreinte autour de ces deux températures. Par exemple, l'extension de cette loi par extrapolation a été limitée à une gamme ± 100 K autour de 700 K. De même, les coefficients α déduits des relations de Stern-Volmer ne sont connus que pour T = 450 K, 550 K, 650 K et 750 K. Pour des températures comprises entre ces températures distinctes, une interpolation est réalisée et l'extrapolation est limitée à ± 50K.

A partir de ces valeurs interpolées, les effets de la température, pression et concentration d'O_2 sur les signaux de fluorescence filtrés et intégrés sont calculés et présentés sur la figure 3.10. Les données nécessaires à la résolution du système d'équations (3.16) sont ensuite interpolées depuis ces courbes de référence afin de couvrir tout le domaine expérimental analysé au cours des expériences.

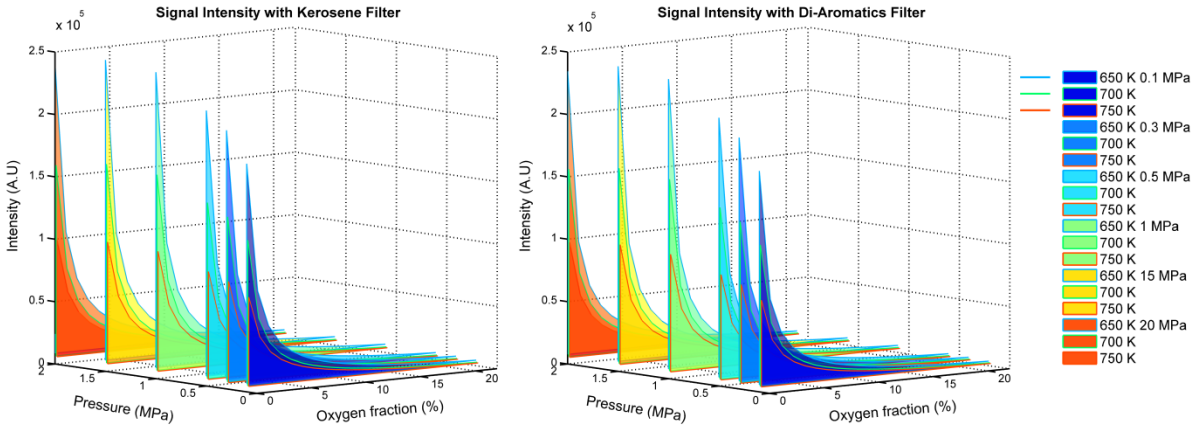


figure 3.10 : Evolution du signal de fluorescence intégré et divisé par la température $S_0(T,P,O_2)/T$ en fonction de la pression, de la température et de la fraction molaire en dioxygène (gauche) avec le filtre « kérosène » et (droite) le filtre « di-aromatique ».

3.7 Dispositifs expérimentaux

Durant la campagne de mesure de PLIF-kérosène couplée à la PLIF-OH, deux dispositifs optiques ont été réalisés. Ces deux montages permettent une analyse détaillée et complémentaire de la répartition du kérosène, liquide et vapeur autour du front de flamme.

Dans les deux montages optiques, une double nappe laser 266 nm/282,75 nm est introduite dans la chambre de combustion afin d'exciter les molécules de kérosène et le radical OH (cf. Chapitre 4). Le faisceau à 282,75 nm pour la PLIF-OH est généré par un laser à colorant (Sirah Control) et possède une énergie de 25 mJ/pulse laser tandis que le faisceau à 266 nm est généré par un laser Nd:YAG quadruplé en longueur d'onde (Quantel Q-smart) possédant une énergie de 70 mJ/pulse.

Les nappes laser sont réalisées à l'aide d'un jeu de 3 lentilles. La superposition des nappes laser est réalisée loin en amont de la chambre, à l'aide d'un montage avec prisme où les deux faisceaux se propagent tangentiellement avec un léger angle permettant de les superposer parfaitement au centre du volume de mesure. Les deux faisceaux laser superposés passent ensuite dans une lentille sphérique convergente de focale f = 1000 mm, permettant de converger les faisceaux au centre de la chambre de combustion. Les faisceaux passent ensuite dans un jeu de deux lentilles cylindriques de focale f = -15 mm et f = 300 mm formant une nappe laser de 50 mm de large et possédant une épaisseur de 200 µm. La superposition des faisceaux lasers, la création et le passage de la nappe laser dans la chambre de combustion sont résumés sur la figure 3.11.

Les signaux de fluorescence (OH et kérosène) sont collectés avec trois caméras CCD intensifiés PiMax4 (Roper Instruments). La porte temporelle d'intégration du signal est de 50 ns.

Le premier montage PLIF, en configuration dite « axiale », consiste à faire entrer les nappes laser par le hublot supérieur, axialement à l'injecteur et collecter le signal de fluorescence par les hublots latéraux. On peut ainsi observer la répartition de kérosène au centre de la chambre de combustion, en fonction de la distance à l'injecteur. Les deux caméras de PLIF-kérosène sont réparties symétriquement de part et d'autre de la chambre à 90° de la nappe laser. Une troisième caméra de PLIF-OH est disposée aux côtés de la caméra munie du filtre « kérosène », à l'aide d'un montage Scheimpflug afin de corriger le défaut de mise au point liée à l'angle de celle-ci par rapport à la normale de la nappe laser.
Le deuxième montage, en configuration dite « radiale » consiste à faire entrer les nappes laser par les hublots latéraux, verticalement de manière à réaliser une tranche de l'écoulement à une distance donnée de l'injecteur. Le signal de fluorescence est collecté par les caméras de PLIF-kérosène avec un angle de 60° par rapport à la normale de la nappe laser. Les caméras sont équipées de monture Scheimpflug (La Vision) permettant de corriger le défaut de mise au point. Ce montage est plus délicat à réaliser puisque les nappes laser entrent et sortent par les mêmes hublots que ceux par lesquels les signaux de fluorescence sont collectés. Des réflexions des nappes laser sur les hublots peuvent alors être détectées, risquant d'endommager les caméras intensifiées. Un soin particulier a donc été porté lors de l'installation des caméras afin de les protéger de ces réflexions parasites. Pour la PLIF dans le plan radial, les mesures ont été réalisées à deux distances de l'injecteur: z/D = 0,75 et z/D = 1 de la sortie de l'injecteur.

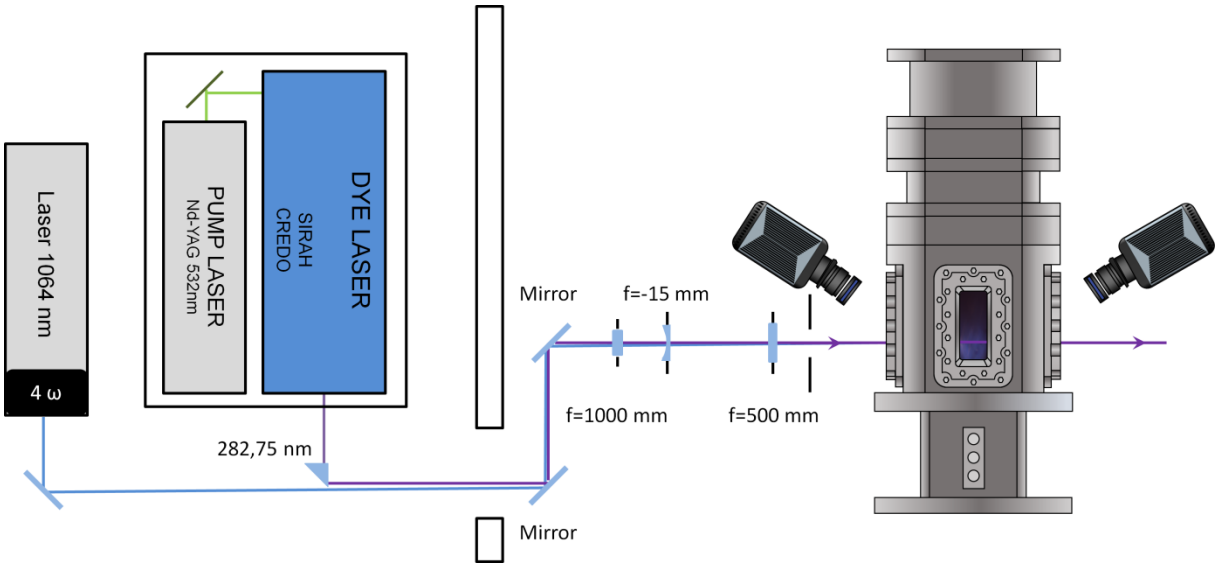


figure 3.11: Trajet optique des faisceaux laser en sortie de laser pour la PLIF-kérosène et la PLIF-OH. Représentation en configuration « radiale ».

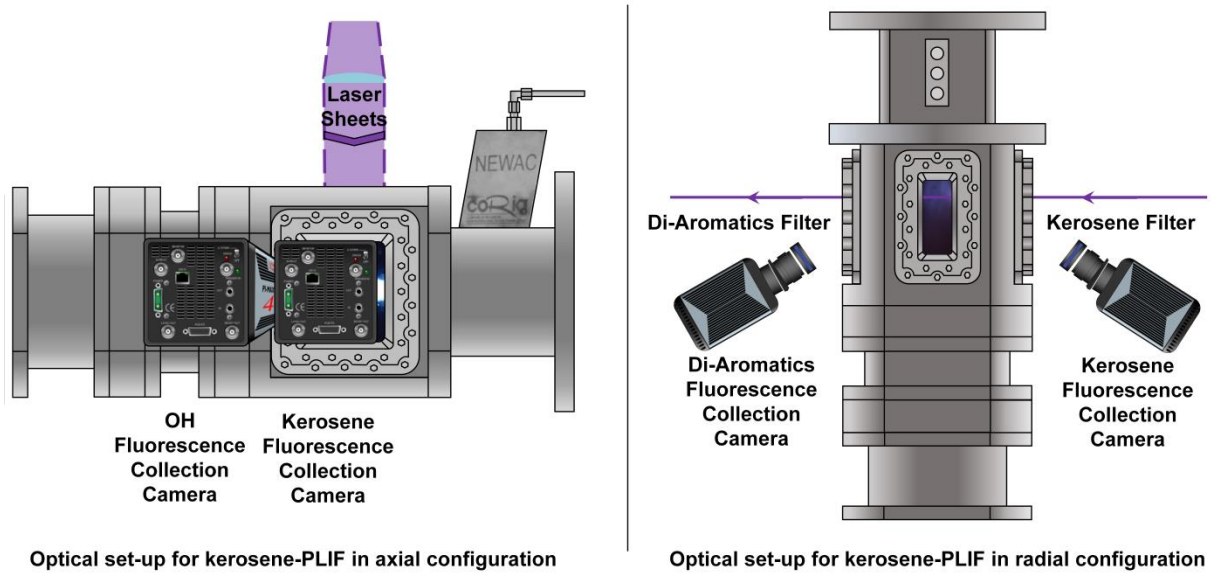


figure 3.12: Arrangement optique caméra/laser pour la PLIF-kérosène couplée à la PLIF-OH sur le banc HERON (gauche) en configuration « axiale » et (droite) en configuration « radiale ». Dans le cas de la PLIF-kérosène en configuration axiale, la caméra de collection du signal de fluorescence munie du « filtre di-aromatiques » est positionnée symétriquement de l'autre côté du banc HERON.

Dans le plan radial, seules les images effectuées à z/D = 0,75 en sortie d'injecteur sont analysées pour la PLIF-kérosène. En effet, en dessous de cette valeur, la présence de gouttes est plus importante et risque d'endommager la caméra ICCD. Au-delà de cette position, la présence de kérosène est peu probable lors d'un fonctionnement à haute pression et le rapport signal/bruit devient trop faible pour analyser quantitativement le champ de concentration de kérosène vapeur. En revanche, les mesures dans le plan radial apportent des informations supplémentaires sur la structure de la flamme grâce à la PLIF-OH. La disposition des caméras et du passage de la nappe lasers pour les deux dispositifs optiques sont résumés sur la figure 3.12.

3.8 Détermination des constantes expérimentales

Maintenant que la dépendance en température, pression et concentration en O_2 est connue grâce à l'étude de la fluorescence du kérosène menée par B. Rossow, il reste à déterminer la valeur des constantes $K_{kéro}$ et K_{di-aro} qui sont dépendantes des dispositifs expérimentaux présentés précédemment. Ces constantes sont déterminées expérimentalement avec un étalonnage du signal de fluorescence. Cette méthode d'étalonnage consiste à évaluer le signal de fluorescence dans les mêmes configurations optiques (lasers/trajet du faisceau/caméras) que les mesures en

combustion mais dans des conditions de pression, température, et concentration de kérosène/O_2 connues. Pour cela, un dispositif d'étalonnage du signal de fluorescence a été installé sur le banc HERON.

Ce montage est constitué d'un tube installé en place du hublot inférieur. Ce tube est relié à un contrôleur d'évaporation et de mélange (Controlled Evaporator and Mixer, CEM, Bronkhorst) qui permet de produire un mélange gazeux de kérosène et d'air. Le mélange air/kérosène est préchauffé avec un collier chauffant durant le transport jusqu'à la chambre afin d'éviter toute condensation du kérosène. La température mesurée (thermocouple) en sortie de jet est de 447 K pour un débit d'air de 0,25 g/s, à une richesse de 0,10.

Les débits d'air et de kérosène sont contrôlés avec un débitmètre massique gazeux (Bronkhorst) pour l'air et un débitmètre liquide de type Coriolis (Bronkhorst) pour le kérosène. L'ensemble est réalisé à pression atmosphérique. Un faible débit d'air passant par l'injecteur permet de purger en continu le mélange kérosène/air qui risque de se condenser sur les hublots après un séjour trop important dans la chambre. Ce dispositif est présenté sur la figure 3.13 dans la configuration pour la PLIF radiale. Dans cette configuration, l'entrée/sortie de la nappe laser et l'acquisition des images de PLIF se fait au travers des hublots latéraux.

En raison du montage expérimental utilisé pour acquérir la fluorescence du kérosène dans le plan radial, il en résulte un angle important entre les hublots et l'objectif de la caméra. Il en résulte une distorsion des images qui les rend inexploitables en l'état. Ces images sont donc corrigées en distorsion (« dewarping ») puis repérées dans l'espace à partir des images de mire (cf description de la procédure, Annexe). Suite à la procédure de recalage spatial, une correspondance exacte pixel à pixel des deux images de fluorescence est obtenue. Un exemple d'images de fluorescence obtenues après cette procédure est présenté sur la figure 3.14. Suite à la correction de la distorsion, le bruit de fond (bruit caméra, réflexions parasites,…) est également corrigé sur les images de fluorescence. Dans ce processus de détermination des constantes expérimentales, les images sont moyennées sur les 500 acquisitions, pour chaque point d'étalonnage afin de négliger la disparité en énergie tir-à-tir du laser et soustraire le bruit moyen enregistré dans les mêmes conditions. Les essais ont été réalisés pour sept couples de valeurs richesse/gain caméra qui varient entre chaque essai (cf. tableau 3.2).

Les constantes relatives à la transmission optique du montage sont théoriquement inchangées lors de la variation de ces paramètres physiques d'entrée. Les constantes liées au dispositif expérimental (disposition expérimentale et transmission des filtres) sont ensuite déterminées par les relations :

$$\begin{cases} K_{kero} = \dfrac{S_{kero\ mesure\ CEM}}{P.[k_1.x_{kéro}].G(T,P,x_{O_2})} \\ K_{di-aro} = \dfrac{S_{di-aro\ mesure\ CEM}}{P.[k_2.x_{kéro}].G(T,P,x_{O_2})} \end{cases} \tag{3.23}$$

$S_{n\ mesure\ CEM}$ représente la moyenne du signal de fluorescence dans le cadre rouge de la figure 3.14, mesurée par la caméra ICCD (en coup caméra U.A.), P représente la pression (en bar), $G(T,P,x_{O_2})$ correspond à la fonction détaillée précédemment et k_1 et k_2 représentent respectivement la proportion des espèces fluorescentes du kérosène (mono- et di-aromatiques) et la proportion de di-aromatiques contenues dans le kérosène.

Dans le cas de l'étalonnage à pression atmosphérique, la température et la concentration en kérosène sont supposées connues et constantes à l'intérieur de la zone d'étude. Il est donc maintenant possible d'estimer les constantes du montage expérimental K. Ces constantes ont été calculées pour différentes conditions de fonctionnement du CEM et de gains caméra (couple gain caméra de fluorescence « kérosène »/gain caméra de fluorescence « di-aromatiques »). Les conditions expérimentales testées et les résultats associés sont résumés par le tableau 3.2.

Par exemple, pour la deuxième condition expérimentale, (richesse de 0,10 et couple de gains 10/20), la résolution du système d'équation mène aux profils de fraction molaire de kérosène et de température présentés sur la figure 3.15

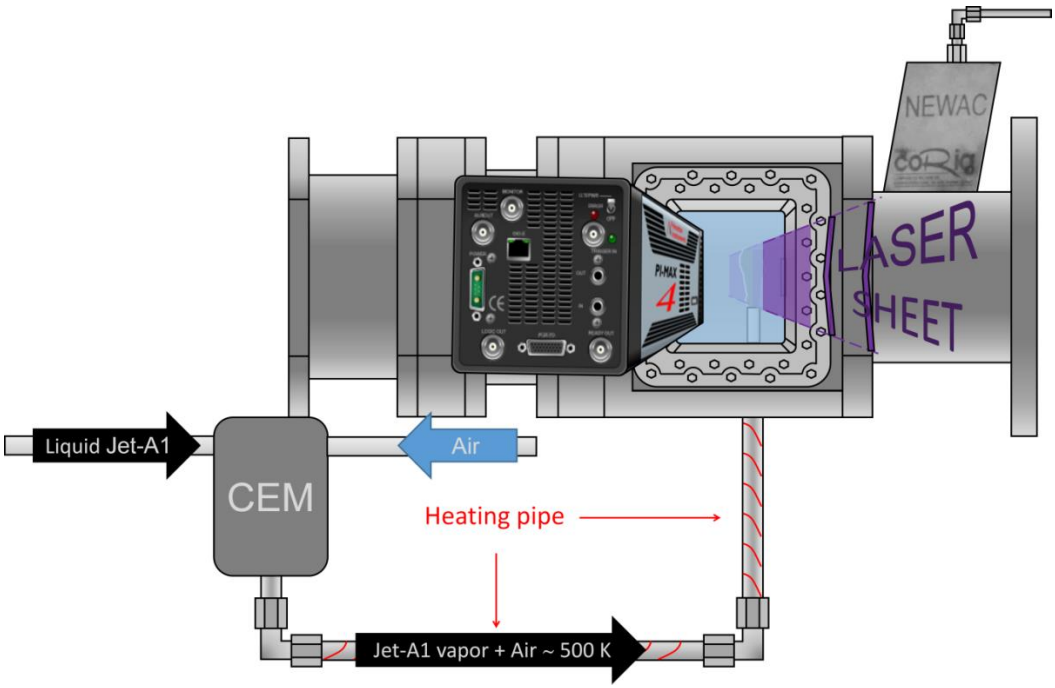


figure 3.13 : Schéma du montage expérimental pour l'étalonnage de la PLIF kérosène à l'aide du CEM.

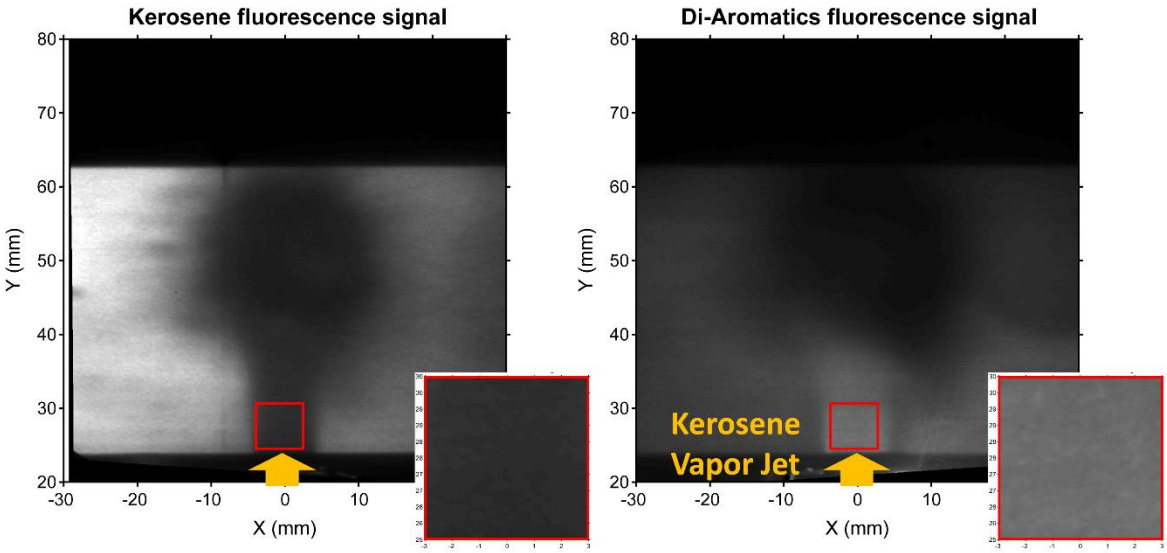


figure 3.14 : Images de PLIF avec le filtre kérosène (gauche) et le filtre di-aromatiques (droite) après correction. La zone d'étude pour l'étalonnage correspond à la zone encadrée en rouge. Mesure en configuration radiale à z/D = 0,75 de la sortie injecteur. Conditions CEM : Φ = 0.10, T = 447 K.

On obtient des valeurs proches de celles indiquées par les instruments. Sur cet essai d'étalonnage, l'erreur relative sur la concentration est de 8,06% tandis que l'erreur sur la température est de 4,70 %, ce qui est tout à fait convenable pour ce type de mesure. On remarquera également que l'erreur plus importante sur la fraction molaire s'explique par le fait que la méthode numérique de résolution du système d'équation semble avoir privilégié une convergence vers la température.

Φ	$x_{\text{kéro théorique}}$	Gain	K_{kero}	$K_{\text{di-aro}}$	$x_{\text{kéro calcul}}$	T_{calcul}	$\Delta x/x \times 100$	$\Delta T/T \times 100$
0,1	$1{,}390.10^{-3}$	1-2	$1{,}05.10^{2}$	$1{,}04.10^{3}$	$1{,}32.10^{-3}$	438 K	4,90 %	2,01 %
0,1	$1{,}390.10^{-3}$	10-20	$7{,}47.10^{1}$	$1{,}56.10^{3}$	$1{,}28.10^{-3}$	426 K	8,06 %	4,70 %
0,1	$1{,}390.10^{-3}$	20-40	$6{,}32.10^{1}$	$1{,}60.10^{3}$	$1{,}21.10^{-3}$	425 K	12,81 %	4,92 %
0,05	$0{,}709.10^{-3}$	1-2	$1{,}73.10^{2}$	$1{,}86.10^{3}$	$0{,}695.10^{-3}$	425 K	2,00 %	4,92 %
0,05	$0{,}709.10^{-3}$	10-20	$1{,}26.10^{2}$	$2{,}67.10^{3}$	$0{,}564.10^{-3}$	446 K	20,47 %	0,18 %
0,05	$0{,}709.10^{-3}$	20-40	$1{,}03.10^{2}$	$2{,}78.10^{3}$	$0{,}548.10^{-3}$	442 K	22,73 %	1,12 %
0,05	$0{,}709.10^{-3}$	20-60	$9{,}93.10^{1}$	$3{,}26.10^{3}$	$0{,}565.10^{-3}$	430 K	20,33 %	3,80 %
		Moy.	$1{,}08.10^{2}$	$1{,}92.10^{3}$				

tableau 3.2 : Récapitulatif de l'étude menée sur les images d'étalonnage de la PLIF kérosène dans la configuration de mesure dans le plan radial. Dernière ligne : moyenne des constantes expérimentales.

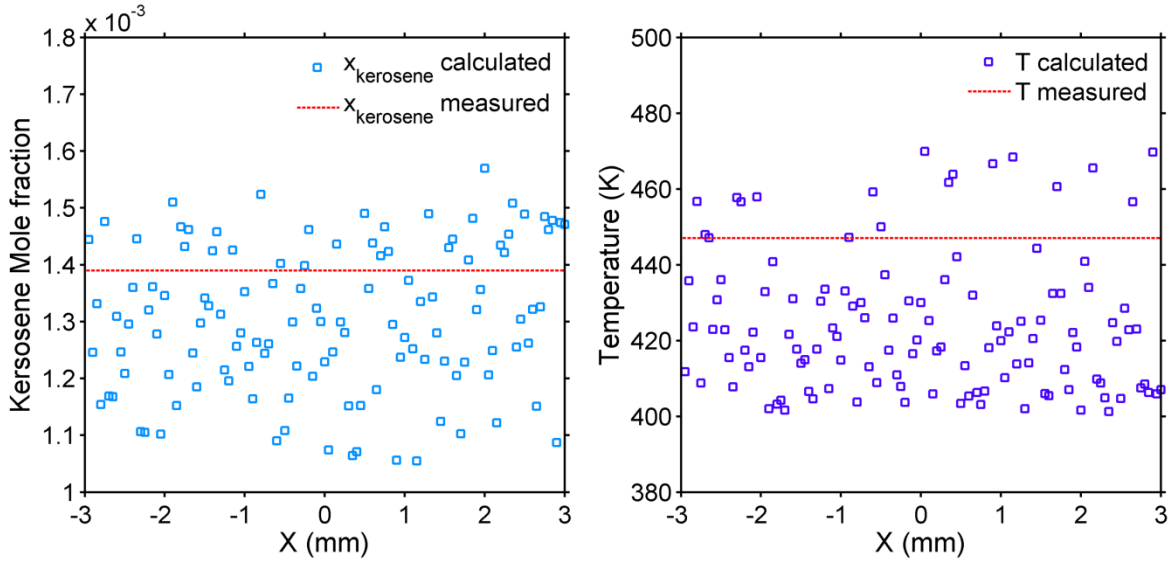


figure 3.15 :(gauche) Profil de fraction molaire de kérosène et (droite) de température calculée dans la zone d'étude à y = 27,5 mm. Comparaison avec la valeur mesurée (courbe) Φ = 0,10 et gain caméra = 20/40

Une dernière vérification de cette procédure de post-traitement, consiste à « reconstituer » une image de fluorescence à partir de la concentration de kérosène et la température obtenue et la comparer avec l'image expérimentale. En effet, le signal de fluorescence enregistré par la caméra peut s'exprimer comme :

$$S_{kero\ calul} = K_{exp.\ kero}.P.x_{kero\ calcul}.\frac{S_{kero}(T_{calcul}, P, O_2)}{T_{calcul}} \tag{3.24}$$

Pour l'ensemble des points d'étalonnage, les images simulées sont quasi identiques aux images expérimentales.

Une fois ces vérifications effectuées pour chaque point d'étalonnage, une valeur moyenne des coefficients de transmission du montage optique est calculée pour les deux caméras. On observe néanmoins une fluctuation des constantes mesurées et un écart relativement important apparait notamment pour les $K_{di\text{-}aro}$. Une des raisons permettant d'expliquer cette évolution de cette constante est liée à la plage d'utilisation du débitmètre comprise entre 0-10% de la capacité du débitmètre. Sur cette plage d'utilisation du débitmètre, l'incertitude sur le débit injecté est donc plus importante.

Ces deux valeurs seront retenues pour le reste de l'étude et pour analyser les images de PLIF-kérosène dans le plan radial. Une dernière analyse des images d'étalonnage a été effectuée à partir de ces deux coefficients obtenus, afin de quantifier l'erreur de mesure. Les résultats de cette étude sont résumés par le tableau 3.3. On observe que les erreurs relatives ont globalement diminuées pour la fraction molaire de kérosène

calculée. L'erreur relative maximale observée sur la fraction molaire de kérosène est de 7,8% tandis que l'erreur sur la température reste constante autour de 8% pour des conditions de richesse faible (~ 0,1) et une température expérimentale de 447 K.
Cette diminution de l'erreur de mesure sur la fraction molaire s'explique là encore par la résolution numérique du système. Dans ce cas, la résolution du système d'équations non linéaires a permis une meilleure convergence sur la fraction molaire au détriment de la précision sur la température. La température constante obtenue lors de cette deuxième étape d'étalonnage, s'explique, quant à elle, par la courbe de référence du signal de fluorescence. En effet, nous pouvons observer sur la figure 3.7 que les variations de signal extrapolées en fonction de la température sur la gamme 400 – 550 K sont faibles. En conséquence, la sensibilité à la température est faible sur ce domaine. De manière identique, cette faible sensibilité à la température est attendue sur la plage de température 700 – 800 K (cf figure 3.7).

Φ	$x_{kéro}$ théorique	Gain	K_{kero}	$K_{di\text{-}aro}$	$x_{kéro\ calcul}$	T_{calcul}	$\Delta x/x \times 100$	$\Delta T/T \times 100$
0,10	$1{,}39.10^{-3}$	1-2	$1{,}08.10^{2}$	$1{,}92.10^{3}$	$1{,}42.10^{-3}$	410 K	1,93%	8,28%
0,10	$1{,}39.10^{-3}$	10-20	$1{,}08.10^{2}$	$1{,}92.10^{3}$	$1{,}48.10^{-3}$	411 K	6,47%	8,07%
0,10	$1{,}39.10^{-3}$	20-40	$1{,}08.10^{2}$	$1{,}92.10^{3}$	$1{,}36.10^{-3}$	410 K	2,02%	8,28%
0,05	$0{,}709.10^{-3}$	1-2	$1{,}08.10^{2}$	$1{,}92.10^{3}$	$0{,}654.10^{-3}$	410 K	7,78%	8,28%
0,05	$0{,}709.10^{-3}$	10-20	$1{,}08.10^{2}$	$1{,}92.10^{3}$	$0{,}687.10^{-3}$	410 K	3,12%	8,28%
0,05	$0{,}709.10^{-3}$	20-40	$1{,}08.10^{2}$	$1{,}92.10^{3}$	$0{,}658.10^{-3}$	410 K	7,21%	8,28%

tableau 3.3 : Quantification de l'erreur relative de mesure avec les coefficients expérimentaux obtenus.

3.8.1 Incertitudes et sensibilités de la méthode de mesure et d'analyse

Dans cette section, la confiance que l'on peut accorder aux résultats présentés précédemment est discutée. Deux causes d'incertitudes sont à discuter : une première liée au dispositif de mesure expérimental et une seconde liée à l'utilisation de la base de données de référence permettant d'analyser les signaux de fluorescence.
Durant le procédé d'étalonnage deux biais de mesure ont été identifiés et quantifiés. La première origine est liée au dispositif expérimental utilisé pour mesurer la constante de transmission du signal de fluorescence. En effet, les débitmètres utilisés ne sont pas idéaux et induisent une erreur de mesure intrinsèque. Sur la plage d'étalonnage étudiée, le débitmètre massique Coriolis possède une incertitude de mesure de 4% tandis que le débitmètre gazeux est précis à 2,5% près. L'incertitude de mesure du thermocouple type K est quant à elle inconnue mais est en général de l'ordre du dixième de degré K. Ces incertitudes sont représentées par les barres d'erreurs horizontales de la figure 3.16. La seconde origine des incertitudes provient de l'utilisation des constantes expérimentales moyennes déduites pour chaque point d'étalonnage (tableau 3.3). Ces erreurs sont représentées sur la figure 3.16 par les

différents points correspondant à la valeur calculée pour chaque point d'étalonnage. La déviation maximale obtenue par le calcul par rapport à la valeur affichée par les appareils de mesure est de 7,8% pour la fraction molaire de kérosène et est constante avec un écart de 8,3 % pour la température.

Concernant les erreurs liées à l'utilisation des données de référence de la fluorescence du kérosène et des di-aromatiques en fonction de la température, pression et fraction molaire en oxygène, l'erreur maximale apportée par B. Rossow est de 5%. Cette erreur maximale a été discutée précédemment et est présentée par les lignes pointillées de la figure 3.7. Afin d'observer la sensibilité des résultats à cette incertitude de mesure, les fractions massiques et températures ont été calculées en utilisant à tour de rôle ces deux courbes de références limites décalées de ±5% pour chaque point d'étalonnage. Les résultats de cette analyse sont représentés par les barres d'erreurs de la figure 3.16. L'erreur maximum observée est de 11,9% pour la fraction massique de kérosène et de 8,4% pour la température.

À partir de ces incertitudes, on observe également une faible dépendance de la température calculée avec les différentes données d'entrées (constantes et courbes de référence). En effet, la température obtenue est toujours de 410±1 K. Ce résultat peut s'expliquer par le fait que la température est notamment déduite à partir de la différence de signal entre les deux caméras et est donc conservée malgré un décalage des signaux de références. De plus, la faible dépendance des signaux de référence à la température sur le domaine 400 - 450 K obtenu par extrapolation rend l'erreur de mesure importante sur la température calculée car une faible variation du signal collecté (induite, par exemple, par la moyenne de la constante de transmission) va produire un écart par rapport à la température mesurée. Des résultats similaires sont attendus sur la plage de température 700 - 800 K puisque les pentes du signal de référence sont du même ordre de grandeur.

Contrairement à la température, la fraction massique de kérosène est déduite du signal de fluorescence enregistré par les caméras (en coup caméra). De ce fait, la mesure de la fraction massique en kérosène sera effectivement sensible à des variations locales, même faibles de densité moléculaire en kérosène. En revanche, cette grandeur sera dépendante des signaux de référence et des constantes de transmission.

Les réflexions parasites de la nappe laser sur les hublots de visualisation viennent également détériorer la qualité des images de fluorescence rendant même certaines zones inexploitables en configuration radiale (cf section 3.10.3). Le bruit de mesure induit par l'utilisation de l'intensification électromagnétique des caméras (EMG) et quant à lui jugé négligeable vis-à-vis des autres sources d'incertitudes car les gains utilisés durant les expériences restent faibles (6% de la capacité maximum d'intensification de la caméra).

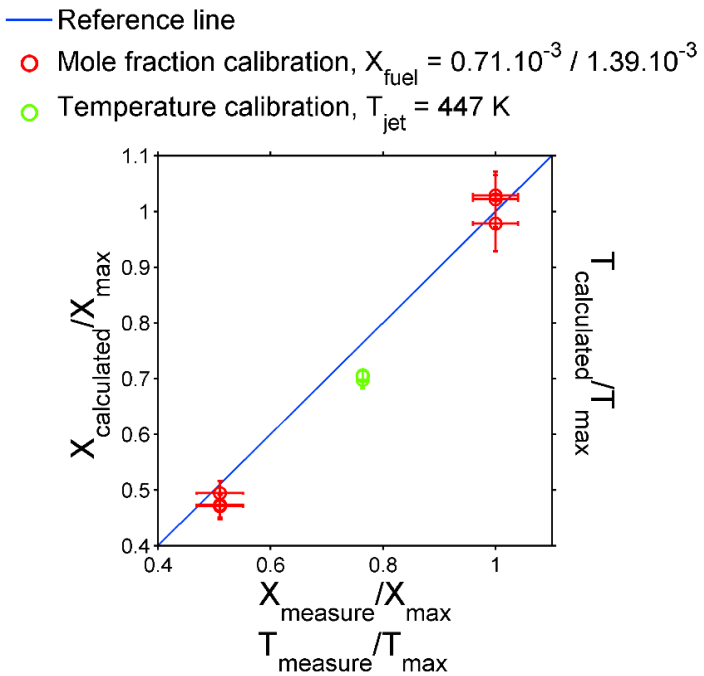


figure 3.16 : Comparaison de la fraction massique en kérosène calculée (rouge) et de la température (vert) avec les grandeurs indiquées par les appareils de mesures. Données obtenues pour deux richesses ($\Phi_{débitmètre}$ = 0,05 et 0,10) et une température de jet ($T_{thermocouple}$ = 447 K).

Les champs de concentration de kérosène présentés par la suite possèdent donc une incertitude de l'ordre de 12%, valeur tout à fait satisfaisante pour des fins de validation de simulations numériques et d'analyse de combustion, en conditions réelles de fonctionnement de systèmes d'injections aéronautiques.

3.9 Couplage avec la PLIF-OH

Comme nous l'avons évoqué précédemment dans la section 3.4.1, une excitation autour des 282 nm permet également de faire fluorescer de façon significative le kérosène et plus précisément les di-aromatiques contenus dans celui-ci. Dans le cas d'une mesure couplée PLIF-kérosène/PLIF-OH, le laser permettant d'exciter le radical OH réglé à 282,75nm (cf. chapitre 4) va donc également exciter le kérosène et un signal parasite risque d'apparaitre sur les images de fluorescence collectées sur la bande spectrale des naphtalènes. Une attention particulière sera donc portée sur le couplage temporel de ces deux diagnostics. Le kérosène devra être excité en premier à l'aide d'une impulsion laser à 266nm. En effet, une excitation à 266 nm n'a aucun effet sur le radical OH. La fluorescence émise sera ensuite enregistrée à l'aide des caméras ICCD sur une durée de 50 ns. Puis l'impulsion laser à 282,75 nm sera produite 60 ns après le premier tir laser, sans risque de perturbation du signal collecté par les caméras dédiées au kérosène. Par ailleurs, un signal parasite causé par la fluorescence du kérosène excité à 282,75 nm peut être observé sur les images de PLIF-OH malgré une bande passante très restreinte (±15 nm autour de 310nm)

pour la collection de la fluorescence du OH. Cependant cette fluorescence est marginale devant celle du radical OH et n'entrave pas le post-traitement des images de PLIF-OH.

3.10 Analyse des images moyennes et instantanées de PLIF-kérosène dans un foyer de combustion aéronautique.

Dans cette dernière partie de ce chapitre dédié à la PLIF-kérosène, la méthode d'analyse des images de PLIF-kérosène est appliquée à des images obtenues sur le banc HERON équipé d'un injecteur de type LP. L'obtention de ces valeurs permettra de qualifier la qualité du mélange kérosène/air et son impact sur l'efficacité de la combustion ainsi que sur les émissions de polluants.
Ces images ont été acquises durant des essais de combustion pour une plage de pression allant de 0,41 MPa à 1,8 MPa avec une température de préchauffage de l'air en entrée de chambre de 670 K. Le but de cette section est de démontrer qu'il est possible de remonter à des grandeurs quantitatives de fraction molaire et massique, en kérosène en conditions de fonctionnement nominales pour lesquelles l'injecteur a été conçu. Les résultats obtenus permettent également une analyse critique de la méthode de post-traitement afin de s'assurer de leur fiabilité et leur cohérence.

3.10.1 Prétraitement des images instantanées de fluorescence.

Avant d'analyser les images corrigées en bruit et en distorsion, il est nécessaire de s'assurer que les images de PLIF avec le « filtre kérosène » et le « filtre di-aromatiques » se superposent. En effet, sous l'effet de la pression et de la température, il a été observé que le banc de combustion se dilatait et que la zone d'étude pouvait se déplacer de plusieurs dixièmes de millimètres. De plus, la température aux parois est susceptible de changer en fonction du point de fonctionnement observé. Ce paramètre a pour effet de modifier l'indice de réfraction des hublots de visualisation, très sensible à la température (Silice étendu KrF ou ArF). Ce biais est d'autant plus important dans la configuration radiale du fait des angles importants entre la normale de la nappe laser et les caméras. Si un écart entre les deux images est observé, un recalage est opéré en utilisant le signal ponctuel des gouttes/poches de vapeurs locales de kérosène sur le point de fonctionnement étudié comme référence. Un exemple de cette procédure de vérification est présenté sur la figure 3.17.
Avant l'application du post-traitement permettant de remonter à la fraction molaire de carburant vapeur et à la température, à partir des images de PLIF recalées, les zones où des gouttes liquides sont susceptibles d'être présentes, doivent être corrigées. Une méthode de détection et de remplacement du signal des gouttes par seuillage, analogue à celle décrite par B. Rossow [1] a été développée at consiste à remplacer le signal supposé des gouttes par le signal de fluorescence des vapeurs

autour de ces gouttes. En effet, la détermination par calcul de la concentration de kérosène n'est valable que pour le kérosène vapeur. Un exemple de l'application de cette correction est présenté par la figure 3.18. Cependant, du faible nombre de gouttes observées et de leur taille supposée bien inférieure à la taille de la résolution de la caméra (entre 10 et 20 µm pour les grosses gouttes contre un grandissement de la caméra de 0,05 mm/pixel), le risque de seuiller une partie des vapeurs de kérosène est trop important. Il a finalement été décidé d'analyser les images sans appliquer ce pré-traitement.

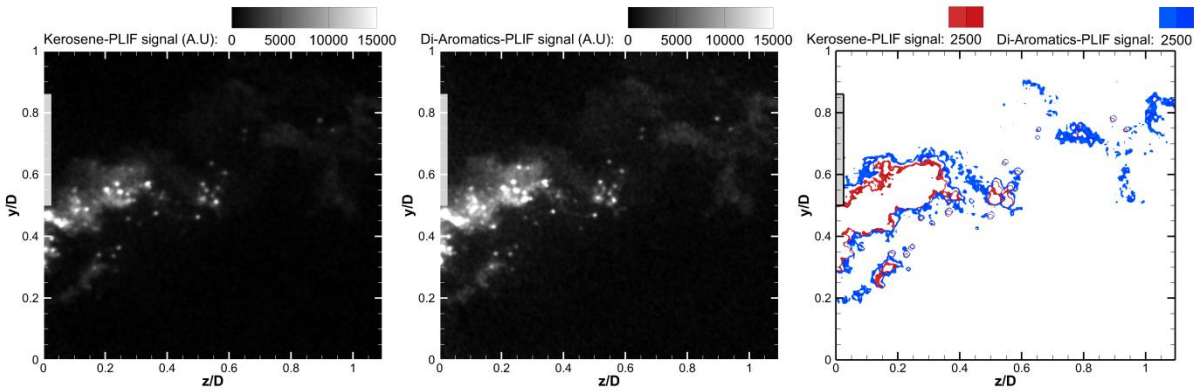


figure 3.17 : Images instantanées de PLIF avec le filtre kérosène (gauche) et le filtre di-aromatiques (centre) après correction du bruit et de la distorsion. (droite) Vérification de la superposition des images de PLIF par seuillage des images de PLIF. P = 0,83 MPa, FAR = 42.

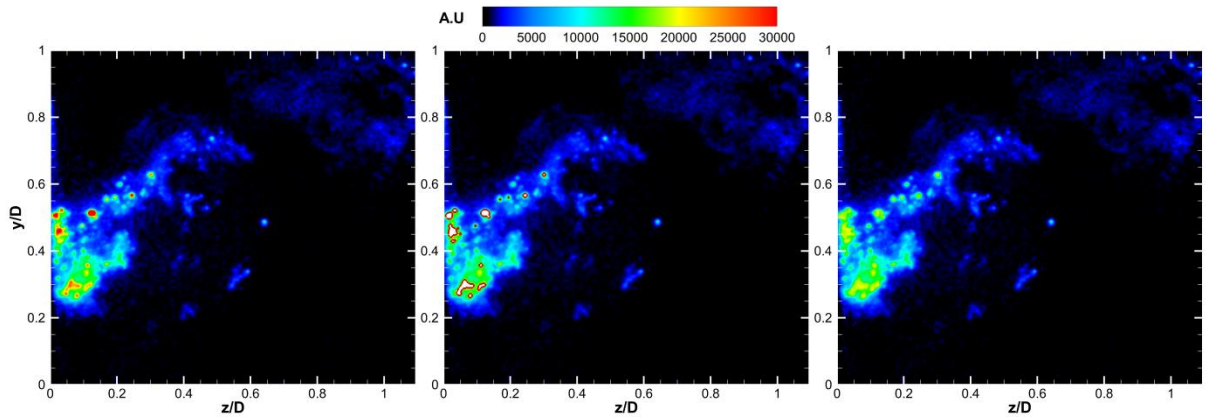


figure 3.18 : Procédure de remplacement du signal de fluorescence des gouttes de kérosène (gauche) image brute instantanée, (centre) détection par seuillage, (droite) image corrigée. Image instantanée de PLIF-Kérosène en configuration « axiale », P = 0,83 MPa, FAR = 46.

3.10.2 Analyse quantitative des images instantanées en condition réactive.

Une image instantanée dans le plan axial et une dans le plan radial à z = 0,75 z/D ont été post-traitées afin de vérifier les performances de la méthode d'analyse quantitatives en condition réactive pour le point de fonctionnement P = 0,83 MPa, $FAR_{injecteur}$ = 42‰ et T = 670 K.

Pour la résolution du système des équations non-linéaires, la plage de recherche du couple de solutions a été fixée, en termes de température entre 600 et 800 K et en termes de fraction molaire de kérosène vapeur entre x = 0 et 0,02. Côté gaz frais, la température doit en effet être voisine de celle du préchauffage. Concernant la fraction molaire, une valeur de x = 0,02 correspond à un FAR local de 94‰ ce qui est une condition extrême par rapport au mode de fonctionnement de l'injecteur.

La fraction molaire ainsi que la température lors de la première itération de la résolution du système d'équation ont été fixées respectivement à x = 1.10^{-3} et T = 670K, correspondant à la température de préchauffage de l'air. La résolution du système est ensuite réalisée pour chaque pixel de l'image par la fonction « lsqnonlin » de Matlab. Cette résolution utilise la méthode de Levenberg-Marquardt reposant sur la méthode des moindre-carrés. La résolution du système d'équation renvoie alors comme solution le couple (x, T).

À partir de la fraction molaire de kérosène et des hypothèses formulées dans la section 3.5, il est également possible de remonter aux fractions molaires de l'oxygène et de l'azote :

$$x_{O_2} = \frac{1 - x_{kerosene}}{r+1}$$

$$x_{N_2} = r.x_{O_2} \tag{3.25}$$

$$\text{Avec } r = \frac{x_{N_2}}{x_{O_2}} \approx \frac{79}{21}$$

Connaissant l'ensemble des proportions molaires dans les gaz frais il devient possible d'en déduire les valeurs massiques qui permettent ensuite de remonter à des grandeurs usuelles comme la richesse. Ces grandeurs sont calculées de la façon suivante :

$$m_{kero} = \frac{x_{kero}}{M_{kero}}, m_{O_2} = \frac{x_{O_2}}{M_{O_2}} \text{ et } m_{N_2} = \frac{x_{N_2}}{M_{N_2}}$$

$$Y_{kero} = \frac{m_{kero}}{m_{kero}+m_{O_2}+m_{N_2}}, Y_{O_2} = \frac{m_{O_2}}{m_{kero}+m_{O_2}+m_{N_2}} \text{ et } Y_{N_2} = \frac{m_{N_2}}{m_{kero}+m_{O_2}+m_{N_2}} \tag{3.26}$$

$$\Phi = \frac{\dot{m}_{kero}}{\dot{m}_{air}}.PCO \tag{3.27}$$

$$\text{Avec } PCO = 1/\frac{\dot{m}_{kero}}{\dot{m}_{air}}\Big|_{stoéchiometrie}$$

A titre d'exemple, la procédure de post-traitement et d'analyse quantitative a été appliquée sur des images instantanées de PLIF-kérosène en condition réactive pour les deux dispositifs d'étude (axial et radial) pour une condition de fonctionnement à 0,83 MPa. Les résultats obtenus sont présentés par la figure 3.19.

La température obtenue par la résolution du système permet également de conforter notre démarche d'analyse puisqu'on retrouve des valeurs de l'ordre de grandeur de la température de l'air en sortie de réchauffeur (670 K).

De plus, on trouve des valeurs de température plus faible au niveau de poches « riches » correspondant probablement à des vapeurs autour de gouttes de kérosène et des valeurs plus importantes dans les zones où le kérosène est complétement évaporé. On note également une élévation de la température par rapport à la valeur en entrée de chambre. Cette élévation s'explique simplement, là encore, par la localisation de la flamme à l'intérieur du système d'injection, qui va réchauffer de façon significative les vapeurs de kérosène situées en périphérie de flamme.

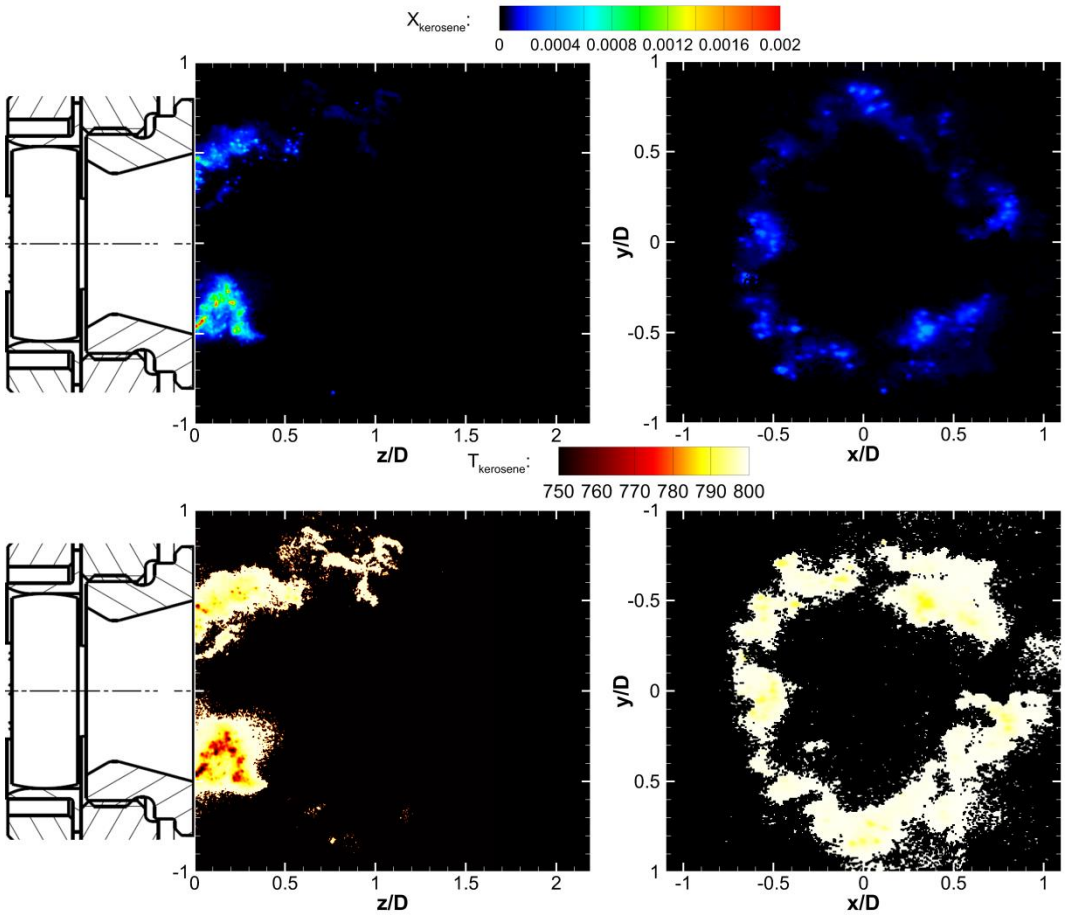


figure 3.19 : Champs instantanés de (haut) fraction molaire en vapeur de kérosène, (bas) température des vapeurs de kérosène (gauche) dans le plan axial (droite) dans le plan radial z/D = 0,75. P = 0,83 MPa, FAR = 42 ‰, T_{air} = 670 K.

Comme attendu, les fractions massiques et richesse obtenues dans la configuration radiale à z/D = 0,75 sont faibles. En effet, nous le verrons plus en détail par la suite mais la flamme est stabilisée à l'intérieur du système d'injection. De ce fait, une grande partie du carburant est consommée à l'intérieur de celui-ci et seules des vapeurs/gouttes restantes sont observables en sortie d'injecteur sous la forme d'un cône. Cette présence de la flamme dans l'injecteur, est d'ores et déjà observable par l'absence de fluorescence de kérosène au centre de la chambre de combustion indiquant qu'il a déjà été consommé dans cette zone.

3.10.3 Analyse quantitative des images moyennes en condition réactive.

Afin d'évaluer les performances globales de mélange de l'injecteur, une exploitation quantitative de la répartition moyenne de kérosène est proposée à partir de l'image moyenne de fluorescence du kérosène. Les résultats obtenus dans les deux configurations (axiale et radiale) pour une pression de 0,83 MPa et un $FAR_{injecteur}$ de 0,42‰ sont présentés par la figure 3.20.

De cette analyse, on retient que les quantités moyennes de kérosène observées sont très faibles en sortie d'injecteur et sont réparties sous la forme d'un cône creux au niveau de la bague d'injection. À partir de ces images moyennes, on observe une asymétrie marquée entre le haut et le bas de l'injecteur. Cette disparité n'est pas nécessairement liée à une inhomogénéité d'injection, mais peut être causée par l'absorption de la nappe laser par les vapeurs et gouttes de kérosène. En effet, au passage de la nappe laser, une partie de l'énergie laser est absorbée par les molécules de kérosène, laissant moins d'énergie aux suivantes et ainsi de suite. Or l'intensité de la fluorescence est directement proportionnelle à l'énergie laser incidente. Il en résulte donc une fluorescence moins importante de la branche inférieure du jet de kérosène que la branche supérieure bénéficiant d'une énergie laser incidente maximale. Ce phénomène d'absorption est évalué dans la section suivante.

On retrouve également un bon accord en termes de valeurs de concentration et de température dans les deux plans de mesure ce qui conforte notre analyse. Sur l'image moyenne du plan radial, on peut également observer une ligne à x/D = -0,5 où le signal est constant. Ce signal correspond à un bruit de mesure relatif à la réflexion de la nappe laser sur le hublot de sortie, visible par la caméra de détection du kérosène faussant alors l'analyse quantitative dans la partie négative des x du champ radial. Ce signal est également visible sur certains champs instantanés. Par la suite, l'analyse des champs de distribution du kérosène ne portera que sur la zone positive des x/D dans le plan radial, à cause de la réflexion sur les hublots.

Afin de s'assurer que l'analyse des images moyennes de fluorescence est égale à la moyenne des champs de kérosène post-traité, les résultats des deux méthodes sont comparés sur la Figure 3.21. La moyenne a été obtenue à partir de l'analyse de 150 couples d'images instantanées de PLIF-kérosène/PLIF-Di-aromatics.

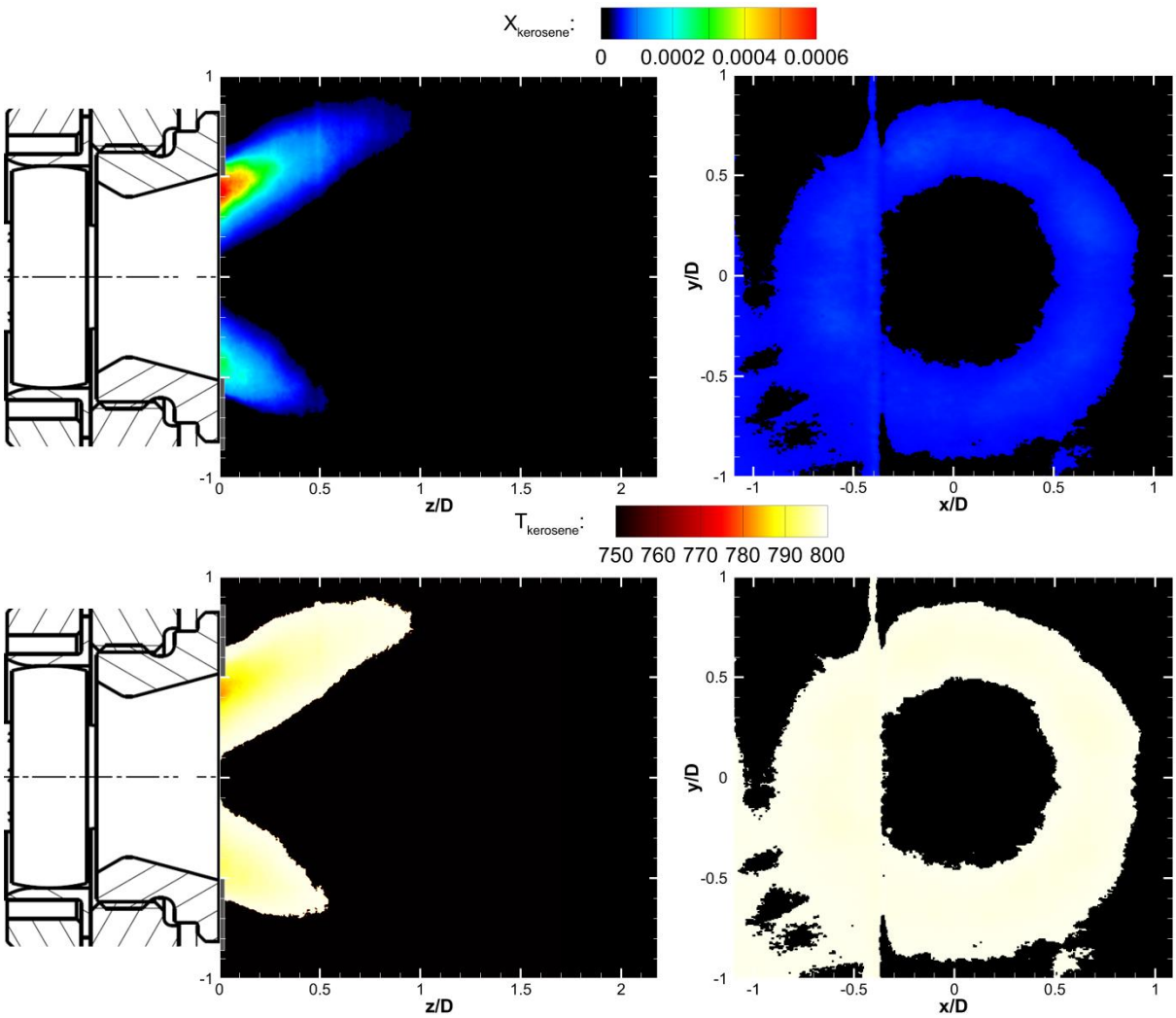


figure 3.20 : Champs moyens de (haut) fraction massique en vapeur de kérosène, (bas) température des vapeurs de kérosène (gauche), dans le plan axial et (droite) dans le plan radial z/D = 0,75. P = 0.83 MPa, FAR = 42 ‰, T = 670 K.

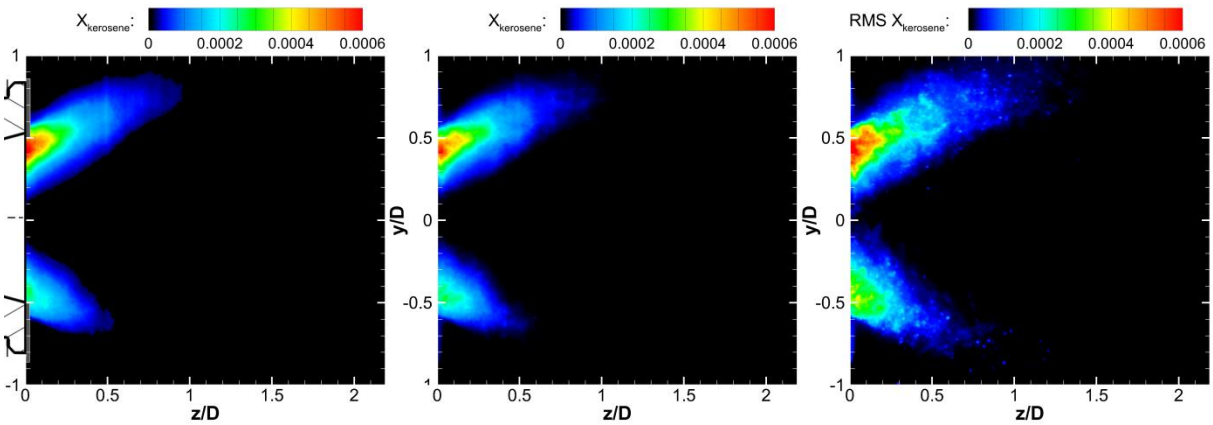


Figure 3.21 : Comparaison entre (gauche) l'analyse de l'image moyenne de fluorescence et (centre) la moyenne de l'analyse des champs instantanés. (Droite) Fluctuations de fraction molaire associées. P = 0.83 MPa, FAR = 42 ‰, T = 670 K.

On observe alors, une très bonne adéquation entre les deux analyses. De plus, la fluctuation (RMS) en terme de fraction molaire à également pu être calculé. On observe alors des fluctuations de l'ordre de 100% de la valeur moyenne.
Ce résultat est en accord avec la différence d'échelle entre les champs instantanés, présentant des valeurs maximales de l'ordre de 2.10^{-3} et les valeurs moyennes, avec une valeur maximale de 6.10^{-4}.

3.10.4 Comparaison avec la concentration obtenue par l'étude de l'absorption

Les images moyennes dans le plan axial montrent une asymétrie importante entre les branches supérieure et inférieure de vapeur de kérosène. Une raison possible permettant d'expliquer cette différence d'intensité est le phénomène d'absorption le long du trajet optique de la nappe laser.
En effet, si on suppose une répartition homogène du kérosène sous la forme d'un jet conique centré sur l'injecteur, la fluorescence du kérosène des zones supérieures et inférieures devraient être de même intensité. En analysant l'absorption du faisceau laser le long de la hauteur de la chambre, il est possible de corriger théoriquement cet effet.
L'absorption de la nappe laser dans un milieu homogène suit la loi de Beer-Lambert qui s'exprime comme :

$$S_{LIF}(x) \propto I_0 e^{k_{abs}.x.P} \tag{3.28}$$

où x correspond à la longueur traversée (en cm), I_{fluo} à l'intensité du signal de fluorescence (proportionnel à l'intensité laser incidente en régime linéaire de fluorescence), I_0 à l'intensité laser incidente et k_{abs} au coefficient d'absorption du milieu étudié (en $cm^{-1}.atm^{-1}$).
La procédure consiste alors à corriger de façon itérative l'absorption faisceau laser incident pixel à pixel en considérant que le signal de fluorescence est proportionnel à la concentration et à l'énergie laser incidente dans le pixel situé à une distance x du hublot.

$$X_{kérosène_x} = X_{kérosène_{x-dx}}.\, e^{(-k_{abs}.dx.P)} \tag{3.29}$$

La valeur du coefficient d'absorption k_{abs}, en cm^{-1} peut s'exprimer à l'aide de la section efficace d'absorption σ_{abs} (en cm^{-2}) et de la densité moléculaire de l'espèce absorbante $N_{kérosène}$:

$$k_{abs} = \sigma_{abs}.N_{kérosène_{x-dx}} \tag{3.30}$$

Pour la valeur de la section efficace d'absorption, on utilisera la valeur mesurée par B. Rossow : $\sigma_{abs} = 5{,}4.10^{-19}$ cm^{-2}. D'après cette étude, celle-ci est constante quelle que

soit la température (mis à part une légère hausse observée à 900K mais qui reste dans l'incertitude de mesure) et a été calculée pour une densité de $9{,}5.10^{16}$ molécules par cm^3 (soit une fraction molaire en kérosène d'environ $3{,}5.10^{-3}$). Pour déduire la densité en molécules de kérosène $N_{kérosène}$, on calcule la densité moléculaire totale en utilisant la relation des gaz parfait à la température calculée par la résolution du système d'équation.

$$N_{kérosène} = N^0(T,P).X_{kérosène} = \frac{273}{T}.\frac{P}{1}.C_{Lo}.X_{kérosène} \tag{3.31}$$

où P est en atm et T est en K. $C_{Lo} = 2{,}687.10^{19}$ correspond à la constante de Loschmidt (en nombre de molécules/cm^{-3}).

Cette procédure de correction de l'absorption de la nappe laser est appliquée sur l'image moyenne présentée dans la section précédente. Les résultats obtenus sont présentés par la figure 3.22. La procédure de correction consiste à obtenir des profils de concentration symétrique de part est d'autre de l'injecteur. En solution initiale, la fraction molaire déterminée par la méthode de fluorescence du kérosène sur les deux bandes spectrales est utilisée. De manière itérative, la concentration dans la branche supérieure est modifiée (augmentée dans ce cas) jusqu'à converger vers des profils de concentration symétrique (condition d'arrêt).

Afin d'obtenir un profil symétrique, il est nécessaire de supposer une valeur de fraction molaire en kérosène voisine de 0,004 au centre de la zone de spray à une distance de z/D = 0,25. Un ordre de grandeur de différence apparait par rapport à la valeur de 0,0005 déterminée à l'aide de la méthode d'analyse utilisant la collection de la fluorescence sur deux bandes spectrales. Cependant les résultats obtenus par la correction de l'absorption peuvent être surestimés par deux biais.

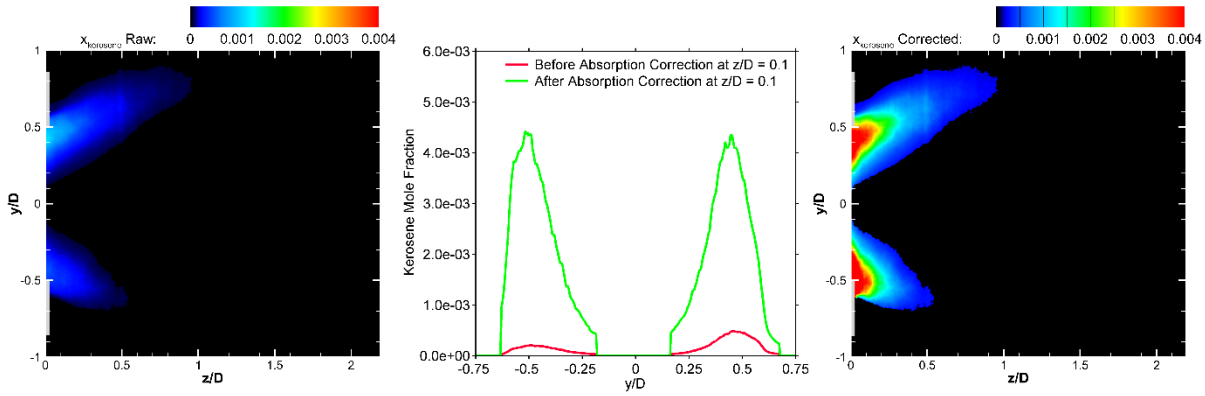


figure 3.22 : (Gauche) Champ de fraction molaire en kérosène déterminé par la méthode d'analyse sur deux bandes spectrales, (Centre) profil de fraction molaire avant et après correction en absorption à z/D = 0,1, (Droite) Champ de fraction molaire en kérosène déterminé par la correction en absorption. La nappe laser entre par le haut de l'image.

Premièrement, le coefficient d'absorption utilisé n'est valable que pour du kérosène vapeur. Or nous avons vu précédemment que l'écoulement réactif est diphasique et que des gouttes peuvent persister en dehors de l'injecteur sur les images brutes instantanées.
Puisque ces gouttes sont typiquement 1000 fois plus dense en espèce absorbante que les vapeurs de kérosène, le faisceau sera localement très absorbé et l'énergie laser après passage dans les gouttes sera alors faible. Or, une sous-estimation du coefficient d'absorption implique une surestimation de la concentration après correction de l'absorption. Un exemple de ce phénomène est illustré par la figure 3.23, où l'on peut visualiser une légère atténuation du signal de fluorescence de la vapeur d'acétone dans le sillage de gouttes mono-disperses [20]. Même si la section efficace d'absorption de l'acétone vapeur (d'environ $\sigma_{abs} = 4.10^{-20}$ cm^{-2} quelle que soit la température) est près de dix fois moins importante que celle du kérosène, ce phénomène d'absorption par les gouttes et d'atténuation du signal de fluorescence dans leur sillage n'est probablement pas une raison suffisante pour expliquer cette surestimation de la valeur de la fraction molaire de kérosène obtenue.
Deuxièmement, en raison des températures élevées dans la chambre de combustion (de l'ordre de 800K), une partie des molécules fluorescentes ont pu commencer à se dégrader en composés toujours absorbants à 266 nm mais ne fluoresçant plus. Ainsi, le rendement de fluorescence peut se retrouver dégradé tandis que l'absorption reste similaire. La correction en absorption sera donc surévaluée afin de retrouver des profils de fluorescence supposé symétriques. Cependant, la différence importante en termes de fraction molaire obtenues par les deux méthodes d'analyse ne semble pas pouvoir être expliqué uniquement par ces deux biais dont l'impact semble faible.
L'hypothèse la plus probable permettant d'expliquer cette asymétrie est de simplement supposer que l'écoulement réel n'est pas axisymétrique. En effet, en présence d'un injecteur réelle muni d'une bague d'adaptation permettant de corriger le jeu entre l'injecteur et le fond de chambre ainsi que du mât d'injection dans le plénum, le centrage du système d'injection et l'axisymétrie de l'écoulement ne peuvent pas être parfaits. Nous le verrons par la suite, (cf. Chapitre 6) mais des disparités de concentration d'espèces mais également de vitesses existent entre les moitiés inférieure et supérieure de l'écoulement. Ces disparités semblent supposer que les deux branches de jet de kérosène ne sont pas, en pratique, identiques. Ce résultat est également observable sur les champs de concentration déterminé par les récentes simulations numériques [21].
Même si l'interprétation de l'absorption observée sur les images de fluorescence du kérosène ne permet pas de remonter à une information quantitative fiable, elle permet néanmoins de confirmer l'ordre de grandeur en concentration en kérosène obtenu par la méthode d'analyse développée précédemment dans ce chapitre.

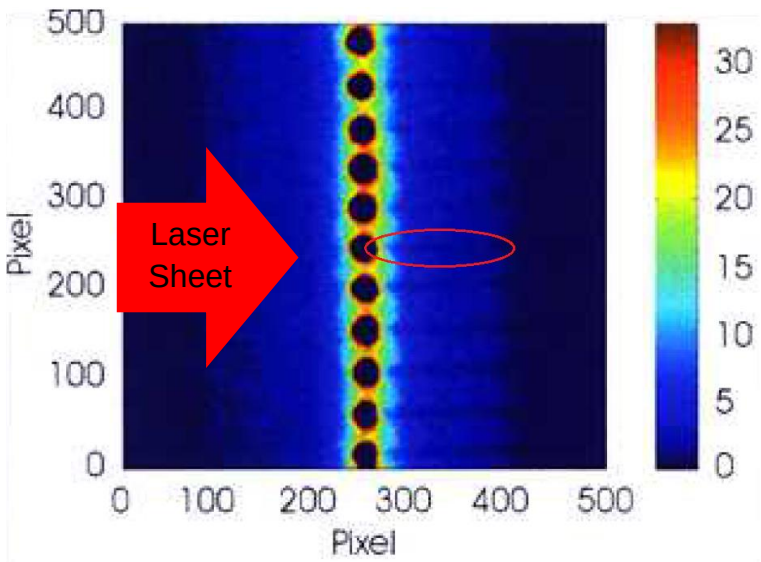


figure 3.23 : Champ de fraction molaire d'acétone (en %) autour de gouttes d'acétone mono-disperses issu de [22]. *La nappe laser (excitation à 266 nm) entre par la gauche de l'image. On observe une baisse notable du signal de fluorescence dans le sillage des gouttes (zone de droite) liée à l'absorption de la nappe laser par la goutte.*

3.11 Conclusion

A partir des travaux préliminaires de P. Baranger [18] et de B. Rossow [1], une méthodologie de post traitement des images de fluorescence basée sur l'acquisition simultanée des signaux de fluorescence du kérosène sur deux bandes spectroscopiques distinctes a été développée. Grâce à la connaissance et à l'interprétation de l'évolution de ces signaux de fluorescence, il est désormais possible d'analyser quantitativement les images collectées et ainsi remonter à une concentration en kérosène vapeur et à sa température.

Cette technique de mesure a pu être réalisée dans deux configurations optiques donnant des résultats complémentaires et inédits dans des conditions réelles de fonctionnement d'un système d'injection aéronautique. Ces données quantitatives avec une précision de l'ordre de 10% vont être des données précieuses pour la validation des simulations numériques.

3.12 Références bibliographiques

[1] B. Rossow, "Processus photophysiques de molécules organiques fluorescentes et du kérosène: applications aux foyers de combustion, PhD thesis," Université Paris Sud 11, 2011.

[2] H. Zhao and N. Ladommatos, "Optical diagnostics for in-cylinder mixture formation measurements in IC engines," *Prog. Energy Combust. Sci.*, vol. 24, no. 98, pp. 297–336, 1998.

[3] M. C. Thurber and R. K. Hanson, "Simultaneous imaging of temperature and mole fraction using acetone planar laser-induced fluorescence," *Exp. Fluids*, vol. 30, no. 1, pp. 93–101, 2001.

[4] Y. Michou, C. Chauveau, I. Gokalp, and I. Carvalho, "Experimental study of lean premixed and prevaporised turbulent spray combustion," in *37th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, American Institute of Aeronautics and Astronautics, 1999.

[5] J. Becker and C. Hassa, "Liquid Fuel Placement and Mixing of Generic Aeroengine Premix Module at Different Operating Conditions," *J. Eng. Gas Turbines Power*, vol. 125, no. 4, p. 901, 2003.

[6] A. Renaud, S. Ducruix, P. Scouflaire, and L. Zimmer, "Flame shape transition in a swirl stabilised liquid fueled burner," *Proc. Combust. Inst.*, vol. 35, no. 3, pp. 3365–3372, 2015.

[7] A. Lantz, R. Collin, Z. S. Li, and P. Petersson, "High-speed imaging of fuel/OH distributions in a gas turbine pilot burner at elevated pressure," in *49th AIAA Aerospace Sciences Meeting including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition - AIAA 2011-986*, 2011, pp. 1–8.

[8] H. Kramer, F. Dinkelacker, A. Leipertz, and D.- Erlangen, "Optimization of the mixing quality of a real size gaz turbine burner with instantaneous planar laser-induced fluorescence imaging," in *International Gas Turbine & Aeroengine Congress*, 1999.

[9] J. H. Stufflebeam, D. W. Kendrick, W. A. Sowa, and T. S. Snyder, "Quantifying fuel/air unmixedness in premixing nozzles using an acetone fluorescence technique," *J. Eng. Gas Turbines Power-Transactions Asme*, vol. 124, no. 1, pp. 39–45, 2002.

[10] D. Galley, A. Pubill Melsio, S. Ducruix, F. Lacas, and D. Veynante, "Experimental Study of the Dynamics of a LPP Injection System," *40th AIAA/ASME/SAE/ASEE Jt. Propuls. Conf. Exhib.*, no. July, pp. 1–12, 2004.

[11] M. Stöhr, C. M. Arndt, and W. Meier, "Transient effects of fuel-air mixing in a partially-premixed turbulent swirl flame," *Proc. Combust. Inst.*, vol. 35, pp. 3327–3335, 2014.

[12] C. T. Chong and S. Hochgreb, "Spray flame structure of rapeseed biodiesel and Jet-A1 fuel," *Fuel*, vol. 115, pp. 551–558, 2014.

[13] C. Löfström, H. Kaaling, and M. Aldén, "Visualization of fuel distributions in premixed ducts in a low-emission gas turbine combustor using laser techniques," *Symp. Combust.*, vol. 26, no. 2, pp. 2787–2793, 1996.

[14] F. Grisch, M. Orain, E. Jourdanneau, B. Rossow, C. Guin, and B. Trétout, "Simultaneous measurements of equivalence ratio and flame structure in multipoint injectors using PLIF," *AIAA/ASME/SAE/ASEE Jt. Propuls. Conf. Exhib. - AIAA 2008-4868*, vol. 337, no. July, pp. 373–384, 2008.

[15] M. Orain, F. Grisch, E. Jourdanneau, B. Rossow, C. Guin, and B. Trétout, "Simultaneous measurements of equivalence ratio and flame structure in multipoint injectors using PLIF," *Comptes Rendus - Mec.*, vol. 337, no. 6–7, pp. 373–384, 2009.

[16] U. Meier, J. Heinze, L. Lange, C. Hassa, L. Rackwitz, and T. Doerr, "Characterisation of the combustion performance of low emission fuel injectors with laser measurements," *CEAS Aeronaut. J.*, vol. 3, no. 1, pp. 45–53, 2012.

[17] I. Chterev, N. Rock, H. Ek, B. Emerson, J. Seitzman, N. Jiang, S. Roy, T. Lee, J. Gord, and T. Lieuwen, "Simultaneous imaging of fuel, OH, and three component velocity fields in high pressure, liquid fueled, swirl stabilized flames at 5 kHz," *Combust. Flame*, vol. 186, pp. 150–165, 2017.

[18] P. Baranger, "Détection du kérosène par imagerie de fluorescence induite par laser, pour application sur foyer aéronautique," Université Paris Sud - Paris XI, 2004.

[19] R. K. Hanson, "Introduction to Spectroscopic Diagnostics for Gases University," 2002.

[20] M. Orain, X. Mercier, and F. Grisch, "PLIF imaging of fuel-vapor spatial distribution around a monodisperse stream of acetone droplets: comparison with modeling," *Combust. Sci. Technol.*, vol. 177, no. 2, pp. 249–278, 2005.

[21] P. Domingo-Alvarez, "Simulation aux grandes échelles de la combustion haute pression pour la validation à priori de diagnostiques optiques (Provisoire)," INSA de Rouen - Normandie.

[22] T. Sunami, P. Magre, A. Bresson, F. Grisch, and M. Orain, "Experimental Study of Strut Injectors in a Supersonic Combustor Using OH-PLIF," *Fuel*, pp. 1–18, 2005.

Chapitre 4 :

Fluorescence induite par laser sur le radical OH

Table des matières

4 Fluorescence induite par laser sur le radical hydroxyle OH 91
4.1 Objectif 91
4.2 Etat de l'art 92
4.3 Montages expérimentaux 94
4.3.1 PLIF-OH basse cadence 95
4.3.2 PLIF-OH haute cadence 10 kHz 96
4.4 PLIF OH et structure globale de la flamme 97
4.4.1 Correction des images brutes de PLIF-OH 97
4.4.2 Analyse d'une image instantanée de PLIF-OH 99
4.5 Détermination quantitative de la fraction molaire du radical OH par l'étude de l'absorption 101
4.5.1 Méthodologie de correction de l'absorption 101
4.5.2 Sensibilité à l'estimation du coefficient d'absorption 104
4.6 Analyse du gradient d'OH et de la zone de réaction 106
4.6.1 Détection de la zone de réaction 106
4.6.2 Epaisseur de flamme à partir du gradient d'OH 113
4.7 Conclusion 120
4.8 Références bibliographiques 121

4 Fluorescence induite par laser sur le radical hydroxyle OH

4.1 Objectif

Précédemment, une méthodologie permettant de caractériser le mélange kérosène/air en sortie de système d'injection LP en conditions haute-pression/haute-température a été présentée. En fonction de la façon dont le mélange s'est opéré et des conditions opératoires d'entrée (pression, débits, température d'entrée,…), la combustion va se dérouler et se stabiliser de façon différente.

Dans les conditions réactives, la présence de radicaux au sein du front de flamme permet de repérer la position de la zone de réaction et son intensité, à l'aide de techniques de mesures optiques. Le sondage du radical hydroxyle (OH) permet de visualiser facilement le front de flamme et la répartition des gaz brûlés au sein de l'écoulement réactif. En effet, cette espèce chimique est présente en grande quantité dans la zone de réaction mais également dans les gaz brûlés. Le temps de vie de ce radical étant relativement long dans les milieux à haute température (de l'ordre de la dizaine de ms), il est possible de sonder cette molécule dans tout l'écoulement.

Un diagnostic simple, facile et rapide à implémenter consiste à enregistrer la chimiluminescence (émission naturelle de la flamme) du radical OH et permet d'analyser qualitativement la forme de la flamme et la zone de réaction. Ce diagnostic, même s'il a été utilisé durant ces travaux de thèse, ne sera pas développé dans cette section. En effet, cette méthode de mesure présente l'inconvénient d'intégrer le signal d'émission des radicaux OH le long de la ligne de visualisation. Il en résulte que l'exploitation de ces images est très limitée et ne permet pas d'obtenir une résolution spatiale suffisante pour détecter et analyser des structures détaillées de la flamme.

En revanche, la technique de fluorescence induite par laser dans un plan de mesure permet d'obtenir à la fois une résolution spatiale précise à un instant donné. En effet, la PLIF peut être considérée comme une technique de mesure instantanée car le temps de décroissance de la fluorescence est très court devant les temps caractéristiques des réactions chimiques. De plus, comme la densité en molécules d'OH dans ces régions est élevée, le signal de fluorescence est généralement très intense ce qui permet d'exploiter et discrétiser aisément les différentes zones des images acquises par la PLIF-OH.

La visualisation des espèces chimiques par la technique de PLIF peut également être utilisée pour obtenir des informations quantitatives, notamment sur la concentration de l'espèce sondée et la température du milieu, lorsque les données spectroscopiques de celle-ci sont connues, ce qui est le cas du radical OH.

L'objectif de ce chapitre n'est pas de redémontrer l'utilité de la PLIF-OH mais d'utiliser directement cette technique dont l'efficacité est largement vérifiée dans les systèmes de combustion et de se concentrer sur l'interprétation des images obtenues. Un rappel

de l'état de l'art sur les avantages et le post-traitement de la PLIF est proposé afin de présenter les bases sur lesquelles reposent ces travaux.
Nos efforts se porteront ensuite sur le développement d'outils efficaces, permettant de qualifier la combustion résultant du mélange carburant/air, décrit précédemment, de manière qualitative et quantitative. En effet, il existe peu d'études permettant d'analyser le déroulement de la combustion de façon précise en sortie de système d'injection LP ainsi que l'effet des paramètres physiques d'entrée sur cette combustion, dans les conditions aéronautiques d'injection diphasiques haute-pression/haute-température. Ces méthodologies ainsi développées feront également l'objet d'une analyse critique concernant la précision des mesures.

4.2 Etat de l'art

L'utilisation de la PLIF sur le radical OH est très courante dans le domaine de la combustion. Cette technique de mesure laser est relativement simple et peu coûteuse à implémenter dans des configurations optiques simples, tout en permettant d'obtenir des images avec un rapport signal sur bruit (SNR) important et une bonne résolution spatiale. En effet, le radical OH est principalement créé dans la zone de réaction mais perdure également dans les gaz brûlés, dans les flammes de type prémélangées. Le temps de vie particulièrement long à haute température (environ 3 ms [1]) de ce radical permet de le détecter dans les gaz brûlés loin de la zone de réaction, alors même que sa réactivité avec le dioxygène est très efficace. L'analyse des images de PLIF-OH permet de discriminer la zone des gaz frais des gaz brûlés et permet de remonter à des grandeurs usuelles et importantes des modèles de combustion comme la variable d'avancement ou encore la fonction de probabilité de densité de surface de flamme [2].
Dans cette étude, nous souhaitons analyser la combustion dans un environnement haute-pression et haute-température. Hors nous avons vu précédemment qu'en augmentant la pression, le rendement de fluorescence est réduit. Afin d'optimiser le SNR, il est donc nécessaire de sélectionner la raie d'absorption du radical OH avec le meilleur rendement de fluorescence. De nombreuses études utilisant la PLIF-OH pour décrire la structure de flamme dans les chambres de combustion ont été menées. Il existe également plusieurs stratégies possibles afin d'exciter et collecter le signal de fluorescence du radical OH. Cependant, dans cette étude, nous n'utiliserons que la raie $Q_1(5)$ avec une excitation à 282,75 nm (longueur d'onde dans le vide). En effet, cette raie d'absorption présente plusieurs avantages. Premièrement les transitions Q_1 ($\Delta J = 1$) de la transition $A^2\Sigma^+(v' = 0) - X^2\Pi(v'' = 1)$ sont les plus intenses en termes d'absorption. Deuxièmement l'intensité en absorption des raies rotationnelles autour de $J' = 5$ sont les moins sensibles à la température [3], ce qui permet de considérer, en première approximation, que les rendements d'absorption et de fluorescence sont peu dépendants aux variations de température. Finalement, cette raie est isolée spectralement ce qui permet de s'assurer que la fluorescence issue de la molécule d'OH

provient d'une seule transition rovibronique. De nombreuses études spectroscopiques ont également été réalisées sur le radical OH compte tenu de de son importance dans de nombreux domaines de la physique. Une étude détaillée a été effectuée par Bresson et al. [3] permettant de calculer précisément les spectres d'absorption, d'émission et de fluorescence, notamment pour la transition $Q_1(5)$. La connaissance de ces grandeurs permet une analyse quantitative des signaux de fluorescence et permet de remonter à la fraction molaire du radical OH [4] ou également à la température des gaz brûlés [5] selon la transition électronique étudiée.

Dans la zone de réaction, la quantité du radical OH produit augmente significativement et rend cette espèce chimique utile pour la détection du front de flamme. La position du front de flamme peut donc être extraite des images de PLIF-OH. Généralement, cette position est obtenue par un seuillage des images puis par une binarisation afin d'obtenir l'interface séparant les gaz frais et des gaz brûlés. Cependant, cette technique n'est pas optimale et mène parfois à des détections de front de flamme erronées. En revanche, le gradient obtenu sur les images de PLIF-OH est un critère plus précis permettant d'améliorer cette détection. On peut notamment citer les travaux d'Hartung et al. [6], qui utilise cette méthodologie afin d'obtenir une détection et une analyse précise du contour de flamme. Dans cette étude [6], la détection du front de flamme est réalisée après avoir appliqué un filtre de diffusion non-linéaire et une opération de binning afin d'améliorer le SNR. Le front de flamme est alors défini par le maximum du gradient d'OH, déterminé à l'aide de l'algorithme de détection de frontière de Canny. Ces configurations optiques optimisées permettent d'obtenir une très bonne résolution du contour et des grandeurs telles la courbure de la flamme peuvent également être calculées.

Afin d'évaluer la précision de la position du front de flamme par analyse des images de PLIF-OH, de nombreuses études numériques et expérimentales ont été réalisées [7]–[10]. Une méthodologie de post-traitement basée sur le calcul du gradient de l'image et d'obtention de la zone de réaction est notamment proposée par Sadanandan et al. [1]. Les résultats de cette étude ont été comparés à ceux obtenus précédemment par [11], dans des configurations similaires, avec la PLIF-CH (diagnostic également utilisé pour localiser le front de flamme). De très fortes similitudes sont observées (figure 4.1). Il semblerait donc que le calcul de l'image du gradient d'OH soit une méthode prometteuse pour discriminer les zones de réaction des zones de simple mélange entre les gaz frais et les gaz brûlés. Ce procédé a déjà été utilisé, afin d'analyser les interactions entre la turbulence et la flamme [12]–[14].

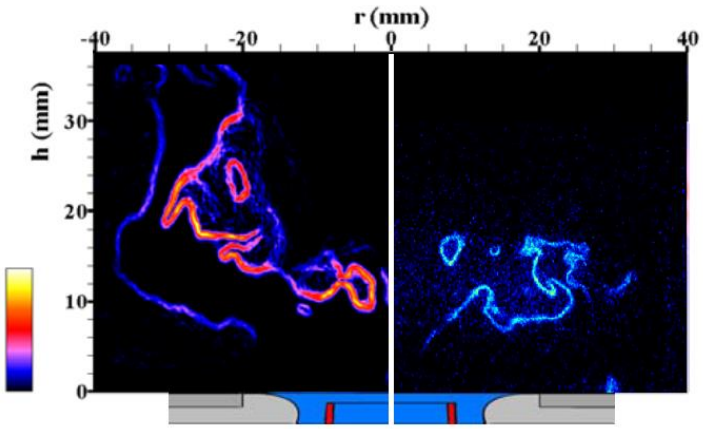


figure 4.1 : Comparaison du gradient de l'image de PLIF OH (issue de [1]*) avec une image de PLIF-CH (issue de* [11]*) obtenues dans les même conditions sur une flamme CH_4/air swirlée.*

Le récent développement de systèmes laser haute-cadences permet désormais d'atteindre des vitesses comparables à celle des phénomènes turbulents, de l'ordre de la dizaine de microsecondes ce qui permet de décrire des phénomènes transitoires et de compléter notre compréhension sur le fonctionnement des systèmes énergétiques. La résolution temporelle de l'écoulement, de la flamme et de leurs interactions communes devient alors possible.
Cependant les énergies disponibles en sortie de laser à colorant pour la PLIF-OH haute-cadence sont bien plus faibles (environ 100 fois moins intenses que les systèmes lasers à 10 Hz), ce qui réduit considérablement la qualité des images obtenues et donc, ne permet pas d'obtenir une analyse quantitative de la concentration en radical OH et de la réactivité de la flamme. Néanmoins, ces images permettent d'analyser qualitativement la structure de la flamme et des phénomènes instationnaires de la combustion avec une résolution temporelle de 10 kHz. De nombreux travaux de recherches utilisant ce diagnostic ont été réalisées ces dernières années sur des flammes turbulentes académiques ou semi-industrielles [13], [15]–[19].

4.3 Montages expérimentaux

Durant ces travaux de thèse, deux stratégies d'excitation/collection du signal de fluorescence du radical OH ont été utilisés. La première, fonctionnant à basse cadence et relativement courante, permet d'étudier la structure de la flamme avec une excellente résolution grâce à l'utilisation d'une forte énergie par impulsion laser. La seconde stratégie, opérant à 10 kHz, est dédiée au suivi temporel de la flamme et l'analyse de phénomènes instationnaires de la combustion. En revanche, la faible énergie disponible par impulsion laser et la faible durée de vie des colorants limite son utilisation sur des zones de flamme de faibles dimensions et pour un nombre de points de fonctionnement réduit. De plus, l'acquisition de nombreuses données liées à la haute cadence exige l'utilisation et le développement d'outils de post-traitement efficaces.

4.3.1 PLIF-OH basse cadence

Le système laser-OH basse cadence utilisé pour analyser la structure de flamme est constitué d'une source laser Nd :YAG doublé en longueur d'onde permettant d'obtenir des impulsions laser à 532 nm à une fréquence de 10 Hz avec une énergie de 510 mJ. Le faisceau laser à 532 nm sert à exciter un laser à colorant (rhodamine 590 diluée dans de l'éthanol) SIRAH Precision Scan. La longueur d'onde souhaitée est obtenue en utilisant un jeu de réseaux puis doublée en longueur d'onde avec un cristal BBO. La largeur spectrale du laser est égale à 0,08 cm^{-1}. Le laser est accordé à 282,75 nm correspondant à la transition d'absorption $Q_1(5)$ du radical OH représentant la transition vibrationnelle (1,0) de la première transition électronique $A^2\Sigma^+ \leftarrow X^2\Pi$. Cette raie d'absorption a été choisie pour sa forte intensité et son isolement spectral mais également sa faible dépendance avec la température [3]. La longueur d'onde du laser est contrôlée et ajustée avant chaque campagne de mesure en enregistrant le spectre d'excitation dans une flamme laminaire méthane/air de type bec Bunsen et en le comparant avec un modèle numérique de fluorescence du radical OH.
En sortie, une impulsion laser de 6 ns, avec une énergie de 25 mJ et une fréquence de 10 Hz, est obtenu pour former une nappe laser. Celle-ci est créée à l'aide d'un jeu de lentilles sphérique et cylindrique. Un montage de type périscope, utilisant des miroirs UV, permet de guider le faisceau laser jusqu'aux accès optique du banc. Une première lentille sphérique de focale 1 m permet d'obtenir une épaisseur de nappe de 200 µm au centre de la chambre.

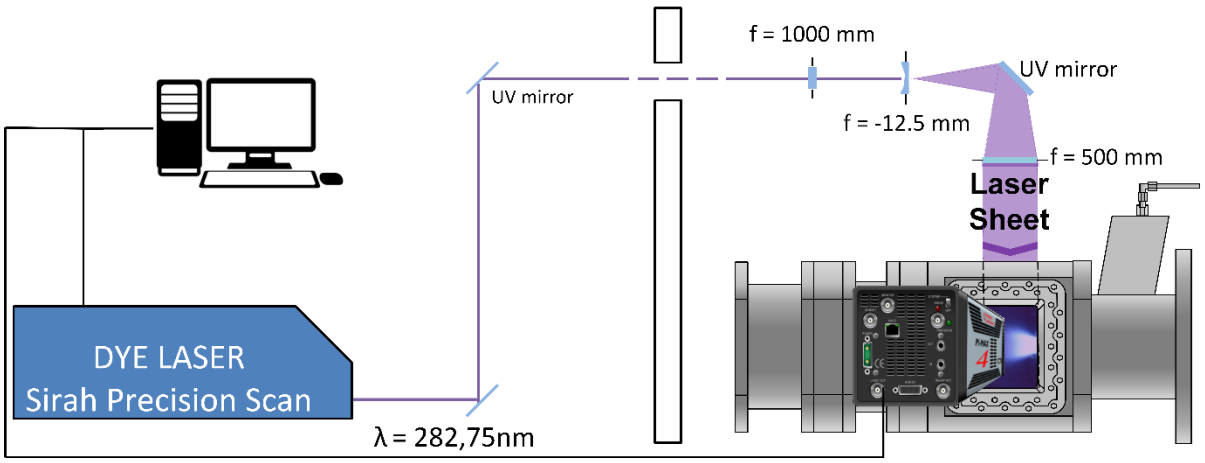


figure 4.2 : Représentation schématique du montage optique pour la PLIF-OH sur le banc haute pression HERON.

Le faisceau passe ensuite au travers d'une paire de lentilles cylindriques de focale -12.5 mm et 500 mm permettant d'obtenir une nappe laser de 5 cm de largeur. L'ensemble de ce montage est résumé sur la figure 4.2. Le signal fluorescence est enregistré toutes les 300 ms (une image toute les 3 impulsions laser) à l'aide d'une caméra emICCD PiMax4 (Roper Instruments) avec une porte d'intégration de 50 ns afin de limiter la collection du signal d'émission naturelle de la flamme. Le capteur CCD possède une résolution de 1024x1024 pixels² et une vitesse d'enregistrement de 3,33 images par secondes. La caméra est équipée d'un objectif 100 mm, f/2.8 UV-Cerco muni d'un filtre Schott WG305 ainsi qu'un filtre optique passe-bande fin centré à 310 nm et de largeur spectrale de 30 nm.

4.3.2 PLIF-OH haute cadence 10 kHz

Afin d'analyser les phénomènes instationnaires et transitoires de la combustion diphasique, la PLIF-OH haute cadence (10 kHz) a été réalisée sur le brûleur KIAI muni de l'injecteur NEWAC. Le système laser-OH haute-cadence est constitué d'un laser Nd : YAG doublé en longueur d'onde permettant d'obtenir des impulsions laser à 527 nm à la cadence de 10 kHz. La puissance obtenue est égale à 105 W. Le faisceau laser à 527 nm est ensuite utilisé pour exciter un laser à colorant SIRAH Credo (Rhodamine 590 dilué dans l'éthanol). Le laser est accordé sur la raie d'absorption $Q_1(5)$ du radical OH. Avant chaque essai, la longueur d'onde est ajustée afin de maximiser le signal de fluorescence sur une flamme méthane/air issue d'un brûleur laminaire de type bec Bunsen. A 10 kHz, l'énergie obtenue en sortie de laser à colorant est de 350 µJ/impulsion. Durant ces essais haute-cadence, le faisceau à 282,75 nm de la PLIF-OH est converti en une nappe laser à l'aide d'un jeu de lentilles sphériques et cylindriques ($f_1 = 1000\ mm, f_2 = -20\ mm, f_3 = 500\ mm$).

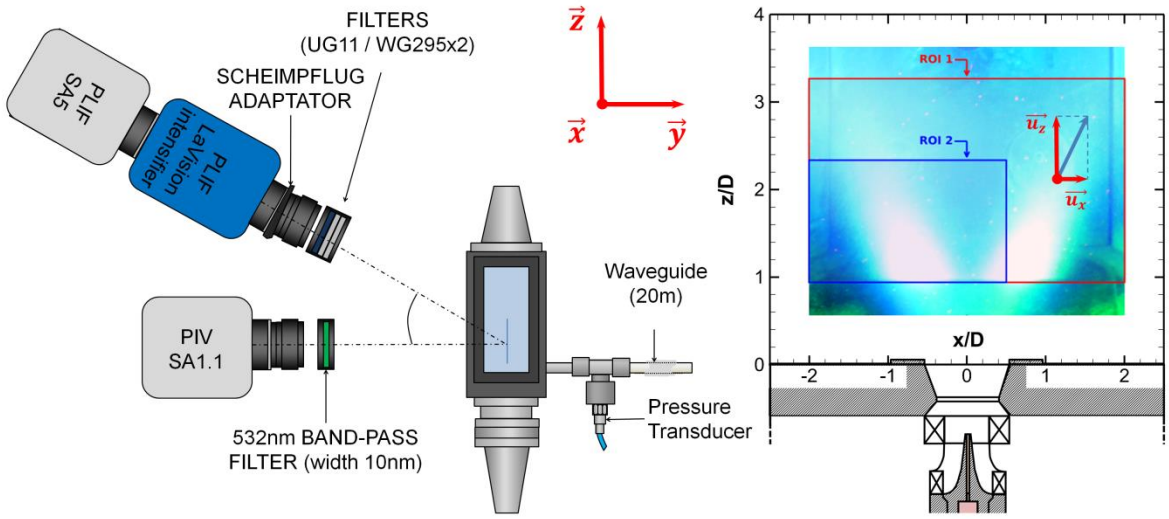


figure 4.3 : Arrangement des caméras pour la collection du signal de fluorescence et de diffusion de Mie PLIF-OH/PIV kHz et zones d'études associées (ROI : Region Of Interest) sur le brûleur atmosphérique (chambre KIAI).

La nappe laser résultante exploitable en termes de rapport signal/bruit possède une hauteur de 30 mm et une épaisseur de 150 µm.
Le signal de fluorescence est collecté à l'aide d'un système externe d'intensification (High-Speed IRO, LaVision) connectée sur une caméra rapide (Fastcam SA5). A 10 kHz, la résolution spatiale obtenue est de 896 x 848 pixels. Un objectif U.V B.Halle (Nachfl. GmbH 100mm f/2) est monté sur une monture Sheimpflug, elle-même montée sur l'intensificateur afin de corriger la distorsion relative au montage optique. En effet, une première série de mesures, réalisée en champ large (ROI 1 sur la figure 4.3) a nécessité un angle de 27,5°, tandis que les mesures en champs zoomés ont nécessité un angle de 13,5° par rapport à la normale au plan de nappe laser (ROI 2). Le bruit de fond provenant de la diffusion élastique du laser de PLIF-OH et de PIV sur les parois de le chambre est réduit en utilisant un filtre passe haut Schott WG295 ainsi qu'un filtre passe-bande Schott UG11.

4.4 PLIF OH et structure globale de la flamme

La PLIF-OH permet d'exciter le radical OH présent dans les zones où la température est élevée (>800K) donc dans la zone de réaction et dans les gaz brûlés. En collectant le signal de fluorescence, il est possible de discrétiser les zones de réaction/gaz brûlés de la zone des gaz frais. En analysant les images instantanées, moyennes et écarts-type associés, il est possible d'analyser la structure de flamme et plus précisément l'interface entre les gaz brûlés et les gaz frais.

4.4.1 Correction des images brutes de PLIF-OH

Avant d'effectuer les opérations de post-traitement et analyser les résultats, les images brutes de PLIF-OH doivent être corrigées de façon à ce que les variations d'intensité de fluorescence observées ne soient imputables qu'aux variations de la quantité de radical OH.
Tout d'abord, le bruit de fond induit par l'intensificateur de la caméra (bruit de Poisson) et les possibles réflexions de la nappe laser dans l'enceinte est soustrait. L'image de bruit de fond est obtenue avec les mêmes paramètres d'acquisition (gain, temps d'exposition, laser,…) mais dans des conditions non réactives. L'image utilisée pour la correction est une image moyenne sur 500 images instantanées. Ensuite, les images sont corrigées afin de prendre en compte les inhomogénéités spatiales d'énergie dans la nappe laser. Pour cela, deux approches ont été utilisées.
La première consiste à réaliser une image de fluorescence d'acétone vapeur dans la chambre. La chambre de combustion est remplie d'un mélange de vapeur d'acétone et d'air, de façon homogène et une image moyenne de la fluorescence sur 1000 images est obtenue. Le profil moyen de nappe le long de la chambre de combustion est ainsi obtenu et est représenté sur la figure 4.4. On notera par ailleurs que la distribution

d'énergie dans la nappe laser est relativement constante avec des variations d'intensité localisées et de faibles amplitudes.
Les images sont ensuite corrigées en utilisant la relation suivante :

$$I_{corrigée} = \frac{I_{brute} - I_{bruit}}{I_{nappe} - I_{bruit}} \tag{4.1}$$

Du point de vue méthodologique, cette procédure est la plus rigoureuse. Cependant, en condition réactive sur la chambre HERON, les contraintes thermiques et mécaniques, fonctions de la pression, sont telles que la chambre de combustion se déplace de l'ordre du millimètre durant les essais. De plus, ce déplacement est propre à chaque point de fonctionnement causant bien souvent l'obsolescence de l'image d'inhomogénéité d'énergie laser réalisée à froid et à pression atmosphérique. En revanche cette méthode de correction est tout à fait adaptée pour une combustion à pression atmosphérique et correspond à celle utilisée sur la chambre KIAI.
La deuxième méthode consiste à utiliser les images moyennes corrigées du bruit de fluorescence du radical OH. En effet, un effort particulier a été apporté sur la formation d'une nappe laser homogène, afin d'obtenir un profil en énergie le plus constant possible, comme cela est observable sur la figure 4.4. Ce constat est identique dans les conditions réactives comme l'indique le profil de fluorescence relevé au centre de l'image (figure 4.5).

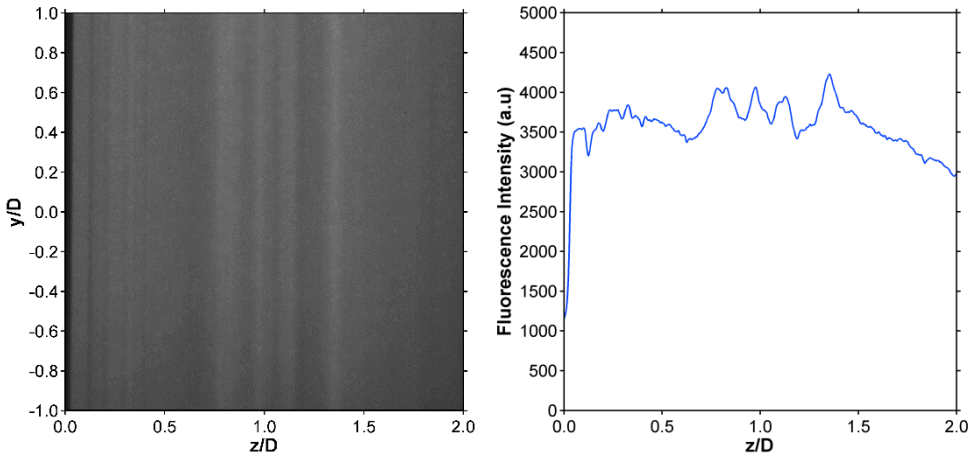


figure 4.4 : (Gauche) Image moyenne brute de PLIF-acétone dans la chambre de combustion HERON (Droite) Profil moyen de l'intensité de fluorescence de l'acétone le long de la chambre de combustion.

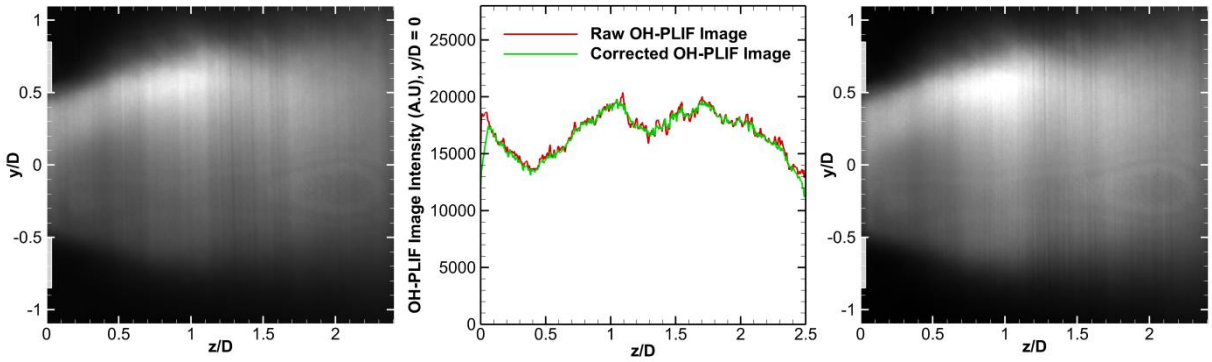


figure 4.5 : (Gauche) Image moyenne brute de PLIF-OH calibrée, (Centre) Profil de l'intensité moyenne de la fluorescence collectée par la caméra au centre de la chambre, (Droite) Image moyenne corrigée de PLIF-OH. P = 0,83 MPa, $FAR_{injecteur}$ = 42‰.

Les variations de fluorescence imputables à des changements de concentration ou de température ne sont visibles que sur des longueurs relativement importantes et de façon progressive sans discontinuités sur les images moyennes. Les fluctuations d'intensité de fluorescence sous forme de bandes ne sont alors qu'imputables aux inhomogénéités de nappe laser (régime de fluorescence linéaire). Il suffit de relever ces fluctuations le long de la ligne centrale afin d'obtenir le profil de nappe laser. Cette méthode, analogue à une méthode de filtrage, est avantageuse et permet de corriger précisément les inhomogénéités spatiales locales d'énergie laser pour chaque point de fonctionnement. En revanche des inhomogénéités liées à la disparité de concentration du radical OH sur l'image moyenne risquent d'être corrigées au même titre que les inhomogénéités de nappe. Finalement, les images sont ensuite corrigées en distorsion puis étalonnées avec une image de mire de type point noir sur fond blanc. Cette correction de distorsion est réalisée à l'aide du logiciel commercial DaVis en utilisant la correction polynomiale d'ordre 3 dont la procédure est décrite en annexe (Annexe 5).

4.4.2 Analyse d'une image instantanée de PLIF-OH

Une description qualitative des images de PLIF-OH permet de discrétiser les différentes zones de flamme. Une analyse détaillée de la structure de flamme à partir d'images de PLIF-OH obtenues sur un injecteur swirlé de type LP, fonctionnant au méthane est notamment proposé par Sadanandan et al. [1]. Les zones décrites sont également visibles sur une image typique de PLIF-OH et sont représentées par la figure 4.6 (en fausses couleurs). L'écoulement réactif va du bas vers le haut, le bas étant le plan de sortie de l'injecteur. Les régions noires (lettre B), en bas et sur les bords des images, correspondent à une zone de mélange non-réactive, des gaz frais (air et kérosène) éjectés à très grande vitesse d'une part à la sortie de l'injecteur, mais également par les fentes de dilution le long des hublots.

Les zones colorées du violet jusqu'au jaune (A et C) représentent les gaz brûlés, dans lesquelles le radical OH est produit et transporté par convection et diffusion moléculaire. Ainsi, le radical OH précédemment créé dans la zone de réaction, se retrouve dans les régions des gaz brûlés (région A). La région délimitée entre les zones noires et colorées correspond à la frontière entre les gaz brûlés et les gaz frais, c'est à dire le front de flamme (région C). Sur ces images de fluorescence instantanées, on observe que cette frontière entre les gaz frais et les gaz brûlés est fortement plissée, et présente de petites et nombreuses structures complexes permettant d'agrandir de façon considérable l'interface.

Dans ce cas, on observe que les gaz brûlés sont transportés le long d'une zone resserrée au centre de la chambre de combustion. Cette structure correspond à la flamme de « forme tulipe », observée sur les images d'émission naturelle la flamme (visible et chimiluminescence CH*). De plus, on note que le radical OH est présent en grande quantité à la sortie de l'injecteur. Ce résultat indique qu'une partie du kérosène est consommée avant même de pénétrer dans la chambre de combustion et donc que la flamme se stabilise et consomme du carburant à l'intérieur du système d'injection.

On remarque également sur ces images une forte disparité de fluorescence entre la zone réactive à droite, très lumineuse, et la zone réactive de gauche plus sombre. Cette observation est imputable à l'absorption de la nappe laser entrant par la droite. En effet, à haute pression, la densité moléculaire du radical OH devient importante et l'absorption de la nappe laser dans les gaz brûlés devient de ce fait visible.

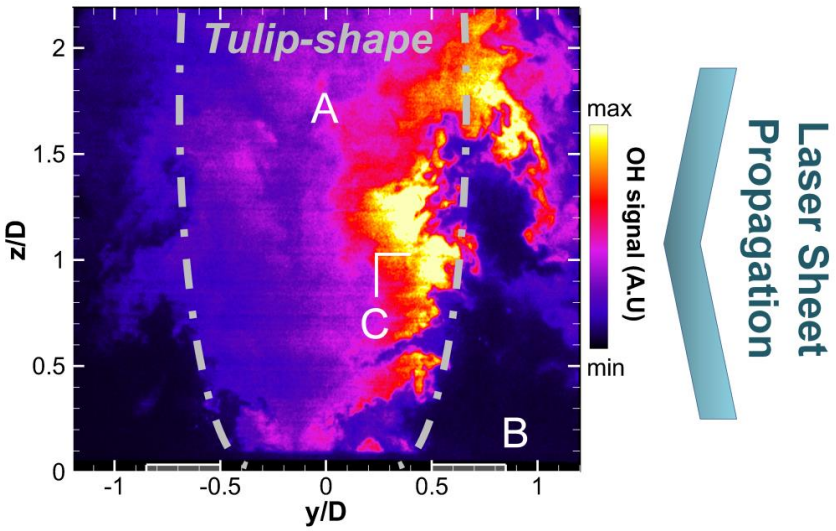


figure 4.6 : Exemple typique d'image instantanée de PLIF-OH (fausses couleurs). Image corrigée en distorsion et en inhomogénéité d'énergie laser. P = 0,43 MPa, FAR = 42‰, T = 670 K.

4.5 Détermination quantitative de la fraction molaire du radical OH par l'étude de l'absorption

4.5.1 Méthodologie de correction de l'absorption

Nous avons vu précédemment (cf. chapitre 1) que la flamme possède, dans la majeure partie des points de fonctionnement à haute pression, une structure en forme de « tulipe », caractérisée par une certaine homogénéité en radical OH dans les gaz brûlés, pour toutes les conditions d'essais dont la pression est supérieure à 0,45 MPa et la température de préchauffage supérieure à 620 K. Nous avons également pu remarquer que l'absorption de la nappe laser par les molécules est très importante à haute pression du fait de la forte densité moléculaire du radical OH.
Cette configuration particulière de la flamme moyenne est intéressante. Elle permet de pouvoir remonter à une information quantitative sur la fraction molaire en radical OH. Pour rappel, le signal de fluorescence s'exprime pour le radical OH comme :

$$S_{LIF_{OH}} = \eta_D . \frac{\Omega}{4\pi} . V . N_{OH}^0 . B_{12} . I_\nu \frac{A_{21}}{A_{21} + Q_{21}} \tag{4.2}$$

En effet, si on considère une flamme confinée et attachée à l'intérieur du système d'injection, le champ de température et la composition en espèces chimique peuvent être supposés quasi-homogènes dans les gaz brûlés. Il a notamment été observé que la fluorescence le long de la ligne au centre de l'injecteur est quasiment constante (figure 4.5) ce qui conforte cette hypothèse.
Si on considère la température, la pression et la composition des gaz brûlés comme constantes et uniformes, le signal de fluorescence $S_{LIF_{OH}}$ est alors seulement fonction de l'intensité laser incidente et de la densité en molécules d'OH. L'équation (4.2) peut se simplifier sous la forme suivante :

$$S_{LIF_{OH}} \propto I_{laser} . N_{OH_{total}} . F_1(T, P) . G(T, P, composition\ des\ gaz) \tag{4.3}$$

où $S_{LIF_{OH}}$ représente l'intensité de fluorescence, I_{laser} l'intensité laser incidente, $N_{OH_{total}}$ la densité moléculaire en OH (en nombre de molécules par unité de volume), F_1 décrit la répartition de peuplement des niveaux énergétiques via la fonction de Boltzmann et G est une fonction décrivant les processus de désexcitation non radiative (quenching).
En traversant les gaz brûlés, l'énergie laser incidente est absorbée par les molécules d'OH présentes, au fur et à mesure de la propagation de la nappe laser. L'intensité laser reçue par les molécules décroit selon leur position dans la flamme et également la fluorescence émise par celle-ci (toujours dans le cas de régime linéaire de

fluorescence). Cette décroissance de l'énergie laser disponible à la traversée des gaz brûlés s'exprime par la loi de Beer-Lambert suivante :

$$S_{LIF_{OH}}(x) \propto I_0 e^{k_{abs}.x.P} \tag{4.4}$$

où x correspond à la longueur traversée (cm), $S_{LIF_{OH}}$ représente l'intensité de la fluorescence (proportionnelle à l'intensité laser incidente en régime linéaire de fluorescence), I_0 à l'intensité laser incidente initiale et k_{abs} au coefficient d'absorption du milieu étudié (cm^{-1}.atm^{-1}).

La procédure de correction du phénomène d'absorption visible sur l'image moyenne consiste à calculer de façon itérative l'absorption du faisceau laser incident pixel à pixel en considérant que le signal de fluorescence est proportionnel à la concentration et à l'énergie laser incidente dans le pixel situé à une distance x du hublot.

$$X_{OH_x} = X_{OH_{x-dx}}.\, e^{(-k_{abs}.dx.P)} \tag{4.5}$$

La valeur du coefficient d'absorption k_{abs} (en cm^{-1}) s'exprime à l'aide de la section efficace d'absortpion σ_{abs} (en cm^2) et de la densité moléculaire de l'espèce absorbante N_{OH} (nombre de molécule d'OH .cm^{-3}):

$$k_{abs} = \sigma_{\text{abs}}.\, N_{OH_{x-dx}} \tag{4.6}$$

ou encore en fonction de la fraction molaire en molécule d'OH $X_{OH_{x-dx}}$:

$$k_{abs} = \sigma_{\text{abs}}.\, X_{OH_{x-dx}}.\, N^0 \tag{4.7}$$

avec N^0, le nombre total de molécules par unité de volume (cm^{-3}). Ce dernier est estimé en utilisant les valeurs à l'équilibre thermodynamique. En effet, dans un gaz parfait, la densité moléculaire N^0 dans le milieu s'exprime comme :

$$N^0(T,P) = \frac{273}{T}.\frac{P}{1}.\, C_{Lo} \tag{4.8}$$

où P est en atm et T est en K, C_{Lo} correspond à la constante de Loschmidt (= 2,687.10^{19} nombre de molécules/cm^{-3}).
Le coefficient d'absorption est quant à lui calculé à l'aide d'un code de calcul couplé, développé par E. Salaün [20], à partir des travaux de recherche de A. Bresson [3]. Cette grandeur dépend également de la pression et de la température des molécules d'OH et donc de la température des gaz brûlés. Néanmoins, la dépendance en température

de l'absorption est relativement faible pour la transition excitée ($Q_1(5)$) qui a justement été choisie pour cette raison.
La pression étant mesurée et supposée constante et homogène dans toute la chambre de combustion, ce paramètre est considéré connu. Il reste donc à déterminer la température afin d'estimer la densité moléculaire dans les gaz brûlés et ainsi obtenir le coefficient d'absorption.
La température est obtenue en calculant l'équilibre thermochimique en supposant une combustion complète et prémélangée à l'intérieur du système d'injection. Le code de calcul CANTERA est utilisé afin de calculer les grandeurs de fin de combustion (température adiabatique de fin de combustion et concentration à l'équilibre) à l'aide du mécanisme de cinétique chimique de Luche [21] pour le kérosène. La pression et la température mesurée dans le plénum ainsi que le rapport des débits carburant/air dans l'injecteur $FAR_{injecteur}$ sont utilisés en données d'entrée pour le calcul.
Une image moyenne brute obtenue à 0,83 MPa ainsi que sa correction en absorption est proposée par la figure 4.7. A la suite de cette correction, on obtient un champ symétrique de distribution de OH par rapport à la ligne centrale de l'injecteur. En termes de valeur, la fraction molaire d'OH varie entre 0,1 et 0,3 % le long de la chambre de combustion ce qui est du même ordre de grandeur avec celle calculée théoriquement à l'équilibre = 0,096 %.
Nous notons également une asymétrie en termes de concentration d'OH à la sortie de l'injecteur avec une surintensité dans la zone des y positifs. Nous le verrons par la suite, mais il s'agit bien d'une disparité de distribution d'OH et non d'un artéfact de calcul provenant de la correction d'absorption. Cette disparité a été confirmée par les mesures de PLIF-OH dans le plan radial xy (Cf. Chapitre 6).

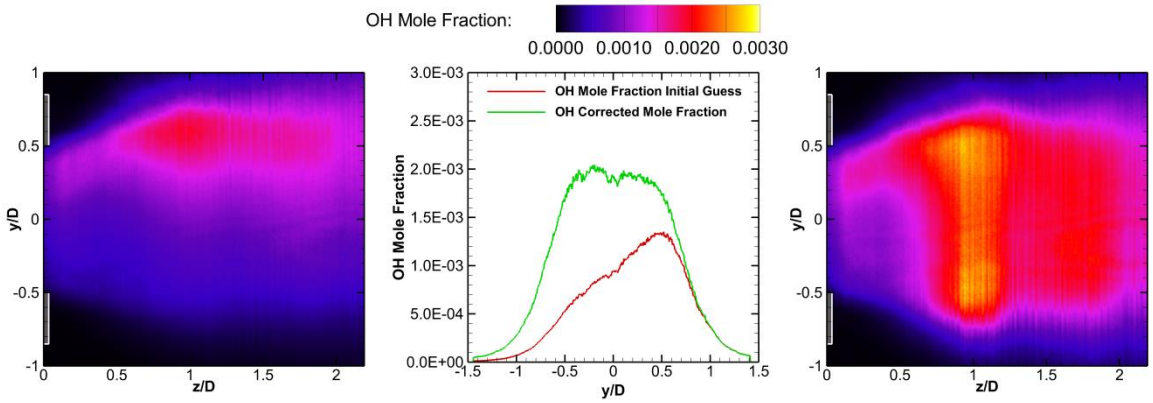


figure 4.7 : (Gauche) Champ de fraction molaire d'OH avant correction en absorption, (Centre) profils de la fraction molaire d'OH à z/D = 1,5 avant et après correction et (Droite) champ de fraction molaire d'OH après correction en absorption. (La nappe laser entre par le haut, y/D positifs). P = 0,83 MPa, $FAR_{injecteur}$ = 42 ‰.

4.5.2 Sensibilité à l'estimation du coefficient d'absorption

Afin d'évaluer l'erreur potentielle induite par l'estimation de la température de fin de combustion sur la concentration en OH mesurée dans les gaz brûlés, un même point d'essais ont été post-traités pour deux températures de fin de combustion distinctes.
La première correction a été réalisée à la température de fin de combustion T = 2020 K, calculée par CANTERA, pour le point à 0,83 MPa et $FAR_{injecteur}$ = 42‰ (correspondant à une richesse de 0,61), présentée par la figure 4.8, gauche. Pour cette simulation, la concentration en OH dans les gaz brûlés estimée avec le code CANTERA est de 1120 ppm. La valeur obtenue expérimentalement est de $X_{OH} = 1{,}97.10^{-3}$, soit presque 2 fois supérieures à celle calculée.
Cette valeur expérimentale peut être surprenante au premier abord pour un cas de combustion pré-mélangée parfaite. Néanmoins, ce résultat n'est pas incohérent. En effet, sur les images instantanées, on observe des quantités importantes d'OH à la sortie de l'injecteur indiquant que la flamme est localisée à l'intérieur de la coupole de l'injecteur (cf. 4.6). Or, dans le cas d'un injecteur diphasique utilisant du kérosène liquide à température atmosphérique, la formation d'un film liquide sur les parois de l'injecteur et d'un spray de gouttes de kérosène est plus que probable. Même si le mélange et l'évaporation sont optimisées dans ce type d'injecteur dit « pré-mélangé », une stratification locale de la richesse avec des valeurs parfois importantes est possible, avec pour conséquence une élévation de la température de fin de combustion et une production plus importante de radicaux OH dans les gaz brûlés.
Une augmentation du $FAR_{injecteur}$ global à 47‰ (correspondant à une richesse de 0,7) permet d'obtenir 2000 ppm d'OH dans les gaz brûlés à une température adiabatique de fin de combustion de 2174 K. En corrigeant l'absorption par le coefficient d'absorption correspondant à ces nouvelles conditions, on obtient une fraction molaire d'OH dans les gaz brûlés $X_{OH} = 2{,}12 .10^{-3}$ (figure 4.8, droite), soit une erreur de ~ 7% par rapport à la supposition initiale. La première estimation permet d'obtenir une valeur proche de la fraction molaire d'OH avec une erreur de mesure relativement faible.
Une autre erreur potentielle lors de la concentration d'OH à partir des images de fluorescence est la réabsorption des photons émis par la fluorescence du OH par les molécules présentes sur le trajet entre la nappe laser et la caméra. Ce phénomène a notamment été étudié de façon précise par Sadanandan et al. [22]. Les résultats montrent que cet effet est important dans les conditions haute-température (2000K) et haute-pressions. La réabsorption du signal de fluorescence sur une largeur de 54 mm (flamme méthane air, richesse = 0,9) est même de l'ordre 30-40 % pour la chimiluminescence et entre 10 et 40% pour la PLIF suite à une excitation à 283 nm ($Q_1(8)$).

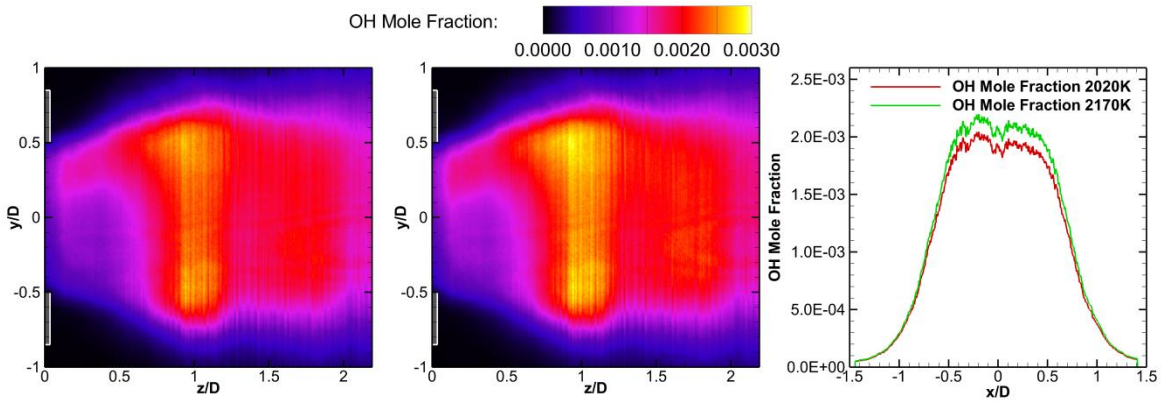


figure 4.8 : (Gauche) Champ de fraction molaire d'OH après correction en absorption à la température de fin de combustion T_{comb} = 2020 K estimée par CANTERA, (Centre) champ de fraction molaire d'OH après correction en absorption à la température de fin de combustion T_{comb} = 2170 K estimée d'après la concentration d'OH observée en premier lieu et (Droite) profils de la fraction molaire d'OH à z/D = 1,5 pour les deux températures. P = 0,83 MPa, $FAR_{injecteur}$ = 42‰, T = 670 K.

L'erreur est importante (40%) pour une collection entre 306 et 312 nm (contribution de la bande vibrationnelle (0,0)) mais seulement de 10% pour la bande de collection 311,01 et 320,4 nm (contribution de la bande vibrationnelle (1,1)). Dans notre cas, la collection est réalisée sur l'ensemble de ce domaine entre 300 et 320 nm pour une excitation de la transition $Q_1(5)$. On peut donc s'attendre à une atténuation moyenne de 20 à 30% du signal de fluorescence intégré avec une longueur d'absorption identique.
Cependant, notre méthodologie de détermination de la fraction molaire du radical OH est basée sur l'étude de l'atténuation du signal de fluorescence liée à l'absorption de la nappe laser et non sur une analyse directe du signal de fluorescence. Si on considère que cette réabsorption est uniforme, alors théoriquement, la décroissance du signal permettant de quantifier la densité moléculaire en OH n'est pas impactée par cet effet. En réalité, la possible réabsorption de la fluorescence n'est pas homogène car le milieu traversé est plus épais au centre du jet qu'à la périphérie (si on considère une structure de flamme moyenne conique). Ce constat peut expliquer la légère diminution de la fraction molaire du OH au centre du jet, par rapport au bord dans le sens de traversé de la nappe laser. De plus la longueur du milieu absorbant dans nos conditions est bien plus petite, de l'ordre de 15 mm au maximum au centre du jet, ce qui permet là encore d'atténuer l'effet de réabsorption. L'impact de la réabsorption du signal de fluorescence reste toujours un point délicat à évaluer et l'étude de Sadanandan et al. [22] est non transposable directement à notre étude.

4.6 Analyse du gradient d'OH et de la zone de réaction

4.6.1 Détection de la zone de réaction

Dans le but de fournir des données obtenues dans des conditions réelles de fonctionnement d'injecteur, à des fins de comparaison et de validations des modèles de LES, il apparait intéressant, à partir des images instantanées de PLIF-OH, de remonter à des informations quantitatives et précises sur la structure de la flamme et la zone de réaction.

Il est usuel dans le domaine de la recherche en combustion expérimentale d'utiliser la PLIF-OH afin de localiser la position de la flamme en supposant que celle-ci correspond à l'interface entre les gaz-frais (absence de signal) et les gaz-brûlés (signal de fluorescence). Généralement, la distinction entre ces deux zones est réalisée par la détermination d'un seuil, dans notre cas déterminé par la méthode d'Otsu [23], puis par une binarisation de l'image. Une simple détection de contour entre les deux zones permet alors d'estimer la position de la flamme. Cependant cette analyse suppose que toute l'interface est réactive et ne permet pas de discriminer les zones de simples mélanges gaz frais/gaz brûlés, des zones où la réaction se déroule réellement.

À partir de calculs de flamme 1-D, on observe que certaines espèces, appelées intermédiaires de réactions, sont produites et consommées exclusivement dans le front de flamme et sont donc d'excellents marqueurs de la zone de réaction. C'est notamment le cas de la molécule formaldéhyde (CH_2O) ou encore des radicaux formyl (HCO) ou méthylidyne (CH). La figure 4.9 présente à titre d'exemple les profils spatiaux de ces radicaux issus du calcul de la structure 1D d'une flamme kérosène/air. On observe notamment qu'ils sont tous produits aux alentours de la zone de gradient maximum de la température, paramètre également utilisé afin de définir la position du front de flamme. Le sondage de ces molécules, particulièrement du radical HCO, par la technique de PLIF permet alors d'obtenir directement les zones où la réaction de combustion se déroule. De plus, l'intensité du signal de fluorescence collecté est directement proportionnelle au taux de dégagement de chaleur [7]. Cependant, le sondage du HCO par PLIF est compliqué en raison des faibles quantités produites, de son temps de fluorescence très court et du très faible rendement de fluorescence [8]. La visualisation du radical CH et de la molécule CH_2O par PLIF est en revanche possible. Le radical OH, est également produit dans la zone de réaction et est d'autant plus facile à détecter par la technique de PLIF. En effet, les quantités produites en radicaux CH et CH_2O ainsi que le seuil de détectivité sont bien plus faibles que pour le radical OH. Dans les conditions haute-pression des foyers de combustion aéronautiques, cette caractéristique est accentuée. Il est donc préférable d'utiliser la PLIF-OH afin d'obtenir des champs d'observation plus grands, un meilleur rapport signal sur bruit et une meilleure qualité d'images. Il serait donc pratique de pouvoir remonter à des informations semblables à celle obtenues avec la PLIF-CH ou la PLIF-

CH_2O à partir des images de PLIF-OH. Cependant, on observe que la position de la quantité maximale d'OH dans la flamme est décalée. En effet, cette espèce commence à être produite dans la zone de réaction mais continue de se former dans les gaz brûlés à haute température. De plus, le radical OH demeure en quantité importante dans les gaz brûlés ce qui rend l'extraction de la zone de réaction à partir des images de PLIF-OH moins aisée contrairement aux images de PLIF-CH et CH_2O qui permettent de localiser théoriquement la zone de front de flamme.
Néanmoins, la zone de production du radical OH est semblable à celles des molécules citées précédemment. De ce constat, de nombreuses études numériques et expérimentales ont été menées afin de déterminer l'exactitude de la position du front de flamme obtenue par l'analyse des images de PLIF-OH. Les résultats obtenus par la PLIF-OH et la PLIF-CH_2O ont notamment été comparés à de nombreuses reprises [7]–[10]. L'utilisation conjointe de la PLIF-OH et CH_2O permet même de remonter directement à l'estimation du taux de production du radical HCO [7] par la convolution des deux images. La comparaison avec la PLIF sur le radical CH et de la PLIF-OH a également fait l'objet de nombreuses études conjointes afin d'étudier des flammes turbulentes académiques [24], [25] ou swirlées [26]–[28]. Ces études montrent qu'il est possible, à partir de ces diagnostics, d'obtenir des informations similaires et souvent complémentaires. Une méthodologie de post-traitement basée sur le calcul du gradient de l'image de PLIF-OH et d'obtention de la zone de réaction à partir de ce dernier est notamment proposée par Sadanandan et al. [1]. Ces résultats ont été comparés avec ceux obtenus par PLIF-CH dans une étude précédente de Meier et al. [11] dans les mêmes configurations et montrent de très fortes similitudes.
Afin de vérifier cette observation, le gradient du profil du radical OH a été calculé et tracé sur la figure 4.9 (pointillés bleus). On constate un très bon accord entre la position du gradient d'OH et la position du radical CH ou encore celle du HCO. On retrouve également cette correspondance de la position du gradient d'OH avec le taux de dégagement de chaleur comme le souligne la figure 4.10, gauche. On observe également une très bonne adéquation entre la valeur des pics de taux de dégagement de chaleur et du gradient du radical OH pour différentes richesses. Ces résultats indiquent que le calcul du gradient d'OH et l'observation de son intensité permet d'estimer qualitativement l'intensité de la réaction.

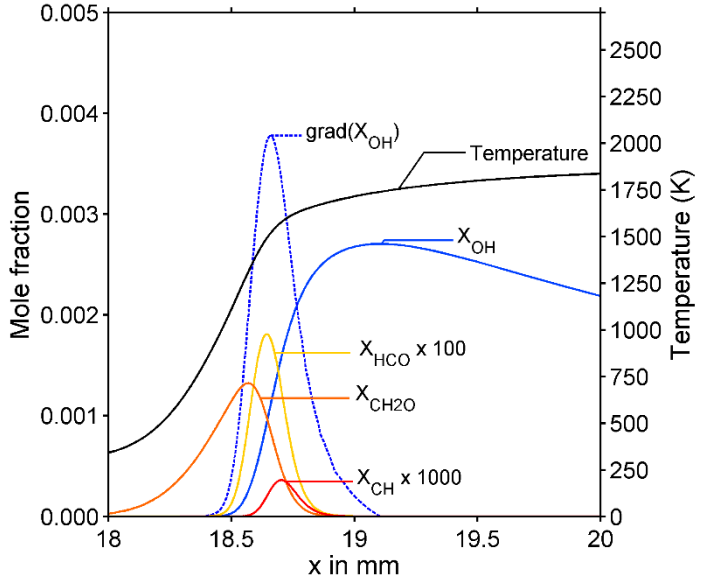


figure 4.9 : Profil spatiaux de la température, des radicaux CH, CH_2O, HCO et OH et de son gradient au travers d'une flamme 1D modélisée sous Cantera. Flamme kérosène/air, (solveur « free-flame », mécanisme de LUCHE [21]*), Richesse =0,7, T = 300 K.*

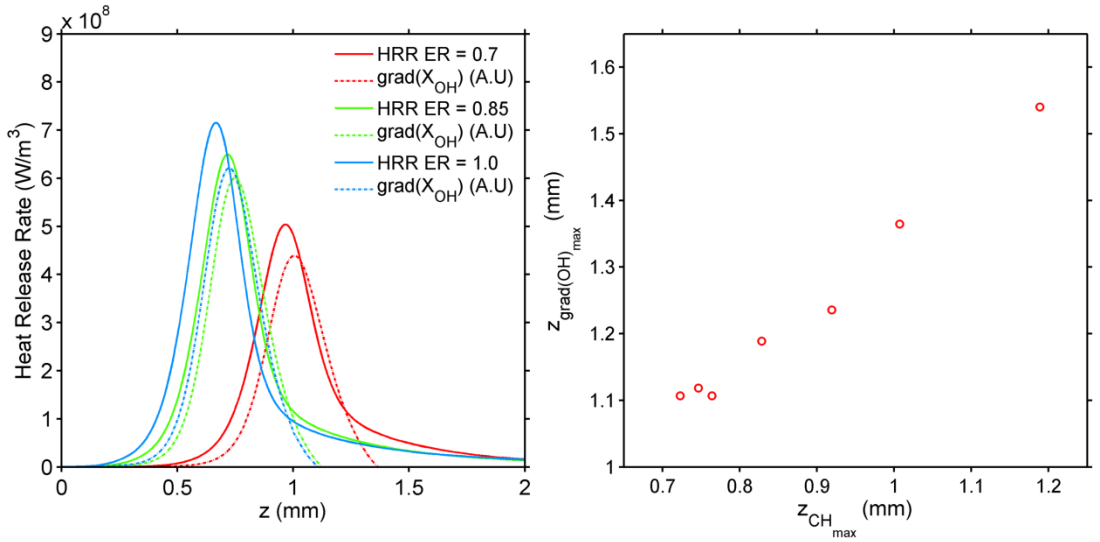


figure 4.10 : (Gauche) Evolution du taux de dégagement de chaleur (traits continus) et du profil du gradient d'OH (pointillés) en fonction de la richesse. (Droite) Comparaison de la position de la flamme déterminée par le maximum de CH et du gradient d'OH pour différentes richesses. Dans le cas de la combustion du méthane (GRI 3.0) (Méthane/air Solveur « Burner Flame », P = 0,1 MPa, T = 300 K).

Les zones où les gradients d'OH sont faibles voire inexistants correspondent donc à des zones non réactives, de simple mélange entre les gaz frais et brûlés. De plus, les évolutions avec la richesse des maximums du profil du gradient d'OH et du profil du radical CH sont directement dépendantes et donnent la même information sur la position de la flamme avec un léger décalage de 0,4 mm comme le montre la figure

4.10, droite. Cette correspondance entre les profils théoriques de taux de dégagement de chaleur, du radical CH et de gradient d'OH a également été observée pour tous les types de flammes et conditions de températures de préchauffage/pression calculées à l'aide du code CANTERA (flamme méthane/air, kérosène/air) et à l'aide de différents solveurs (« FreeFlame », « Flat Burner », cf. section 4.6.2). Ainsi, le calcul du gradient permet d'obtenir une information similaire à celle de la PLIF-CH corroborant les analyses de Sadanandan et al. [1], et Hartung et al. [6].

Dans le cadre de cette étude, nous souhaitons extraire le gradient des images instantanées de PLIF-OH réalisées dans la chambre HERON en conditions haute-pression. Il est apparu que malgré la grande précaution apportée au profil d'énergie de la nappe laser, à l'acquisition des images, et aux corrections apportées à celles-ci (bruit, nappe et distorsions), l'homogénéité du radical OH sur les images instantanées dans la zone des gaz brûlés rend l'extraction directe du gradient complexe. Une procédure d'extraction et d'analyse du gradient d'OH a donc été mise au point à partir des travaux précédents de J. Apeloig [29]. Sur les images de PLIF-OH acquises dans des conditions haute-pression, l'absorption du signal de fluorescence ne rend possible l'analyse du gradient que sur la moitié supérieure de la zone de visualisation ($y > 0$). Les différentes étapes de cette procédure d'extraction sont présentées par la figure 4.11, représentant la partie supérieure de la flamme, et correspondent aux étapes suivantes :

La première étape consiste à calculer le gradient d'OH depuis les images corrigées de PLIF-OH (a). Pour cela, le filtre de Sobel de MATLAB est appliqué (b). On peut remarquer que de nombreuses petites structures non réactives, produites par l'inhomogénéité des gaz brûlés sont présentes et doivent être supprimées. Cette image de gradient est d'une part gardée en mémoire, et d'autre part binarisée en utilisant un seuil déterminé par la méthode d'Otsu (c). A partir de cette image binarisée, une troisième étape itérative basée sur l'hypothèse de continuité du front de flamme, permet de supprimer une grande partie de ces structures et de définir un premier masque (d). Cependant, sur cette image, on remarque que dans les conditions de flammes tulipes obtenues sur le banc HERON, des structures probablement liées à des bruits de mesure plus importants dans la zone des gaz brûlés ne sont pas supprimées. Afin de ne conserver que les gradients présents à l'interface gaz frais/gaz brûlés, représentatifs des zones de réaction, des étapes supplémentaires ont été implémentées et s'inspirent d'une procédure d'extraction de front de flamme décrite par Slabaugh et al. [30]. Un deuxième masque est donc défini en s'inspirant de la méthode classique de détection de front de flamme décrite en début de section. Ce masque est obtenu par une première étape de binarisation (Otsu) de l'image corrigée de PLIF-OH (e). Ce masque permet de différentier la zone des gaz frais (noir) des gaz brûlés (blanc).

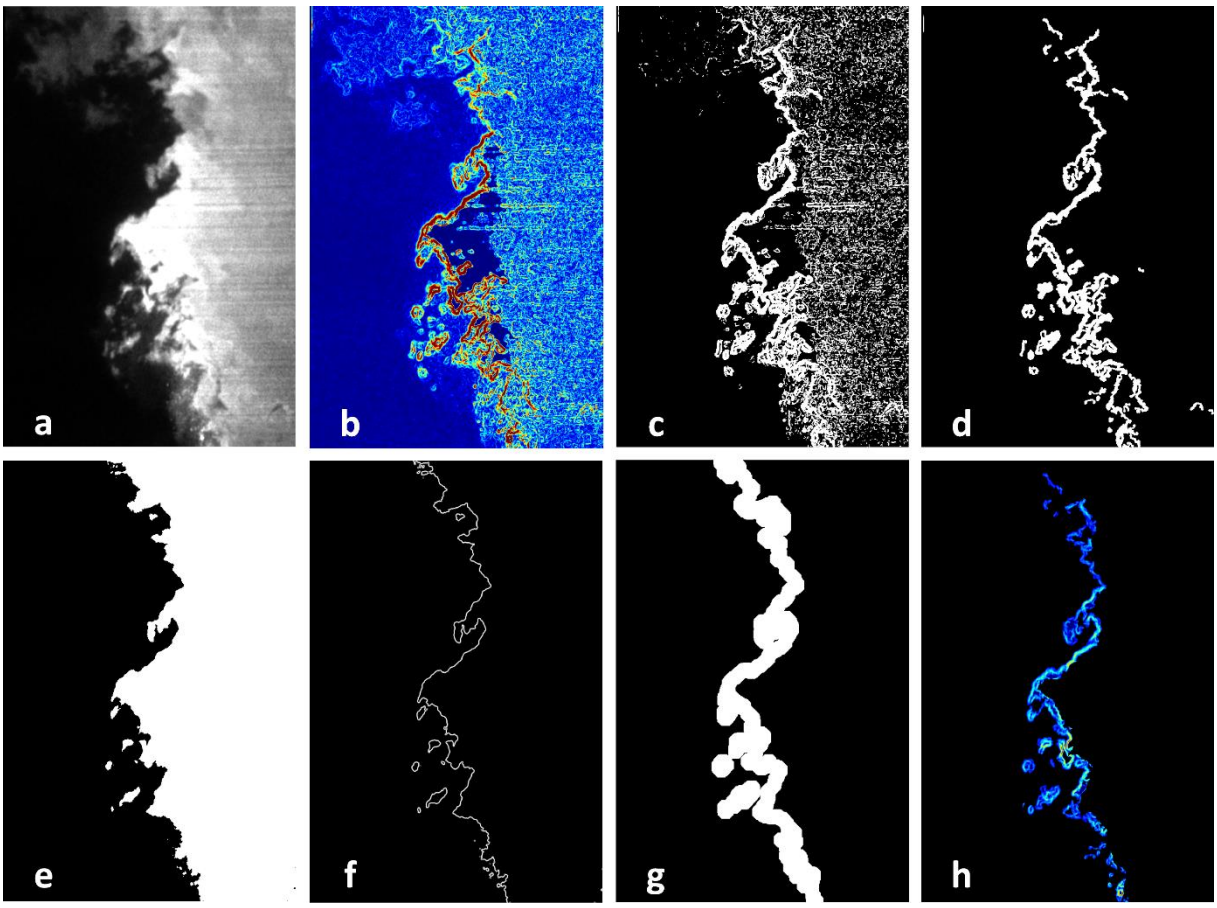


figure 4.11 : Différentes étapes de la procédure d'extraction de la position du front de flamme. L'écoulement va de bas en haut.

L'interface entre ces deux zones permet de définir la zone où la combustion se déroule (f). Ce front est finalement épaissi par des disques de 20 pixels de diamètre (g), afin de créer un second masque pouvant contenir les zones de réaction détectées précédemment mais seulement au niveau de l'interface gaz frais/gaz brûlés.

Une convolution entre le premier (d) et le second masque (g) permet de définir le masque final qui est appliqué sur l'image gradient obtenue à l'étape (b). Il en résulte une détection précise des gradients dans les zones de réaction en position et en intensité relative.

Finalement, un seuil correspondant à 45% du gradient maximum est appliqué afin d'enlever les faibles gradients causés par des bruits parasites résiduels dans cette zone, mais également afin d'obtenir une grandeur quantitative de l'épaisseur de flamme (cf. section 4.6.2). Ce seuil sera conservé à cette valeur pour le reste de l'étude présentée dans ce manuscrit.

Un exemple de résultats obtenus par cette méthode d'extraction du gradient est proposé sur la figure 4.12, gauche. Plusieurs résultats intéressants sont observables. Tout d'abord, on note que les zones de réaction sont préférentiellement localisées dans la région proche de la sortie de l'injecteur. En effet, lorsqu'on s'éloigne du plan de sortie de l'injecteur, les gradients importants sont de moins en moins présents et des

coupures apparaissent plus fréquemment. Au-delà du plan z/D = 1,5, les gradients deviennent très peu intenses, voire quasi inexistants. Ces observations s'expliquent simplement par le fait que le kérosène est consommé rapidement dans la chambre de combustion et n'est plus détectable au bout d'une quinzaine de millimètres, comme observé dans le chapitre précédent. Dès lors, une très forte corrélation apparait entre la position de la zone de réaction, le taux de réaction et la distribution de kérosène vapeur (cf. Chapitre 6).

Des phénomènes ponctuels et spatialement localisés intéressants son également observés. Notamment des fronts de flamme isolés, situés autour de poches de gaz brûlés au milieu de la zone des gaz frais mais également des fronts de flamme situés autour d'inclusions de gaz frais à l'intérieur même de la zone de recirculation des gaz brûlés. Ces observations seront développées et analysées conjointement avec les résultats obtenus à partir des mesures de PLIF-kérosène dans une section dédiée de ce mémoire.

A partir des résultats obtenus pour chaque image instantanée de l'essai, la reconstitution de la position moyenne de la flamme est possible. La position instantanée de la flamme est déterminée comme étant le centre du gradient détecté à chaque ligne de l'image (distance par rapport à l'injecteur). Cette méthode est semblable à celle utilisée par Griebel et al. [31]. Un exemple de position moyenne de flamme, superposée à l'image moyenne de PLIF-OH est proposé sur la figure 4.12, droite (courbe verte). Cette position moyenne est comparée à celle obtenue à partir de la variable d'avancement, usuellement utilisée, pour le critère c = 0,5 (courbe rouge).

On observe une très bonne adéquation entre les deux informations ce qui permet de valider notre méthodologie. En revanche, on remarque que la position moyenne de la flamme est de plus en plus « fluctuante » lorsque l'on s'éloigne de l'injecteur. Ce résultat s'explique simplement par le fait que le nombre de données instantanées disponibles pour calculer la moyenne de la position est de moins en moins important avec la distance à l'injecteur. De ce constat, une longueur de pénétration de la flamme dans la chambre de combustion peut être déduite. Cette longueur a été arbitrairement définie à partir d'un critère statistique, correspondant à la distance à laquelle la probabilité de détecter un gradient, à une longueur de chambre donnée, sur l'ensemble des images instantanée est supérieure à 0,5. Ce post-traitement sera notamment très utile par la suite afin de comparer de façon précise l'influence de chaque paramètre d'entrée (pression, température, richesse) sur la position de stabilisation et la compacité de la flamme. Ces données sont également quantitatives ce qui permet d'établir une comparaison aisée avec les résultats issus des simulations numériques à venir.

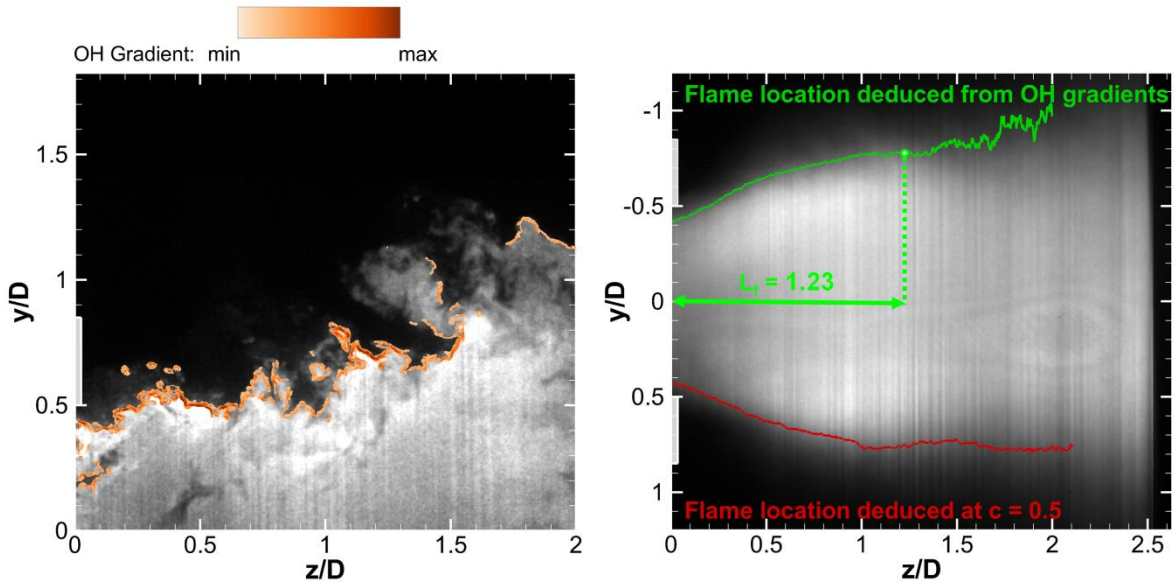


figure 4.12 : (Gauche) Gradient du radical OH coloré selon son intensité et superposé sur l'image corrigée de PLIF-OH instantanée. (Droite) Image moyenne de PLIF OH corrigée superposée avec la position moyenne de la flamme (courbe verte) issue de la moyenne des gradients instantanés (courbe rouge) issue de la variable d'avancement c = 0.5. P = 0,8 MPa, FAR = 42‰, T = 670 K.

Bien entendu, ce type d'analyse n'est possible que pour une qualité optimale des images d'OH, en termes de résolution spatiale et de rapport signal/bruit. C'est pourquoi cette analyse se limitera aux données obtenues par le système d'acquisition basse cadence. Dans le cas des mesures de PLIF-OH haute-cadence, l'énergie laser disponible ainsi que la faible résolution spatiale du système de collection ne permettent pas une détection fine du gradient d'OH. La détection de la position de la zone réactive se limitera à la méthode simplifiée de binarisation, décrite en premier lieu de cette section.

De plus, du fait de la faible énergie du laser et de la faible résolution spatiale liée à l'utilisation du montage Scheimpflug/intensificateur (figure 4.13, droite), un filtrage préliminaire a été implémenté dans la procédure de post-traitement, afin de détecter de façon précise et automatique l'interface gaz frais/gaz brûlés. Cette méthode, développée par E. Salaün [20][32] est basée sur un filtrage non linéaire diffusif dans les zones de faible gradient et permet une amélioration du contraste entre les zones avec et sans présence du radical OH, sans diffusion des zones de forts gradients, correspondant alors à l'interface recherchée (figure 4.13, gauche). Le front de mélange est obtenu par détection de l'interface sur l'image binarisée.

Sur la figure 4.13, droite, on observe une meilleure détection de la position de l'interface gaz frais/gaz brûlés notamment dans la zone supérieure de l'image où l'énergie laser est moins importante. En effet, sans le filtrage préalable, la détection de contour suggère une poche de gaz frais alors que cette zone, après analyse globale de l'image, correspond à la zone de recirculation interne des gaz brûlés.

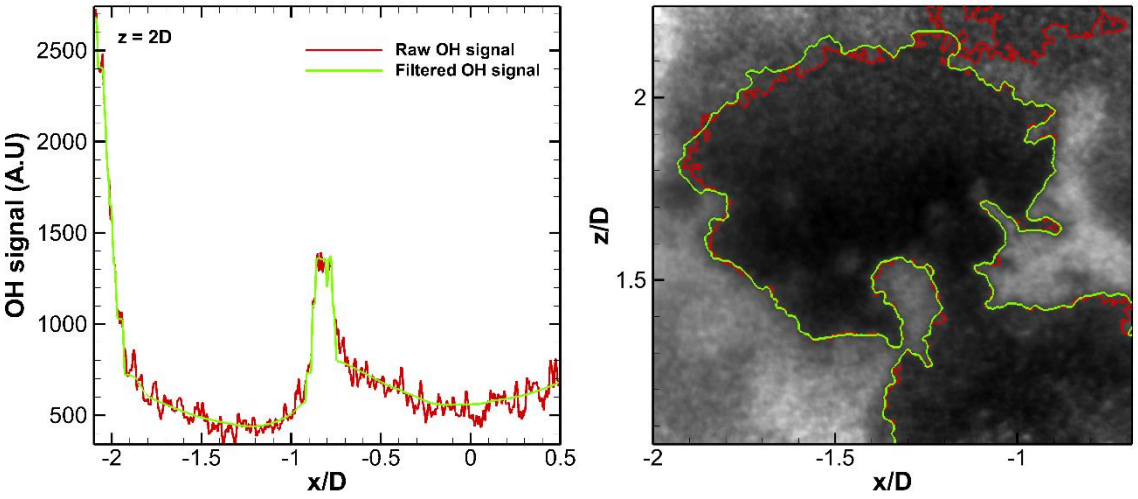


figure 4.13 : (Gauche) Profil d'intensité de fluorescence du radical OH sans filtrage de l'image corrigée (rouge) et avec filtrage (vert) à z/D = 2 de la sortie du brûleur. (Droite) Détection de l'interface gaz frais/ gaz brûlés sans filtrage préalable (rouge) et avec filtrage (vert) des images de corrigées de PLIF-OH kHz. Banc atmosphérique (injecteur NEWAC), Qm_{air} = 30 g/s, richesse = 0,7, T_{air} = 473K.

4.6.2 Epaisseur de flamme à partir du gradient d'OH

Toujours dans le but d'obtenir des grandeurs quantifiées à partir des mesures de PLIF-OH et ainsi permettre la comparaison avec les simulations numériques, une méthode d'extraction de l'épaisseur de la zone de réaction est proposée. Les mesures de PLIF-OH sur la chambre HERON ont été réalisées en grand champ. Il est donc probable que les épaisseurs de flammes obtenues à partir de ces images soient surestimées par rapport à celles définies théoriquement. En effet, les mesures de caractérisation de la résolution de la caméra et de la détermination de la fréquence de coupure de celle-ci montrent qu'il est difficile de quantifier des structures inférieures à 0,4 mm. Néanmoins, il est tout de même intéressant d'obtenir une information quantifiable dans le but de comparer l'évolution de cette grandeur entre les différents points d'essais.

Cette grandeur est usuellement calculée et peut être déduite de la vitesse de flamme laminaire ainsi que les grandeurs physiques des écoulements [33], [34]. Une première épaisseur de flamme δ_T (Zel'dovich) est définie à partir des caractéristiques de l'écoulement réactif :

$$\delta_T = \frac{\lambda_b}{c_p \rho_u S_L} = \frac{D}{S_L} \tag{4.9}$$

avec λ_b la conductivité thermique des gaz brûlés, c_p la capacité calorifique des gaz frais, ρ_u la masse volumique des gaz frais, réunis par le terme de diffusivité thermique D et S_L la vitesse de flamme laminaire.

Plusieurs définitions de l'épaisseur de la flamme existent et permettent de la déduire des mesures. La plus usuelle consiste à définir une épaisseur thermique à partir du profil 1D de température et de son gradient maximum [34], [35]:

$$\delta_T = \frac{T_{gaz\ brûlés} - T_{gaz\ frais}}{\nabla \mathrm{T}|_{max}} \tag{4.10}$$

Le principal avantage de cette définition est sa simplicité. De plus, elle est reliée à d'autres grandeurs physiques de la combustion (4.9). En revanche, son obtention expérimentale est complexe [36], [37] et prend également en compte la longueur de préchauffage du gaz.
Une autre définition de l'épaisseur de la zone de réaction peut être formulée de la même façon, à partir du profil d'OH [38].
.

$$\delta_{OH} = \frac{[OH]_{max} - [OH]_{gaz\ frais}}{\nabla[\mathrm{OH}]|_{max}} \tag{4.11}$$

La largeur de flamme à partir des images de PLIF-OH enregistrées dans une flamme turbulente peut donc être d'extraite à partir du profil du radical OH à la normale du front de flamme. Des exemples d'extraction de profil de vitesse ou d'espèces chimiques à la normale d'un front de flamme existent d'ores et déjà dans la littérature [6], [30]. Cependant, son extraction sur des images de flammes turbulentes et plissées, dont le rayon de courbure est petit, devient impossible. En effet localement, le contour de flamme présente des angles droits comme cela peut être observé sur l'image (f) de la figure 4.11. La normale au front de flamme dans ces zones devient alors difficile à définir.
Pour contourner ce problème, nos efforts se sont focalisés sur une méthodologie d'extraction de cette épaisseur de flamme par une analyse du gradient d'OH. Dans la section précédente, nous avons vu que le gradient d'OH est un excellent marqueur spatial de la zone de réaction puisque son maximum se superpose exactement avec le maximum du profil du radical CH. De plus, le gradient d'OH intervient dans la définition de l'épaisseur de la flamme.
Afin de déterminer la relation entre l'épaisseur de la flamme et le gradient extrait des images de PLIF-OH, divers calculs de flamme 1D ont été réalisés sous CANTERA à l'aide des solveurs « Free Flame » ou « Flat Burner » et deux mécanismes cinétiques : le GRI3.0 pour simuler une flamme CH_4/air et le mécanisme de Luche [21] afin de simuler une flamme kérosène/air. Les profils numériques de température et d'espèces ont ensuite été systématiquement analysés par différentes méthodes d'extraction de l'épaisseur de flamme. Une méthode, dont les différentes étapes sont résumées par la figure 4.14, a été développée et permet de retrouver systématiquement l'épaisseur de flamme δ_{OH} à partir de l'analyse du gradient d'OH. Cette méthode consiste dans un

premier temps à calculer l'épaisseur de la zone de réaction à partir du profil du radical OH δ_{OH}(définition (4.11), représentée graphiquement par les traits pointillés bleus). Dans la deuxième étape, on repère les abscisses auxquelles la pente du gradient maximum croise le maximum et le minimum du profil d'OH (trait continus bleus). La dernière étape consiste alors à obtenir la valeur du gradient d'OH à ces deux abscisses. Ces deux valeurs ainsi obtenues sont comparées à la valeur maximale du gradient (pointillés rouges). L'ensemble des seuils obtenus, $\nabla[\mathrm{OH}]|_{left/right}/\nabla[\mathrm{OH}]|_{max}$ pour les différentes flammes simulées, sont représentés par la figure 4.15, haut. Pour toutes les conditions testées, un seuil moyen à 45% de la valeur maximum du gradient apparait. Il semblerait donc que la largeur du profil du gradient d'OH à 45% de sa valeur maximale (proche de la largeur à mi-hauteur) corresponde à la valeur de l'épaisseur de la zone de réaction.

Dans le but de confirmer ce résultat, l'épaisseur de flamme obtenue avec ce seuillage à 45% de la valeur maximale du gradient d'OH a été comparée avec l'épaisseur définie par la relation (4.11) pour toutes les flammes simulées. La figure 4.15, bas, résume l'ensemble des résultats obtenus et montre un excellent accord entre les deux définitions d'épaisseur de flamme pour toutes les conditions. En revanche, l'épaisseur de flamme définie par la température est systématiquement supérieure et semble complètement indépendante.

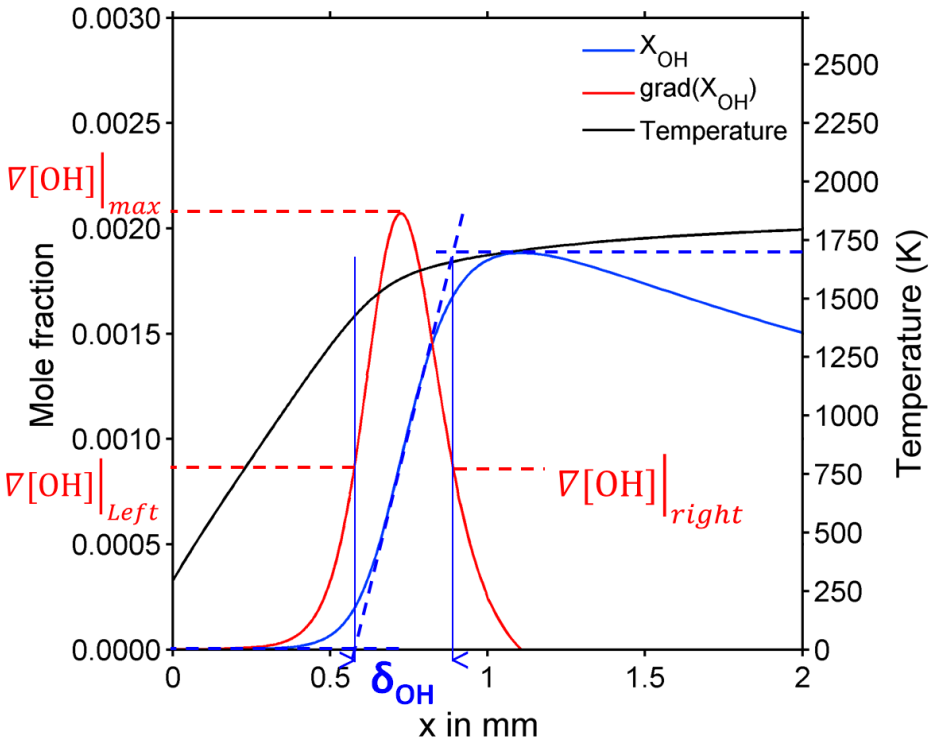


figure 4.14 : Méthodologie d'extraction de la largeur de la flamme à partir du profil du radical OH du radical OH et de son gradient au travers d'une flamme de type « Burner Flame » modélisée sous Cantera (Méthane/air, Richesse = 1,056, T = 300 K, $\dot{m}$ = 0,11 kg.s^{-1}.m^{-2}).

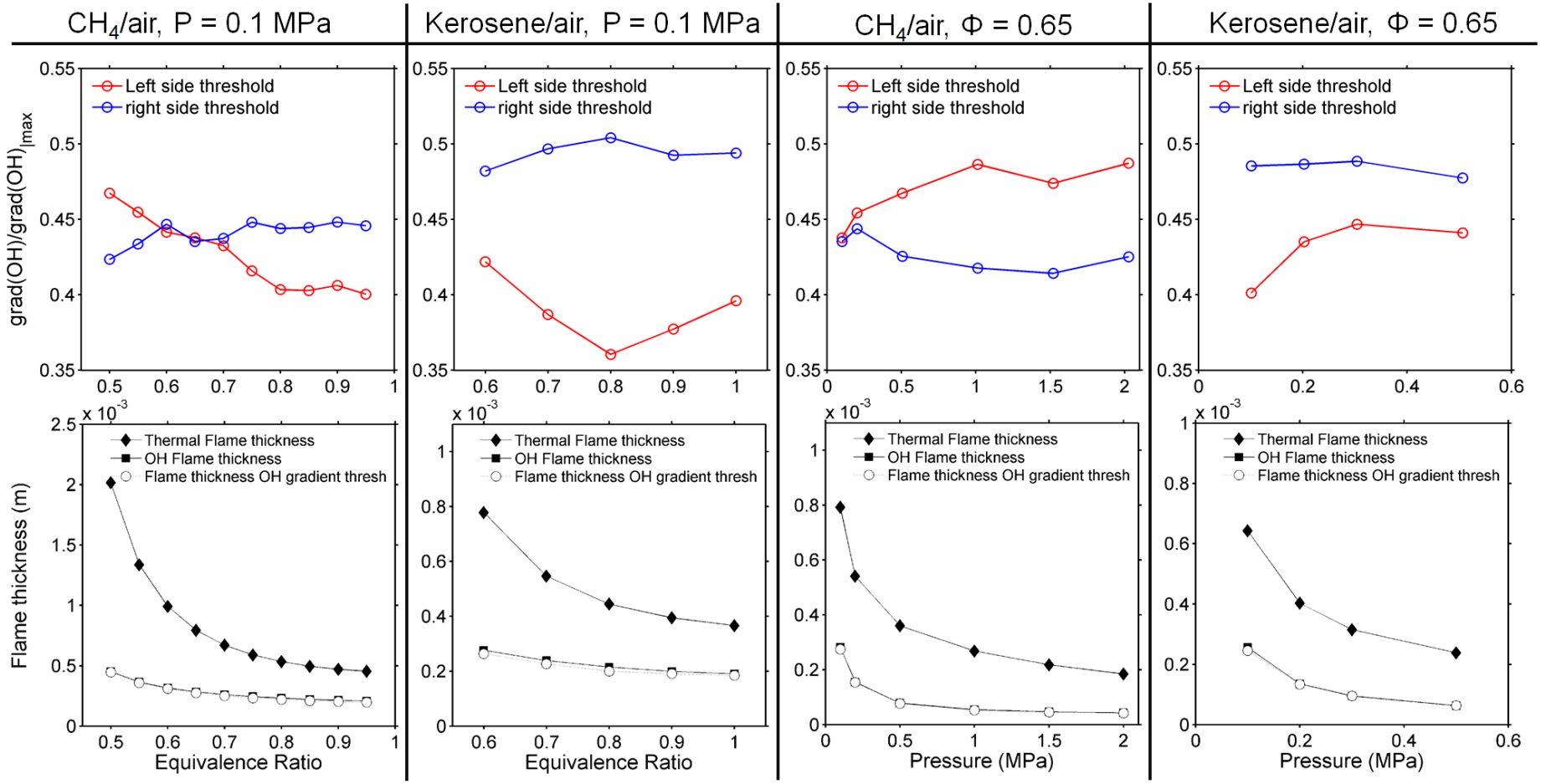


figure 4.15 : (Haut) Seuils nécessaires sur le gradient d'OH afin d'obtenir l'épaisseur de la flamme défini par le profil du radical OH. (Bas) Comparaison des différentes épaisseurs de flamme, (CANTERA, « free flame », Méthane/air : GRI3.0, kérosène/air : LUCHE, T = 300 K).

Afin de vérifier que cette méthodologie d'analyse et de seuillage déterminée théoriquement, permet effectivement de retrouver l'épaisseur théorique de la zone réactionnelle, en conditions expérimentales, des mesures de PLIF-OH ont été effectuées en collaboration avec E. Salaün durant les processus d'étalonnage de ses signaux de fluorescence pour la PLIF-NO/PLIF-OH [20]. Ces essais ont consisté à obtenir la largeur de la zone de réaction sur une flamme plane de référence (brûleur McKenna) afin de comparer les résultats avec les simulations 1D. Ces mesures ont été réalisées avec le même montage optique (excitation/collection) que durant les essais réalisés sur le banc HERON. Le brûleur McKenna est alors directement introduit à l'intérieur de la chambre de combustion juste après les essais. La résolution ainsi que le parcours du laser et du signal de fluorescence sont identiques et permettent donc d'évaluer la précision des mesures réalisées en combustion haute-pression. Un exemple d'image moyenne de PLIF-OH ainsi obtenue sur le brûleur McKenna est présenté sur la figure 4.16. L'extraction du profil et de son gradient est réalisée sur une zone d'étude réduite située à la base et au centre du brûleur. Le gradient de l'image est obtenu en appliquant le filtre de Sobel.

Les résultats expérimentaux obtenus concernant le profil d'OH et le gradient d'OH associé sont comparés aux calculs 1D réalisé avec le code CANTERA sur la figure 4.17. Les pics d'intensité de fluorescence et du gradient d'OH associé ont été recalés par rapport au maximum obtenus par simulation à des fins de comparaison.

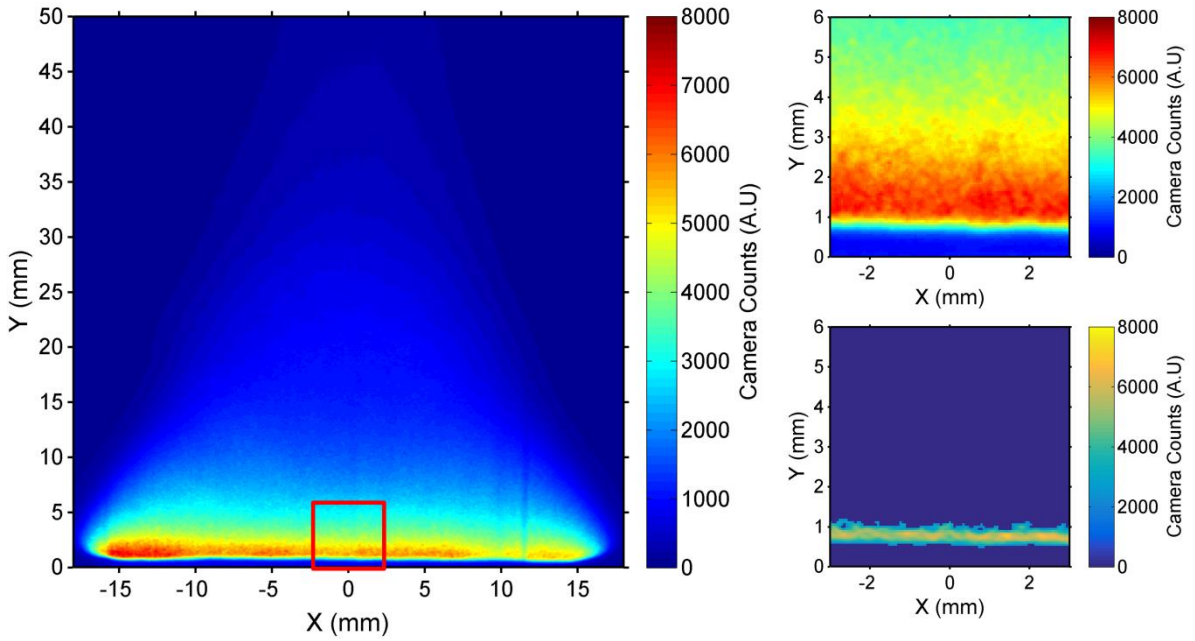


figure 4.16 : (Gauche) Image moyenne de PLIF-OH du brûleur McKenna, (Droite, haut) zoom sur la base de la flamme, (Droite, bas) gradient extrait par le filtre de Sobel. Méthane/air, Richesse = 1,056, T = 300 K, $\dot{m}$ = 0,11 kg.s^{-1}.m^{-2}

Rigoureusement, on ne peut pas confronter un signal d'intensité de fluorescence avec un profil d'espèce sans prendre en compte le rendement d'absorption et de fluorescence dépendant de la température et de la composition du milieu.
Néanmoins, nous pouvons tout de même considérer cette comparaison acceptable d'après les travaux de A. Bresson [3] et un accord correct est observé entre le profil calculé et expérimental en termes de position et d'évolution du signal de fluorescence. En revanche, on se rend compte que la zone de réaction, caractérisée par l'apparition rapide du radical OH est plus large en conditions expérimentale qu'en théorie (ce qui n'était pas le cas dans les travaux cités précédemment). L'épaisseur de flamme déduite sera donc supérieure dans les conditions expérimentales. Ce résultat s'explique par un effet de flou et de lissage des gradients, inhérent à tout dispositif d'imagerie. Dans notre configuration expérimentale, cet effet est relativement marqué lorsqu'on approche ces niveaux de résolution spatiale.
Ce comportement se retrouve également pour le gradient d'OH et le seuillage à 45% de la valeur max ne permet pas de corriger entièrement cet effet.
À partir de ces profils expérimentaux, il est possible de calculer les épaisseurs de flamme définies par la relation (4.11) et la méthode de seuillage du gradient. Les résultats obtenus pour différentes richesses sont résumés sur la figure 4.18. Tout d'abord, on remarque une très bonne adéquation entre les deux définitions dans le cas des flammes 1D théoriques, ce qui justifie une fois encore l'application de ce post-traitement. En revanche, comme nous pouvions nous y attendre au vue des profils expérimentaux extraits préalablement, les épaisseurs de flammes obtenues sont plus importantes que celles définies théoriquement. La surestimation est de l'ordre du double de l'épaisseur de flamme théorique définie à partir du profil du radical OH. Il semblerait que l'utilisation du gradient et de son seuillage permet d'atténuer cette surestimation mais une erreur de près de 75% demeure.

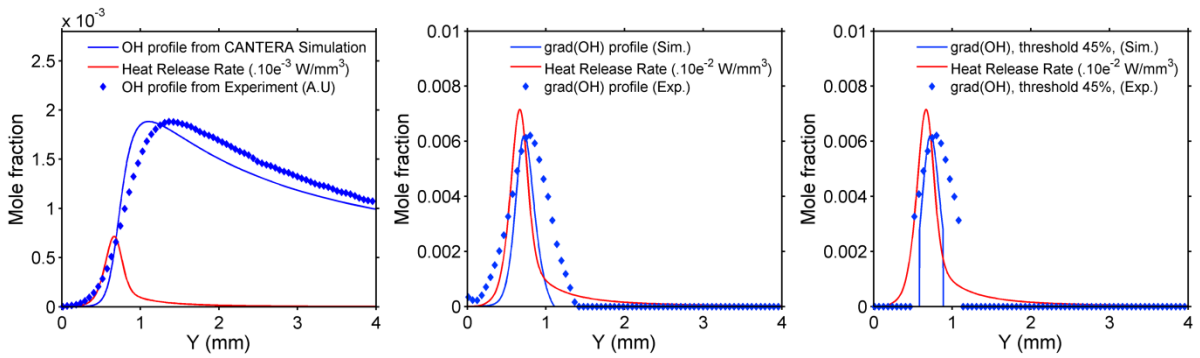


figure 4.17 : Comparaison entre l'expérience et la simulation Cantera, (gauche) profils d'OH, (centre) gradients d'OH, (droite) gradients d'OH seuillés. Méthane/air, « Burner Flame », Richesse = 1,056, T = 300 K, $\dot{m}$ = 0,11 kg.s^{-1}.m^{-2}.

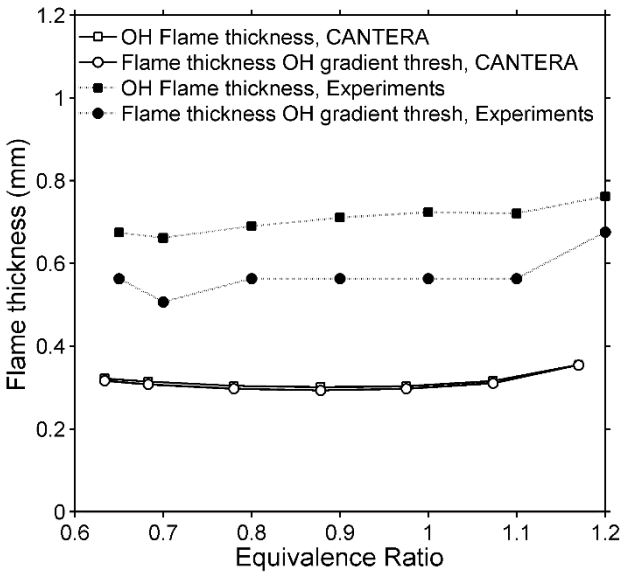


figure 4.18 : Comparaisons des épaisseurs de flamme obtenues par les simulations CANTERA (blanc continus) et par les expériences sur le brûleur McKenna (noir pointillés) pour différentes richesses de fonctionnement.

Il est difficile de conclure sur la validité de l'application de la méthode d'extraction de l'épaisseur de flamme à la vue des résultats obtenus lors de cette étude. En effet, comme évoqué précédemment, la résolution des caméras dans nos conditions expérimentales de mesure en champ large n'est pas suffisante afin de suivre parfaitement la production du radical OH. De plus, la nappe laser possède une épaisseur de l'ordre de 200 µm, la fluorescence obtenue provient donc, non pas d'une surface, mais d'un volume de mesure dont la troisième composante est de l'ordre de la grandeur observée. Ainsi un léger plissement de la flamme dans la direction de l'épaisseur de la nappe laser peut également surévaluer l'épaisseur mesurée.
Afin de s'assurer de la validité de cette méthode, il sera nécessaire à l'avenir de réaliser des expériences similaires mais sur des champs d'étude bien plus réduits. Typiquement il serait souhaitable de régler le champ caméra sur une zone de 5x5 mm² et d'obtenir ainsi une résolution spatiale de l'ordre de la dizaine de µm.
Les résultats obtenus, dans nos conditions expérimentales, en grand champ d'observation ne permettent pas l'obtention quantitative de l'épaisseur de la zone de réaction. Néanmoins, cette méthode est tout de même sensible à des variations d'épaisseur induites par les conditions d'essais et permet de suivre ces tendances en fonction des différents points de fonctionnement étudiés, comme nous pourrons le voir par la suite.

4.7 Conclusion

Dans ce chapitre dédié à l'analyse et à l'interprétation des images de PLIF-OH, plusieurs résultats marquants ont été obtenus. Tout d'abord, l'analyse de l'absorption du faisceau laser incident dans la chambre de combustion, observée sur les images moyennes a été réalisée. Cette analyse, couplée avec les travaux sur la spectroscopie du radical OH menés par A. Bresson [3] et E. Salaün [20], a permis de quantifier, en terme de fraction molaire, la répartition du radical OH au sein de la chambre de combustion HERON. Ces données quantitatives permettent une avancée considérable dans l'interprétation de la combustion et seront utiles à des fins de validation et de comparaison avec les simulations numériques en cours.

Afin d'analyser la structure instantanée de la zone de réaction, une deuxième méthodologie, basée sur le calcul du gradient des images de PLIF-OH a été développée. Une localisation précise et automatique de la zone de réaction permet une analyse détaillée de la combustion avec d'autres grandeurs physiques à l'aide de diagnostics couplés, dans les conditions réelles de fonctionnement du système d'injection. Cette méthode permet également de remonter à des informations statistiques précises comme la position moyenne de la flamme ou sa longueur.

Finalement, une méthodologie d'extraction de l'épaisseur de la zone de réaction, à partir du gradient des images de PLIF-OH, est proposée et démontrée théoriquement. Cependant, du fait de la résolution spatiale de la caméra optimisée pour une visualisation de la flamme en grand champ, la méthode d'analyse proposée ne permet pas d'obtenir des valeurs précises d'épaisseur de flamme mais permet néanmoins de quantifier son évolution. Des travaux de validation de cette méthode doivent encore être menés afin de finaliser cette nouvelle procédure.

4.8 Références bibliographiques

[1] R. Sadanandan, M. Stöhr, and W. Meier, "Simultaneous OH-PLIF and PIV measurements in a gas turbine model combustor," *Appl. Phys. B Lasers Opt.*, vol. 90, no. 3, pp. 609–618, 2008.

[2] B. M. Deschamps, G. J. Smallwood, J. Prieur, D. R. Snelling, and O. L. Gulder, "Surface Density Measurements of Turbulent Premixed Flames in a Spark-Ignition Engine and a Bunsen-Type Burner Using Planar Laser-Induced Fluorescence," *Proc. Combust. Inst.*, vol. 26, no. 1, pp. 427–435, 1996.

[3] A. Bresson, "Techniques d'imageries quantitatives: fluorescence induite par laser appliquée aux écoulements et aux combustions," Université de Rouen, 2000.

[4] A. Bresson, P. Bouchardy, and F. Grisch, "Experimental investigation of a supersonic rocket engine plume using OH*-emission, OH-PLIF and CARS thermometry," *Instrumentation*, vol. 21, no. 1, pp. 1–11.

[5] J. Heinze, U. Meier, T. Behrendt, C. Willert, K.-P. Geigle, O. Lammel, and R. Lückerath, "PLIF Thermometry Based on Measurements of Absolute Concentrations of the OH Radical," *Zeitschrift für Phys. Chemie*, vol. 225, no. 11–12, pp. 1315–1341, 2011.

[6] G. Hartung, J. Hult, C. F. Kaminski, J. W. Rogerson, and N. Swaminathan, "Effect of heat release on turbulence and scalar-turbulence interaction in premixed combustion," *Phys. Fluids*, vol. 20, no. 3, pp. 1–16, 2008.

[7] P. H. Paul and H. N. Najm, "Planar laser-induced fluorescence imaging of flame heat release rate," *Symp. Combust.*, vol. 27, no. 1, pp. 43–50, 1998.

[8] B. O. Ayoola, R. Balachandran, J. H. Frank, E. Mastorakos, and C. F. Kaminski, "Spatially resolved heat release rate measurements in turbulent premixed flames," *Combust. Flame*, vol. 144, no. 1–2, pp. 1–16, 2006.

[9] S. Pfadler, F. Beyrau, and A. Leipertz, "Flame front detection and characterization using conditioned particle image velocimetry (CPIV)," *Opt. Express*, vol. 15, no. 23, pp. 15446–15456, 2007.

[10] I. A. Mulla, A. Dowlut, T. Hussain, Z. M. Nikolaou, S. R. Chakravarthy, N. Swaminathan, and R. Balachandran, "Heat release rate estimation in laminar premixed flames using laser-induced fluorescence of CH2O and H-atom," *Combust. Flame*, vol. 165, pp. 373–383, 2016.

[11] W. Meier, X. R. Duan, and P. Weigand, "Reaction zone structures and mixing characteristics of partially premixed swirling CH4/air flames in a gas turbine model combustor," *Proc. Combust. Inst.*, vol. 30, no. 1, pp. 835–841, 2005.

[12] I. Boxx, M. Stöhr, C. Carter, and W. Meier, "Temporally resolved planar measurements of transient phenomena in a partially pre-mixed swirl flame in a gas turbine model combustor," *Combust. Flame*, vol. 157, no. 8, pp. 1510–1525, 2010.

[13] A. M. Steinberg, I. Boxx, M. Stöhr, C. D. Carter, and W. Meier, "Flow-flame interactions causing acoustically coupled heat release fluctuations in a thermo-acoustically unstable gas turbine model combustor," *Combust. Flame*, vol. 157, no. 12, pp. 2250–2266, 2010.

[14] U. Stopper, W. Meier, R. Sadanandan, M. Stöhr, M. Aigner, and G. Bulat, "Experimental study of industrial gas turbine flames including quantification of pressure influence on flow field, fuel/air premixing and flame shape," *Combust. Flame*, vol. 160, no. 10, pp. 2103–2118, 2013.

[15] I. Boxx, C. Slabaugh, P. Kutne, R. P. Lucht, and W. Meier, "3 kHz PIV/OH-PLIF measurements in a gas turbine combustor at elevated pressure," *Proc. Combust. Inst.*, vol. 35, no. 3, pp. 3793–3802, 2015.

[16] I. Boxx, C. D. Carter, M. Stöhr, and W. Meier, "Study of the mechanisms for flame stabilization in gas turbine model combustors using kHz laser diagnostics," *Exp. Fluids*, vol. 54, no. 5, 2013.

[17] M. Stöhr, I. Boxx, C. D. Carter, and W. Meier, "Experimental study of vortex-flame interaction in a gas turbine model combustor," *Combust. Flame*, vol. 159, no. 8, pp. 2636–2649, 2012.

[18] I. Boxx, C. Slabaugh, P. Kutne, R. P. Lucht, and W. Meier, "3kHz PIV/OH-PLIF measurements in a gas turbine combustor at elevated pressure," *Proc. Combust. Inst.*, vol. 35, no. 3, pp. 3793–3802, 2014.

[19] P. Xavier, A. Vandel, G. Godard, B. Renou, F. Grisch, G. Cabot, M. A. Boukhalfa, and M. Cazalens, "Investigation of combustion dynamics in a cavity-based combustor with high-speed laser diagnostics," *Exp. Fluids*, vol. 57, no. 4, pp. 1–14, 2016.

[20] E. Salaün, "Etude de la formation de NO dans les chambres de combustion haute pression kérosène/air par fluorescence induite par laser," INSA de Rouen - Normandie, 2017.

[21] J. Luche, M. Reuillon, J. C. Boettner, and M. Cathonnet, "Reduction of large detailed kinetic mechanism: Application to kerosene/air combsution," *Combust. Sci. Technol.*, vol. 176, no. 11, pp. 1935–1963, 2004.

[22] R. Sadanandan, W. Meier, and J. Heinze, "Experimental study of signal trapping of OH laser induced fluorescence and chemiluminescence in flames," *Appl. Phys. B Lasers Opt.*, vol. 106, no. 3, pp. 717–724, 2012.

[23] N. Otsu, "A threshold selection method from gray-level histograms," *IEEE Trans. Syst. Man. Cybern.*, vol. 9, no. 1, pp. 62–66, 1979.

[24] Q. V. Nguyen and P. H. Paul, "The time evolution of a vortex-flame interaction observed via planar imaging of CH and OH," *Symp. Combust.*, vol. 26, no. 1, pp. 357–364, 1996.

[25] A. Johchi, M. Tanahashi, M. Shimura, G. Choi, and T. Miyauchi, "High Repetition Rate Simultaneous CH / OH PLIF in Turbulent Jet Flame," in *16th*

Intern. Symp. on the Appl. of Laser and Imaging Tech. to Fluid Mech., 2012, pp. 9–12.

[26] S. Inoue, S. Taka, S. Kato, Y. Nada, M. Tanahashi, and T. Miyauchi, "Measurements of Local Flame Structures of Turbulent Premixed Flames by Simultaneous CH-OH PLIF and Stereoscopic PIV," in *Proceedings of the Combustion Institute*, 2005, no. July, pp. 385–388.

[27] Y. Nada, M. Tanahashi, and T. Miyauchi, "Effect of turbulence Characteristics on lacal structure of H2-air premixed flames," *J. Turbul.*, vol. 5, 2003.

[28] M. Tanahashi, S. Taka, and M. Shimura, "CH double-pulsed PLIF measurement in turbulent premixed flame," *Exp. Fluids*, vol. 45, no. 2, pp. 323–332, 2008.

[29] J. Apeloig, B. Barviau, and F. Grisch, "PLIF Measurements of Nitric Oxide and Hydroxyl Radicals Distributions in Swirled Stratified Premixed Flames PLIF Measurements of Nitric Oxide and Hydroxyl Radicals Distributions in Swirled," in *18th Intern. Symp. on the Appl. of Laser and Imaging Tech. to Fluid Mech.*, 2016, no. July.

[30] C. D. Slabaugh, A. C. Pratt, and R. P. Lucht, "Simultaneous 5 kHz OH-PLIF/PIV for the study of turbulent combustion at engine conditions," *Appl. Phys. B*, vol. 118, pp. 109–130, 2015.

[31] P. Griebel, R. Bombach, A. Inauen, S. Schenker, and P. Siewert, "Flame characteristics and turbulent flame speeds of turbulent high-pressure, LP meathane/air flames - GT2005-68565," in *Proceedings of ASME Turbo Expo 2005: Power for Land, Sea and Air*, 2005, pp. 1–9.

[32] E. Salaün, P. Malbois, A. Vandel, G. Godard, F. Grisch, B. Renou, G. Cabot, and A. M. Boukhalfa, "Experimental investigation of a spray swirled flame in gas turbine model combustor," in *18th International Symposium on the Application of Laser and Imaging Techniques to Fluid Mechanics*, 2016, pp. 1–23.

[33] D. B. Spalding, "I. Predicting the laminar flame speed in gases with temperature-explicit reaction rates," *Combust. Flame*, vol. 1, no. 3, pp. 287–295, 1957.

[34] D. B. Spalding, "II. One-dimensional laminar flame theory for temperature-explicit reaction rates," *Combust. Flame*, vol. 1, no. 3, pp. 296–307, 1957.

[35] J. Jarosinski, "The thickness of laminar flames," *Combust. Flame*, vol. 56, no. 3, pp. 337–342, 1984.

[36] A. Boukhalfa and I. Gökalp, "Influence of the Damköhler number on the average thickness of conical turbulent premixed methane/air flames," *Combust. Flame*, vol. 73, no. 1, pp. 75–87, 1988.

[37] E. Kristensson, A. Ehn, J. Bood, and M. Aldén, "Advancements in Rayleigh scattering thermometry by means of structured illumination," *Proc. Combust. Inst.*, vol. 35, no. 3, pp. 3689–3696, 2015.

[38] A. Buschmann, F. Dinkelacker, T. Schäfer, M. Schäfer, and J. Wolfrum, "Measurement of the instantaneous detailed flame structure in turbulent premixed combustion," *Proc. Combust. Inst.*, vol. 26, no. 1, pp. 437–445, 1996.

Chapitre 5 :

Fluorescence induite par laser sur la molécule CO

Table des matières

5 Fluorescence induite par laser sur le monoxyde de carbone CO 126
5.1 Objectif 126
5.2 Etat de l'art de la spectroscopie de la molécule de monoxyde de carbone et de son analyse par LIF 127
5.2.1 Spectroscopie de la molécule CO 127
5.2.2 Historique de la fluorescence induite par laser sur la molécule CO 131
5.2.3 Application à l'étude de l'interaction flamme/paroi 136
5.2.4 Application aux chambres de combustion haute-pression 138
5.2.5 Résumé de l'étude bibliographique 140
5.3 Dispositif de mesure 141
5.3.1 Excitation de la molécule CO 142
5.3.2 Collection du signal de fluorescence intégré 142
5.3.3 Rendement optique de la chaine d'acquisition 142
5.3.4 Fluctuation de l'énergie laser et normalisation du signal de fluorescence 144
5.3.5 Rendement de collection du montage optique et du spectromètre 145
5.3.6 Incertitudes et précision de mesure 145
5.4 Spectres d'excitation 146
5.5 Spectre de Fluorescence 149
5.5.1 Structure du spectre de fluorescence 149
5.5.2 Influence du renouvellement en gaz frais 151
5.5.3 Effet de l'énergie laser 152
5.5.4 Effet de la pression et température sur le spectre de fluorescence 153
5.5.5 Remise en question du spectre d'excitation 156
5.5.6 Spectre en flamme méthane air : effet de la richesse 157
5.6 Application à la combustion : PLIF sur le brûleur McKenna 159
5.7 Bilan 162
5.8 Références bibliographiques 163

5 Fluorescence induite par laser sur le monoxyde de carbone CO

5.1 Objectif

Dans les chapitres précédents, nous avons présenté les techniques de mesure et d'analyse permettant d'étudier en détail le mélange kérosène/air ainsi que la combustion au sein de la chambre de combustion. Nous souhaitons maintenant pouvoir déterminer les zones de production du polluant CO ainsi que les processus responsables de sa formation et de sa consommation à l'intérieur des chambres de combustion aéronautique munies de systèmes d'injection de type LP. L'influence des paramètres d'entrée sur les émissions globales de CO en sortie de chambre de combustion avec l'injecteur LP NEWAC est connue et a été présentée précédemment (cf. section 2.5.4). Cependant, l'impact des interactions flamme/aérodynamique sur la production de CO ne peut pas être mis en évidence par une mesure globale des émissions en sortie de moteur.

Des mesures quantitatives et locales de concentration de monoxyde de carbone dans les chambres de combustion aéronautiques ont déjà été reportées dans le passé [1], [2]. Cependant, les mesures quantitatives de CO sont le plus souvent ponctuelles et moyennées temporellement. Ces résultats permettent néanmoins de valider des simulations numériques (en moyenne) ou encore permettent d'obtenir des corrélations locales avec d'autres grandeurs physiques.

Afin de compléter nos connaissances sur la production de ce polluant et ainsi pouvoir en maîtriser les émissions, il est nécessaire de développer de nouveaux outils de mesures plus performants. Une des techniques permettant de sonder la molécule de CO est l'utilisation de la LIF à 2 photons. L'avantage principal de la LIF par rapport à d'autres diagnostics est la possibilité d'obtenir des champs de distribution 2-D instantanés et moyens de l'espèce sondée, avec une détectivité de l'ordre de la dizaine de ppm pour certaines molécules diatomiques. Ce diagnostic peut également être couplé avec d'autres mesures par PLIF. Par exemple, l'application simultanée de la PLIF-CO avec la PLIF-OH permet de corréler la zone de production de CO ou le taux de réaction de conversion du CO en CO_2 [3], avec la structure de flamme. De plus en utilisant les propriétés spectroscopiques de la molécule, la dépendance du signal de LIF au quenching et à l'aide d'un étalonnage des signaux de mesure, il est possible de remonter à une information quantitative de concentration. L'utilisation de cette technique laser, sur des bancs de combustion complexes demeure néanmoins très rare en raison des demandes en termes d'équipement mais également en connaissance des propriétés de fluorescence de cette molécule. De ce fait, peu d'exemples d'applications détaillées sur des chambres de combustion aéronautique sont disponibles dans la littérature.

Cette étude a donc pour objectif de développer un système de PLIF-CO. En premier lieu, les études précédentes ainsi que des exemples d'applications de la LIF-CO en écoulement réactif sont répertoriés. Cette étude permet notamment de comprendre les problématiques liées à cette méthode de mesure. En second lieu, le montage expérimental développé ainsi que ses principales caractéristiques sont décrites. Des spectres d'excitation et de fluorescence collectés sont présentés et analysés afin de définir la procédure de mesure du CO la plus adaptée en écoulement réactif. Finalement, une démonstration de ce diagnostic appliqué à un brûleur de référence est présentée. Les résultats permettent de démontrer l'application de la PLIF-CO en grand champ pour étudier des flammes.
Ce chapitre est axé uniquement sur la LIF-CO dans l'UV et aucun développement de la fluorescence issue des transitions vibrationnelles liées à la LIF infra-rouge, étudiée notamment par l'équipe du Pr. Hanson [4], ne sera réalisé.

5.2 Etat de l'art de la spectroscopie de la molécule de monoxyde de carbone et de son analyse par LIF.

5.2.1 Spectroscopie de la molécule CO

La spectroscopie de la molécule de monoxyde de carbone a fait l'objet de nombreuses études depuis le début du XXème siècle. Les spectres d'absorption et d'émission ainsi que les diagrammes énergétiques du CO sont bien documentés. En effet, ces bases de données spectroscopiques sont fortement utilisées en astronomie afin de déterminer la composition des étoiles, d'amas de gaz, ou encore des queues de comètes. Ces données permettent également de simuler numériquement l'absorption et la fluorescence du CO et sont régulièrement utilisées dans ce but.
En 1926, une première étude de Raymond et Birge [5] reporte les niveaux énergétiques singulets $X^1\Sigma^+$ (état fondamental), $A^1\Pi^+$ et $B^1\Sigma^+$ et triplets $a^3\Pi$, $b^3\Sigma$ et $c^3\Pi$ de la molécule CO mais également de l'ion CO^+. Les transitions entre les états électroniques y sont également caractérisées. Cette étude sera complétée plus tard notamment par Coster et Crons [6] (1929) puis par Krupenie (1966) [7] par la constitution d'un atlas de données spectroscopiques exhaustif. Des niveaux énergétiques supplémentaires y sont détaillés : les états singlets $C^1\Sigma^+$, $I^1\Sigma^-$ et $D^1\Delta$ et triplets, $a'^3\Sigma^+$, $d^3\Delta_i$, $e^3\Sigma^-$, $b^3\Sigma^+$, $j^3\Sigma^+$ et $c^3\Pi$
Des données plus récentes et plus précises sont également disponibles dans les atlas de Tilford et Simmons [8] (1972) et dans la thèse d'état de Le Floch [9] (1989). Les courbes d'énergie des états électroniques de la molécule CO sont résumées par la figure 5.1. Concernant les transitions entre les différents niveaux électroniques, des résumés détaillés ont été réalisés dans les thèses de O.Carrivain [10] et de P. Gautier [11] dans le but de modéliser les spectres d'absorption et d'émission du CO. Dans ce manuscrit, nous présentons les transitions les plus étudiées et les plus couramment

utilisées expérimentalement. Une représentation schématique, proposée sur la figure 5.2, permet de résumer ces transitions.

La transition élecroniques $A^1\Pi^+ - X^1\Sigma^+$ (appelée également « 4éme système positif ») : correspond à la transition entre l'état fondamental et le premier état singlet électronique $A^1\Pi^+$à l'aide d'une excitation à un photon entre 111 et 154 nm (bandes vibroniques (v' = 0-23, v'' = 0), ou à deux photons entre 260,1 et 308,6 nm (bandes (0-9,0)). Le spectre d'émission correspondant à la fluorescence résonante entre les deux états est observé entre 130 et 240 nm (v' = 0-12, v'' = 0-15).

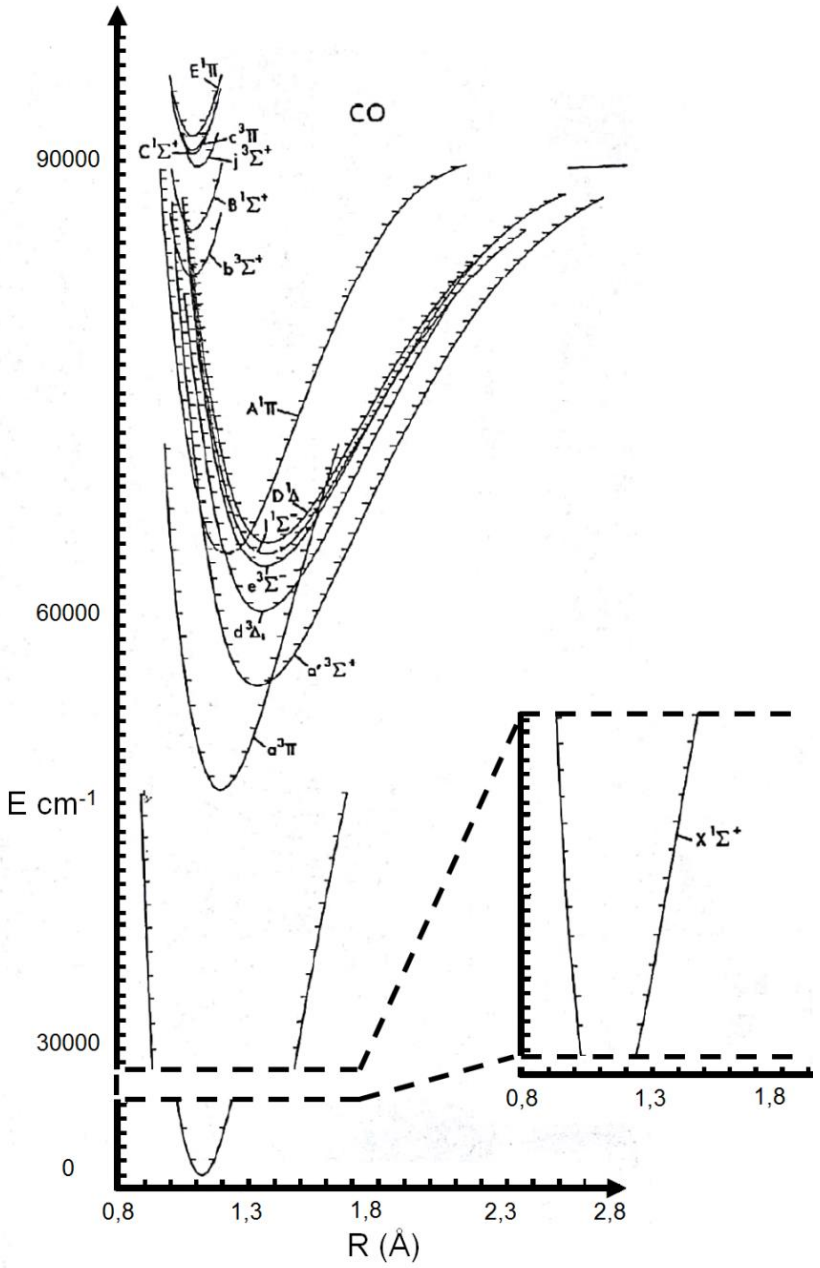


figure 5.1 : Courbes d'énergie potentielle des différents états électroniques de la molécule CO. [8].

La transition électronique $B^1\Sigma^+ - X^1\Sigma^+$ (Système Hopfield-Birge) : Le niveau électronique $B^1\Sigma^+$ est accessible depuis l'état fondamental avec une excitation à 1 photon à 115,05 nm (0,0), 112,36 nm (1,0), 109,9 nm (2,0), 107,77 nm (3,0), 105,60 nm (4,0) et 103,04 nm (5,0) ou à deux photons à 230,1 nm (0,0) et 230,26 nm (1,1) (branches Q). La durée de vie du CO dans l'état $B^1\Sigma^+$ est de l'ordre de 22 ns. L'absorption d'un troisième photon entraine l'ionisation du CO en CO^+, voire la dissociation de la molécule en un atome de carbone et d'oxygène. 3 voies de désexcitation existent pour ce système :

- La fluorescence résonante de l'état $B^1\Sigma^+$vers l'état électronique fondamental via les bandes de Hopfield-Birge dans l'UV lointain (109 nm à 121 nm). Cette désexcitation se produit via les bandes vibrationnelles (0,0) à 115,05 nm, (0,1) à 112,36 nm, (0,2) à 109,9 nm, (1,0) à 117,96 nm, (1,1) à 115,13 nm, (2,0) à 120,98 nm, (2,1) à 118,01 nm et (3,0) à 121,00 nm.
- La fluorescence non résonante vers l'état électronique $A^1\Pi^+$ via les bandes d'Angström. Les transitions vibroniques observées sont : (0,0) à 451 nm, (0,1) à 483 nm, (0,2) à 520 nm, (0,3) à 561 nm, (0,4) à 608 nm et (0,5) à 662 nm. Il s'agit du système le plus utilisé pour détecter le CO en flamme car les bandes d'émission sont détectables dans le domaine visible et ne sont pas réabsorbées par les espèces majoritaires produites par la combustion. Toutefois, des interférences avec l'émission de C_2 peuvent s'avérer problématiques dans le cas de flammes riches (bande de Swan : $d^3\Pi_g - a^3\Pi_u$) ou encore sous l'effet de la photodissociation du CO [12]. En effet, l'émission du C_2 se situe entre 430 nm et 700 nm, avec des pics à 470 nm, 515 nm et 560 nm.
- La fluorescence indirecte entre les états électroniques triplets $b^3\Sigma$ et $a^3\Pi$ appelé « 3éme système positif ». L'état électronique $b^3\Sigma$ est peuplé à partir de l'état $B^1\Sigma^+$ par voie collisionnelle (quenching) des molécules de CO avec les molécules environnante du fait de l'écart faible en énergie entre les deux niveaux. Les bandes vibroniques de fluorescence observables sont : (0,0) à 283 nm, (0,1) à 297 nm, (0,2) à 313 nm, (0,3) à 330 nm, (0,4) à 349 nm, (0,5) à 369 nm.

La transition électronique $C^1\Sigma^+ - X^1\Sigma^+$(faisant partie du système Hopfield-Birge) : Le niveau électronique $C^1\Sigma^+$ est atteint avec une excitation à 1 photon via les bandes d'absorption (0 ,0-3) entre 101,09 et 108,79 nm ou avec deux photons à 217,54 nm (bandes vibroniques (0,0) et (1,1)).

Tout comme pour la transition électronique $B^1\Sigma^+ - X^1\Sigma^+$, l'absorption d'un troisième photon ionise la molécule. Il existe également trois voies de désexcitation pour ce niveau électronique.

- La florescence résonante de l'état $C^1\Sigma^+$vers l'état fondamental via les bandes de Hopfield-Birge dans l'UV lointain de 108,79 nm à 111,389 nm. Cette désexcitation met en jeu les bandes vibrationnelles (0,0) à 115,05 nm, (0,1) à

112,36 nm, (0,2) à 109,9 nm, (1,0) à 117,96 nm, (1,1) à 115,13 nm, (2,0) à 120.98 nm, (2,1) à 118,01 nm et (3,0) à 121,00 nm.

- La fluorescence non résonante vers l'état $A^1\Pi^+$ via les bandes de Herzberg. Les transitions vibrationnelles observables sont : (0,0) à 368,01 nm, (0,1) à 389,32 nm, (0,2) à 412,50 nm, (0,3) à 438,03 nm, (0,4) à 466,17 nm et (0,5) à 497,28 nm.
- La fluorescence indirecte entre les états triplets $c^3\Pi \rightarrow a^3\Pi$ via les bandes dite de "3A" à environ 229 nm à 326 nm. L'état $c^3\Pi$ est également peuplé à partir de l'état $C^1\Sigma^+$par voie collisionnelle.

La transition électronique $a^3\Pi - X^1\Sigma^+$ (Système de Cameron) : Cette transition est théoriquement interdite mais une absorption à 206 nm est toutefois possible et observée. La fluorescence de ce système est majoritairement utilisée en astronomie pour étudier la composition des astres et des comètes. Dans ce cas, l'état $a^3\Pi$ est majoritairement peuplé par la dissociation du CO_2 en CO. Les principales bandes de fluorescence observées sont situées à 199,3 nm (1,0), à 206,3 nm (0,0), 215,5 nm (0,1) et 226,1 nm (0,2).

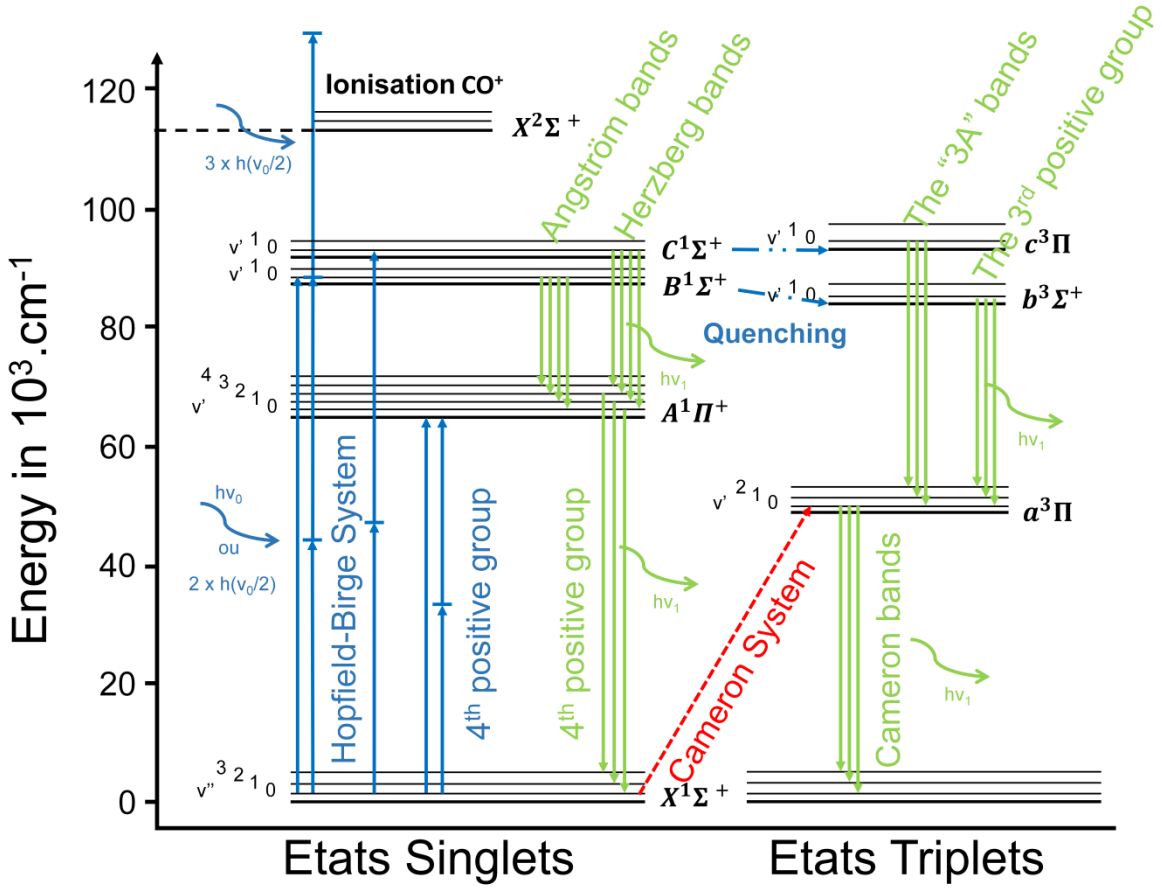


figure 5.2 : Représentation schématique des principales transitions entre les différents niveaux électroniques de la molécule CO.

5.2.2 Historique de la fluorescence induite par laser sur la molécule CO

La première démonstration de l'excitation de la molécule CO avec un système d'excitation à deux photons a été réalisée en 1977 par Bernheim et al. [13]. Une excitation du système $A^1\Pi^+ \leftarrow X^1\Sigma^+$ est réalisée avec un laser à colorant réglé sur des longueurs d'ondes autour de 604 nm ce qui permet d'exciter les transitions rotationnelles de la bande vibronique (v' = 1, v'' =0). Cette étude est complétée la même année par Filseth et al. [14]. Une excitation du système $A^1\Pi^+ \leftarrow X^1\Sigma^+$ est effectuée avec un laser à colorant accordé sur des longueurs d'ondes situées autour de 579 nm de manière à exciter la transition vibrationnelle (v' = 3, v'' =0) et autour de 520,5 nm pour la transition (9,0).

Les travaux d'Aldén et al. [12] (1984) démontrent quant à eux, qu'une excitation de la molécule de CO, via la transition électronique $B^1\Sigma \leftarrow X^1\Sigma^+$ est atteignable avec un processus d'absorption à deux photons à 230,1 nm, obtenu avec un laser à colorant. Après avoir atteint son niveau excité, la molécule va se désexciter et repasser sur l'état $A^1\Pi$, à différents états vibrationnels, et emmètre des photons sur les bandes d'Angström. Les auteurs observent également (sans détailler) une fluorescence entre 300 et 350 nm, provenant du « 3éme système positif » $b^3\Sigma \rightarrow a^3\Pi$ lors de mesures réalisées dans une cuve remplie de CO. Des mesures 1D qualitatives de fluorescence du CO, réalisées dans une flamme méthane/air sont également présentées.

Quelques années plus tard, les travaux de recherche d'Haumann et al. [15] (1986) ainsi que ceux de Seitzmann et al. [16] démontrent la possibilité de mesurer des champs de concentration 2D de CO en flamme. La fluorescence provenant de la transition électronique $B^1\Sigma(0) \rightarrow A^1\Pi(1)$ de CO est collectée avec un filtre optique passe bande centré à 483,5 nm. Une nappe laser traversant la flamme est obtenue par les allers-retours du faisceau laser entre deux miroirs cylindriques. Les auteurs présentent également la relation entre le signal de fluorescence et la température. Afin d'obtenir des champs de concentration quantitatifs, la température doit être mesurée. Pour cela, des mesures sont réalisées avec une sonde Pt100 de température. Les résultats obtenus sont comparés avec ceux obtenus par prélèvement et analyse de gaz et montrent des résultats très proches.

Mokhov et al. [17], en 1995, se sont également intéressés à mesurer quantitativement la concentration molaire de CO dans les flammes turbulentes avec la LIF-1D. Une fois encore, la fluorescence issue de la transition électronique $B^1\Sigma(0) \rightarrow A^1\Pi(1)$ est utilisée. L'étude du couplage entre le signal de fluorescence et la température a été réalisée. A la vue des résultats obtenus présentant des erreurs de mesures de l'ordre de 100%, les auteurs concluent que la connaissance de la température est nécessaire afin de pouvoir remonter à une information quantitative plus précise. Les auteurs déterminent également une dépendance de l'intensité de fluorescence en $I^{1,5}$ par rapport au signal (théoriquement en I^2 dans le cas d'une excitation à 2 photons). Ce résultat souligne l'importance du processus de photoionisation de la molécule de CO.

La fluorescence résonante $B^1\Sigma \rightarrow X^1\Sigma^+$ a été étudiée dans l'UV lointain par Chowdhury et al. [18] (1997). La structure des bandes rotationnelles entre 115,126 (P(16)) et 115,179 nm (P(31)) est présentée.
Dans une étude de 1997, Georgiev et Aldèn [19], utilisent la PLIF pour obtenir la distribution 2D des espèces CO, NH_3, O et H dans les flamme. Les auteurs s'intéressent particulièrement aux signaux émis par le C_2 via les bandes de Swan qui sont une source d'interférences dans les flammes riches. En décalant la porte temporelle d'acquisition du signal de fluorescence, une réduction de la contribution du C_2 sur le signal de fluorescence total devient possible. Les auteurs observent également une grande sensibilité du CO à la photoionisation.
Linow et al. [20], en 2000, comparent les signaux de fluorescences provenant de l'excitation des niveaux électroniques $B^1\Sigma^+ \leftarrow X^1\Sigma^+$ et $C^1\Sigma^+ \leftarrow X^1\Sigma^+$ (les deux systèmes d'Hopfield-Birge) à 230,1 nm et 217,5 nm. Ces deux niveaux électroniques sont atteints avec une source laser OPO (« Optical Parametric Oscilator »), permettant d'accorder aisément le laser sur une large gamme de fréquences d'excitations. L'intérêt principal de la fluorescence émise sur les bandes d'Herzberg pour les mesures en flamme réside en la possibilité de s'affranchir du signal parasite d'émission issue des bandes de Swan du C_2. En effet, la fluorescence des bandes d'Herzberg est décalée vers le bleu, entre 360 et 600 nm. Malgré le rapport entre la fluorescence non résonante et résonante I_A/I_X, bien plus faible dans le cas du niveau électronique $C^1\Sigma^+$ (= 0.01) que $B^1\Sigma^+$ (= 0.14), les auteurs observent des intensités de fluorescence similaires. Ce résultat s'explique par le fait que l'absorption à deux photons est plus efficace à 217,5 nm. Le taux de photoionisation observé est en revanche légèrement plus important pour la transition $C^1\Sigma^+ \leftarrow X^1\Sigma^+$.
Une étude détaillée de la dépendance des sections efficaces de désexcitation par collision (quenching) du CO, en fonction des partenaires de collisions et de la température (300 - 1000 K) a été réalisée par Settersten et al. [21] (2002). Les mesures ont été réalisées par l'analyse de la décroissance du signal de fluorescence entre les états électroniques $B^1\Sigma^+(v' = 0) \rightarrow A^1\Pi^+$ $(v'' = 0 - 2)$ suite à une excitation picoseconde à 230,1 nm. Ces données sont importantes pour la modélisation de la fluorescence du CO mais également pour interpréter les signaux de fluorescence observés en fonction de la composition chimique de l'écoulement étudié. Les résultats montrent que les principaux partenaires de désexcitation non-radiatives sont les produits de combustion CO_2 et H_2O et que la section efficace de collisions décroit avec la température. L'O_2 et le CH_4 possèdent une section efficace intermédiaire (deux fois inférieure à celle de la vapeur d'eau) et présentent la même dépendance avec la température. En revanche, la section efficace de collisions du N_2, CO, et H_2 augmente avec la température et présente des valeurs deux à cinq fois inférieures à celle d'O_2. Finalement, à partir des résultats obtenus, le quenching collisionnel total dans une flamme de diffusion méthane/air est calculé. Il est alors observé que le quenching est

plus faible dans la zone de réaction. Pour obtenir les sections efficaces à haute température (jusqu'à 2000 K), une loi en puissance a été utilisée afin de retracer la dépendance à la température. Toutefois, ces résultats ne sont qu'une première approche et les auteurs restent prudents sur la validité de cette extrapolation.
En 2003, Dally et al. [22] utilisent la LIF-CO sur une flamme turbulente CH_4/H_2 – air axisymétrique stabilisée sur un « bluff-body » afin de déterminer la fraction massique de CO. L'état électronique $B^1\Sigma^+(v' = 0)$ est excité avec un laser à colorant centré à 230,1nm et une énergie de 700 µJ/pulse. La fluorescence du CO est collectée à 484 nm (bande vibronique (0,1)) à l'aide de deux filtres optiques passe-bande de largeurs spectrales 10 et 25 nm. À l'aide d'un étalonnage réalisé en écoulement chauffé sur une gamme de température étendue et en flamme et grâce à la connaissance de la température par DRASC (diffusion Raman anti-Stokes cohérente), les auteurs ont pu remonter à une valeur quantitative de la fraction massique de CO. Les auteurs concluent sur le fait que les résultats obtenus par les mesures LIF-CO sont plus précis que ceux obtenus par diffusion Raman spontanée. En effet, des signaux parasites issus du laser ainsi que l'excitation de larges composés hydrocarbonés, créés du côté riche de la zone de réaction, viennent interférer le signal de CO.
En 2004, R. Stocker [23] s'est focalisé sur la détection de plusieurs molécules et radicaux par la LIF. La détection de ces espèces chimiques en cuve spectroscopique ou en flamme de laboratoire, est réalisée avec un laser OPO et un spectromètre. Les spectres d'excitation et de fluorescence de ces espèces sont présentés pour diverses transitions électroniques. Parmi les espèces chimiques et transitions étudiées (OH, NO, C_2, CN, O_2, CO), Stocker a analysé l'excitation et la fluorescence du CO via les deux transitions du système de Hopfield-Birge. Les spectres de fluorescence du CO sont obtenus en cuve spectroscopique et dans une flamme O_2/C_2H_2 ou méthane/air. Les résultats présentés en flamme O_2/C_2H_2 sont similaires à ceux obtenus par Linow et al. [20]. Les bandes de fluorescence du 3éme système positif $b^3\Sigma \rightarrow a^3\Pi$ entre 270 nm et 350 nm sont également observées en flamme O_2/C_2H_2 mais avec une intensité de fluorescence plus faible et un peuplement des niveaux vibrationnels différents. Celles-ci disparaissent dans le cas d'une flamme méthane/air. De plus, dans le cas d'une excitation à 230,1 nm avec une énergie laser importante (4,1 mJ/pulse dans le volume de mesure), Stocker détecte également des raies additionnelles autour de 358 et 420 nm intenses dans le cas de mesures dans un jet libre de N_2/CO avec 250 ppm de CO. L'ensemble des données obtenues sont disponibles sur une base de données publique et seront utilisées à des fins de comparaison dans la suite de ce chapitre.
En 2010, Mosburger et Sick [24] démontrent la possibilité d'exciter le 4ème système positif $A^1\Pi^+$ (5-0), avec une excitation à deux photons, autour de 278,5 nm et (4-0) autour de 283,8nm (utilisation d'un laser à colorant conventionnel). La collection de la fluorescence est réalisée entre 200 et 240 nm à l'aide de filtres optiques réfléchissants. Utiliser des longueurs d'ondes plus courtes présente l'avantage de limiter

l'atténuation laser le long du milieu sondé. De plus, à ces faibles longueurs d'onde, les interférences avec C_2 et la chimiluminescence de la flamme deviennent inexistantes. Les auteurs montrent également l'utilité d'exciter le CO à 283,75 nm car simultanément, le OH est excité, via la transition rotationnelle R2(16) de la transition vibronique A-X(1-0). Ainsi, une détection simultanée du CO et OH, sur deux bandes spectrales différentes (305 - 320 nm pour OH), est possible avec une seule excitation laser. Une détection des traceurs fluorescents contenus dans le carburant peut également être réalisée en plus à l'aide d'une collection supplémentaire entre 330 et 550 nm. Cependant, ces travaux n'ont jamais donné suite à une utilisation concrète de cette méthode de détection.

Coriton et al. [3] (2010), utilisent la PLIF-CO couplée à la PLIF-OH sur une flamme contre-courant $CH_4/O_2/N_2$, pour différentes richesses, afin de déterminer expérimentalement le taux de réaction de la réaction chimique $CO + OH \rightarrow CO_2 + H$. En effet, le taux de réaction est donné par $RR = k(T)[CO][OH]$ où $k(T)$ représente la dépendance des signaux de LIF avec la température. Cette dépendance à la température a été obtenue, par étalonnage et comparaison avec des simulations de flamme 1D, sur la plage de température 1600–2400 K. Ainsi une simple multiplication pixel à pixel des images de fluorescence permet de visualiser le taux de réaction de la conversion du CO en CO_2. La molécule de CO est excitée à l'aide d'un laser OPO centré sur 230,1 nm. La collection du signal est réalisée sur les deux bandes spectrales (v' = 0, v'' = 1-2) à 483,5 et 519,8 nm à l'aide d'un filtre interférentiel double-bandes ($\Delta\lambda$ = 10 nm par bande).

Comme Linow et al. [20] et Stocker [23], Rosell et al. [25] (2013) ont étudié la fluorescence issue des deux schémas d'excitation $B^1\Sigma^+ - X^1\Sigma^+$ et $C^1\Sigma^+ - X^1\Sigma^+$ via les bandes d'Angström et de Herzberg mais également via le 3éme système positif. Les spectres présentés ont été obtenus dans des cuves spectroscopiques remplies uniquement de CO (à 0,1 bar). Les spectres de fluorescence présentés sont comparables à ceux des études citées précédemment, mais montrent également une fluorescence très importante du 3éme système positif entre 280 et 370 nm (dans le cas du CO pur en dépression). Cependant, en examinant la dépendance à la pression, cette transition semble très sensible au quenching ce qui rend son utilisation impossible dans les flammes carburant/air haute-pression. Les résultats présentés dans cette étude sont résolus spectralement et précis en terme d'erreur de mesure. Cependant la base de données présentée est complexe à exploiter et il est difficile de conclure sur la dépendance aux conditions expérimentales de ces trois ensembles de bandes. En effet, les expériences de dépendance à la pression ont été réalisées avec une quantité initiale de CO injectée (0,1 bar) puis complétée par une atmosphère de N_2 ou d'air dans la cuve. De ce fait, en augmentant, la pression, la concentration en CO diminue également. A la fois la pression et le quenching entrent en jeux et viennent atténuer le

signal de fluorescence. Les spectres obtenus en flamme (flamme de prémélange propane/air, richesse = 1,3) sont semblables à ceux obtenus par U. Stocker [23].
En 2013, Brackmann et al. [26] comparent les schémas d'excitation picoseconde et nanoseconde du CO, la dernière étant la plus courante pour la LIF, utilisée jusqu'alors dans les études précédentes. La transition électronique étudiée est toujours la $B^1\Sigma^+ - X^1\Sigma^+$, à 230,1 nm, avec une énergie de 700 µs/pulse pour l'excitation picoseconde contre 4 mJ/pulse pour une impulsion nanoseconde. Les largeurs spectrales des lasers sont identiques (~5 cm^{-1}). Il en résulte une densité énergétique 10 fois plus importante pour un laser picoseconde (3 GW/cm^2 contre 0,3 3 GW/cm^2). Les mesures sont réalisées sur un brûleur McKenna fonctionnant avec une richesse comprise entre 0,8 et 2,2. L'utilisation en richesse élevée permet d'illustrer les interférences avec le C_2. Les résultats montrent qu'une excitation picoseconde permet de diminuer significativement la contribution des bandes de Swan sur le signal de fluorescence, tout en diminuant le bruit parasite de flamme, grâce à une optimisation de la porte temporelle d'acquisition. Concernant le taux d'ionisation du CO, dans le cas d'une excitation picoseconde, les résultats montrent une dépendance du signal de fluorescence en $I^{1,4}$ dans le cas d'une flamme à la stœchiométrie. Les auteurs concluent que l'utilisation de la LIF CO avec une excitation picoseconde et avec une densité énergétique comparable à celle d'un faisceau laser nanoseconde permet d'améliorer significativement le rapport signal sur bruit avec des signaux de fluorescence collectés 5 fois plus intenses et des interférences parasites avec le C_2 atténuées d'un facteur 2,5. Cependant, ces systèmes lasers restent peu répandus et la faible énergie délivrée prohibe l'utilisation en nappe laser.
L'étude expérimentale la plus récente sur la spectroscopie du CO a été réalisée par O. Carrivain [10] (2015) au sein de l'ONERA (Office National d'Etude et de Recherche Aérospatial). Les spectres d'excitation et de fluorescence du CO dans une atmosphère de N_2 sont présentés sur une large gamme de pression (1 - 13,5 bar) et de température (300, 600 et 860K). Des mesures en flamme méthane/air riche (Φ = 1,16) ont également été réalisées afin d'analyser les bandes rotationnelles du spectre d'excitation et ainsi valider le modèle de fluorescence du CO [27]. Cependant les études expérimentales se sont focalisées sur la fluorescence des 3 premières bandes d'Angström (v' = 0, v'' = 0-3). Les résultats présentés diffèrent des travaux précédant en termes de distribution de population sur les différentes transitions vibroniques des bandes d'Angström. Dans les études précédentes, la raie (v' = 0, v'' = 1) est toujours présentée comme la plus intense, excepté dans les travaux de Lange et al. [28] où la raie (0,2) est la plus intense, ce qui semble être confirmé par cette étude. L'auteur a également fourni le profil de la raie d'absorption $B^1\Sigma^+(1) \leftarrow X^1\Sigma^+(0)$ à 230,105 nm afin de mieux la représenter dans sa simulation. A la fin de son manuscrit, l'auteur présente également des mesures 2D de PLIF CO obtenues sur un brûleur McKenna. Cependant, l'énergie obtenue en sortie de laser est trop faible (10 mJ) pour mesurer la répartition spatiale du CO sur la hauteur

du brûleur en une seule manipulation. Les champs présentés sont donc constitués des mesures moyennes obtenus à différentes hauteurs au-dessus du brûleur. De ce fait les champs de distribution du CO présentent de fortes inhomogénéités spatiales d'intensité de fluorescence. De plus, les résultats ne sont présentés que dans le cas de flamme riche (richesse = 1,16 et 2,33), où les concentrations de CO dans les gaz brûlés sont très importantes.

En 2017, Richardson et al. [29] ont étudié la possibilité d'observer des champs de concentration de CO en flamme, à une fréquence de 1 kHz, avec une source laser femtoseconde. La longueur d'onde du laser est centrée à 230,1 nm. La particularité du laser femtoseconde est qu'il délivre des impulsions laser large spectre (FWHM de l'ordre de 1,5 nm). De ce fait, un tir laser va exciter l'ensemble des raies rotationnelles du spectre d'absorption ce qui permet d'obtenir un signal de fluorescence détectable, malgré une faible énergie laser incidente (35 µJ). De plus, l'énergie laser étant très faible, le rendement de fluorescence est plus important car la photoionisation est moins probable. En effet, les auteurs mesurent une dépendance en $I^{1,84}$ du signal de fluorescence. Une démonstration simple d'application sur une flamme type jet méthane/air riche est présentée. La nappe laser utilisée correspond à la taille du faisceau femtoseconde (2mm) et les images obtenues présentent toutefois un rapport signal sur bruit faible.

5.2.3 Application à l'étude de l'interaction flamme/paroi

Une des principales sources d'application de la LIF et PLIF-CO est l'analyse des interactions entre une flamme et une paroi. En effet, cette région est critique pour l'optimisation des rendements de combustion et l'émission de polluants. Du fait du refroidissement des parois, nécessaire à la bonne tenue thermique des matériaux, le rendement de combustion est dégradé par l'existence de forts échanges de chaleur. Ce phénomène est appelée « quenching » de la flamme et est généralement associé à une distance entre la position de la flamme et la paroi (cas d'une flamme impactant la paroi). L'oxydation du carburant n'est alors plus totale et la présence de grandes quantités d'imbrûlés dont le CO est attendue. La détermination des mécanismes liés à la formation du CO et de son oxydation dans ces régions est donc un enjeu important pour la validation des codes de simulation et notamment des modèles de sous maille en simulations numériques. En général, l'étude des interactions flamme/paroi, est réalisée dans des conditions expérimentales simplifiées. Ces configurations reproduisent un phénomène spécifique rencontré sur les systèmes industriels et permettent d'appliquer des mesures laser. Dans les études suivantes, la LIF ou PLIF-CO est obtenue avec une excitation à 230,1 nm et une collection de la fluorescence provenant des bandes d'Angstrom.

Parmi ces études, nous pouvons notamment citer les travaux de l'équipe de Zobnin et al. [30][31] (1999-2000). Dans leurs travaux, l'oxydation du CO est étudiée le long d'une

paroi refroidie ou non, plongée dans un écoulement de gaz brûlés (30 mm au-dessus d'un brûleur à flamme plate de type Mekker). Les mesures sont couplées avec la LIF-OH quantitative et des mesures de vitesse par PDA (« Phase Doppler Anemometer »). La valeur quantitative du radical OH est obtenue par l'analyse de l'absorption du faisceau laser tandis que la concentration de CO est déduite de la connaissance de la température (« Generalized Line Reversal Method ») et d'un étalonnage réalisé dans une cuve remplie de CO et de N_2 mais également dans les produits de combustion d'une flamme (non précisée). La production du CO par photodissociation du CO_2 est également à prendre en compte afin de corriger les valeurs obtenues. En effet, la densité énergétique de l'impulsion laser est importante afin de pouvoir négliger les effets de désexcitation non-radiative (quenching). Les auteurs montrent ainsi que la fluorescence du CO produit par l'excitation laser est du même ordre de grandeur que la fluorescence du CO présent initialement dans la flamme. La précision sur la valeur obtenue est alors de l'ordre de 20%. Les résultats montrent que la diminution de la température et de la vitesse dans la couche limite entraine une augmentation importante du CO. Inversement, une augmentation de la température de la paroi entraine une augmentation de la quantité d'OH et une diminution significative de la quantité d'OH mesurée. Cette étude expérimentale a permis entre autres de valider un modèle cinétique proche paroi également décrit dans cette étude.

Une étude d'une flamme similaire a également été menée par Fuyuto et al. [32] (2010). Dans ce cas, une plaque refroidie est placée dans la flamme plate méthane/air pour deux conditions de débit carburant/air (multiplication par deux). Plusieurs diagnostics laser 2D ont été appliqués. La température des gaz est déterminée par thermométrie LIF-NO, tandis que la température de paroi est obtenue par thermocouple et par thermométrie de particules phosphorescentes déposées sur la surface. La position de la flamme est déterminée par PLIF CH_2O, les gaz brûlés sont sondés par PLIF-OH et le CO par PLIF-CO. Les résultats sont présentés en moyenne. Malgré la connaissance de la température, les champs de concentration d'espèces ne sont que qualitatifs.

L'impact direct d'une flamme méthane/air sur une plaque refroidie a été étudié par Singh et al. [33] (2012) et par Mann et al. [34] (2014) (équipe du Pr. Dreizler, Université de Darmstadt). Des mesures conjointes de PLIF-CO et de DRASC pour mesurer la température ont été réalisées le long de l'axe central à la paroi, afin de les comparer avec les simulations de flamme 1D. La fluorescence issue de la bande d'Angström ($v' = 0$, $v'' = 1$) est enregistrée par une caméra intensifiée équipée d'un filtre basse bande de 10 nm de largeur spectrale afin de réduire les interférences avec le signal de fluorescence du C_2. La quantification de la fraction molaire de CO est réalisée à l'aide d'un étalonnage dans un jet de $CO/N_2/H_2$ jusqu'à 1000 K et dans une flamme plate à 2200 K. La température de la paroi est également obtenue par thermographie

phosphorescente. Les résultats obtenus montrent une bonne concordance avec les simulations 1D.
Dernièrement, une étude expérimentale et numérique de l'interaction flamme/paroi, est présentée au travers de plusieurs articles [35]–[38]. Les auteurs utilisent la PLIF-OH couplée à la PIV ainsi que, dans un deuxième temps réalisent des mesures simultanées de température par DRASC, de concentration en CO par LIF, et visualisent la position de la flamme par PLIF-OH. L'analyse concerne une flamme accrochée méthane/air impactant une paroi refroidie. L'énergie du laser utilisé pour la détection du CO est 3,5 mJ/pulse à 10 Hz. Le signal de fluorescence du CO est collecté par un photomultiplicateur équipé d'un filtre passe-bande centré sur la transition (0,0) à 484 nm. Puisque l'acquisition de la température est simultanée, il est possible de remonter à la fraction molaire de CO avec une faible incertitude de mesure. En revanche, une prise en compte de la réflexion du signal de fluorescence sur la paroi est nécessaire lorsque le faisceau se rapproche de celle-ci. Une fonction de correction géométrique a notamment été déduite à partir d'une étude réalisée sur une flamme de référence méthane/air. La constante de conversion coup caméra/concentration est obtenue à l'aide d'un étalonnage préalable dans un mélange étalonné à 1% de CO dans du N_2.

5.2.4 Application aux chambres de combustion haute-pression

La première application de la PLIF-CO en flamme haute-pression a été réalisée par Richter et al. [39] en 2007. La distribution 2D et instantanée du monoxyde de carbone dans un moteur à allumage commandé (alimenté en iso-octane) a été mesuré pour plusieurs angles vilebrequin. Le niveau $B^1\Sigma^+(v' = 0)$ est excité à l'aide d'un laser OPO délivrant 15 mJ/pulse à 230,1 nm tandis que la fluorescence des bandes d'Angström (v′ = 0, v′′ = 1-5) est collectée avec une caméra intensifiée avec ouverture temporelle de 50 ns, permettant de réduire les signaux parasites de chimiluminescence de la flamme et des réflexions de la nappe laser. Des enregistrements du spectre de fluorescence ont également été réalisés. La fluorescence du C_2 observée est faible et n'impacte pas les mesures. Les mesures ont permis de montrer que les quantités maximales de CO sont dans la zone de flamme, située entre les angles vilebrequin 10 et 15°, après le point mort haut. Ce résultat s'explique car le CO est un produit intermédiaire de combustion présent dans la zone de réaction. En revanche, les auteurs n'ont pas pu réaliser des mesures quantitatives en raison du manque d'informations nécessaires pour modéliser le quenching collisionnel. Les mesures montrent également une forte absorption de la nappe laser par les gaz brûlés à haute-pression.
Kim et al. [40], en 2008, ont également appliqué la PLIF-CO sur un moteur diesel en condition de prémélange partiel afin d'étudier l'effet des paramètres moteur sur la production de CO et des UHC (imbrûlés, « Unburned Hydrocarbon »). Le laser d'excitation est une source Nd :YAG triplée en fréquence couplé à un OPO. Le laser

délivre 15 mJ à 230,1 nm afin d'exciter le niveau $B^1\Sigma^+(0)$ de CO. La collection du signal de fluorescence est réalisée sur une bande spectrale comprise entre 440 et 730 nm. De ce fait, les contributions des PAH (Aromatiques Polycycliques Hydrocarbonés), du CH et du C_2 sur le signal de fluorescence du CO peuvent s'avérer important. Afin de s'affranchir de l'émission du CH et des UHC, les images moyennes de fluorescence sont corrigées par l'image moyenne obtenue séparément, hors résonance du CO, pour les mêmes conditions moteur. Cette étude a permis de montrer que le signal laser est fortement absorbé par les hydrocarbures, que la pression et la température sont des paramètres très influents sur le taux de désexcitation non radiatif ce qui complexifie l'étalonnage du signal de fluorescence. A 5 bar, l'intensité du signal de fluorescence du CO est faible et permet difficilement de localiser les zones de production de CO.
Lange et al. [28] (2013) ont appliqué la PLIF-CO dans une chambre de combustion de type aéronautique à 5 bar, équipée d'un injecteur swirlé. Le brûleur fonctionne avec une flamme méthane/air pour plusieurs richesses. L'excitation du CO est réalisée à 230,1 nm, avec une énergie de 30 mJ/impulison tandis que la détection du signal est réalisée sur un large domaine spectral (bandes d'Angström (0,1-5)). Cette étude propose une quantification du signal de PLIF permettant de remonter à la concentration de CO. Le seuil de détectivité est de l'ordre du millier de ppm en instantané et de 200 ppm sur l'image moyenne, avec des nappes laser hautes de 10 mm. Les résultats permettent de localiser les zones de production et de consommation du CO. On observe également une diminution de la production de CO avec la diminution de la richesse injectée.
La PLIF-CO a été appliquée par Voigt et al. [41] (2017) dans un brûleur haute-pression méthane/air, équipé d'une paroi multiperforée. Des données quantitatives de CO ont été obtenues à 0,5 MPa dans la flamme et au niveau de la paroi. Le CO est excité avec un laser à colorant accordé à la longueur d'onde 230,1 nm, délivrant des impulsions de 20 mJ et permettant d'obtenir une nappe laser de 10 mm de hauteur. La détection du CO a été réalisée entre 470 et 620 nm. L'étalonnage du signal de fluorescence est effectué dans un second temps, avec l'acquisition de la fluorescence du CO sur un brûleur McKenna, dans des conditions optiques similaires. L'erreur de mesure estimée est de 10%. Les mesures moyennes obtenues peuvent également être comparées aux mesures moyennes de PLIF-OH et de PIV obtenues dans des études précédentes. Des concentrations moyennes voisines de 3% ont été mesurées à dans la zone de réaction. Du CO est également transporté par la zone de recirculation externe et au niveau de la paroi muliperforée. En revanche, aucune trace de CO n'est détectée sur l'axe central de l'injecteur ce qui s'explique par des très faibles temps de résidence et des niveaux de température élevée dans cette région.

5.2.5 Résumé de l'étude bibliographique

De cette étude bibliographique, la fluorescence du CO obtenue après excitation des 3 premiers niveaux électroniques singlets a été étudiée et comparée. Même si l'étude de Mosberg et Sick [24] sur la PLIF-CO/OH est une piste de recherche intéressante, elle semble difficilement applicable aux mesures 2D. En effet, le seuil de détectivité obtenu sur le CO, en mesure ponctuelle n'est que de 3% dans une flamme à 2000 K.
Les transitions électroniques les plus étudiées pour la fluorescence du CO sont $B^1\Sigma^+ - X^1\Sigma^+$ et $C^1\Sigma^+ - X^1\Sigma^+$. Le spectre d'excitation à deux photons de la transition $B^1\Sigma^+ - X^1\Sigma^+$ a largement été étudié et les différentes mesures s'accordent sur la fréquence laser ainsi que sur les évolutions des signaux de fluorescence en fonction des conditions de pression et température. En revanche, de nombreuses incertitudes demeurent notamment celles concernant les spectres de fluorescence observés dans les bandes d'Angström, et du 3éme positif, en termes de peuplement des différents niveaux vibrationnels. De plus, d'une étude à l'autre, les compositions chimiques des milieux analysés sont différentes, ainsi que les systèmes laser et les énergies utilisées. Les rendements de fluorescence, les taux de photoionisation et de photodissociation sont ainsi très variables. Concernant ce dernier effet, les densités énergétiques importantes nécessaires à l'excitation du CO au sein du volume de mesure sembleraient indiquer que de nouvelles espèces chimiques fluorescentes soient créées (notamment du C_2) ce qui expliquerait les raies additionnelles observées sur les spectres de fluorescence.
Les études de Linow et al. [20], Stocker [23] et Rosell et al. [25] démontrent aussi la possibilité d'utiliser l'état électronique $C^1\Sigma^+$, atteignable avec une excitation à deux photons à 217 nm. La fluorescence issue de ce niveau électronique, via les bandes de Herzberg et des 3A ont également été observées et présentent un plus faible recouvrement avec les bandes de Swan. La démonstration de son application sur des flammes montre qu'il est possible d'utiliser cette transition pour détecter le CO. Cependant aucun exemple d'application de type industrielle sur des flammes n'est disponible dans la littérature. Dans des conditions de haute-pression, cette transition semble plus sensible au quenching avec le N_2 (espèce majoritaire dans les écoulements en combustion) que les bandes d'Angström.
Concernant les applications sur des flammes semi-industrielles, la technique LIF et PLIF sur CO est encore peu répandue et les rares images de fluorescence obtenues sont souvent difficiles à analyser. Néanmoins, l'étude récente de Voight et al. [41] démontre la possibilité d'obtenir des grandeurs quantitatives de fraction molaire de CO dans un système aéronautique haute-pression fonctionnant au méthane/air. Ces champs de concentration, analysés en parallèle des autres grandeurs physiques permettent une analyse détaillée des interactions entre l'aérodynamique, la structure de la flamme et les effets de parois sur la production de CO.

Le développement de la PLIF-CO reste donc un enjeu majeur, tant sur la méthodologie de mesure que sur l'étalonnage et l'interprétation des résultats. L'étude présentée dans ce chapitre est focalisée uniquement sur un développement de la (P)LIF-CO avec une excitation à 2 photons à la longueur d'onde de 230,1 nm. A la vue des études décrites précédemment, celle-ci apparait prometteuse en termes d'intensité de signal de fluorescence collecté dans un environnement de chambre de combustion aéronautique haute-pression.

5.3 Dispositif de mesure

Afin de caractériser la spectroscopie de CO, plusieurs dispositifs expérimentaux ont été utilisés. Durant cette étude, un seul laser à colorant a été utilisé afin de sonder le CO dans les différents systèmes à analyser. Ces systèmes sont une cuve spectroscopique et un brûleur McKenna. Leurs caractéristiques techniques ainsi que leurs plages de fonctionnement on été détaillées dans le chapitre 2. Une vue d'ensemble de l'installation permettant une étude de la spectroscopie de CO dans différents milieux est présentée sur la figure 5.3.

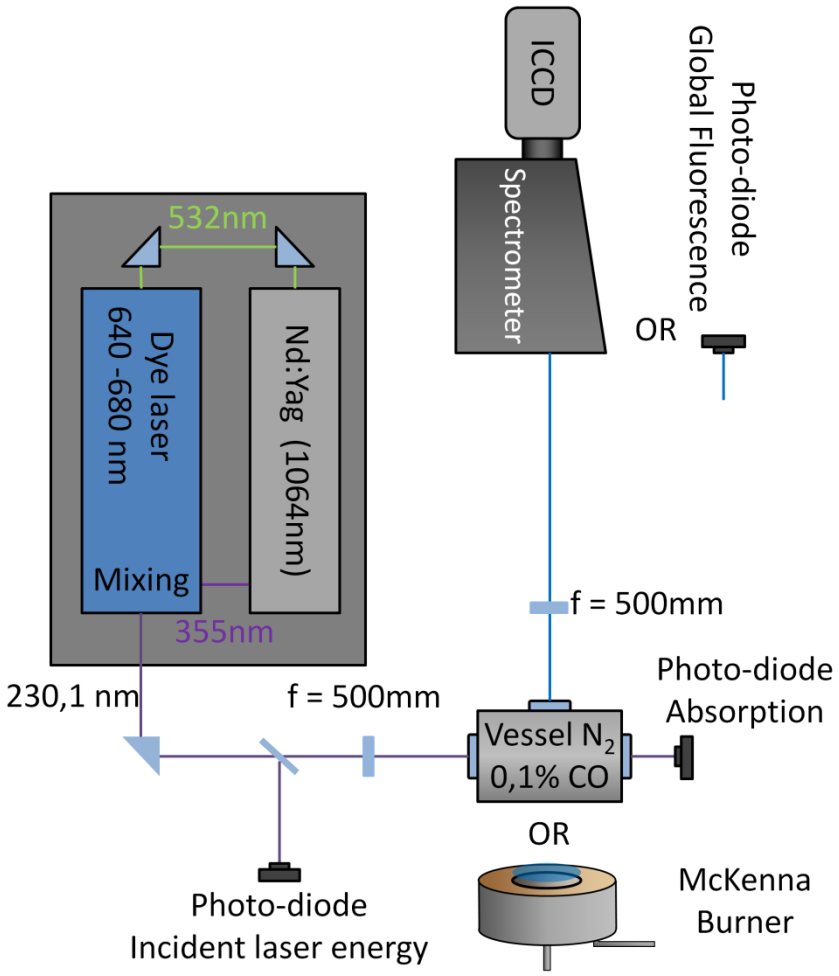


figure 5.3 : Vue d'ensemble des dispositifs expérimentaux utilisés pour l'étude de la spectroscopie de la molécule CO.

5.3.1 Excitation de la molécule CO

Le laser de pompe (Nd : Yag Quanta Ray, Spectra Physics), délivrant 500 mJ à 532 nm et 500 mJ à 355 nm, permet de pomper le laser à colorant Precission Scan, Sirah. Le colorant utilisé est composé d'un mélange de DCM ($C_{19}H_{17}N_3O$) dilué dans du DMSO (Diméthylsulfoxyde) dans des proportions différentes selon les étages du laser (oscillateur et amplificateurs). La fluorescence de ce mélange permet de créer un faisceau laser à une longueur d'onde comprise entre 640 et 680 nm (orange/rouge). Le premier étage du laser à colorant consiste en une cavité oscillatrice regroupant une cuve et un réseau de diffraction permettant de sélectionner la longueur d'onde à amplifier. L'énergie maximale observée en sortie de cuve osculatrice est située autour de 660 nm. Ce faisceau laser est ensuite amplifié au travers de deux étages de cuves à colorant. En sortie de cuve d'amplification, le faisceau laser accordé sur une longueur d'onde voisine de 662 nm, est mixé avec le faisceau à 355 nm issu du laser de pompe, avec un cristal BBO (Bêta-borate de baryum). Les fréquences résiduelles (1064, 532 et 355) sont séparées du faisceau à 230 nm avec un couple de prismes de Pellin-Broca. La largeur spectrale de l'impulsion laser est égale à 0,08 cm^{-1}. L'énergie maximale obtenue en sortie de laser à colorant est égale à 25 mJ. Pour les mesures ponctuelles, l'énergie est abaissée autour de 3,5 mJ afin de limiter le taux d'ionisation/dissociation dans le volume de mesure.

5.3.2 Collection du signal de fluorescence intégré

La collection du signal de fluorescence pour la mesure des spectres d'excitation est réalisée avec un photomultiplicateur (HAMAMATSU Model C9525), muni d'un filtre WG-280 afin de rejeter les signaux incidents parasites créés dans la cuve par diffusion Rayleigh et réflexions sur les hublots. Ce photomultiplicateur est placé dans l'alignement de la fente du spectromètre de façon à ce que le montage optique soit identique dans le cadre des mesures de fluorescence intégrée et analyse spectrale. Les signaux de fluorescence présentés par la suite sont normalisés avec le carré de l'intensité laser incidente. Le faisceau incident est prélevé par une lame transparente (~4% de réflexion) et son intensité est mesurée avec un photomultiplicateur (identique à celui utilisé pour la mesure du signal de fluorescence). Les gains utilisés sont maintenus constants durant les expériences.

5.3.3 Rendement optique de la chaine d'acquisition

Le spectromètre de la marque IsoPlane SCT-320 Roper Scientifique est équipé de trois réseaux de diffractions. Seul le réseau à 300 points est utilisé. La caméra utilisée pour collecter le signal de mesure dispersé est une emCCD ProEM 1600², Roper Scientifique. Deux positionnements du réseau ont été nécessaires pour enregistrer le spectre de fluorescence du CO. Une première série de mesures a été réalisée avec un centrage à 420 nm dans le but d'acquérir une partie des bandes du 3ème système positif tandis

que le second centrage à 520 nm permet d'étudier les bandes d'Angström. Une largeur d'ouverture de la fente du spectromètre, égale à 200 µm, a été utilisée.
Afin d'étalonner le spectromètre en longueur d'onde, le module IntelliCal (Princeton Instrument) équipé d'une lampe Hg/Ne a été utilisé. Concernant l'étalonnage en termes d'intensité du système de collection (lentille, filtre spectromètre) deux lampes d'étalonnage ont été utilisées et placées au niveau du volume de mesure. Pour le domaine spectral situé dans l'UV, une lampe deutérium a été utilisée. Pour le domaine de longueur d'onde visible du spectre, l'étalonnage a été réalisé avec le module à LED Intellical. Les courbes expérimentales obtenues sont comparées aux courbes théoriques sur la figure 5.4. Un coefficient de correction pour chaque longueur d'onde est ainsi obtenu.

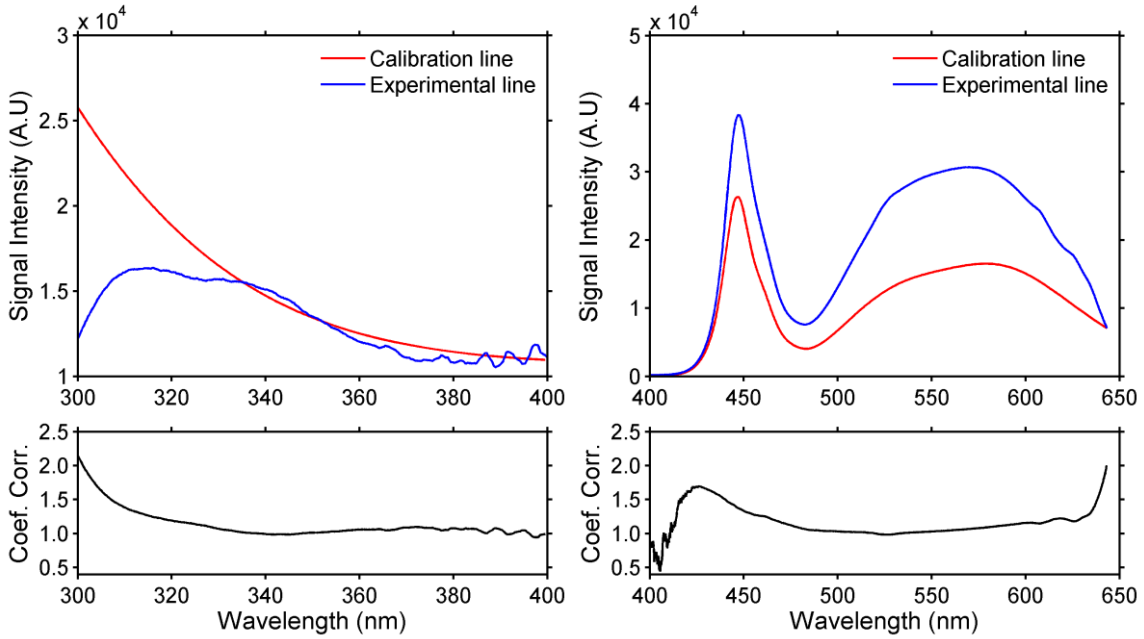


figure 5.4 : Courbe d'étalonnage en intensité du spectromètre (gauche) dans l'UV à partir de la lampe deutérium, (droite) dans le visible à l'aide du module IntelliCal. Courbes rouges : signaux théoriques, courbes bleues : signaux expérimentaux.

A partir de ces résultats, une courbe de correction a été obtenue pour les deux domaines d'étude. Les courbes de correction obtenues pour les deux centrages en longueur d'onde du réseau sont présentées sur la figure 5.5. Ces courbes ont été adimensionnalisées par la valeur du coefficient de correction à la longueur d'onde de centrage du réseau (à 420 nm et 520 nm).

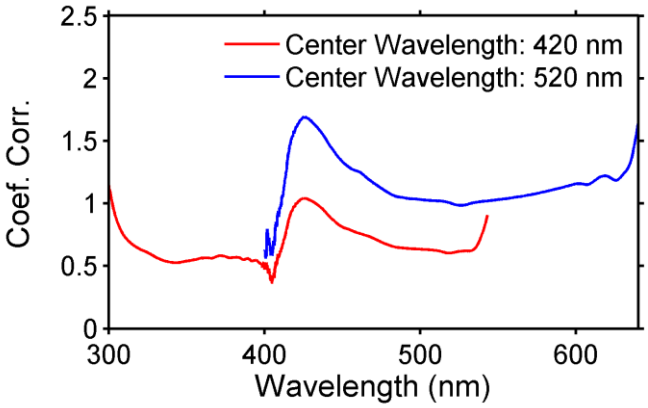


figure 5.5 : Coefficients de correction en intensité des spectres de fluorescence pour les deux conditions de centrage en longueur d'onde.

5.3.4 Fluctuation de l'énergie laser et normalisation du signal de fluorescence

La disparité d'énergie tir-à-tir, a été mesurée sur 1000 tirs lasers pour différentes énergies en sortie de laser. Un écart-type de 12 % pour une énergie laser moyenne de 6 mJ a été observé. Pour des énergies inférieures à 2 mJ, ces fluctuations peuvent atteindre jusqu'à 25 % de la valeur moyenne. Afin de prendre en compte ces fluctuations importantes, une photodiode mesure l'énergie laser incidente prélevée par une lame transparente dans l'UV à chaque tir laser.

Dans le cas d'une excitation à deux photons, l'intensité de la fluorescence collectée est théoriquement proportionnelle au carrée de l'intensité laser incidente. Cependant, comme nous l'avons déjà évoqué précédemment, du fait des densités énergétiques importantes dans le milieu sondé, la molécule de CO est susceptible de s'ioniser en CO^+ ou se dissocier en atomes de C et O par l'absorption d'un troisième photon. Le rendement de fluorescence est alors dégradé (cf. section 5.3.6).

Afin de connaitre l'évolution réelle du signal de fluorescence avec l'énergie incidente, il est nécessaire de tracer la courbe d'évolution du signal de fluorescence collecté en fonction de l'intensité laser incidente mesurée dans le volume de mesure. Les résultats obtenus montrent que le signal de fluorescence mesuré est proportionnel à l'énergie laser incidente à la puissance 1,54 (figure 5.6) avec un coefficient de régression linéaire de 0,989. Ce résultat est en accord avec les valeurs indiquées dans la littérature.

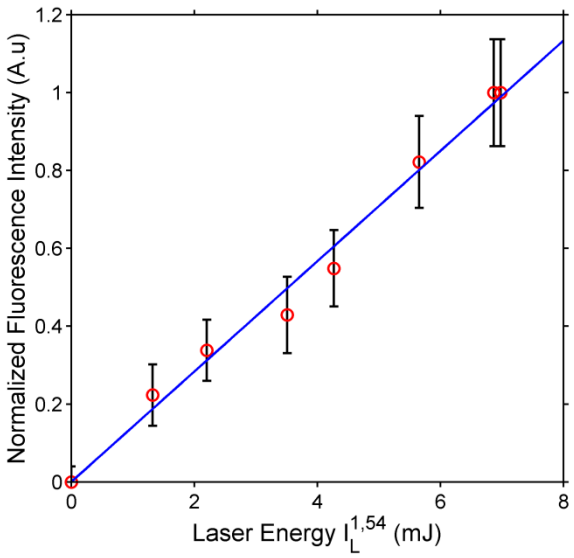


figure 5.6 : Evolution du signal de fluorescence du CO en fonction de l'intensité laser mesurée. Conditions expérimentales : 0,1 MPa, 300 K, 927 ppm de CO dans du N_2, λ_{Laser} = 230,105 nm. Les barres d'erreurs correspondent à l'écart-type des fluctuations d'énergie laser (1000 tirs laser pour chaque point de mesure).

5.3.5 Rendement de collection du montage optique et du spectromètre

5.3.6 Incertitudes et précision de mesure

Dans le cas d'une excitation à deux photons, le signal de fluorescence, issue d'une transition vibronique 1(v') → 2(v''), collecté par un détecteur s'exprime comme [42]:

$$S_{fluo} = \eta_D . \frac{\Omega}{4\pi} . V . N_1^0 . \sigma_{2\nu} . \phi . \left(\frac{I_L}{h\nu_L}\right)^2 , \phi = \frac{A_{21}}{A_{21}+Q_{21}+P+\sigma_i I_L/h\nu_L} \quad (5.1)$$

où η_D représente l'efficacité du signal de détection, Ω l'angle solide de détection du détecteur (sr), V le volume de mesure observé (cm³), N_1^0 la concentration de la molécule sondée (Nombre de molécule.cm^{-3}), $\sigma_{2\nu}$ la section efficace d'absorption à deux photons (cm⁴.s), I_L l'intensité laser (W/cm^{-2}), h la constante de Planck, ν_L la fréquence du laser (s^{-1}).

Le terme ϕ modélise quant à lui le rendement de fluorescence et se calcule à partir du coefficient d'Einstein d'émission entre les deux niveaux vibroniques étudiés A_{21} (s^{-1}), du taux de quenching Q_{21} (s^{-1}), P le taux de prédissociation (s^{-1}), σ_i la section efficace d'ionisation (cm²).

Pour un gaz parfait :

$$N_1^0(T) = N^0(T) . x_{molecule\ sondée} = n_0 . \frac{T_0}{T} . \frac{P}{P_0} . x_{molecule\ sondée} \quad (5.2)$$

En considérant le montage expérimental fixe (laser, trajet optique, système de collection,…), il vient :

$$\frac{S_{fluo}}{I_L^2} \propto N_1^0 \propto x.\frac{P}{T} \tag{5.3}$$

De manière générale, si la quantité q dépend de i variables indépendantes x_i, mesurées avec une incertitude Δx_i, l'incertitude sur la quantité q s'exprime comme :

$$\frac{\Delta q}{q} = \sqrt{\sum_i \left(\frac{\partial q}{\partial x_i}\frac{\Delta x_i}{x_i}\right)^2} \tag{5.4}$$

Cette expression n'est valable que pour de petites erreurs relatives $\Delta x_i < x_i$.
Comme les variables de l'équation (5.3) sont indépendantes, on obtient :

$$\frac{\Delta\left(S_{fluo}\backslash I_L^2\right)}{\left(S_{fluo}\backslash I_L^2\right)} = \sqrt{\left(\frac{\Delta P}{P}\right)^2 + \left(\frac{\Delta T}{T}\right)^2 + \left(\frac{\Delta X_{CO}}{X_{CO}}\right)^2} \tag{5.5}$$

Les incertitudes obtenues pour les différents points de mesures des spectres d'excitation et de fluorescence sont présentés en annexe. L'incertitude maximale observée lors de l'acquisition des spectres d'excitation est de 3,3 % pour une pression de 1 bar et une température de 500 K. Dans le cas de l'acquisition des spectres de fluorescence, l'incertitude maximale calculée est de 2,5% en condition atmosphérique.

5.4 Spectres d'excitation

Dans cette section, nous présentons les spectres d'excitation de CO obtenus pour une plage de pression allant de 0,1 à 1,0 MPa et pour trois températures : 300, 500 et 700 K. La fluorescence provenant de la cuve remplie du mélange CO/ est collecté par le PM. L'utilisation d'un filtre WG-280 permet de rejeter entièrement le signal incident du laser à 230,1 nm ainsi que le signal Rayleigh de 2éme ordre à 460 nm. La fluorescence collectée est comprise entre 280 (WG-280) et 800 nm.
Le balayage en longueur d'onde effectué sur le domaine d'étude est compris entre 229,9850 et 230,0846 nm (affichage laser). La résolution du balayage spectrale laser $\Delta\lambda$ utilisée est de 0,4 pm. Pour chaque longueur d'onde, la fluorescence est collectée sur 10 tirs lasers puis moyennée. Pour chaque condition d'essai (pression, température et longueur d'onde d'excitation), une mesure identique est réalisée dans la cuve remplie en N_2, afin de soustraire aux spectres précédemment collectés, le bruit de fond de la cuve (réflexions, rayonnement du corps noir,…).

La longueur d'onde d'excitation affichée par le laser souffre d'un décalage fixe lié au moteur pas à pas gérant le réseau de diffraction de la cuve oscillatrice (permettant le balayage en longueur d'onde). Afin de corriger ce décalage, le spectre expérimental d'excitation mesuré à T= 300K, P = 0,1 MPa est comparé au spectre théorique d'absorption obtenu par P. Gautier [11] sur la figure 5.7.
Le décalage entre le pic d'absorption théorique à 0,1 MPa et 300 K, observé est de 67,2 pm avec un maximum observé à 230,105 nm pour le spectre théorique. Les longueurs d'ondes des spectres d'excitation présentés par la suite sont corrigées par les valeurs théoriques. Il en résulte que la plage de mesure théorique étudiée s'étend de 230,0522 nm à 230,1518 nm. On remarque également un élargissement du spectre d'excitation par rapport au spectre théorique d'absorption.
Les spectres présentés sur la figure 5.8 sont également corrigés par la densité moléculaire en CO et adimensionné par la valeur du pic de fluorescence à 300 K, 0,1 MPa. En effet, en augmentant la pression, le nombre de molécules par unité de volume va également augmenter ainsi que le nombre de photons émis par ces molécules. Afin de pouvoir comparer uniquement l'effet de la pression et de la température, le signal de fluorescence est rapporté à un signal de fluorescence avec un nombre de molécules de CO constant dans le volume de mesure. Pour cela, le signal de fluorescence mesuré est divisé par la densité moléculaire de CO dans la cuve, calculé avec la relation (5.2). Les résultats présentés par la suite sont adimensionnés par la valeur de la fluorescence intégrée obtenue à 0,1 MPa, 300 K.
Les spectres présentés montrent que le rendement de fluorescence décroit avec la pression. La plus grande probabilité que le CO se désexcite par collision s'explique par une augmentation de la densité moléculaire totale avec la pression (quenching collisionnel). On observe également que le pic de fluorescence s'élargit et se décale vers des longueurs d'ondes plus élevées lorsque la pression augmente.

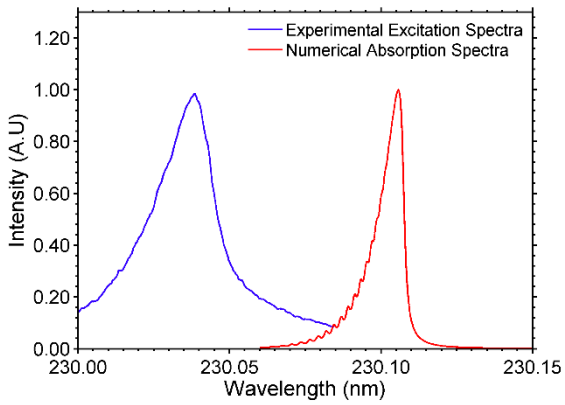


figure 5.7 : Comparaison entre le spectre d'excitation de la molécule CO expérimental (courbe bleue) et le spectre d'absorption simulé (courbe rouge, P. Gautier [11]*) dans 99,9% de* N_2

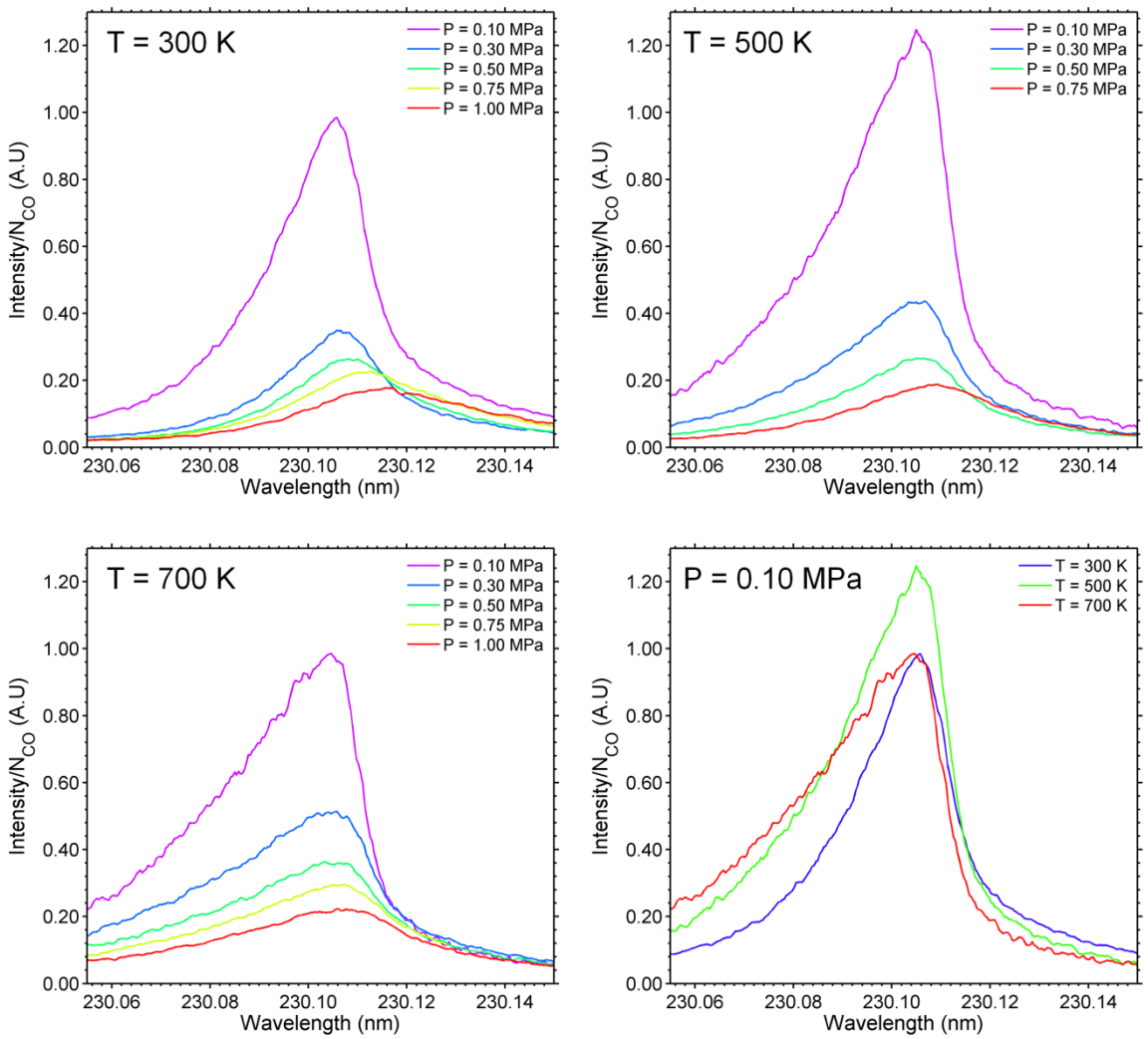


figure 5.8 : Evolution du spectre d'excitation en fonction de la pression à (a) 300 K, (b) 500 K, (c) 700 K. (d) Evolution du spectre d'excitation en fonction de la température à P = 0,1 MPa. 927 ppm de CO dans la cuve remplie de N_2.

Ces observations sont tout à fait en accord avec les résultats disponibles dans la littérature. En revanche, il est difficile de conclure quant à l'effet de la température sur le domaine étudié. En effet, on observe une augmentation du signal de fluorescence (corrigé par la densité moléculaire) entre 300 et 500 K puis une diminution entre 500 et 700 K pour retrouver une intensité quasi-identique à celle à 300 K. Ce comportement n'est pas retrouver à des pressions plus élevées (cf. figure 5.9). Un léger décalage vers des longueurs d'onde plus courtes est également observable comme cela est observé dans la littérature [10].

La figure 5.9 résume l'évolution des maxima de fluorescence (toujours corrigés par la densité moléculaire) pour les différentes conditions expérimentales. Les résultats obtenus permettent de conclure que le paramètre le plus influant sur le rendement de fluorescence est la pression. Les écarts des maxima des spectres d'excitation à 300 et 700 K, restent globalement constants avec l'élévation de la pression.

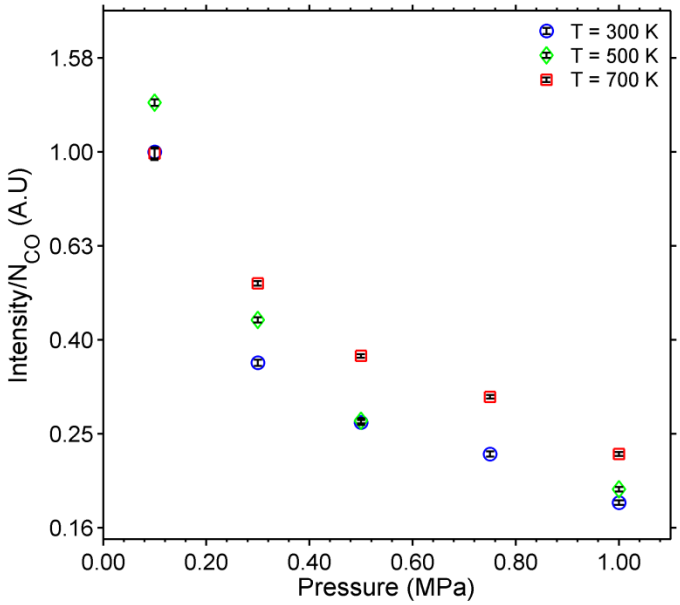


figure 5.9 : Evolution des maxima de fluorescence, corrigés par la densité moléculaire en CO en fonction de la pression et de la température.

Pour la suite de cette étude, la longueur d'onde d'excitation laser a été maintenue fixe, à la valeur du maximum du spectre de fluorescence en condition atmosphérique, soit 230,105 nm.

5.5 Spectre de Fluorescence

Les spectres de fluorescence, résultants d'une excitation à deux photons à 230,05 nm, ont été obtenus pour une gamme étendue de pression et température avec une faible incertitude de mesure (cf. annexe) et une résolution spectrale de 1 nm. Comme lors de l'étude du spectre d'excitation, le spectromètre utilisé est muni du filtre passe-haut WG-280. Les spectres présentés sont obtenus à partir de la moyenne des spectres mesurés sur 100 tirs laser.

5.5.1 Structure du spectre de fluorescence

Les spectres de fluorescence présentés sur la figure 5.10 ont été obtenus dans la cuve remplie d'un mélange CO à 927 ppm dans du N_2, à pression atmosphérique et température ambiante. L'énergie du faisceau laser centré à 230,105 nm, mesurée à l'entrée de la cuve spectroscopique est de 3,4 mJ.
Sur cette figure, il est aisé d'identifier des bandes issues de la fluorescence du CO entre les niveaux $B^1\Sigma^+(v' = 0) \rightarrow A^1\Pi^+(v'' = 0-4)$ à 451 nm (0,0), à 483 nm (0,1), à 520 nm (0,2), à 561 nm (0,3), à 608 nm (0,4). Cependant, il est frappant d'observer que les bandes de fluorescence du CO ne sont pas seules et un certain nombre de raies de fluorescence additionnelles de forte intensité sont également visibles.
C'est notamment le cas sur le spectre centré à 420 nm (figure 5.10, gauche). Des bandes additionnelles de fluorescence élargies et des structures plus complexes sont présentes

autour de 336, 357, 385, 415, 435, 467, 512, 549 et 590 nm également observées par U. Stocker [23] (cf section suivante). Ces raies ne peuvent pas être issues de la fluorescence du CO, dont les bandes sont déjà répertoriées.

Une des justifications expliquant la présence de ces raies additionnelles est que le CO subit un processus de photodissociation. Comme expliqué précédemment, cette molécule peut absorber plusieurs photons. Dans le cas des molécules diatomiques, si l'apport d'énergie est trop important (absorption d'un troisième photon), elle peut se dissocier en deux atomes distincts (C et O). Du fait de la très forte densité énergétique liée à la focalisation du faisceau laser, nécessaire au processus d'excitation à deux photons, les autres molécules présentes dans le volume de mesure (comme le N_2 dans notre cas) peuvent également être photodissociées. Ces atomes ainsi produits, peuvent se recombiner avec d'autres espèces du milieu et créer des nouvelles molécules peuplées directement à des niveaux électroniques élevés ou être excitées par collision avec des espèces environnantes. En retournant à leur état fondamental, ces molécules nouvellement formées peuvent également émettre des signaux de fluorescence.

Les bandes centrées à 435, 467, 512, 549 et 590 nm correspondent aux bandes de Swan émises par le C_2, dont le spectre de fluorescence est décrit dans de nombreuses études traitant de la fluorescence du CO [23], [25]. Les bandes de Swan sont émises lors de la redescente entre les états électroniques $d^3\Pi_g \rightarrow a^3\Pi_u$, pour différentes transition vibrationnelles [43]. Dans le cas présenté sur la figure 5.10, droite, il est possible d'observer l'ensemble des structures correspondantes aux transitions $\Delta\nu = \pm 2, \pm 1$ et 0.

Concernant les bandes de très fortes intensitées observées dans l'UV proche (357, 385 et 415 nm), il est montré, par analogie avec l'étude de l'émission naturelle des flammes réalisée par Mavrodineanu et al. [44], que ces raies correspondent à la fluorescence du radical CN et plus précisément aux transitions vibroniques $\Delta\nu = \pm 1, 0$ entre les états électroniques $B^2\Sigma^+ \rightarrow X^2\Sigma^+$. Dans leur étude, Mavrodineanu et al. [44] attribuent également une raie observée à 336 nm à la molécule de NH. Dans notre cas et dans l'étude de R. Stocker [45], une raie est également observée à cette longueur d'onde. Cependant en l'absence d'atomes d'hydrogènes injecté dans le milieu observé, il est impossible de justifier l'obtention de cette molécule et donc conclure sur l'origine de cette raie de fluorescence.

La présence de ces raies additionnelles démontre donc la sensibilité du CO à la photodissociation et à la recombinaison en C_2 et CN suite à une excitation à 2 photons.

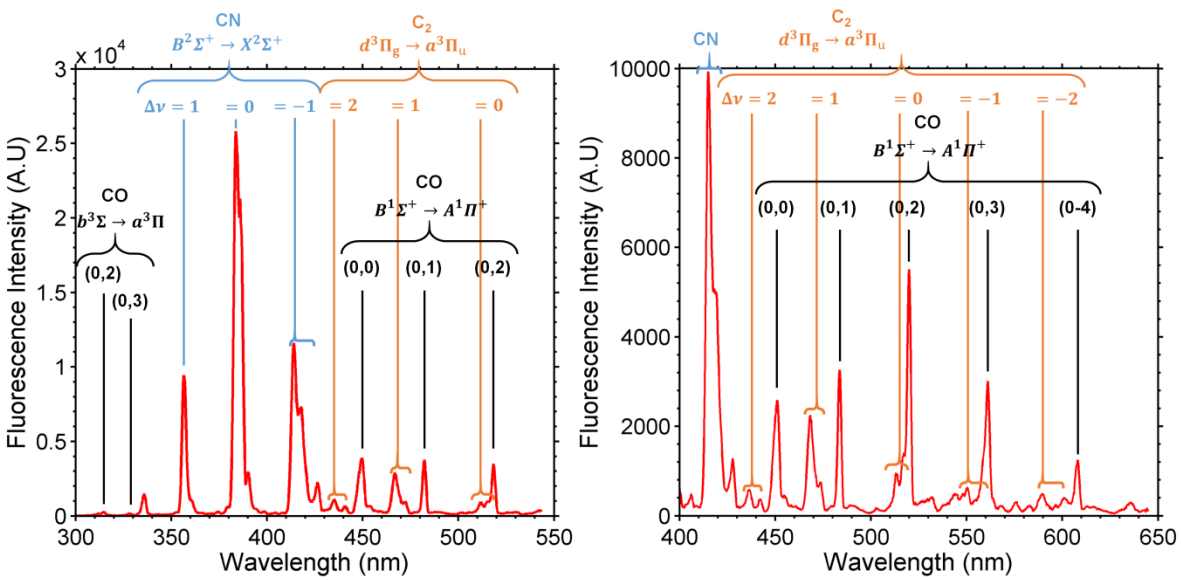


figure 5.10 : Spectres de fluorescence (Gauche) centré à 420 nm, (Droite) centré à 520 nm, du CO à 927 ppm dans du N_2, 300 K, P = 0,11 MPa. E_{laser} = 3,4 mJ.

Des bandes de fluorescence (de très faible intensité) du troisième système positif $b^3\Sigma(0) \rightarrow a^3\Pi$ sont également observées à 313 et 330 nm, correspondent aux transitions (0,2) et (0,3). En revanche, aucune bande issue des transitions vibrationnelles plus élevées n'est visible. Ce résultat était attendu suite aux mesures présentées par Rosell et al. [25]. En effet, les auteurs montrent que le signal de fluorescence issu de ce système décroit fortement lorsque CO est en présence de N_2. La fluorescence des bandes du troisième système positif est négligeable devant la fluorescence issue des bandes d'Angstrom. Il est d'ores et déjà possible de conclure que cette stratégie de collection n'est pas adaptée pour détecter le CO dans les flammes dont le comburant est l'air.

5.5.2 Influence du renouvellement en gaz frais

Le spectre obtenu dans la cuve en condition atmosphérique a été comparé avec un spectre de fluorescence mesuré au centre d'un jet libre de CO/N_2, avec 927 ppm de CO, à 0,1 MPa afin d'évaluer l'influence du confinement et du faible taux de renouvellement du mélange de gaz dans la cuve sur le spectre de fluorescence. Une expérience similaire a été réalisée dans un jet de CO/N_2, avec 250 ppm CO, à 0,1 MPa. R. Stocker [23]. Le spectre expérimental est disponible dans la référence [45]. L'énergie du laser disponible était alors de 4,1 mJ à une longueur d'onde de 230,105 nm. La comparaison de ces différentes expériences est présentée sur la figure 5.11.

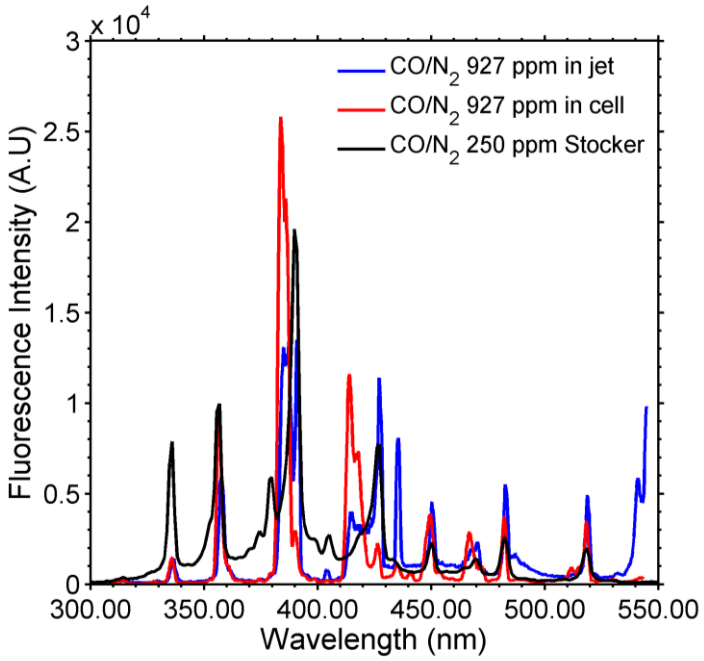


figure 5.11 : Comparaison des spectres de fluorescence obtenus dans la cuve (courbe rouge) et dans le jet (courbe bleue). Comparaison avec la littérature [45] *(U. Stocker, courbe noire).*

Les trois spectres présentés montrent des raies de fluorescence centrées aux mêmes longueurs d'onde. En revanche, l'intensité des pics à l'intérieur de différentes bandes de fluorescence du CN et du C_2 varie selon le système étudié. Ces observations sont particulièrement visibles sur les raies du CN à 385 et 415 nm, où on observe une inversion de population entre les différentes raies vibrationnelles.
Dans le cas de la bande de fluorescence du CN autour de 385 nm, on observe que la tête de bande correspondant à la transition vibrationnelle (3,3) à 385 nm est plus intense en cuve tandis que la raie correspondant à la transition (0,0) à 388 nm est plus prononcée en jet. Ce constat est identique pour la bande du CN à 415 nm avec les transitions (5,6) intenses en cuve et (0,1) dans le jet et pour le C_2 avec la bande centrée à 467 nm.
Le taux de renouvellement du mélange CO/N_2 est donc un paramètre important en termes de distribution de la population sur les différentes bandes vibrationnelles et rotationnelles des espèces formées (C_2 et CN) suite à la dissociation du CO.

5.5.3 Effet de l'énergie laser

L'influence de l'énergie laser injectée dans le volume de mesure a également été étudiée afin d'évaluer l'influence de ce paramètre sur le processus de photo-dissociation. Les résultats obtenus, présentés par la figure 5.12 montrent que quelque-soit l'énergie laser utilisé, le processus de photodissociation et de recombinaison en C_2 et CN existe, même pour de très faibles valeurs.

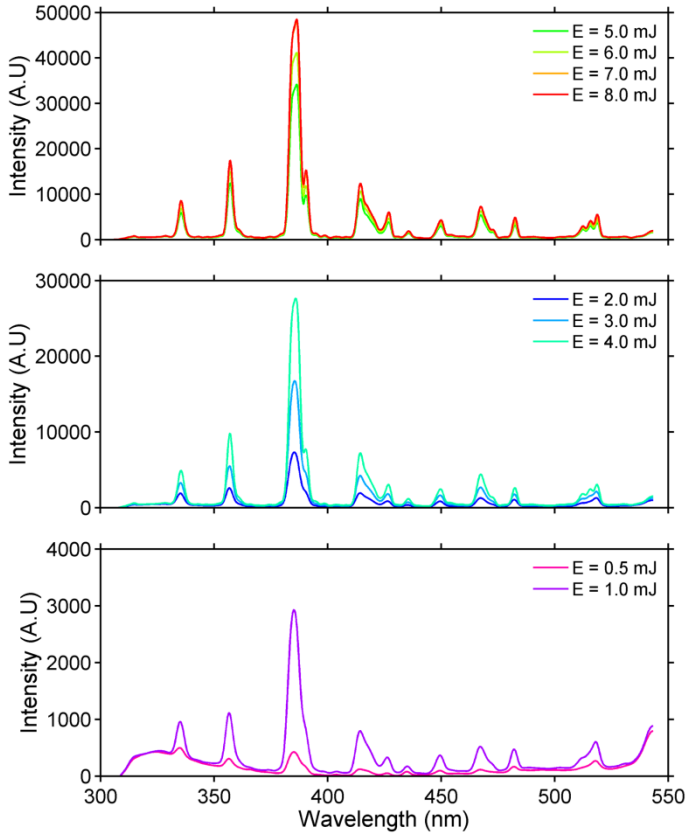


figure 5.12 : Influence de l'énergie laser dans le volume de mesure sur les spectres de fluorescence du CO/N_2, 300 K, P = 0,11 MPa.

O. Carrivain a également constaté cet effet [10]. Pour supprimer définitivement les signaux parasites issus de la photodissociation du C_2, les mesures devaient être réalisées dans un mélange de CO dilué dans de l'hélium. Le fort taux de photodissociation de la molécule CO s'explique par la forte densité énergétique dans le volume de collection du signal, nécessaire au processus d'excitation à 2 photons.

5.5.4 Effet de la pression et température sur le spectre de fluorescence

Les spectres de fluorescence du mélange CO/N_2 ont été mesurés en cuve pour différentes conditions de pression et température. Les résultats présentés sur la figure 5.13, haut, se focalisent sur l'évolution du spectre de fluorescence provenant des bandes d'Angström (400 et 650 nm), jusqu'à 1,5 MPa, pour les températures 300, 500 et 700 K. Afin de visualiser la structure du spectre de fluorescence à haute-pression, les spectres n'ont pas été corrigés par la densité moléculaire en CO (proportionnalité avec la pression).

Malgré l'absence de cette correction, on remarque une nette diminution du signal de fluorescence avec une augmentation de la pression. En revanche, à la vue de ces spectres, il est difficile de conclure sur l'impact de l'élévation de la température. On remarque néanmoins une répartition plus homogène de l'intensité de fluorescence sur les 4 premières bandes d'Angstrom avec une augmentation de la température. Ce

constat s'explique par une évolution de la répartition de population sur les différents niveaux vibrationnels, liée à la fraction de Boltzmann. À haute-pression, on observe tout de même une augmentation du signal de fluorescence avec une élévation de la température. Cette étude permet également de confirmer les fortes interférences entre la bande d'Angström (0,2) et la bande vibrationnelle $\Delta v = 0$ du C_2, quelle que soit la plage de pression/température étudiée. En revanche, on observe une nette diminution de la production de C_2 et de CN avec l'élévation de la température et de la pression de la cuve.

Afin de pouvoir comparer quantitativement l'évolution du spectre de fluorescence de CO et notamment l'influence de la pression et de la température, il est nécessaire de corriger le signal de fluorescence collecté par la densité moléculaire de CO par unité de volume. La densité moléculaire est simplement déduite de la loi des gaz parfaits et en considérant une concentration de 927 ppm de CO. L'évolution du signal de fluorescence intégré, à densité moléculaire de CO constante, pour chaque transition vibronique est représenté sur la figure 5.13, bas. Les résultats montrent une diminution de la fluorescence avec l'augmentation de la pression, pour chaque transition et température étudiée. Cependant, on remarque que la décroissance du signal de fluorescence avec la pression s'atténue lorsque la température augmente dans la cuve. On observe même, au-delà de 0,5 MPa, une augmentation du signal de fluorescence avec une élévation de la température pour l'ensemble des raies de fluorescence.

Concernant l'intensité de la fluorescence issue des différentes raies vibrationnelles, on remarque qu'à 300 K, la raie la plus intense est la (0,2), suivie par la (0,3) et la (0,1). En augmentant la température, on voit que la raie la plus intense est la (0,0) suivie par la (0,1). Globalement, on observe un rapprochement de l'intensité de fluorescence issue de chaque bande vibrationnelle avec une augmentation de la température et de la pression. Ce changement de distribution s'explique par une redistribution différente de population du CO sur les niveaux vibrationnels différents. Dans un environnement en combustion haute pression/haute température, la collection du signal de fluorescence issue de ces deux transitions vibroniques (0,0) et (0,1), semble adéquate, (à condition que ce résultats soit confirmer en présence d'H_2O et de CO_2) et permet de s'affranchir du signal parasite issue de la fluorescence du C_2 et du CN.

Ce résultat va dans le sens des stratégies de collection utilisées dans les études présentées précédemment, utilisant la LIF-CO pour l'analyse des interactions flamme/parois.

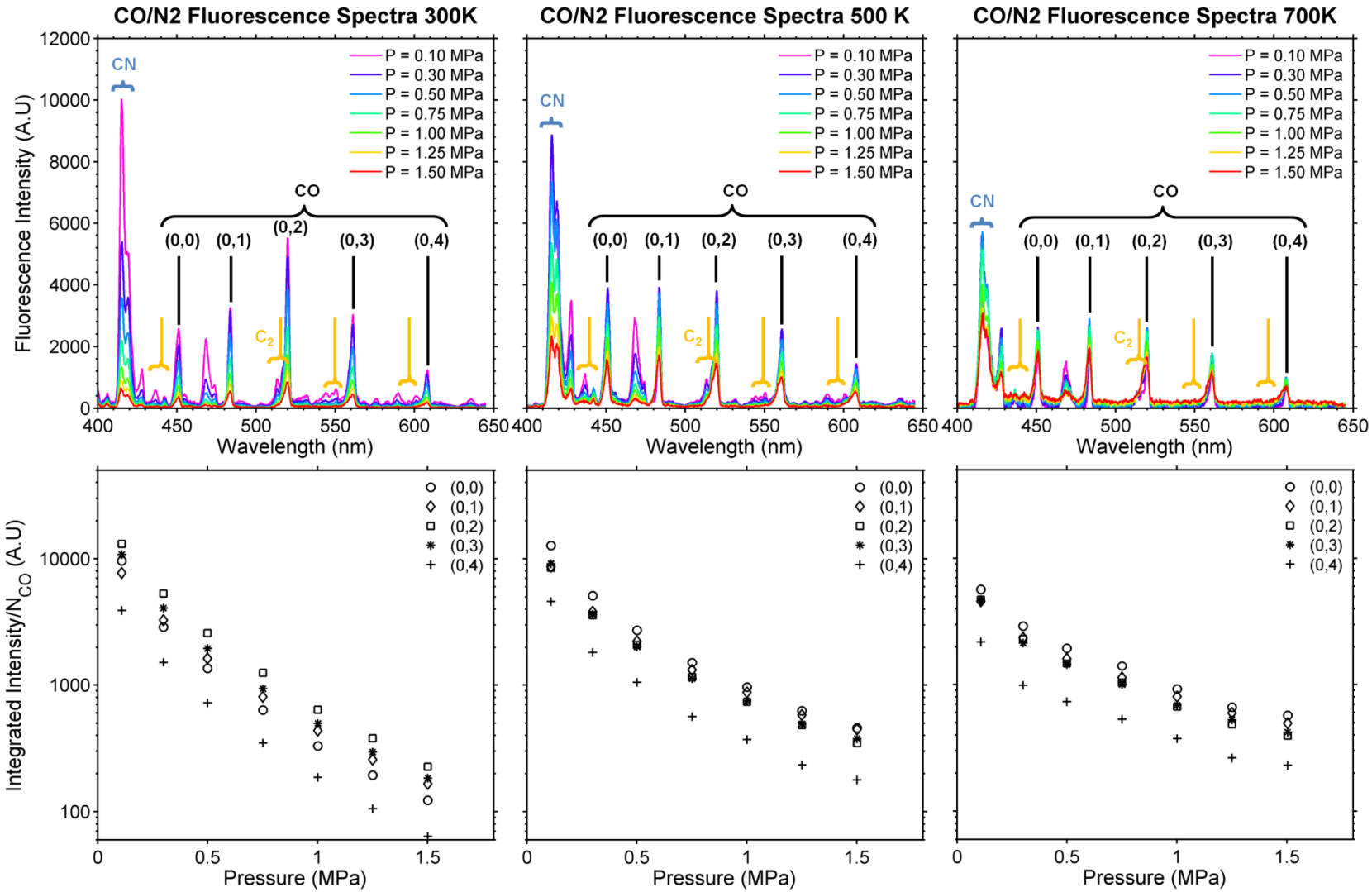


figure 5.13 : (Haut) Spectre de fluorescence mesurée dans la cuve, (Bas) Fluorescence intégrée et corrigée par la densité moléculaire en CO pour chaque bande d'Angstrom.

5.5.5 Remise en question du spectre d'excitation

L'effet de la pression et de la température du spectre de fluorescence montre qu'une part importante de la fluorescence collectée sur la bande 280 – 600 nm provient des produits issus de la dissociation du CO et du N_2, se recombinant en CN et C_2. Ainsi, le signal de fluorescence global collecté lors de l'étude du spectre d'excitation (balayage en longueur d'onde du laser) provient à la fois de la fluorescence du CO mais également du CN et du C_2.

Afin d'évaluer la validité des spectres d'excitation obtenus, le spectre intégré de fluorescence du CO mais également du CN et du C_2, sur la plage 300-550 nm est comparé avec la fluorescence provenant uniquement des bandes d'Angström (somme des fluorescences issues de chaque bande, présentées sur la figure 5.13). Cette comparaison est représentée sur la figure 5.14.

Sur la figure 5.14, gauche, on retrouve les mêmes tendances que celles observées lors de l'étude du maximum du spectre d'excitation (figure 5.9). On retrouve notamment une diminution du signal de fluorescence avec la pression et la température, mais également une fluorescence plus importante à 500 K qu'à 300 K et 700 K pour le point à pression atmosphérique.

En revanche, la fluorescence émise uniquement par le CO, via les bandes d'Angström ne montre pas les mêmes évolutions, notamment en fonction de la température comme le montre la figure 5.14, droite. Les valeurs de la fluorescence à pression atmosphérique en fonction de la température, mais également les pentes de décroissance du signal de fluorescence avec la pression ne sont pas semblables. On observe donc une très forte influence de la fluorescence des espèces créées par photodissociation, biaisant ainsi la collection du spectre d'excitation effectuée précédemment.

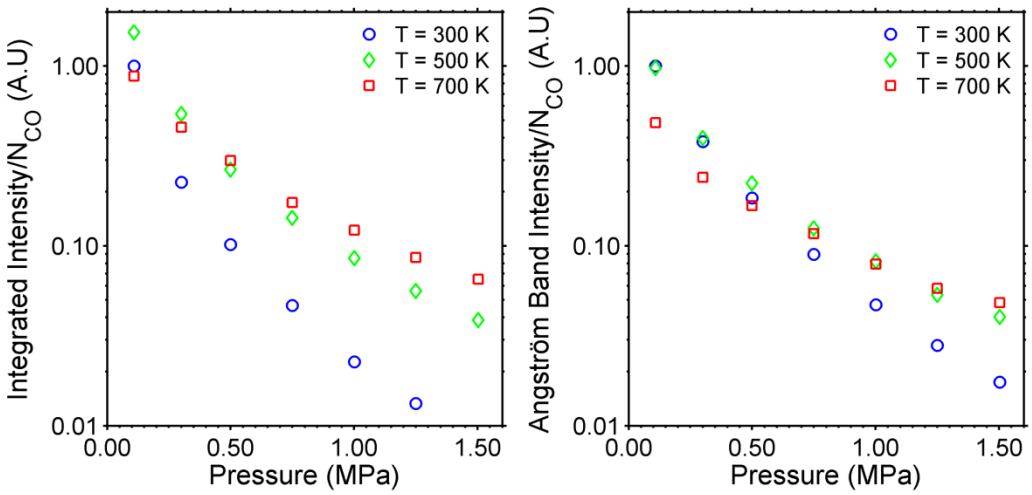


figure 5.14 : Influence de la pression et de la température sur le signal de fluorescence (à densité moléculaire de CO constante) (gauche) intégré sur l'ensemble du spectre collecté sur la plage 300-550 nm (CO + CN + C_2), (droite) issus des bandes d'Angström (CO).

A l'avenir, il serait souhaitable d'effectuer de nouveaux enregistrements du spectre d'excitation du CO mais en collectant uniquement le signal de fluorescence provenant d'une bande de fluorescence à l'aide d'un filtrage optique fin centré sur une bande du CO. Les transitions vibroniques (0,0) ou (0,1) semblent tout à fait adaptées à une telle étude. En revanche, le signal collecté par le photomultiplicateur (et donc le SNR) risque d'être plus faible.

5.5.6 Spectre en flamme méthane/air : effet de la richesse

Le spectre de fluorescence du CO, (excitation à 230,105 nm) a également été enregistré dans une flamme plate méthane/air (brûleur McKenna) à 3 mm au-dessus du poreux, pour différentes conditions de richesses (pauvre et riche). Cette étude permet d'évaluer l'impact de températures élevées ainsi que de la composition des gaz (donc des partenaires de quenching) sur le spectre de fluorescence. Pour chaque point de fonctionnement, le spectre est corrigé par l'émission naturelle de la flamme.
Les spectres de fluorescence ainsi obtenus sont présentés sur la figure 5.15, gauche. Le résultat le plus marquant de cette étude est l'absence de bandes de fluorescence liée à la fluorescence de CN ainsi que du C_2 (dans le cas des flammes pauvres). La modification de la composition des gaz par rapport à l'étude en cuve et/ou l'élévation de la température semblent être à l'origine de ce changement important. L'apparition de partenaires de quenching plus efficaces comme CO_2 et H_2O [21] peut également jouer en faveur de cette observation. Des études supplémentaires sont nécessaires afin de déterminer l'origine de ce constat.
Pour les deux richesses pauvres Φ = 0,84 et 0,94, l'intensité des raies des spectres de fluorescence est faible, voire quasiment inexistante dans le cas Φ = 0,84. Ce résultat s'explique simplement par une faible production de CO et donc une faible présence de cette molécule dans les gaz brûlés. De ce fait, la précision de la mesure est moins bonne car le rapport signal-sur-bruit est fortement diminué, notamment dans le cas Φ = 0,84.
Dans le cas d'une richesse de Φ = 1,26, les bandes de fluorescence de C_2 apparaissent autour de 467 nm et 512 nm. De même, du C_2 fluoresce autour de 560 nm et donc se couple avec la fluorescence du CO issue de la transition (0,3). Cette bande de fluorescence du CO, mais également la (0,2) souffrent donc d'interférences potentielles avec le C_2 du fait de la proximité des bandes d'émissions. Il est donc impossible d'affirmer que la fluorescence émise sur ces bandes est uniquement due au CO. Il est donc d'ores et déjà possible de conclure que l'observation de ces bandes n'est pas adaptée pour analyser quantitativement la production de CO dans les chambres de combustion aéronautique.
Pour chaque richesse de fonctionnement, l'intégrale du signal de fluorescence issue de chaque transition est calculée. Ces intensités de fluorescence sont également corrigées par la densité moléculaire de CO à 3 mm au-dessus du poreux estimée à l'aide de simulations réalisées avec CANTERA (solveur «Burner Flame », GRI3.0), afin de

pouvoir évaluer l'influence de la température sur le rendement de fluorescence. Les valeurs de concentration molaire ainsi que de la température à 3 mm du poreux pour chaque richesses de fonctionnement sont résumées dans le
tableau 5.1.
L'évolution de l'intégrale des différentes raies de fluorescence corrigées par la densité moléculaire en CO sont représentées sur la figure 5.15, droite. Pour les richesses étudiées, on observe que la raie correspondant à la transition vibrationnelle (0,1) est la plus intense, excepté pour les points de fonctionnement en régime pauvre. Cependant du fait du faible rapport signal/bruit pour ces deux points, il est difficile de conclure sur l'exactitude de ce résultat.
Si on ne s'intéresse qu'aux résultats obtenus en flamme riche (rapport signal/bruit satisfaisant) on remarque que la distribution des raies de fluorescence est conservée. La bande de fluorescence (0,1) est la plus intense suivie par la bande (0,2). En revanche, il a été remarqué précédemment que la bande vibronique (0,2) se superpose à la bande d'émission du C_2. Quelle que soit la richesse étudiée, la raie correspondant à la transition (0,4) est systématiquement la moins intense. On note également une distribution de population différente entre la flamme autour de 2000 K, et celle mesurée dans la cuve à 700 K qui était plus homogène sur les 4 premières raies et présentait une bande de fluorescence correspondant à la transition (0,0) légèrement plus importante que la (0,1) et la (0,2). Il semblerait donc que l'observation de la fluorescence du CO en flamme issue de la transition (0,1) soit une stratégie à adopter afin d'optimiser le signal sans être affecté par la fluorescence parasite du C_2 dans le cas d'une flamme riche, corroborant les analyses présentées dans les références [33], [34].
Dans le cas d'une combustion pauvre pré-mélangée, une collection sur plusieurs bandes pourrait tout de même être envisagée du fait de la faible présence de la molécule de C_2 afin d'optimiser le signal ainsi que le rapport signal/bruit, notamment dans le cas de l'utilisation de nappe laser. Il s'agit de la stratégie adoptée par les différentes études citées précédemment utilisant la PLIF-CO et mesurant systématiquement la fluorescence issue de l'ensemble des raies de fluorescence afin de maximiser le signal collecté par les caméras.

Φ	Qv_{Air} (Nl.min^{-1})	Qv_{CH4} (Nl.min^{-1})	$X_{CO,\,3mm}$	T_{3mm} (K)	T_{comb} (K)
0,84	4,1	0,336	$9{,}28.10^{-4}$	1753	1993
0,94	4,1	0,378	$2{,}82.10^{-3}$	1811	2122
1,056	4,1	0,42	$1{,}45.10^{-2}$	1823	2173
1,15	4,1	0,462	$3{,}25.10^{-2}$	1817	2111
1,26	4,1	0,504	$5{,}33.10^{-2}$	1862	2065

tableau 5.1 : Température et concentration en CO à 3 mm de la sortie du brûleur McKenna pour différentes richesses de fonctionnement (CANTERA, solveur «Burner Flame », GRI3.0)

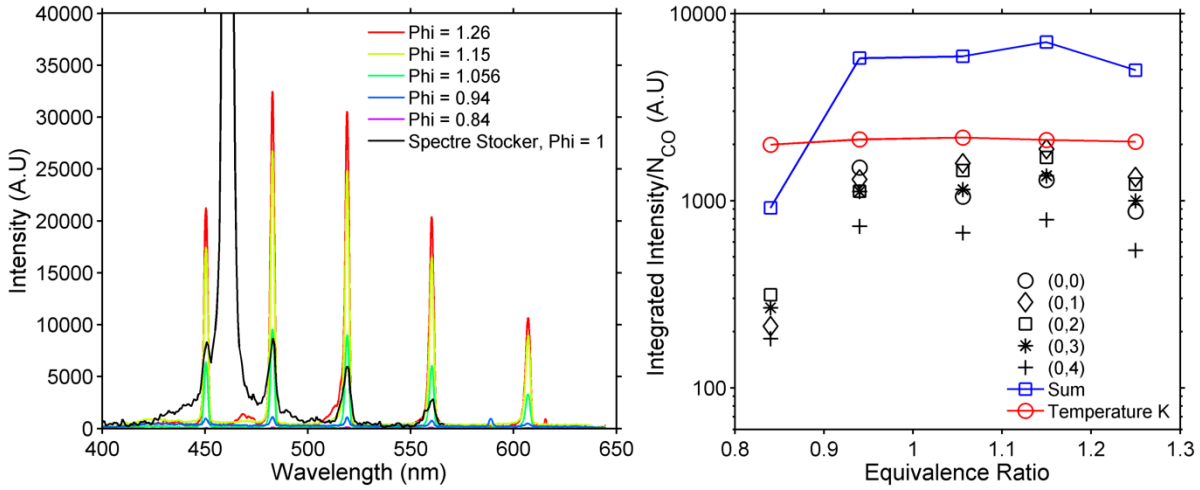


figure 5.15 : (Gauche) Spectre de fluorescence du CO dans une flamme plane méthane/air pour différentes richesses et comparaison avec les données de R. Stocker [45]. *(Droite) Intégration du signal de fluorescence pour chaque bande vibrationnelle normalisé par la densité moléculaire en CO (calculé avec CANTERA). Courbe bleue, somme de l'intensité de chaque bande. Courbe rouge évolution de la température.*

5.6 Application à la combustion : PLIF sur le brûleur McKenna

Afin de conclure cette étude et de s'assurer de la possibilité d'appliquer cette méthode de mesure en nappe laser de grande taille (> 20 mm) dans un écoulement réactif, la PLIF-CO, a été appliquée sur le brûleur McKenna pour différentes richesses. Une nappe parallèle de 25 mm de hauteur a été formée à l'aide d'une lentille cylindrique divergente f = -20 mm couplée avec une lentille cylindrique convergente f = 500 mm. Le faisceau laser est préalablement focalisé au centre de la zone d'étude à l'aide d'une lentille sphérique convergente f = 500 mm afin d'obtenir une nappe de 150 µm d'épaisseur. Le laser est toujours centré à 230,05 nm, réglé sur le pic de la branche Q. En sortie du système laser, l'énergie mesurée est de 23 mJ. Afin de répartir l'énergie de la façon la plus uniforme possible dans la nappe laser, une partie importante de la nappe n'est pas collectée par la lentille cylindrique convergente. L'énergie dans la nappe laser, au niveau du brûleur, est alors de 12,5 mJ.

Le profil d'énergie dans la nappe est obtenu à partir de l'image de fluorescence de l'injection du mélange de CO/N_2 à 927 ppm à travers le poreux. Pour chaque richesse, l'émission spontanée de la flamme est enregistrée (avec la même porte temporelle d'acquisition que la PLIF) Les images de fluorescence obtenues pour les différentes conditions de fonctionnement du brûleur sont ainsi corrigées par la disparité d'énergie dans la nappe laser et le bruit de fond (émission naturelle de la flamme). Les images présentées sont également moyennées sur 100 images afin de s'affranchir de la fluctuation en énergie des pulses laser. Le profil de fluorescence du CO est ainsi extrait au centre du bruleur entre 1,8 et 20 mm. Un exemple d'image de fluorescence corrigée par le bruit de fond et le profil d'énergie dans la nappe laser, obtenue à Φ = 1,056 et la

zone d'étude associée sur le brûleur McKenna est présenté par la figure 5.16. On observe une image assez homogène avec un signal moyen de 3000 coups caméra, après soustraction du bruit de fond autour de 600 coups.
À partir de la connaissance des profils théoriques de fraction molaire de CO et de température en sortie de brûleur calculés par CANTERA (solveur «Burner Flame », GRI3.0), il est possible de mettre en place une méthodologie permettant d'étalonner le signal de fluorescence et ainsi déterminer le facteur de transmission du montage expérimental (analogie avec la PLIF-kérosène).
Comme nous l'avons évoqué précédemment, le signal de fluorescence peut s'exprimer comme :

$$S_{fluo} \propto N_{CO}.f(T,P,X_i) \tag{5.6}$$

où N_{CO} représente la densité moléculaire en CO, en nombre de molécules/m³. Or dans la section précédente, nous avons également obtenu le spectre de fluorescence à 3 mm de la sortie du brûleur ainsi qu'un rendement de fluorescence normalisé par la densité moléculaire en CO pour chaque point de fonctionnement du brûleur (donc de la température). La fonction $f(T,P,X_i)$ est donc connue à cette distance du brûleur. En considérant que la température et la fraction molaire d'OH évolue peu le long de l'axe central du brûleur, il est donc possible de remonter à une information quantitative à l'aide d'une procédure d'étalonnage du signal de fluorescence. Cette procédure consiste à comparer le signal de fluorescence corrigé par le rendement de fluorescence déduit précédemment à la densité moléculaire théorique calculée avec CANTERA. Cette procédure a été réalisée pour 5 richesses. Les résultats obtenus sont présentés par la figure 5.17.

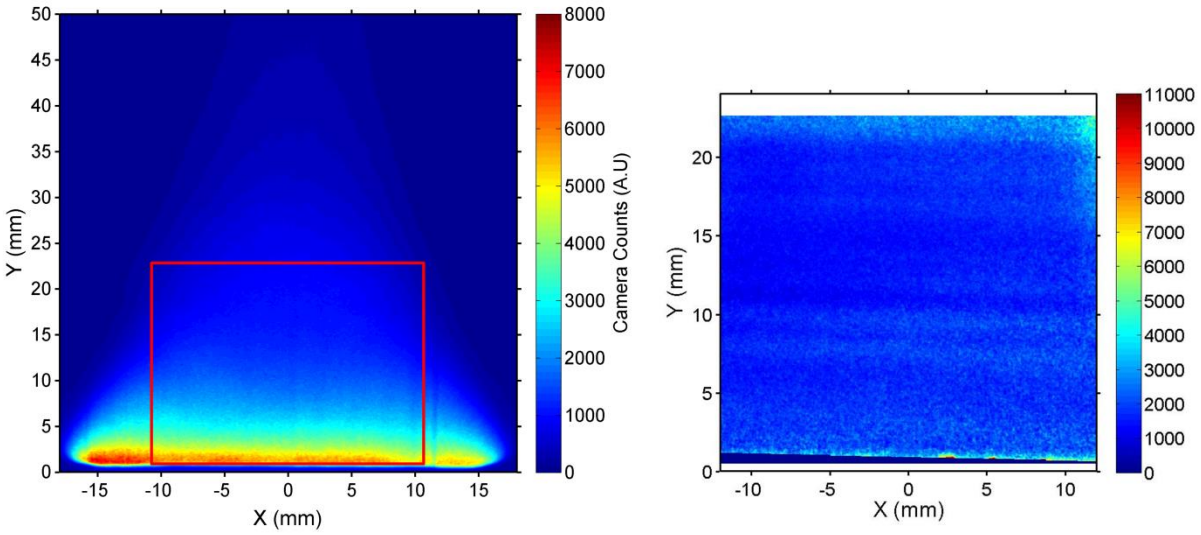


figure 5.16 : (Gauche) Zone d'étude de la PLIF-CO représentée sur l'image moyenne de PLIF-OH provenant du brûleur McKenna. (Droite) Image moyenne de PLIF-CO corrigée. Φ = 1,056.

On observe une linéarité du signal de fluorescence corrigé par la densité moléculaire. Le coefficient de régression linéaire correspond ainsi à la constante d'étalonnage. On observe néanmoins que cette linéarité n'est pas respectée pour les deux points de fonctionnement en richesse faible. Ce résultat s'explique simplement par la faible production de CO pour ces points de fonctionnement. Le signal de fluorescence émis devient très faible pour ces deux conditions et est donc très sensible au bruit de fond (malgré la correction de celui-ci).
A partir de cette constante d'étalonnage moyenne, il est possible de calculer la densité moléculaire en CO à partir des images de PLIF-CO. Pour cela, l'image moyenne de la fluorescence du CO corrigée par le rendement de fluorescence obtenue précédemment est simplement multipliée par la constante d'étalonnage. Une comparaison entre le profil théorique calculé par CANTERA et la densité moléculaire de CO dans les gaz brûlés pour les différents points de fonctionnement est présentée sur la figure 5.18. On observe un bon accord entre le profil théorique et expérimental pour les trois points de fonctionnement avec une richesse supérieure à la stœchiométrie. Comme attendu, l'écart est important entre la densité moléculaire théorique et expérimentale pour les deux points de fonctionnement à richesse pauvre, avec une surestimation de la quantité de CO détecté, du fait du faible rapport signal/bruit pour ces points.

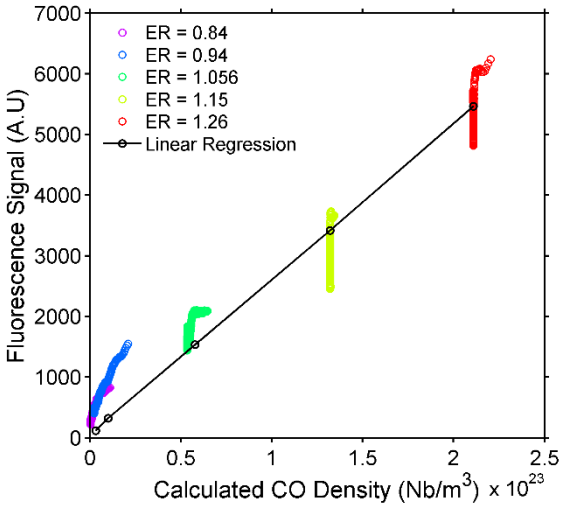


figure 5.17 : Détermination du coefficient d'étalonnage par régression linéaire (courbe noire) entre le signal de fluorescence corrigé et la densité moléculaire calculée.

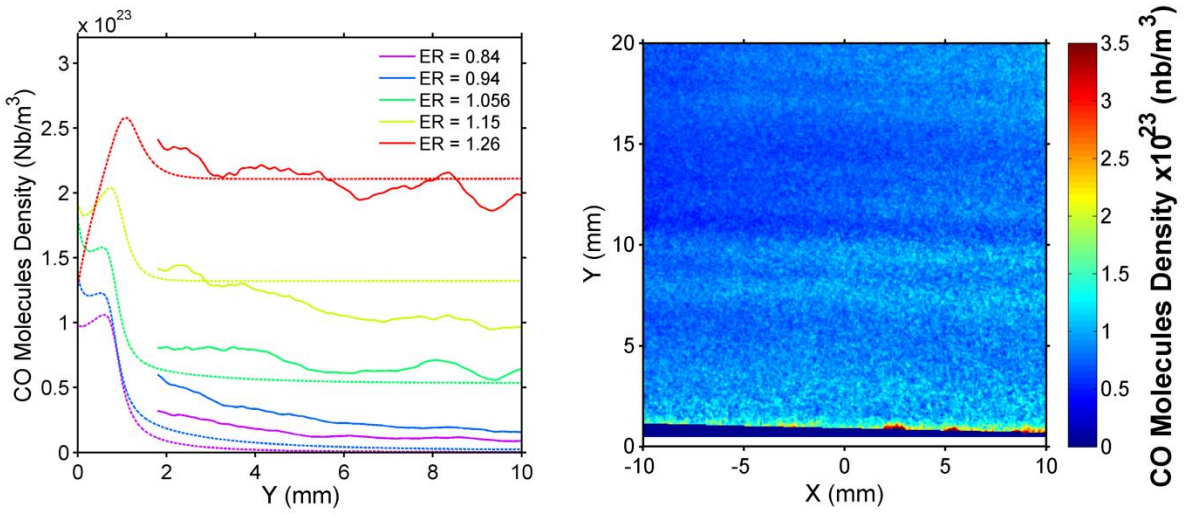


figure 5.18 : (Gauche) Comparaison entre les profils de densité moléculaire de CO déterminés expérimentalement (lignes continues) et calculés (lignes pointillées) pour différentes richesses de fonctionnement du brûleur (Droite) Image de PLIF-CO étalonnée, Φ = 1,056.

5.7 Bilan

En conclusion, les résultats obtenus lors de cette étude préliminaire montrent le potentiel d'appliquer la PLIF-CO dans un environnement en combustion, à pression atmosphérique avec une bonne détectivité lorsque la fraction molaire du CO est supérieure à 1%. En optimisant le trajet optique et la création de la nappe laser, il est encore possible d'améliorer l'énergie laser transmise dans le volume de mesure. La création d'une nappe laser de taille plus grande sera alors possible. Il serait également intéressant d'affiner le trajet optique de la nappe laser dans la zone de réaction afin de visualiser la zone de production et de consommation du CO.

Cette étude a également permis de montrer que la diminution du rendement de fluorescence avec l'augmentation de la pression est en partie compensée d'une part, par une augmentation du rendement de fluorescence avec l'augmentation de la température (pour une pression supérieure à 0,5 MPa), et d'autre part, par l'augmentation de la densité moléculaire en CO.

Dans le cas de la combustion diphasique, les bandes de collection de la fluorescence du CO étant dans le visible, les interactions attendues avec la fluorescence du kérosène, sont faibles. A l'aide d'un filtrage optique passe-haut (type WG-280), la diffusion de Mie des gouttes de kérosène ne devrait pas saturer la caméra intensifiée.

Une méthodologie d'étalonnage a finalement été proposée et permet de remonter à une valeur quantitative de fraction molaire de CO en flamme lorsque le rendement de fluorescence de la molécule est connu. Dans le cas d'une application à haute-pression, il sera donc nécessaire d'avoir un modèle de simulation de la fluorescence de la molécule de CO et estimer la température ainsi que la composition des gaz brûlés pour

remonter à une information quantitative. Ce travail de modélisation a notamment fait l'objet de la thèse de O. Carrivain [10] et de P. Gautier [11] mais ces modèles restent encore à valider notamment dans les conditions haute pression/haute température.

5.8 Références bibliographiques

[1] W. Meier, I. Boxx, M. Stöhr, and C. D. Carter, "Laser-based investigations in gas turbine model combustors," *Exp. Fluids*, vol. 49, no. 4, pp. 865–882, 2010.

[2] U. Stopper, W. Meier, R. Sadanandan, M. Stöhr, M. Aigner, and G. Bulat, "Experimental study of industrial gas turbine flames including quantification of pressure influence on flow field, fuel/air premixing and flame shape," *Combust. Flame*, vol. 160, no. 10, pp. 2103–2118, 2013.

[3] B. Coriton, J. H. Frank, A. G. Hsu, M. D. Smooke, and A. Gomez, "Effect of quenching of the oxidation layer in highly turbulent counterflow premixed flames," *Proc. Combust. Inst.*, vol. 33, no. 1, pp. 1647–1654, 2011.

[4] B. J. Kirby, "Infrared planar laser-induced fluorescence imaging and applications to imaging of carbon monoxide and carbon dioxide," 2001.

[5] R. Birge, "The Band Spectra of Carbon Monoxide," *Phys. Rev.*, vol. 28, no. 6, pp. 1157–1181, 1926.

[6] D. Coster and F. Brons, "Predissociation in the Angstrom-Bands of CO," 1929.

[7] P. H. Krupenie, "The Band Spectrum of Carbon Monoxide," 1966.

[8] S. G. Tilford and J. D. Simmons, "Atlas of the Observed Absorption Spectrum of Carbon Monoxide Between 1060 and 1900 A," 1972.

[9] A. Le Floch, "Etude des couplages rotationnels et spin-orbite dans l'état A1Π de la molecule CO," Université de Paris Sud, 1989.

[10] O. Carrivain, "Etude de la spectroscopie LIF à deux photons de la molécule CO pour des mesures en flammes à haute pression," Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2015.

[11] P. Gautier, "Dosage des polluants NO et CO par fluorescence induite par laser dans les écoulements réactifs," INSA de Rouen - Normandie, 2017.

[12] M. Aldén, S. Wallin, and W. Wendt, "Applications of Two-Photon Absorption for Detection of CO in Combustion Gases," vol. 208, pp. 205–208, 1984.

[13] R. A. Bernheim, C. Kittrell, and D. K. Veirs, "Two photon excitation of the vacuum ultraviolet fluorescence of carbon monoxide," *Chem. Phys. Lett.*, vol. 51, no. 2, pp. 325–328, 1977.

[14] S. V. Filseth, R. Wallestein, and H. Zacharias, "Two photon excitation of CO (A 1Π) and N2 (a 1Πg)," *Opt. Commun.*, vol. 23, no. 2, pp. 231–235, 1977.

[15] J. Haumann, J. M. Seitzman, and R. K. Hanson, "Two-photon digital imaging of

CO in combustion flows using planar laser-induced fluorescence," *Opt. Lett.*, vol. 11, no. 12, pp. 776–778, 1986.

[16] J. M. Seitzman, J. Haumann, and R. K. Hanson, "Quantitative two-photon LIF imaging of carbon monoxide in combustion gases," vol. 26, no. 14, 1987.

[17] A. V. Mokhov, H. B. Levinsky, C. E. Van Der Meij, and R. A. A. . Jacobs, "Analysis of laser-induced-fluorescence CO measurement in turbulent nonpremixed flames," *Appl. Opt.*, vol. 35, no. 30, pp. 7074–7082, 1995.

[18] A. M. S. Chowdhury, Y. Matsumi, and M. Kawasaki, "Laser-induced fluorescence spectra of CO (B – X) molecule," *Laser Phys.*, vol. 6, no. 5, pp. 865–870, 1996.

[19] N. Georgiev and M. Aldén, "Two-dimensional imaging of flame species using two-photon laser-induced fluorescence," *Appl. Spectrosc.*, vol. 51, no. 8, pp. 1229–1237, 1997.

[20] S. Linow, A. Dreizler, J. Janicka, and E. P. Hassel, "Comparison of two-photon excitation schemes for CO detection in flames," *Appl. Phys. B*, vol. 71, no. 5, pp. 689–696, Apr. 2000.

[21] T. B. Settersten, A. Dreizler, and R. L. Farrow, "Temperature- and species-dependent quenching of CO B probed by two-photon laser-induced fluorescence using a picosecond laser," *J. Chem. Phys.*, vol. 117, no. 7, p. 3173, 2002.

[22] B. B. Dally, A. R. Masri, R. S. Barlow, and G. J. Fiechtner, "Two-photon laser-induced fluorescence measurement of CO in turbulent non-premixed bluff body flames," *Combust. Flame*, vol. 132, no. 1–2, pp. 272–274, 2003.

[23] R. Stocker, "Bestimmung verbrennungsrelevanter Gröben in Flammen mit einem optimierten laseroptischen Messverfahren," Technische Universität München, 2004.

[24] M. Mosburger and V. Sick, "Single laser detection of CO and OH via laser-induced fluorescence," *Appl. Phys. B*, vol. 99, no. 1–2, pp. 1–6, Feb. 2010.

[25] J. Rosell, J. Sjoholm, M. Richter, and M. Alden, "Comparison of three schemes of two-photon laser-induced fluorescence for CO detection in Flames," *Appl. Spectrosc. Vol. 67, Issue 3, Pages (March 2013), pp. 314-320(7).*

[26] C. Brackmann, J. Sjöholm, J. Rosell, M. Richter, J. Bood, and M. Aldén, "Picosecond excitation for reduction of photolytic effects in two-photon laser-induced fluorescence of CO," *Proc. Combust. Inst.*, vol. 34, pp. 3541–3548, 2013.

[27] O. Carrivain, M. Orain, N. Dorval, C. Morin, and G. Legros, "Spectroscopic studies of carbon monoxide: application for detection in flames," *Proc. Eur. Combust. Meet.*, 2015.

[28] L. Lange, M. Korkmaz, J. Heinze, E. Magens, and C. Willert, "Planar concentration measurements of carbon monoxide (CO) using 2-photon planar LIF in a generic model combustor," in *Gordon Research Seminar and Conference*

2013 "Laser Diagnostics in Combustion," 2013.

[29] D. R. Richardson, S. Roy, and J. R. Gord, "Femtosecond, two-photon, planar laser-induced fluorescence of carbon monoxide in flames," *Opt. Lett.*, vol. 42, no. 4, pp. 875–878, 2017.

[30] A. V Mokhov, A. P. Nefedov, B. V Rogov, A. D. Usachev, A. V Zobnin, and H. B. Levinsky, "CO Behavior in laminar boundary layer of combustion product flow," vol. 2180, no. 99, 1999.

[31] A. P. Nefedov, V. A. Sinel, A. D. Usachev, and A. V Zobnin, "Photochemical effect in two-photon laser-induced fluorescence detection of carbon monoxide in hydrocarbon flames," vol. 37, no. 33, pp. 7729–7736, 2000.

[32] T. Fuyuto, H. Kronemayer, B. Lewerich, J. Brübach, T. Fujikawa, K. Akihama, T. Dreier, and C. Schulz, "Temperature and species measurement in a quenching boundary layer on a flat-flame burner," *Exp. Fluids*, vol. 49, no. 4, pp. 783–795, Jun. 2010.

[33] A. Singh, M. Mann, T. Kissel, J. Brübach, and A. Dreizler, "Simultaneous measurements of temperature and CO concentration in stagnation stabilized flames," *Flow, Turbul. Combust.*, vol. 90, no. 4, pp. 723–739, Jan. 2012.

[34] M. Mann, C. Jainski, M. Euler, B. Böhm, and A. Dreizler, "Transient flame–wall interactions: Experimental analysis using spectroscopic temperature and CO concentration measurements," *Combust. Flame*, vol. 161, no. 9, pp. 2371–2386, Sep. 2014.

[35] C. Jainski, M. Rißmann, S. Jakirlic, B. Böhm, and A. Dreizler, "Quenching of Premixed Flames at Cold Walls: Effects on the Local Flow Field," *Flow, Turbul. Combust.*, pp. 1–20, 2017.

[36] A. Heinrich, S. Ganter, G. Kuenne, C. Jainski, A. Dreizler, and J. Janicka, "3D numerical simulation of a laminar experimental SWQ burner with tabulated chemistry," *Flow, Turbul. Combust.*, 2017.

[37] S. Ganter, A. Heinrich, T. Meier, G. Kuenne, C. Jainski, M. C. Rißmann, A. Dreizler, and J. Janicka, "Numerical analysis of laminar methane–air side-wall-quenching," *Combust. Flame*, vol. 186, pp. 299–310, 2017.

[38] C. Jainski, M. Rißmann, B. Böhm, J. Janicka, and A. Dreizler, "Sidewall quenching of atmospheric laminar premixed flames studied by laser-based diagnostics," *Combust. Flame*, vol. 183, pp. 271–282, 2017.

[39] M. Richter, Z. S. Li, and M. Aldèn, "Application of two-photon laser-induced fluorescence for single-shot visualization of carbon monoxide in a spark ignited engine," vol. 61, no. 1, pp. 3–7, 2007.

[40] D. Kim, I. Ekoto, W. F. Colban, and P. C. Miles, "In-cylinder CO and UHC imaging in a light-duty diesel engine during PPCI low-temperature combustion," *SAE Int. J. Fuels Lubr.*, vol. 1, no. 1, pp. 933–956, 2008.

[41] L. Voigt, J. Heinze, T. Aumeier, T. Behrendt, and F. Mare, "Quantitative CO-PLIF

Measurments in Aeroengine Gas Turbine Combustion Chambers Under Realistic Conditions," *Proc. ASME Turbo Expo 2017*, pp. 1–9, 2017.

[42] R. K. Hanson, "Introduction to Spectroscopic Diagnostics for Gases University," 2002.

[43] J. E. M. Goldsmith and D. T. B. Kearsley, "C2 creation, emission, and laser-induced fluorescence in flames and cold gases," *Appl. Phys. B Photophysics Laser Chem.*, vol. 50, no. 5, pp. 371–379, 1990.

[44] R. Mavrodineanu, H. Boiteux, and R. Mavrodineanu, *Flame spectroscopy*. New York: J. Wiley, 1965.

[45] R. Stocker, "Combustion Database." [Online]. Available: http://combustion-database.com/AES/aes_home.htm.

Chapitre 6 :

Etude de la combustion à pression atmosphérique

Table des matières

6. Etude de la combustion à pression atmosphérique 169
Contexte et objectif de l'étude 169
Abstract 172
1. Introduction 173
2. Experimental set-up 175
2.1 Combustion facility and operating conditions 175
2.2 Laser diagnostics 176
2.2.1 PIV systems 177
2.2.2 OH-PLIF systems 178
2.3 Image Data Processing 179
2.3.1 OH-PLIF image filtering and flame front detection 179
2.3.2 Proper Orthogonal Decomposition analysis 181
3. Results and discussion 182
3.1 Averaged velocity field 182
3.2 Strain rate and vorticity 185
3.3 Flame structure 188
3.4 Dynamics of flame/flow interactions 192
4. Conclusions 195
Acknowledgements 196
References 196

6. Etude de la combustion à pression atmosphérique

Contexte et objectif de l'étude

Une analyse de l'écoulement réactif produit par l'injecteur LP NEWAC a été réalisée à pression atmosphérique. L'objectif de ce travail était de mettre en place une installation expérimentale, (l'installation KIAI) plus simple que le banc de combustion HERON, permettant d'évaluer la faisabilité d'appliquer des diagnostics optiques avancés sur une flamme diphasique issue d'un système d'injection industriel. En effet, l'étude de la combustion dans des conditions haute-pression / haute-température complexifient l'application de diagnostics optiques (taille et épaisseur des hublots optiques, gradients d'indices, phénomène d'absorption, détection des signaux de mesures, …). Des outils de post-traitement associés aux diagnostics ont également été développé, dont certains ont été présentés dans les chapitres précédents.
Le domaine de fonctionnement étudié n'est pas représentatif des conditions pour lesquelles l'injecteur a été initialement dimensionné. Les résultats ainsi que l'analyse qui en découle ne correspondent donc pas nécessairement aux phénomènes observés dans le cas d'un fonctionnement réel de l'injecteur. Néanmoins, les phénomènes physiques observés dans la chambre KIAI sont représentatifs de la combustion au sein de la chambre HERON fonctionnant à pression atmosphérique. Et ceux, malgré l'absence de fentes de dilution et une vitesse d'injection d'air plus rapide dans la chambre KIAI comme le souligne la figure 6.1.

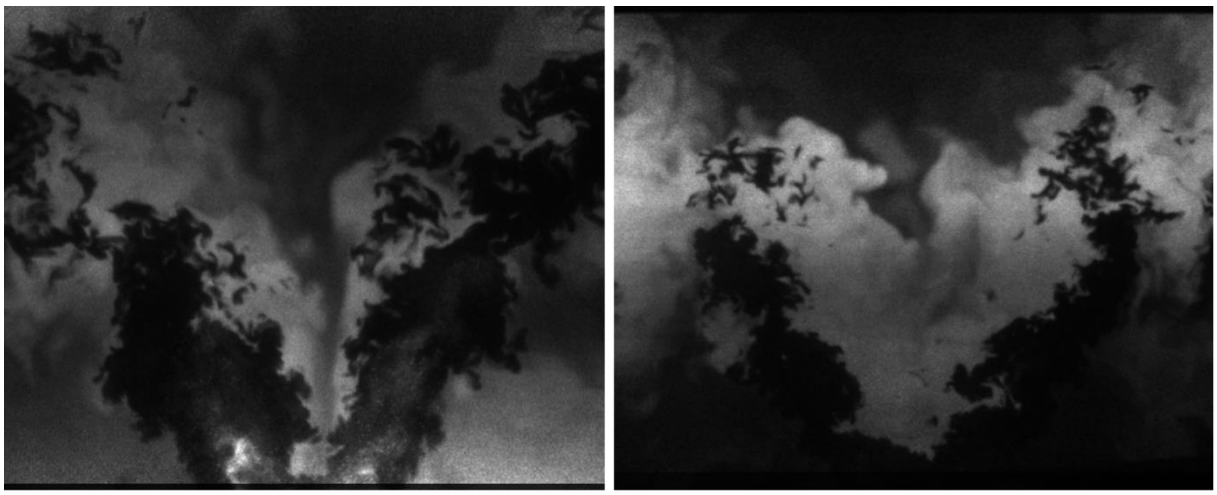


figure 6.1 : Comparaison des images de PLIF-OH obtenues à pression atmosphérique (gauche) dans la chambre KIAI et (droite) dans la chambre HERON

En outre, l'analyse de la combustion diphasique swirlée avec un tel injecteur et avec l'utilisation de nombreux diagnostics laser est peu documentée dans la littérature scientifique, même à pression atmosphérique. Les mécanismes de stabilisation de la

flamme ont ainsi pu être identifiés et décrits pour ce fonctionnement particulier. Les observations soulignent l'importance des interactions flamme - parois sur la stabilisation de la flamme et les mécanismes pilotant la zone de réaction. De nombreuses poches isolées de gaz imbrûlés ont été observées dans les gaz brûlés, en fin de zone de jet. Ces poches ont été identifiées dans le passé à travers différents études. Cependant les mécanismes à l'origine de ces poches ont peu été étudiés.

Grâce à l'utilisation conjointe de la PIV et de la PLIF-OH haute-cadence, un mécanisme de déstabilisation de la zone de jet par des structures tourbillonnaires a été identifié, conduisant à la formation de ces inclusions de gaz frais dans les gaz brûlés. Du fait de la faible réactivité de la flamme dans la région où les poches d'imbrûlés ont été observées, une partie de ces réactifs ne va être que partiellement oxydé. Ce mécanisme peut ainsi conduire à une production importante de polluants en sortie de chambre de combustion. Ce type de régime de combustion issue d'un injecteur LP est donc peu souhaitable d'un point de vue industriel dans le cadre de la réduction des émissions de polluant.

Les résultats obtenus ainsi que l'interprétation des mesures réalisées dans cette configuration simplifiée sont présentés sous la forme d'un article soumis dans le journal « *Combustion and Flame* ».

Experimental Investigation of Aerodynamics and Structure of a Swirl-Stabilized Kerosene Spray Flame with Laser Diagnostics

P. Malbois[1, 2], E. Salaün[1, 3*], A. Vandel[1], G. Godard[1], G. Cabot[1], B. Renou[1], F. Grisch[1]*

[1]: Normandie Univ., INSA Rouen, UNIROUEN, CNRS, CORIA, Rouen 76000, France
[2]: SAFRAN Tech, Paris-Saclay, France
[3]: SAFRAN Aircraft Engines, Moissy-Cramayel, France

Corresponding author: Frédéric Grisch

Mailing address: UMR 6614 CORIA
INSA de Rouen Normandie
Site Universitaire du Madrillet BP 12
76801 Saint-Etienne du Rouvray Cedex
France

Tel : +33 2 32 95 97 84
Email : frederic.grisch@coria.fr

Keywords: *High-speed PIV, High-speed OH-PLIF, Turbulent swirled flame, atmospheric pressure, spray combustion, Aeronautical fuel injector, Kerosene.*

Paper submitted to: Combustion and Flame

Abstract

A gas turbine model combustor is equipped with an industrial Lean Premixed fuel injection system designed by SAFRAN Helicopter Engine (SAFRAN HE) operating with liquid commercial kerosene Jet-A1 at atmospheric pressure. Large optical accesses enable to perform joint measurements of Particle Image Velocimetry (PIV) and Planar Laser-Induced Fluorescence (PLIF) on OH radical at repetition rate up to 5 kHz and 10 kHz respectively. These diagnostics allow flame topologies and non-stationary events investigation in operating conditions representative of the ones encountered in real aeronautic propulsion systems. The flame shape is analyzed in terms of interactions between the different flame zones responsible of flame stabilization in confined swirled flames. Data processing of the strain rate, vorticity fields highlight the existence of two shear layers that interfere differently with the inlet air/fuel mixing jet. First, the inner shear layer between the Inner Recirculation Zone (IRZ) and the fresh inlet flow is developed at the upper base of the fuel spray. Second, the shear layer located between the Outer Recirculation Zone (ORZ) and the fresh incoming flow develops spanwise-oriented vortices with a growth rate as a function of the free stream speed ratio (fresh incoming reactants and the flow circulating inside the ORZ). The detailed analysis of the shear layers gives new insight on the flame structures from OH-PLIF recordings. A careful analysis of high-speed flow velocity combined with high-speed OH distributions highlighted unusual flame pinching mechanisms leading to the release of subsequent unburned pockets propagating in the burned gases that could be a potential source of pollution for aircraft combustion engines.

1. Introduction

Aero-engine emissions are becoming a global environmental issue as air traffic continues to rise. As a consequence, environmental concerns and legislative regulations proclaimed by governing organizations are driving aircraft combustor manufacturers to meet more stringent emission standards on NOx, CO and soot while maintaining or improving efficiency and reliability of future aero-engine combustors. In the case of small operating pressure range aero-engines such as helicopter combustors, the concept of lean premixed (LP) combustion has been introduced as one of the best solutions to significantly reduce NOx emissions [1–4]. The LP concept is defined on the action of two air flows, one devoted to the fuel atomisation and the second dedicated to the mixing and fuel evaporation. Their combination acts as a promoter for the stabilisation of the flame into the combustion chamber. Too sharp a reduction in the emission of NOx can, unfortunately, leads automatically to a decline of the flame stability as well as a drastic increase of CO and hydrocarbons (HC) emissions [5]. Generally, the enhancement of the flame stabilization is provided by means of swirl flows. Swirling flames are commonly characterised by unsteady flow structures, including irregular highly turbulent motions and dynamics of coherent flow structures which interact with the flame taking place downstream from the fuel injection system. Furthermore, the large expansion of the flow induced by heat release rate can produce recirculation zones that promote the transportation of hot reaction products back to the flame base, enhancing then the local ignition of fuel and thus the stability of the flame. Between the inflow and recirculation zones, unsteady shear layers allow the mixing between fresh and hot gases. Finally, typical dynamics related to vortex breakdown, such as helical structures or Precessing Vortex Core (PVC) can be a source of unsteady flow and heat release rate which may trigger instabilities such as thermo-acoustic oscillations [6,7] (coupling of pressure with heat release fluctuations). Of course, all of these physical processes may compete and interact together that complicates their modelling. Further detailed experimental studies are then required to get a better comprehensive analysis of these interaction mechanisms for improving the performances of the future aero-engines combustors.

In recent years, strong efforts have been made experimentally to improve the knowledge of the related phenomena and to explore ideas for circumventing flame stability issues in LP combustors. Effects of swirl on the flame structure were initially studied with laser diagnostics into GT models combustors powered by gaseous fuel [8,9]. The role of PVC on the reaction zone under unstable conditions was also investigated using high-speed laser diagnostics [10]. Local interactions between the aerodynamic flowfield and the reaction zone in CH_4/air flames [10–13], thermo-

acoustic oscillations/flow field interactions [8] and fuel-to-air mixing [14] were also addressed. More recently, high-speed PIV and OH-PLIF laser diagnostics were applied in a pressurized natural gas fuelled burner to study the flame/flow interactions in pressure up to 5 bar [15,16]. Unfortunately, all of these studies were only performed with gaseous fuels that are not realistic of operating conditions relevant to real aero-engine combustors. To get an improved comprehension of the physical processes that happen in relevant gas turbines, efforts were initiated by first investigating the effects of spray fuel injection on the flame characteristics. As an example, an experimental study on confined swirl flames fuelled by methane or kerosene fuels showed similarities for the aerodynamic flow properties in both flames but significant differences on the flame structures [17]. One explanation formulated by the authors was related to the combustion of liquid fuel droplets that modifies the diffusion of fuel vapour and oxidizer species and thus the reaction rates. Chemical properties of liquid fuels and their associated fuel atomization were also scalar parameters that change the characteristics of swirl combustion systems [18]. Indeed, the authors observed different droplet size distributions and flame structures when comparing biofuel (RME)/air and Jet-A1/air swirl spray flames. The lower viscosity and higher volatility of Jet-A1 then promote the fuel atomization that leads to faster evaporation and better mixing while the velocity distributions in both flames are similar. Dynamics of swirled flames was also investigated using high-speed PIV and/or OH-PLIF laser diagnostics. For instance, various types of swirl-stabilized flames close to blow-off limits were studied by high-speed OH-PLIF [19]. Results of this study pointed out that spray swirl-stabilized flames are further sensible to lift-off and local extinction than gaseous premixed swirl-stabilized flames. The timescale of the blow-off event was also shorter in spray flames than in premixed and non-premixed gaseous CH_4/air swirl-stabilized flames. Interaction between the fuel droplets and the aerodynamic conditions is also a mechanism that significantly affects the overall characteristics of swirl-stabilized spray flames [20]. Effect of pressure on swirled-stabilized spray flames was another physical parameter which has an influence on the flame characteristics. For instance, large interactions between the mean flame location and the aerodynamic flowfield were underlined in a GT model combustor equipped with an LP injection system fuelled with kerosene at 4.5 bar [21]. Flame structure and droplet distribution were also analysed at 3 bar by visualising the fuel and the OH distribution with high-speed PLIF in a gas turbine fuelled with various fuels such as Jet-A1 and biofuel [22]. More recently the interaction between fuel vapour and liquid, aerodynamics and flame was investigated in a high pressure combustor up to 5 bar, using high-speed diagnostics [23]. If these studies enable large insights on the physical mechanisms governing swirling spray combustion, the design, power and operating conditions relative to the fuel injection system are generally far away from industrial aeronautical

combustion systems. It is then crucial to get an improved understanding of the underlying physical and chemical processes for optimizing the architecture of future aircraft fuel injection systems. That is why it is required to perform detailed experiments on relevant swirl-stabilized spray flames for improving the industrial aircraft engines performances.

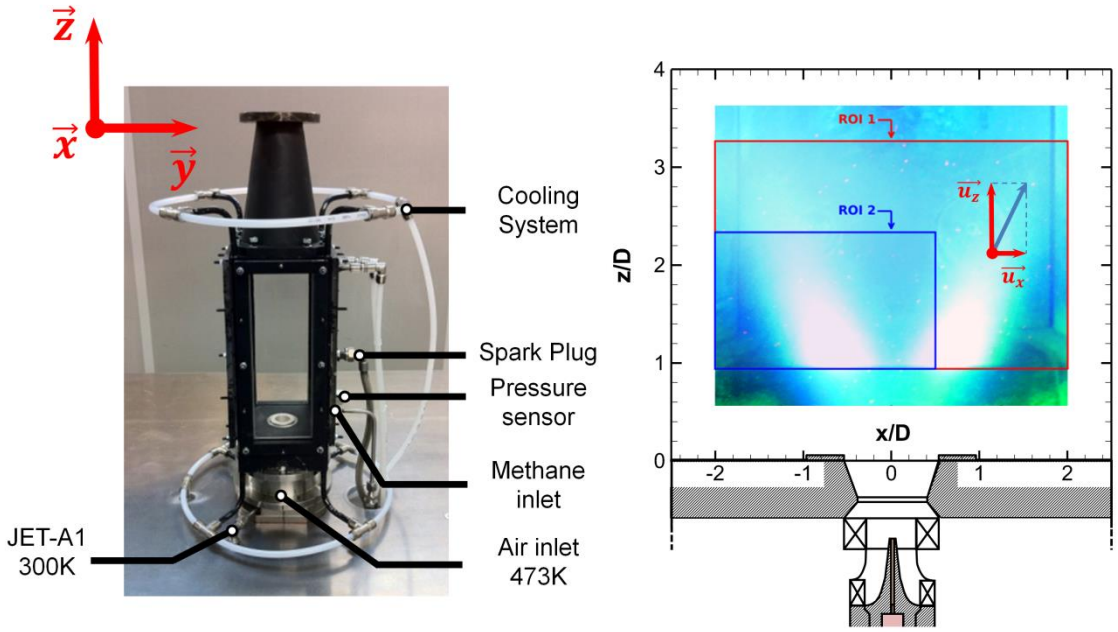
The current paper deals with a detailed experimental study of an advanced helicopter fuel injection system operating at atmospheric pressure into an optically accessible GT model combustor. The combustion chamber is equipped with a LP injection system supplied by the French industrial motorist SAFRAN Helicopter Engines. This injector is fuelled with commercial Jet-A1 fuel and preheated air. In a first step, various experiments using laser diagnostics were performed. First of all, the aerodynamic conditions were investigated using high-speed PIV and stereoscopic PIV laser diagnostics. Experiments on the characterization of the flame structure were pursued with OH-PLIF operating at low frequency. Finally, dynamics of flame structure/flowfield interactions were investigated thanks to the combination of high-speed OH-PLIF and PIV techniques. From the analysis of the velocity measurements, the distributions of the averaged 2D flow velocity as well as information about the strain rate and vorticity distributions enabled to give an overlook of the aerodynamic flowfield. In particular, the results illustrated the mechanisms of generation of the shear layers and their effects onto the flame front. A specific tool was developed in the current study to extract the accurate flame front position via the analysis of the OH gradient. An analysis of the experimental high-speed velocity data was then performed with a proper orthogonal decomposition tool for obtaining a detailed description on the dynamics of the aerodynamic flow. A careful analysis of high-speed flow velocity and POD results combined with OH distributions highlighted unusual flame pinching mechanisms leading to the release of subsequent unburned pockets propagating in the burned gases that could be a potential source of pollution for aircraft combustion engines.

2. Experimental set-up

2.1 Combustion facility and operating conditions

A visualization of the experimental facility is given in Fig. 2. The mono-sector gas turbine combustor is composed of two parts, the combustion chamber and the fuel injection system. The combustion chamber is the same as the one described in [24]. It has a squared cross-section of 100 mm × 100 mm and stands 230 mm tall. It is equipped with three UV fused-silica windows that guarantee large optical accesses (80 × 200 mm^2). The exhaust directly opens on ambient air with a 56 mm diameter nozzle. The LP fuel injection system is located at the bottom of the combustion

chamber and fuelled with commercial liquid Jet A1 fuel. Air is fully injected into the fuel injector and acts as a promoter to atomize the liquid fuel. The injection system is based on a pre-mixing primary swirled air flow with a liquid spray fuel located at the exit of the fuel nozzle. Thanks to lateral holes, liquid fuel films is created along the inner walls of the injection system and is sheared by a second swirled air inlet. The exit plane of the fuel injector is located in the bottom plane of the combustion chamber (z = 0). The operating condition investigated in the current study delivers a thermal power of 65.6 kW, with a global equivalence ratio of ϕ= 0.7, $\dot{m}_{air}$ = 30 g/s and $\dot{m}_{fuel}$ = 1.417 g/s. In order to get closer operating conditions encountered in industrial gas turbines, the air inlet at the entrance of the combustion chamber is preheated to 473 K. The ignition is performed using a methane flame and an aeronautical spark generator. The flame stability was controlled by the analysis of the pressure fluctuations measured inside the combustion chamber with a pressure transducer.



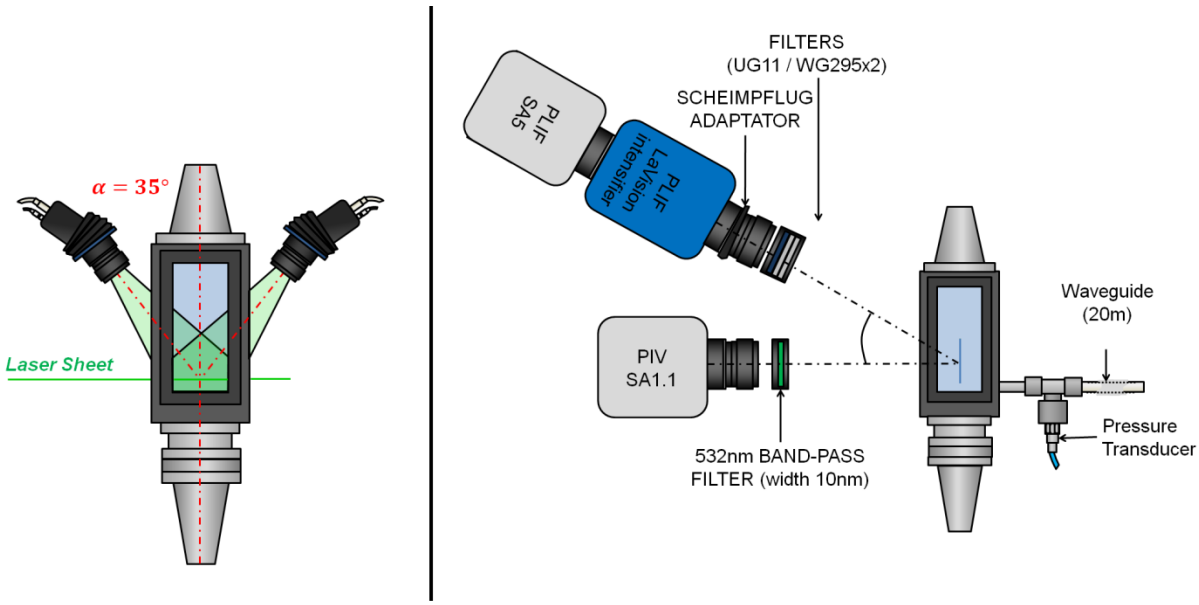
(a) **(b)**

Fig. 2. (a) Combustion facility equipped with the LP injection system. (b) Region of interest for OH-PLIF and PIV at low repetition rate (ROI 1) and high speed recording (ROI 2)

2.2 Laser diagnostics

Two regions of interest were considered in the current study (Fig. 3). The first one allows measurements of velocity in a cross section of the reactive flowfield (Fig. 2a) while the second one is devoted to perform measurements of velocity and OH distributions in the axial plane centred along the flow axis (Fig. 2b). These measurements were performed with various declinations of PLIF and PIV

diagnostics. The size of the regions investigated as well as the associated spatial resolution selected for PIV and OH-PLIF measurements were reported in Table 1.



(a) **(b)**

Fig. 3. Experimental set-up for (a) radial stereo-PIV and (b) joint high-speed OH-PLIF and PIV

	Acquisition Rate (Hz)	Resolution (pixels)	Magnification ratio (mm/pixel)	ROI (L x H) (mm x mm)
S-PIV	5	2048 x 2048	0.0364	60 x 70
OH-PLIF	3.33	1024 x 1024	0.0830	76 x 60
kHz OH-PLIF	10 000	896 x 848	0.0857	76 x 30
kHz PIV	5 000	768 x 768	0.1100	76 x 50

Table 1: Experimental parameters of the flow field investigation.

2.2.1 PIV systems

Two PIV systems were used to perform 2D axial (x-z plane) and radial (x-y plane) measurements of velocity. For measurements in radial planes, a stereoscopic PIV system was used. A schematic representation of the experimental setup is given in Fig. 3a. The PIV system consisted of a dual-cavity Q-switched Nd:YAG laser running at 5 Hz and providing two 532 nm laser pulses with a pulse timing separation of 2 µs. The laser beam was formed into a 70 mm tall planar light sheet using a cylindrical telescope (f_1 = - 20 mm, f_2 = 500 mm) and focused to a waist of 500 µm using a spherical lens (f = 1000 mm). Mie scattering produced from the illumination of solid zirconium oxide (ZrO_2) particles of several µm nominal diameter seeded into the flow and kerosene droplets by the laser beam were detected and imaged using visible cameras (Dantec Dynamics FlowSense 4M). To minimize the scattered light

from kerosene droplets, the laser sheet was localized at a minimal distance of 25 mm downstream from the exit of the injection system in which the sizes of ZrO_2 particles and fuel droplets had typically the same order of magnitude. The cameras operated with a 2048 × 2048 pixel resolution. For each camera, a Nikkor f/1.2 50 mm lens was mounted with a Scheimpflug mount tilted with an angle of 35°. A narrowband optical filter centred at 532 nm with a 10 nm spectral width was placed in front of the objective lens in order to suppress the background flame luminosity. Calibration of cameras was performed to correct the perspective distortion and images were then de-warped and cross-correlated to extract velocity fields using the commercial, multi-pass adaptive window cross-correlation software (Dynamics Studio) developed by Dantec. A final interrogation window size of 64 × 64 pixels with a 50% overlap was obtained. The resulting horizontal plane section analysed into the flow was a section of 60 × 70 mm^2 at 25 mm above the burner exit. This corresponded to 177 × 149 vectors, and a vector spacing of 0.46 mm.

For velocity measurements into the streamwise direction, high-speed PIV experiments were conducted to study the flow dynamics. The laser system consisted of a double cavity Nd:YLF laser, DarwinDual, Quantronix operating at 5 kHz, with pulse energies of 6 mJ/pulse. The signal was collected with a CMOS high-speed camera (Photron SA1.1) equipped with a Nikkor 80 mm lens (f/1.4) and an optical bandpass filter centred at 532 nm. The camera was an 8-bit, 1024 × 1024 pixel imaging arrays (20 µm square pixels) able to acquire images at a framerate up to 5400 fps in the full frame mode. Operating at 5 kHz, the array size was optimized to 768 × 768 pixels and images were post-processed with the commercial Dynamics Studio software. A multi-pass adaptive window cross-correlation with a final interrogation window size of 16 × 16 pixels and a 50% overlap was used. No data filtering was performed on the PIV measurements, only spurious vectors were suppressed. The field of view observed into the flame extended from 20 mm to 70 mm along the z axis and is 76 mm large, with a vector spacing of 0.63 mm.

2.2.2 OH-PLIF systems

Two OH-PLIF acquisition systems were used to characterize the flame structure. A conventional OH-PLIF system delivering laser pulses with high energy was initially used to acquire OH fluorescence images at low frequency (3.33 Hz) with large signal-to-noise ratio. The region of the flame observed with the laser sheet was 60 mm tall from the exit of the injection system and 80 mm along the cross-section of the combustion chamber. A Nd-YAG laser operating at 532 nm was used to pump a tuneable dye laser (Quantel TDL90) supplied with Rhodamine 590 dye. The thickness of the laser sheet was about 150 µm at the probed volume and the resultant output pulse energy at the probe volume was fixed to 20 mJ. The excitation wavelength was

tuned to 282.75 nm corresponding to the spectral location of the $Q_1(5)$ rotational transition of the $A^2\Sigma^+(0,0) \leftarrow X^2\Pi(0,1)$ electronic band. The detection system consisted of an em-ICCD camera (PIMAX4) mounted with a 100 mm, f/2.8 UV-objective (Cerco). A broadband collection strategy was adopted by using a narrowband optical filter centred at 310 nm with a 30 nm spectral width. Laser sheet energy distribution was measured by filling the combustion chamber with acetone vapour before the experiment and by recording an averaged acetone fluorescence image obtained from the data processing of 1000 single-shot acetone-PLIF images.

The shape and dynamics of the flame were analysed with a high-speed OH-PLIF system. A schematic representation of the experimental setup is given in Fig. 3b. The high-speed OH-PLIF system consisted of an Nd-YAG laser operating at 527 nm, generating laser pulses at a repetition rate of 10 kHz and delivering an averaged power of 105 W. The resulting green laser pulses pumped a tuneable dye laser (Sirah Credo with a mixing of rhodamine 590 and ethanol) that produced ~ 350 μJ/pulse at 10 kHz. The laser wavelength was tuned to the $Q_1(5)$ rotational line. This wavelength was controlled using OH fluorescence signals recorded into a laminar CH_4/air flame. The UV laser beam was superimposed with the PIV laser beams, using a dichroic mirror and was expanded through a set of fused silica lenses ($f_1 = 1000\,mm, f_2 = -20\,mm, f_3 = 500\,mm$) to form a 50 mm tall planar light sheet. OH fluorescence signals were collected with an intensifier (High-Speed IRO, LaVision) coupled with a high-framerate CMOS camera (Fastcam SA5) operating with a 896 × 848 pixel resolution. A 100 mm, f/2 UV objective lens (B. Halle Nachfl. GmbH) was mounted on a Scheimpflug mount to ensure a tilt angle of the camera of 27.5° (Fig. 3b). Elastic light scattered by particles and fuel droplets into the flow was suppressed using a high transmission Schott WG295 filter coupled to a bandpass Schott UG11 filter.

2.3 Image Data Processing

2.3.1 OH-PLIF image filtering and flame front detection

Once the OH fluorescence images were corrected from the distortion and spatial energy distribution of the laser sheet, a filtering procedure was applied to detect the flame front contour. The selection of the filtering method useful to isolate the flame front boundaries with the best contrast is depending of the level of signal-to-noise ratio (SNR) observed on the high-speed OH-PLIF images. In many studies, linear diffusion filtering using Gaussian routines are applied to reduce noise before extracting the flame contour. However, this type of filtering generally smoothes the noise but blurs important features such as the edges and thus makes them harder to be identify [25]. To limit these constraints, non-linear diffusion filtering routines are used to improve the SNR while enhancing the contours in images [26–28]. This procedure offers the advantage to locally modify the diffusion coefficient according

to the type of object observed onto the images. Thus, a large diffusion coefficient can be used to smooth the noise while a negligible one is applied when approaching to the object boundaries. As a result, flame contours can be enhanced, gradients are sharpened and detection of the boundaries is highlighted. The non-linear diffusion method used in the current study is then to solve the following partial differential equation (PDE):

$$\frac{\partial u}{\partial t} = div(g(|\nabla u|^2)\nabla u) \tag{1}$$

in which g is a diffusivity function and u(t, x, y) is the OH fluorescence signal onto the image. Considering that the edges of the object are detected by the gradient of u, $|\nabla u|^2$, a diffusivity function $g(|\nabla u|^2)$ can be introduced by using the formalism proposed by Perona and Malik [29]:

$$g(|\nabla u|^2) = \frac{1}{1 + \left(\frac{|\nabla u|}{\lambda}\right)^2} \tag{2}$$

where λ is defined as a contrast parameter. With this expression, only gradient intensity values lower than λ are diffused. To provide a better converging effect of averaging the gradient within the diffusivity, the diffusivity function $g(|\nabla u|^2)$ proposed by Perona and Malik has been replaced by the expression $g(|\nabla u_\sigma|^2)$ with $u_\sigma = K_\sigma u$ and K_σ denoting a Gaussian function with a standard deviation σ.
The numerical implantation of this filtering method was achieved by discretizing the PDE equation with an iterative process. The simplest procedure consisted in the use of an explicit scheme, but for stability reason, this method is severely restricted to very small time steps, leading to an expensive time cost. A solution to circumvent this constraint was to use the additive operator splitting (AOS) method proposed by [25]. Using a semi-implicit scheme, the computational cost was then increased compared to the case of the explicit scheme but time steps are no more limited. Thus, the global computation time is reduced. To illustrate the potential of this filtering method, the instantaneous profiles of the OH signal intensity at z = 40mm issued from the raw OH images and the filtered OH images are plotted in Fig. 4a. One can observe that the noise is smoothed by the filtering tool (green line) while the sharp gradients of OH signals are well preserved. To isolate the sharp gradients, filtered OH images were converting into binary images with black regions corresponding to fresh gas and gray to white zones denoting the burned gases. The threshold limit adopted for this binary conversion was defined using the Otsu's method [30]. The frontier separating both zones was then defined. Advantage of this method is highlighted in Fig. 4b in which the OH flame contours deduced from non-filtered and filtered instantaneous OH fluorescence images were compared. It is thus

observed that the detection contour based on the Otsu's method on non-filtered OH images fails in regions with low SNR (red lines on the top of Fig 3b). Indeed, the application of the Otsu's method on weak signals in which gradients are difficult to isolate does not significantly reduce the blurring at edges. On the contrary, the filtered OH image enhances the contrast of the OH signals, favouring then the detection of the contour between the burned gases and fresh gases without ambiguity.

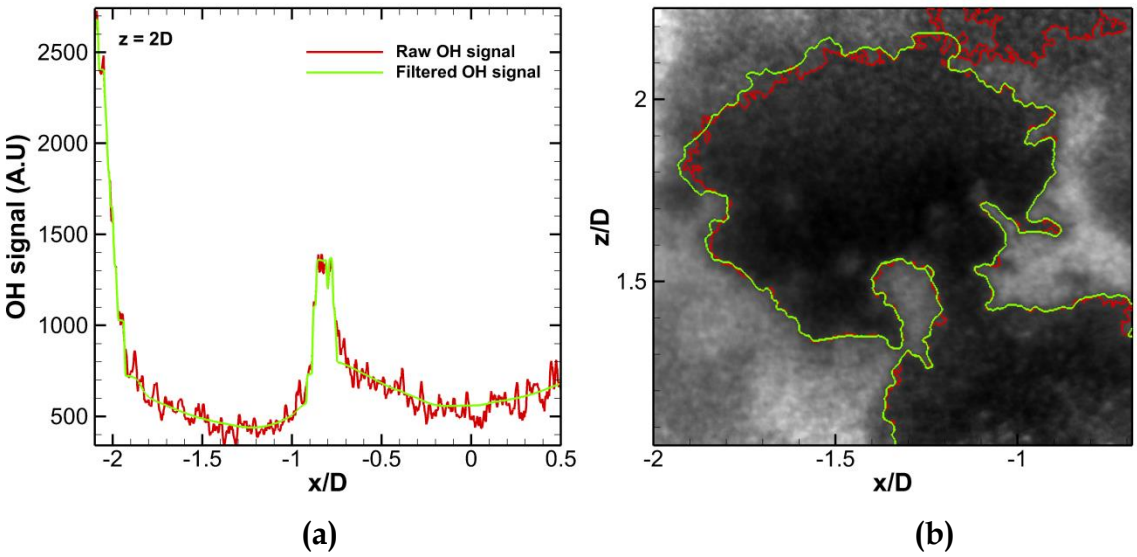
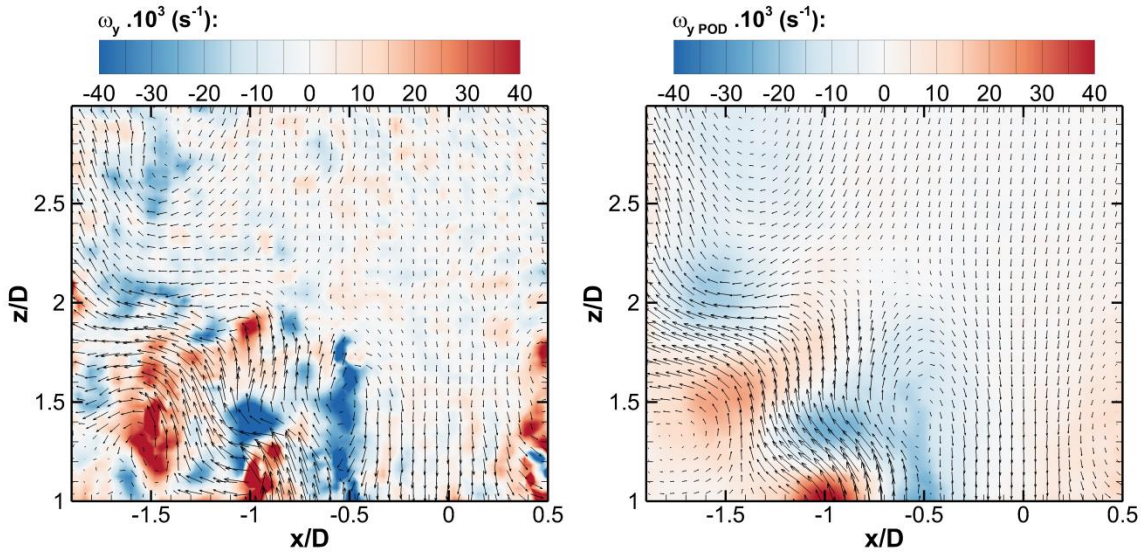


Fig. 4. (a) Intensity profile before (red) and after (green) filtering at z = 40 mm, (b) Contour detection using Otsu's method before and after filtering the OH image.

2.3.2 Proper Orthogonal Decomposition analysis

The Proper Orthogonal Decomposition (POD) is a statistical tool for identifying and extracting coherent structures and energetic events in flows. The POD consists in the determination of a set of basis of linear functions, the so-called proper orthogonal modes which contribute most of the energy of the flow. The approach selected in the current study is based on the snapshots method introduced by [31]. POD reconstruction is used as a low-pass filtering removing small velocity fluctuations and enabling an identification of the most energetic coherent structures that cannot be clearly observed on the raw experimental velocity fields [32]. To illustrate the potentialities of POD on realistic reactive flows, the POD is applied on the velocity field measured in a focused region of interest (i.e. on the left side of the flow since the flame is assumed to be symmetrical). 3750 instantaneous velocity fields recorded at 5 kHz were used. A typical comparison of the POD reconstruction of the fluctuation energy (Fig. 5b) with the experimental vorticity (Fig. 5a) is displayed. By using only 50 modes which accounts of 70% of the energy of the fluctuations, the POD

reconstruction enables the capture of the experimental vorticity in position and in intensity.



(a) **(b)**

Fig. 5. (a) Instantaneous vorticity field, (b) 50 modes POD reconstruction and energy mode diagram. (1 arrow over 2 is plotted).

3. Results and discussion

3.1 Averaged velocity field

A set of 3750 instantaneous velocity fields was used to compute time-averaged statistics with a good convergence. The mean flow field was found to be axisymetic. To illustrate the main properties of the time-averaged flow pattern, Fig. 5 displays a streamline plot superimposed on the mean velocity flow (Fig. 5a) and the turbulence kinetic energy (TKE) fields (Fig. 5b). In the current study, TKE is calculated as $\frac{1}{2}\sum_i u_i' u_i'$ in which u_i' is the fluctuation of the velocity component in the direction i (x, y or z). Since the axial and radial velocities components are only measured, the out of plane velocity fluctuations are supposed to be equal to the radial fluctuations for the calculation of TKE.

The averaged flow velocity is typical of those observable in enclosed swirled flames [26,33]. The air/fuel fresh mixture is expanding downstream from the injector along a conical spatial distribution with a magnitude of axial velocity that may exceed 150 m/s. The geometry of this flow, in a time-averaged approach, consists of several main regions: a large inner recirculation zone (IRZ) that is developed through the positive axial pressure gradient associated with the vortex breakdown of the swirling flow, an outer recirculation zone (ORZ), a toroidal recirculating region generated by

the rapid expansion of the nozzle into the combustor, an annular jet flow at elevated velocity that separates these two regions and two annular shear layers that divide the ORZ and the jet inner flow, and IRZ and inner flow, denoted here as the outer shear layer (OSL) and the inner shear layer (ISL). Each shear layer originates from the existence of a large gap of velocity between the inner flow and the recirculation flows, generating thus strong velocity fluctuations and large coherent structures easily observable on the instantaneous 2D flow velocity displayed in Fig 7.

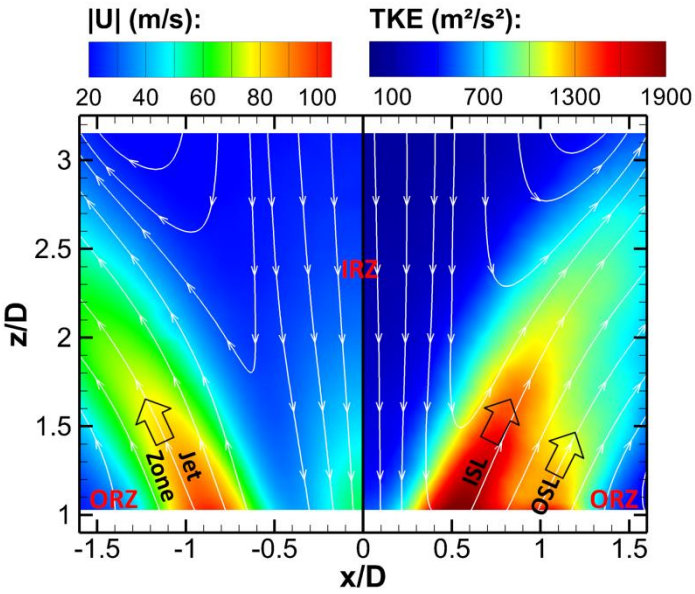


Fig. 5. Streamlines of the averaged 2D flow velocity colored by: (Left) norm of the averaged velocity field and (Right) turbulent kinetic energy.

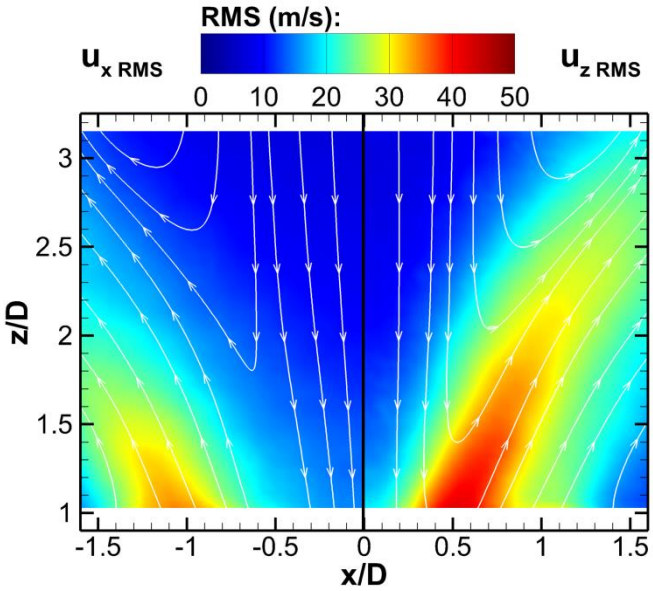
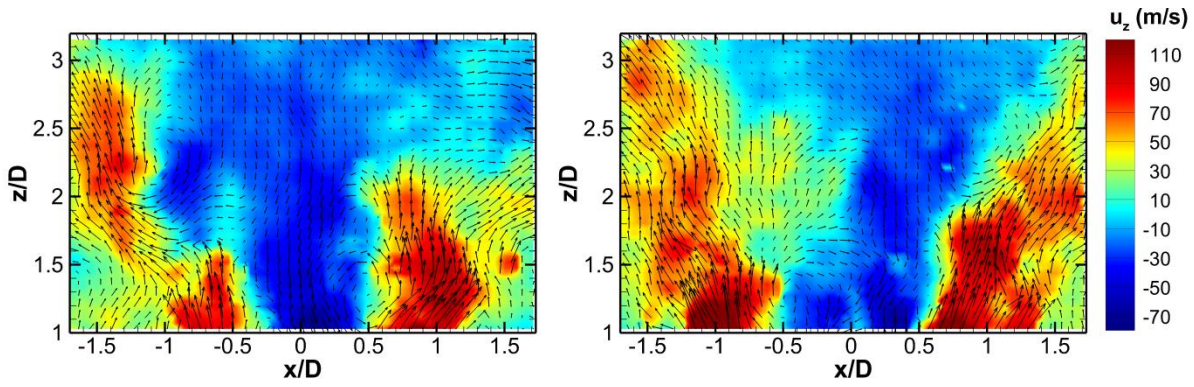


Fig. 6. Streamlines of the averaged 2D flow velocity colored by: (Left) RMS of the radial velocity u_x (Right) RMS of the axial velocity u_z.



(a) **(b)**

Fig. 7. Two typical instantaneous flow field colored by the axial velocity u_z.

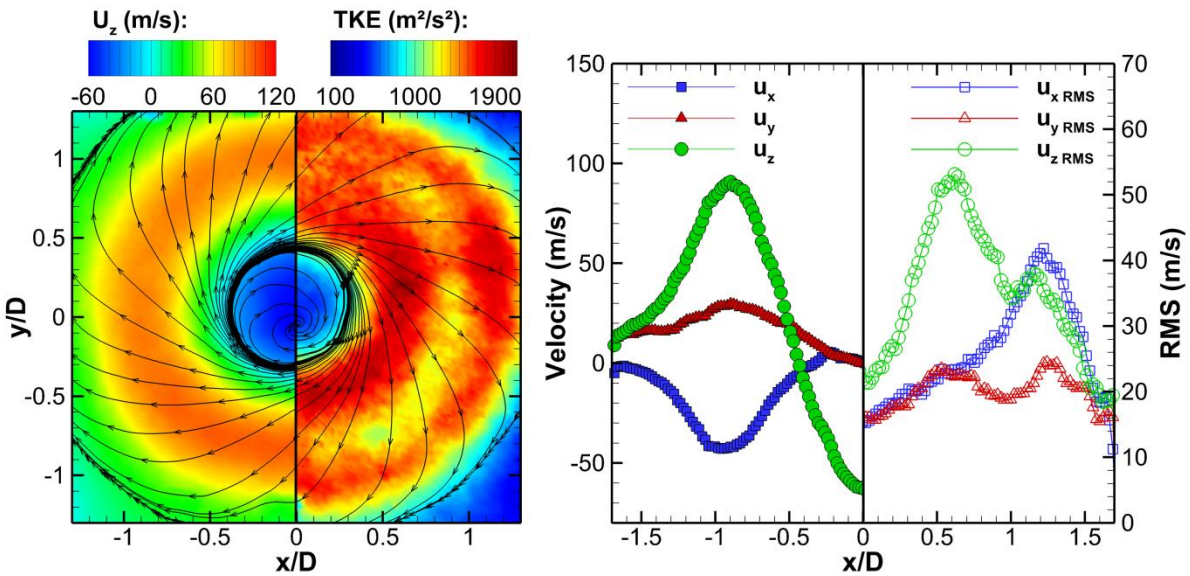
Radial velocity flow components were also measured by using stereo-PIV in a cross-section perpendicular to the flow axis. The streamlines of the averaged flow velocity, coloured by the axial flow velocity and the associated TKE are presented in Fig. . Results were obtained from the data processing of 250 instantaneous 2D flow velocity recorded at z = 25 mm. As expected, results demonstrated that the averaged velocity flow and TKE distributions are axisymmetric. The radial profiles (y = 0 mm) of the average and RMS values of the three velocity components are also reported in Fig. 8b. Measurements show that the flow velocity field presents a high three-dimensional feature. Indeed, tangential and radial velocity components are of the same order of magnitude. The tangential velocity u_y into the ORZ is around 30% larger than the radial velocity u_x. On the contrary, the radial velocity component displays a larger value compared to the tangential velocity into the inner flow, in which axial velocity is maximal. This difference of behavior into IRZ and the inner flow then emphasizes large velocity gradients into ISL.

The experimental knowledge of the three components of the velocity flow allows a calculation of the aerodynamic Swirl number at z = 25 mm using the following relation:

$$S = \frac{\int_0^R \rho . u_\theta . u_z . 2\pi r^2 . dr}{R_{inj} \int_0^R \rho . (p + u_z^2) . 2\pi r . dr} = \frac{G_\theta}{R_{inj} G_z} \tag{3}$$

The pressure effect is usually neglected in experimental studies since this data is complex to obtain. The quantities u_z and u_θ stand for the axial and azimuthal velocities at the outlet of the injection system. Pressure and density effects are

neglected in the calculation. A value of S = 0.62 has been calculated assuming a characteristic length equal to the radius of the nozzle exit R_{inj} and an integration domain ranging from r = 0 to 30 mm. The existence of a high degree of swirl (larger than 0.62 at the exit of the fuel injection system) confirms the experimental results, namely that an axial recirculation bubble in the form of a central toroidal recirculation zone is taking place in such flame.



(a) **(b)**

Fig. 8: (a) Streamlines of the averaged 2D flow velocity distribution at z = 25mm colored by (left) the average of the axial flow velocity and (right) TKE. **(b)** Averaged and rms radial flow velocity profiles at y = 0 mm, z = 25 mm**.**

3.2 Strain rate and vorticity

The 2D flow velocity distribution from PIV measurements could be used for a direct calculation of gradient-based quantities such as the strain tensor and vorticity. These quantities provide a useful basis for the analysis of the non-linear coupling between turbulence and chemical processes leading to a wrinkling and a straining of flames. The strain tensor in the xz plane is obtained from the following expression:

$$S_{xz} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_x}{\partial z} + \frac{\partial u_z}{\partial x}\right) \tag{4}$$

in which the quantity u_i denotes the turbulent velocity in the direction x_i. The out-of-plane component of vorticity (ω_y) was computed using the curl of the velocity field. For a planar 2D flow velocity field, the out-of-plane vorticity is computed as

$$\omega_y = \frac{\partial u_z}{\partial x} - \frac{\partial u_x}{\partial z} \tag{5}$$

Fig.9a presents the mean strain rate component inside the x-z (measurement) plane. Maximum values of the strain rates (regardless of its sign) occur at the interfaces between the inlet flow and each recirculation zone (ORZ and IRZ). More remarkable, the thicknesses of the two shear layers differ among themselves for light to their sources of generation.

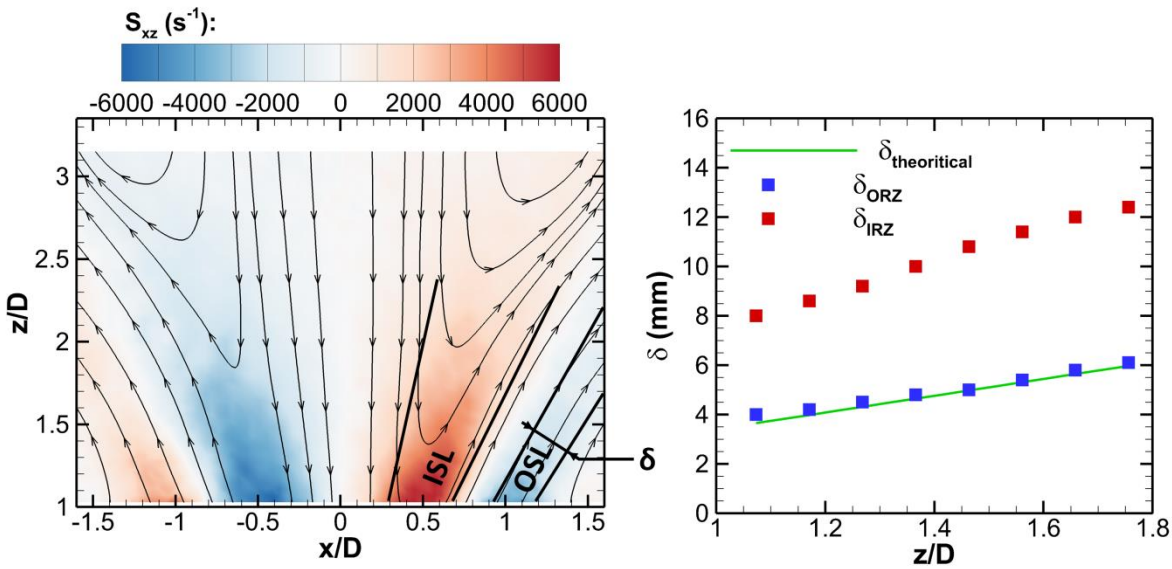
For incompressible turbulent mixing layers, a well-known instabilities mechanism, called the Kelvin-Helmholtz instability, mainly governs the growth rate of the shear layer [31]. Even for high Reynolds numbers (up to 200 000), Kelvin-Helmholtz instability generates primarily two-dimensional, spanwise-oriented vortices (rollers) that are transported downstream with a convective velocity function of the free stream speed ratio $r=U_2/U_1$. The velocity with the subscript "2" is associated with the low-speed at the bulkhead wall from the recirculation flow leading edge and the velocity with the subscript "1" is referred to the high-speed inlet stream. For incompressible mixing layers, the convective velocity is the average of U_1 and U_2. The growth rate of the shear layer driving by the Kelvin-Helmholtz mode can be then expressed as a function of the velocity ratio (r) and the density ratio ($s = \rho_2/\rho_1$) by the following expression [34]:

$$\frac{\delta}{z} = 0.17\frac{(1-r)\left(1+\sqrt{s}\right)}{\left(1+r\sqrt{s}\right)} \tag{6}$$

δ is the visual thickness of the shear layer and z is the downstream distance from the corner of the outlet wall of the injector. In our case, assuming $U_1 = 120$ m/s, $U_2 = 30$ m/s and a density ratio of 1/5 (ratio of temperature between the hot gases contained into the recirculation zones and those of the inlet jet), the value of the thickness is calculated for different heights above the burner and plotted on Fig. 9b. The evolution of the theoretical thicknesses versus the height is then compared to the experimental values measured into the shear layers. For instance, at z = 25 mm, the theoretical thickness is about 4.1 mm which is in well concordance with the experimental value of 4.4 mm acquired in the ORZ. By contrast, the thickness observed in the IRZ is noticeably larger, around 9 mm. This value is apparently too large to be originating from the development of the IRZ by the Kelvin-Helmholtz instability mechanism. Other physical mechanisms must thus be considered. As IRZ is not attached to the injection system (i.e. no existence of a bluff body at the center of the outlet injection system), the IRZ is no longer being driven by the Kelvin-Helmholtz instability but must be piloted by another instability mode that also produces smaller-scale, streamwise-oriented vortices lying along the outer edges of

the spanwise rollers and grouping in counter-rotating pairs. According to the literature [35], origin of this instability mechanism is believed to be linked to the sudden increase in three-dimensionality and the accompanying increase in amount of molecularly-mixed fluid associated with the mixing transition. Existence of highly turbulent motions inside the inlet flow (see Fig. 5) strengthens this assumption. It enables the strain and the distortion of the volume of hot exhaust gases circulating in IRZ, breaking into smaller volumes the interfacial zone between the main flow and the reverse flow in the IRZ and accelerating then the homogenization of the mixing layer in a larger section. Thus, the mixing taking place along the interface between the inlet stream and the hot gases circulating inside the IRZ is more efficient and provide a favorable zone for the ignition of the incoming fresh gases and flame stabilization, compared to the OSL (see section 3.3).

Positive and negative values of the shear strain rate observed in Fig. 9a also indicate two opposing directions of the fluid angular deformation inside the flow. For the left zone of the flowfield displayed in Fig. 9a, the positive values correspond to the OSL delimiting the zone between ORZ and the inlet flow while the negative values are representative to ISL. These opposite trends are easily explained by the orientation of the vortex structures generated at the interface between the recirculation zones and the inlet flow, which are counterclockwise for OSL and clockwise for ISL.



(a) **(b)**

Fig. 9. (a) Mean in plane strain rate S_{xz} , **(b)** Comparison of the theoretical shear layer thickness driven by Kelvin-Helmholtz instabilities (green line) with the experimental shear layers thickness in the ORZ (blue squares) and in the IRZ (red diamonds).

Fig. 10 displays the mean vorticity field $\overline{\omega_y}$ calculated from the average of 3750 instantaneous vorticity fields. To well locate the high vorticity regions into the velocity flowfield, streamlines are added on vorticity maps. The vorticity field appears similar to the corresponding strain rate that suggests a dominance of the axial-velocity-gradient term in Eqs. (4) and (5). Regions of positive and negative (red and blue) vorticity properly identify the counter-clockwise and clockwise rotating flows inside the left hand side of the flowfield. Peak vorticity magnitude of more than 15 000 s^{-1} is observed in ISL and OSL. This high-level of vorticity emphasizes intense mixing taking place between the input reactants and hot products circulating into the ORZ and IRZ and confirms the observations already observed on the strain rates. This intense mixing promotes also the heat transfer between the hot gases and the fresh incoming mixing required for the ignition and the burning of the fuel/air mixing penetrating into the shear layers (see the next section for more information).

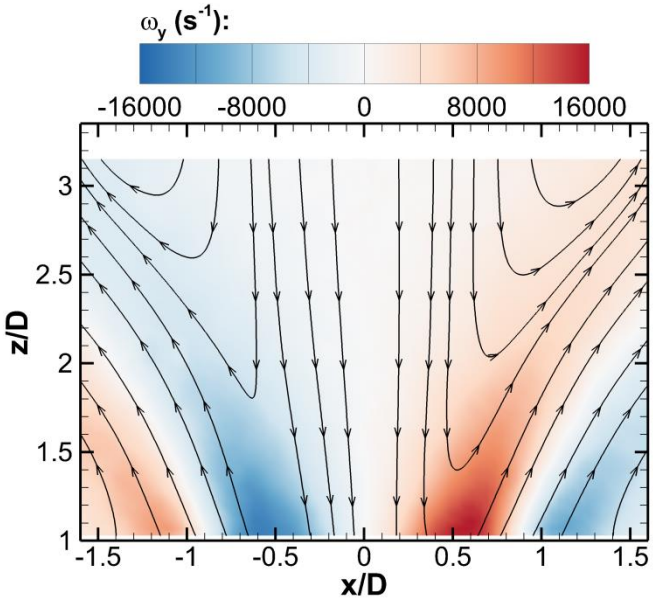


Fig. 10. Mean Out of plane vorticity $\overline{\omega_y}$

3.3 Flame structure

Typical instantaneous OH fluorescence images corrected from the energy distribution of the laser sheet and the background noise are displayed in Fig. 11, enabling then an overall description of the flame topology. In a general manner, the high-level of velocity fluctuations in such swirl spray flames causes an oscillation of the flame surging back and forth axially between two specific combustion regimes. The first one corresponds to the case of the generation of an inner flame that is anchored to the spray fuel (i.e. a few mm from the exit of the injection system) while the second combustion regime delivers a flame that is lifted far away from the top of spray fuel (i.e. z = ~ 20 mm), spreading then the flame over large horizontal distances

(Fig. 11b). Between these two combustion regimes, the base of the inner flame oscillates between these two extreme positions (Fig. 11c). A temporal analysis of successive OH-PLIF images reveals that the reactive flow is prone to sporadic oscillations and not of periodic instabilities. Apart from the temporal variations of the inner flame position, the flow/flame mechanisms at the origin of the production of these flames deliver similar combustion performances whatever the regime investigated.

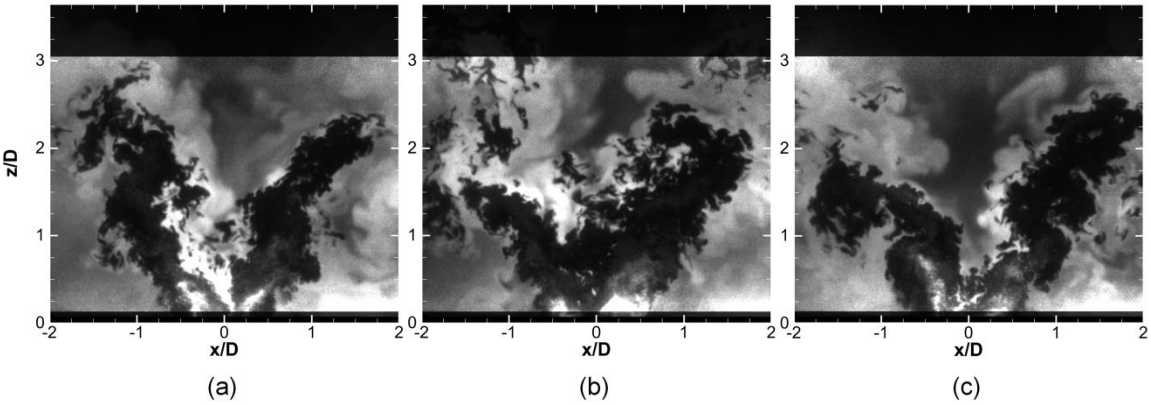


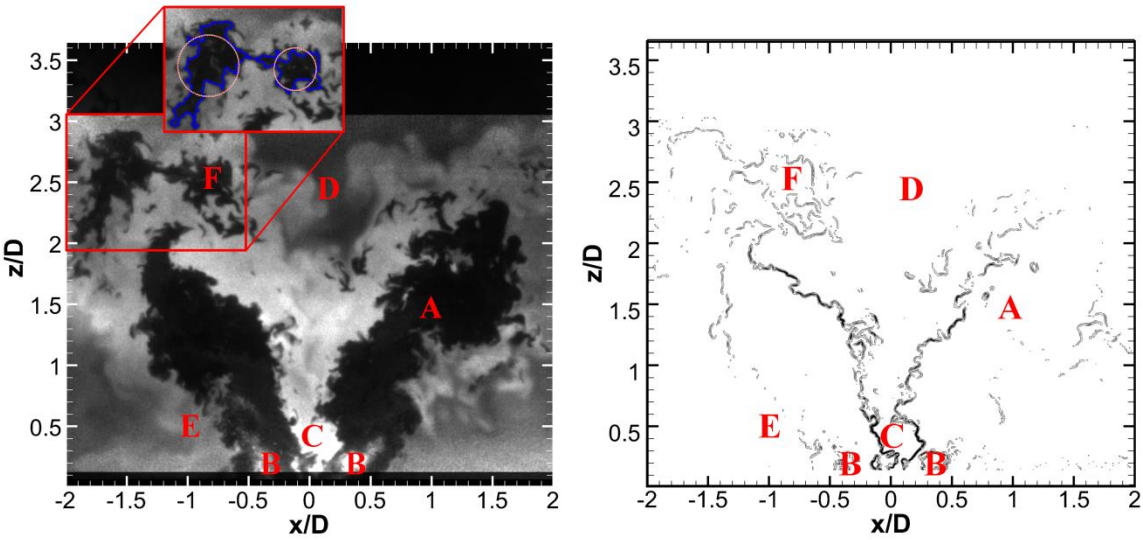
Fig. 11. Typical instantaneous OH-PLIF images corrected from the laser energy distribution.

Referring to the first combustion mode, the instantaneous OH-PLIF image displayed in Fig. 12a enables a detailed description of the flame topology that emanates from various flame/flowfield interactions. The dark zone defined as (A) on the OH-PLIF image corresponds to the entrainment under elevated velocity of the fresh air/fuel mixing downstream from the injector. At the bottom of this region, detection of strong Mie scattering signals as well as intense kerosene fluorescence signals denote the presence of fuel droplets spreading along a hollow cone shape with an angle of 45° with respect to the combustor inlet plane (zone B). Mixing of fuel droplets and fuel vapour with air along the streamwise direction then promotes the generation of the inner flame located at the top of the fuel spray (zone C). The inner flame is quite straight over a distance of 30 mm before to be connected to the IRZ. This recirculation zone is the consequence of a sudden widening of the flow under the action of the vortex breakdown bubble (zone D). In zone D, the OH radicals that are initially produced into the flame front are transported away by convection and molecular diffusion, are subsisting due to favourable elevated temperature conditions into IRZ. Indeed, for elevated temperature conditions, the OH radicals lifetime is quite long (up to 3 ms), thus enabling them to be transported along large distances (typically ~ 15 cm for a velocity of ~50 m/s) [36]. Part of the combustion products circulating in IRZ is also transported into the outer recirculation zone

(ORZ) formed at the intersection of the combustion inlet plane and the combustion chamber walls (zone E). This zone is among others fed with OH radicals originating from OSL.

As noted on both instantaneous OH-PLIF images, the edge zones delimiting the interface between the fresh gases and the reverse flows (i.e. ORZ and IRZ) are highly wrinkled. However, a careful examination of Fig. 12a notes that OSL and ISL display reactive flow structures with different scales. Indeed, the prevailing inner flame structures are noticeably smaller than the ones observed in OSL. These apparent differences arise from the aforementioned reasons already mentioned to explain the existence of dissimilar shear layers. In the case of the inner flame, the intense level of turbulence into ISL leads to an enhancement of the transport of fresh air/fuel gaseous pockets within the flame front by small size eddies that can easily penetrate into IRZ. The consequence is that the fresh gaseous mixture contained in these eddies is preheated and mixed with radicals faster, enhancing then the reaction rates as shown by the large production of OH radicals in this region (Fig. 12a). Returning to OSL, the structure of the interface delimiting ORZ and the inner flow is also prone to similar physical mechanisms. However, the burning of the fresh incoming reactants seems to be reduced. As observed in Fig. 12a, the fluorescence intensity delivered by the OH radicals into ORZ is significantly lower with reference to the one issued from OH radicals into the inner flame. Furthermore, structures of the hot/fresh gases interface are now tightly rolled-up by large-scale eddies caused by the Kelvin-Helmholtz instability developed at the outer corner of the injection system. These large-scale vortices result in curvature induced stretch flames which unfortunately reduces an efficient mixing between fresh reactants and combustion products. Furthermore, the heat transfer between the combustion products circulating into ORZ and the combustor walls leads to large heat losses that significantly reduce the local temperature of hot gas products, see for example the work of Mercier et al. on this subject [37]. Under these conditions, the reactivity of the fresh mixture upstream of the interface is then reduced to a low level that the flame leading edge can ultimately lead to flame extinction. The frontier observed experimentally could be only characteristic of an interface between hot combustion products and fresh incoming reactants and not that of a flame front. To support these assumptions, the progress rate of combustion into the two shear layers were determined by extracting the gradient of the OH fluorescence signals from instantaneous OH-PLIF images. Indeed, a recent work published in literature reveals that OH-gradients related to strong temperature gradients and/or presence of OH in superequilibrium conditions can be a good marker of the flame front of swirl flames [36]. In the current study, the intensity distributions of the OH-gradients in ISL and OSL have been deduced from the post-processing of instantaneous OH-PLIF images. This post-processing consists

of the detection of the OH-gradient using a Sobel filtering followed by a thresholding of the gradient and the "cleaning" of residual small structures by a morphological operation [38]. The threshold limit is fixed to 15 % of the maximum gradient intensity to remove weak values of OH-gradient signals in regions with weak SNR.



(a) **(b)**

Fig. 12. (a) Instantaneous corrected OH-PLIF image, (b) associated OH-gradient image.

From the OH-gradient image shown in Fig. 12b and calculated from the instantaneous OH-PLIF image plotted in Fig. 12a, one can observed that the most intense reaction zone is taking place at the edge between zones A and C confirming then the generation of a thin flame front in the ISL. On the other hand, the OH-gradient intensities in the zone between the regions E and A are significantly weaker. This result suggests that the modification of the flame stretch in OSL, a combination effect of the net increase of the strain rate and flame curvature modifies the burning velocity and causes favourable conditions to reduce the reaction rates which ultimately lead to local flame extinction. Therefore, the reactant mixture that should have been consumed in OSL is then transported downstream causing a potential source of pollution by the release of unburned products into the exhaust gases. To support this trend, an inspection of the red box referencing part of zone F in Fig. 12a clearly confirms the presence of isolated pockets of unburned gases downstream from the incoming jet flow (around x = - 25 mm and z = 40 mm). An inspection of literature shows that the propagation of unburned mixtures inside the exhaust products is a physical process already observed in academic turbulent premixed flames classified in the corrugated-flamelet regime [39–44]. Their origin has been attributed to the engulfment of coherent structures into the flame front due to high levels of turbulence and their resultant sizes were estimated to be equal or larger than the integral length of turbulence [41]. Results from DNS simulations on a

turbulent premixed H_2-air flame also revealed that these isolated pockets are three-dimensionally connected to the unburned zone by a flame structure called "handgrip" [45]. This three-dimensional handgrip structure was confirmed experimentally in case of relatively high Reynolds number turbulent jet premixed flames [43]. The flow structure and the occurrence of a pair of counter-rotating vortices from either side of the incoming jet interacting with the flame front were responsible for the pinch-off of the flame, leading to the generation of unburned pockets. It is worth noting that this mechanism was numerically studied for academic gaseous premixed flame [46,47] and spray flame configuration by [48]. It was demonstrated that vortices with sufficient intensity can pass through the flame front and take away an oxidizer pocket on the spray side.

However to the knowledge of the authors, no detailed experimental data were available to well understand the flame-flow interactions leading to the penetration of so large-scale unburned pockets into the exhaust gases. To overcome this lack of information, an estimation of their surface was initially estimated by the data processing tool already described and used to determine the flame contour. Assuming that the unburned pockets are three-dimensional, an averaged diameter of 9 mm with a standard deviation of 3.9 mm was estimated, this one being comparable to the integral length scale of 11 mm that was obtained from the data processing of the instantaneous 2D velocity fields.

To go deeper in the understanding of the formation of unburned pockets into IRZ, the dynamics of formation of such unburned pockets were then experimentally investigated by performing time-evolving combined OH-PLIF and PIV measurements. All the results of these experiments are now detailed in the next section.

3.4 Dynamics of flame/flow interactions

Experiments were focused in a region located between 35 mm and 50 mm from the injector in which flame pinching phenomena with similar time evolutions are often observed. To illustrate their formation mechanism, Fig.13 displays successive instantaneous OH-PLIF images with a time interval of 0.1 ms. The OH-PLIF images presented in Fig. 13a-d are superimposed with the streamlines obtained from high-speed PIV measurements. Complementary to all this data, Fig.13e-f shows the vorticity fields deduced from the POD filtering of the instantaneous flow velocity distributions recorded at 5 kHz as well as their associated streamlines. The interface separating the fresh gases from the burnt gases has been calculated using the processing tool detailed in section 2.3.1 and the result is plotted on each image. Analysis of the time evolution of the flame pinching starts at the reference time t = 0 ms (Fig. 13a). This physical process is initiated when the fresh reactants transported at high velocity impacts the lower part of IRZ. As supported by the large OH signals

detected in Fig. 13a, the reaction zone is mainly located on the right side of the reactant jet and to a lesser extent on the upper part of the incoming reactant jet. Due to the large gap of velocity between the reactants and burnt gases circulating into IRZ, two counter-rotating vortices that participate to the production of SL lie along the edges of the reactant jet. At t = 0.1 ms, the both sides of the reactant jet are slightly tightened by the stretching and the movement in opposite directions of the vortices. The reaction zone is still maintained on the right side of the reactant jet (Fig. 13b). The velocity field recorded at t = 0.2 ms (Fig. 13c) indicates that the two counter-rotating vortices continue to move closer while convecting upstream, pushing then rapidly part of the reactants into the region of burnt gases. In the same time, a careful examination of the vorticity image (Fig. 13f) also indicates the apparition of a second vortex in the left edge of the reactant jet, thus deflecting the streamlines in the bottom part of the investigated region. At t=0.3 ms (Fig. 13d), these effects, combined with the high stretch generated by the vortices cause a separation of a large pocket of reactants from the bulk of the fresh gases. This pocket is then progressively convected and diluted at high velocity through the burnt gases without burning. On the contrary, the reaction zone on the right side continues to be active and even intensified. Indeed, the roll-up of the flame front under the action of the vortex induces larger strain rates and the reaction rate is intensified because the reactants are convected towards the flame front. Indeed, this effect allows a good penetration of the reactant flow through the braid of the vortex offering physical conditions similar to that found in the vicinity of a stagnation point. In particular, as the velocity of the reactants are nearly equal to zero, the heat release transferred to the reactants by the hot gases through the roll-up in the vortex is then significantly amplified, giving rise to favourable conditions for their ignition [14].

This investigation of the flame splitting is partial, since the out of plane component of velocity is unknown and prevent from calculating gradient in the third direction. However, as demonstrated by this study, for most of the time-series of images, it is possible to follow the temporal evolution of the flame front and the analysis of those images can reveal at several occasions this sequence of flame pinching, consolidating this analysis.

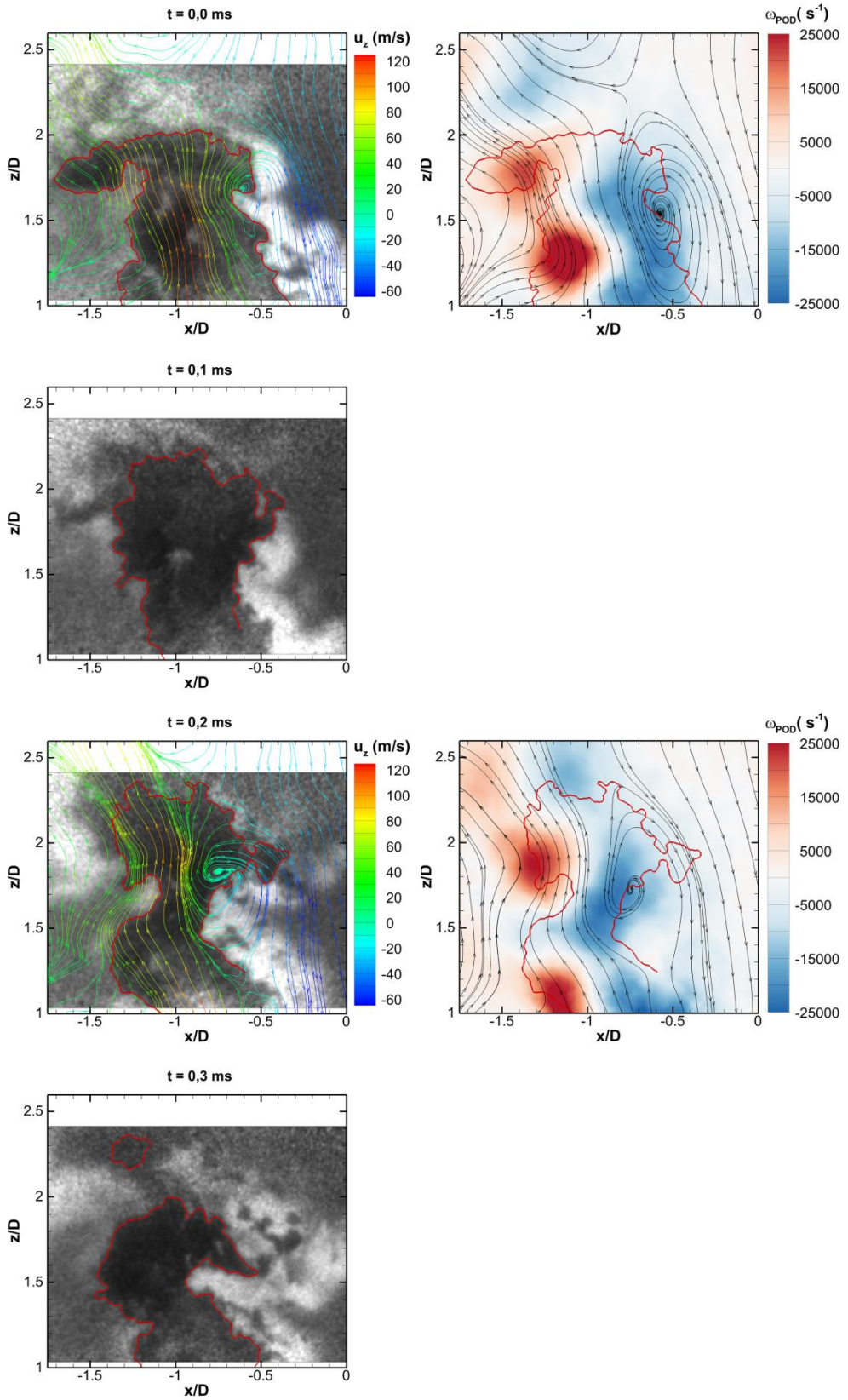


Fig. 13. Time sequence of flame splitting event (Left row) OH-PLIF time-series images superimposed with the velocity field coloured by the axial flow velocity. (Right row) Streamlines of POD reconstructed velocity fields coloured by vorticity. Red lines represent the contour of the flame.

4. Conclusions

A gas turbine model combustor equipped with an innovative lean premixed fuel injection system provided by SAFRAN Helicopter Engines and supplied by liquid kerosene was experimentally investigated. Non-intrusive laser diagnostics were applied in operating conditions representative of the ones encountered in real aeronautic propulsion systems, i.e. with a high swirl number (larger than 0.62 in the current study) and elevated inlet fresh gases velocities (~ 120 m/s). First, the interaction between the flame structure and the aerodynamic conditions were initially studied by PIV and OH-PLIF. The mean velocity and the flame shape distributions are typical of those encountered in confined swirled flames with the production of intense outer recirculation zones located on the corners of the combustion chamber and an inner recirculation zone located at the center of the reactive flowfield, this one helping to the stabilization of a V-shape flame by the transportation of hot products to the base of the fuel spray. Data processing of the strain rate and vorticity fields highlighted the existence of two shear layers that interferes differently with the inlet air/fuel mixing jet. The inner shear layer between IRZ and the fresh inlet flow that is not anchored to the injection system is developed at the upper base of the fuel spray. The growth rate of the shear layer was then governed by the high level of turbulence that promoted on a large three-dimensional zone the mixing of the fresh incoming products with hot products circulating into IRZ. The existence of a good mixing with a high level of local temperature in ISL provide ideal conditions of ignition as well as the production of flame front with intense chemical reaction as noted from the large measured OH-gradient signals. On the contrary, the shear layer located between ORZ and the fresh incoming flow is mainly governed by a Kelvin-Helmholtz instability mechanism. This shear layer, anchored on the external corner of the injection system, develops spanwise-oriented vortices with a growth rate as a function of the free stream speed ratio (fresh incoming reactants and the flow circulating inside the ORZ). Data processing of the OH-PLIF images into OH-gradients distributions shows that these structures result in curvature induced stretch flames that reduce the mixing between the fresh reactants and combustion products. Added to this, heat transfer between the combustion products circulating into ORZ and the combustor walls also leads to significant heat losses that reduce the local temperature and so the burning of the fresh gases close to the ORZ frontier. As a consequence, the flame front developed into OSL is most commonly quenched. A careful analysis of high-speed flow velocity and POD results combined with high-speed OH distributions highlighted unusual flame pinching mechanisms leading to the release of subsequent unburned pockets propagating in the burned gases that could be a potential source of pollution for aircraft combustion engines.

Acknowledgements

The authors are grateful for the support of the French aviation motorist SAFRAN Helicopter Engines, the French National Research Agency (ANR) and the technical help from the CORIA workshop staff.

References

[1] S.M. Correa, *Combust. Sci. Technol.* 87 (1993) 239–362.
[2] A.H. Lefebvre, D.R. Ballal, in:, Third Edit, Taylor & Francis, 2010.
[3] J. Janicka, A. Sadiki, M. Schäfer, C. Heeger, Flow and Combustion in Advanced Gas Turbine Combustion, Springer, 2013.
[4] T.C. Lieuwen, V. Yang, Combustion Instabilities In Gas Turbine Engines, American Institute of Aeronautics and Astronautics, Reston ,VA, 2006.
[5] Y. Huang, V. Yang, *Prog. Energy Combust. Sci.* 35 (2009) 293–364.
[6] A.M. Steinberg, I. Boxx, M. Stöhr, C.D. Carter, W. Meier, *Combust. Flame* 157 (2010) 2250–2266.
[7] K. Oberleithner, M. Stöhr, S.H. Im, C.M. Arndt, A.M. Steinberg, *Combust. Flame* 162 (2015) 3100–3114.
[8] W. Meier, I. Boxx, M. Stöhr, C.D. Carter, *Exp. Fluids* 49 (2010) 865–882.
[9] U. Stopper, W. Meier, R. Sadanandan, M. Stöhr, M. Aigner, G. Bulat, *Combust. Flame* 160 (2013) 2103–2118.
[10] I. Boxx, C.M. Arndt, C.D. Carter, W. Meier, *Exp. Fluids* 52 (2012) 555–567.
[11] M. Stöhr, R. Sadanandan, W. Meier, *Exp. Fluids* 51 (2011) 1153–1167.
[12] K. Oberleithner, M. Stöhr, S.H. Im, C.M. Arndt, A.M. Steinberg, *Combust. Flame* 162 (2015) 3100–3114.
[13] I. Boxx, C.D. Carter, M. Stöhr, W. Meier, *Exp. Fluids* 54 (2013).
[14] M. Stöhr, C.M. Arndt, W. Meier, *Proc. Combust. Inst.* 35 (2014) 3327–3335.
[15] C.D. Slabaugh, A.C. Pratt, R.P. Lucht, *Appl. Phys. B* 118 (2015) 109–130.
[16] I. Boxx, C. Slabaugh, P. Kutne, R.P. Lucht, W. Meier, *Proc. Combust. Inst.* 35 (2015) 3793–3802.
[17] S. Marinov, M. Kern, N. Zarzalis, P. Habisreuther, A. Peschiulli, F. Turrini, O.N. Sara, *Flow, Turbul. Combust.* 89 (2012) 73–95.
[18] C.T. Chong, S. Hochgreb, *Fuel* 115 (2014) 551–558.
[19] D.E. Cavaliere, J. Kariuki, E. Mastorakos, *Flow, Turbul. Combust.* 91 (2013) 347–372.
[20] A. Johchi, L. Zimmer, M. Tanahashi, in:, 17th Int. Symp. Appl. Laser Tech. to Fluid Mech., Lisbon, 2014, pp. 7–10.
[21] A. Lantz, R. Collin, Z.S. Li, P. Petersson, in:, 49th AIAA Aerosp. Sci. Meet. Incl. New Horizons Forum Aerosp. Expo. - AIAA 2011-986, 2011, pp. 1–8.
[22] A. Lantz, R. Collin, J. Sjöholm, Z. Li, P. Petersson, M. Aldén, in:, 49th AIAA Aerosp. Sci. Meet. Incl. New Horizons Forum Aerosp. Expo., American Institute of Aeronautics and Astronautics, Inc., 2011.
[23] I. Chterev, N. Rock, H. Ek, B. Emerson, J. Seitzman, N. Jiang, S. Roy, T. Lee, J.

Gord, T. Lieuwen, *Combust. Flame* 186 (2017) 150–165.
[24] M. Cordier, A. Vandel, G. Cabot, B. Renou, A.M. Boukhalfa, *Combust. Sci. Technol.* (2012) 120910084329004.
[25] J. Weickert, B.M.T.H. Romeny, M.A. Viergever, *Image Process. IEEE Trans.* 7 (1998) 398–410.
[26] W. Meier, I. Boxx, M. Stöhr, C.D. Carter, *Exp. Fluids* 49 (2010) 865–882.
[27] H. Malm, G. Sparr, J. Hult, C.F. Kaminski, *J. Opt. Soc. Am. A-Optics Image Sci. Vis.* 17 (2000) 2148–2156.
[28] R. Abu-Gharbieh, C. Kaminski, T. Gustavsson, G. Hamarneh, in:, Proc. IEEE Work. Var. Lev. Set Methods Comput. Vis., 2001, pp. 112–118.
[29] P. Perona, J. Malik, *IEEE Trans. Pattern Anal. Mach. Intell.* 12 (1990) 629–639.
[30] N. Otsu, *IEEE Trans. Syst. Man. Cybern.* 9 (1979) 62–66.
[31] L. Sirovich, *Q. Appl. Math.* 45 (1987) 561–571.
[32] R.J. Adrian, K.T. Christensen, Z.-C. Liu, *Exp. Fluids* 29 (2000) 275–290.
[33] J. Samarasinghe, S.J. Peluso, B.D. Quay, D. a Santavicca, in:, Proc. ASME Turbo Expo 2015 Turbine Tech. Conf. Expo. GT2015-42167, 2015, pp. 1–12.
[34] I. Papamoschou, A. Roshko, *J . Fluid Mech* 197 (1987) 453–477.
[35] P.E. Dimotakis, G.L. Brown, *J. Fluid Mech.* 78 (1976) 535–560.
[36] R. Sadanandan, M. Stöhr, W. Meier, *Appl. Phys. B Lasers Opt.* 90 (2008) 609–618.
[37] R. Mercier, T.F. Guiberti, A. Chatelier, D. Durox, O. Gicquel, N. Darabiha, T. Schuller, B. Fiorina, *Combust. Flame* 171 (2016) 42–58.
[38] P. Malbois, E. Salaün, F. Frindt, G. Cabot, B. Renou, F. Grisch, in:, Proc. ASME Turbo Expo 2017 Turbomach. Tech. Conf. Expo. GT2017-64484, Chatlotte (N.C), 2017, pp. 1–14.
[39] J.M. Donbar, J.F. Driscoll, C.D. Carter, *Combust. Flame* 122 (2000) 1–19.
[40] G. Joulin, G.I. Sivashinsky, *Combust. Sci. Technol.* 77 (1991) 329–335.
[41] M. Tanahashi, S. Taka, M. Shimura, T. Miyauchi, *Exp. Fluids* 45 (2008) 323–332.
[42] S. Dhanuka, J. Driscoll, H. Mongia, in:, 44th AIAA/ASME/SAE/ASEE Jt. Propuls. Conf. Exhib. - AIAA 2008-4683, Hartford, 2008.
[43] T. Ueda, M. Shimura, M. Tanahashi, T. Miyauchi, *J. Mech. Sci. Technol.* 23 (2009) 1813–1820.
[44] R. Borghi, S.N.B. Murthy, Turbulent Reactive Flow, Springer-Verlag, 1989.
[45] Y. Nada, M. Tanahashi, T. Miyauchi, *J. Turbul.* 5 (2003).
[46] N. Peters, in:, Symp. Combust., Combustion Institute, 1986, pp. 1231–1250.
[47] T. Poinsot, D. Veynante, S. Candel, *J. Fluid Mech.* 228 (1991) 561–606.
[48] B. Franzelli, A. Vié, M. Ihme, *ILASS Eur. 26th Annu. Conf. Liq. At. Spray Syst.* (2014) 8–10.

Chapitre 7 :

Etude de la combustion haute-pression

Table des matières

7 Analyse de la combustion haute pression 200
7.1 Structure de flamme à partir des images de PLIF-OH 200
7.1.1 Structure instantanée de flamme 200
7.1.2 Structures moyennes en fonction du point de fonctionnement 202
7.1.3 Analyse quantitative des images moyennes de PLIF-OH 203
7.2 Mécanismes de stabilisation de la flamme à 0,81 MPa, FAR 42 ‰ 206
7.2.1 Résultats préliminaires : Champs aérodynamiques non-réactif 206
7.2.2 Résultats préliminaires : Champs aérodynamiques en condition réactive 208
7.2.3 Analyse de la structure moyenne de l'écoulement, du mélange carburant/air et de position de la flamme. 211
7.3 Influence des conditions d'entrée sur le mélange carburant/air et la combustion 213
7.3.1 Impact sur la répartition instantanée en kérosène vapeur et sur la structure la flamme. 213
7.3.2 Analyse de la distribution moyenne en kérosène et en radical OH 216
7.4 Conclusion 221
7.5 Références bibliographiques 222

7 Analyse de la combustion haute pression

Dans cette dernière partie, la combustion issue de l'injecteur LP NEWAC fonctionnant dans les conditions nominales (FAR, pression et température de préchauffage) est étudiée. Pour analyser les mécanismes de stabilisation de flamme ainsi que l'effet de la pression et de la quantité de carburant injecté sur le rendement de combustion, les diagnostics de mesure et les méthodes de post-traitement présentés dans les chapitres précédents sont utilisés. Cette analyse repose sur l'interprétation des images de PLIF-OH couplées à celles obtenues par PLIF-kérosène mais également sur l'analyse des champs aérodynamiques obtenus par PIV dans les mêmes conditions [1].

7.1 Structure de flamme à partir des images de PLIF-OH

7.1.1 Structure instantanée de flamme

Durant le fonctionnement du système d'injection LP NEWAC dans la chambre HERON, deux principales structures de flamme ont été observées et sont représentées sur la figure 7.1. Il apparait que la grandeur scalaire pilotant la transition entre les deux structures de flamme est la pression. En effet, pour une pression inférieure à 0,4 MPa, une flamme dite en « V » est observée. Dès que la pression devient supérieure à 0,45 MPa, la structure de flamme est remplacée par une forme « tulipe » Dans les deux cas, la flamme présente une structure instantanée très plissée, ce plissement étant provoquée par une turbulence développée à différentes échelles. Les nombreuses structures cohérentes sont nettement visibles sur les champs de vitesse instantanés, dans les zones où les fluctuations d'énergie cinétique sont importantes (cf section 7.2.1).

Dans la gamme de pression intermédiaire, 0,4 MPa < P < 0,45 MPa, les deux structures de flammes sont observables (figure 7.1), et ce, pour une même condition de fonctionnement (c.-à-d. à débit carburant constant). La transition entre les deux régimes de flamme s'opère spontanément dans les deux sens. Ce processus de flamme bi-stable, dans des régimes de fonctionnement limites n'est pas nouveau, celui-ci étant régulièrement détaillé dans la littérature. Dans le cas d'étude de Renaud et al. [2], le comportement bi-stable est imputé à l'existence d'un cycle à hystérésis sur la répartition en débit carburant entre l'injection pilote et secondaire. Durant leurs travaux, la transition entre une flamme liftée vers une flamme tulipe ou une flamme en V, n'a été observée qu'à pression atmosphérique.

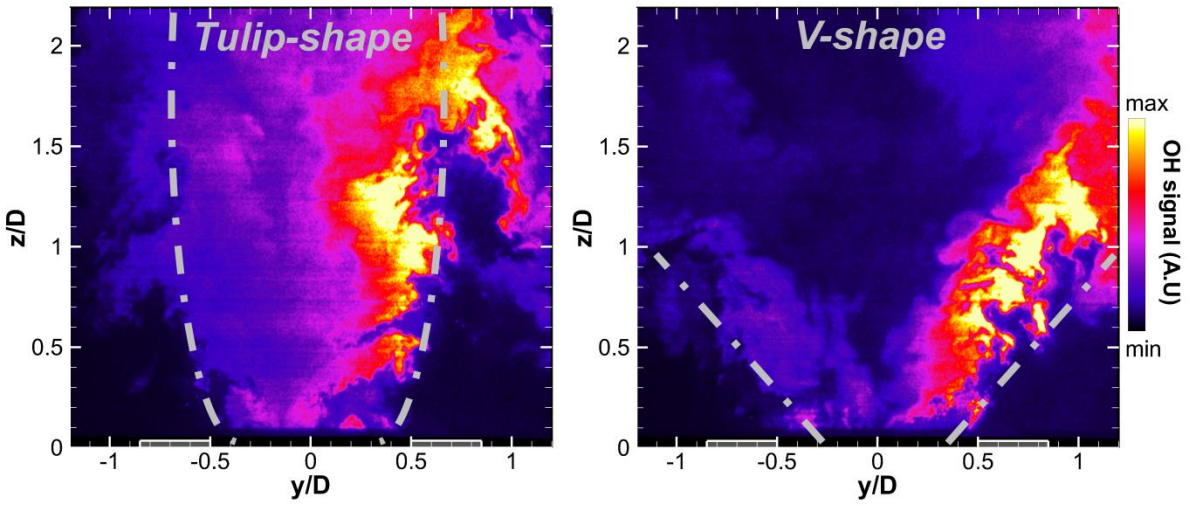


figure 7.1 : (Gauche) Images instantanées de PLIF-OH (fausses couleurs) dans le cas d'une flamme en forme « tulipe ». (Droite) Flamme en forme de « V ». P = 0,41 MPa, T = 670 K, FAR = 42‰. Le sens de l'écoulement est de bas en haut et la nappe laser entre par la droite.

Ce résultat ne correspond pas aux observations expérimentales qui démontrent une structure en V, également observée dans notre cas d'utilisation du système LP à pression atmosphérique. Les transferts thermiques aux parois doivent alors être pris en compte afin de modéliser correctement la structure de la flamme observée. En effet, l'absence de zone réactive détectée dans la région de l'OSL, menant à la flamme en V s'explique par une réduction de la température des gaz brûlés recirculés par l'ORZ, diminuant alors la réactivité du mélange de gaz frais (cf. [3], [4] et chapitre précédent). Une étude récente d'Oberleithner et de Stöhr et al. [5], [6] montre un couplage entre les conditions thermiques aux parois et ce phénomène de transition de structure de flammes. Dans les travaux menés sur une flamme swirlée méthane-air (PRECINSTA), une oscillation entre une flamme en V, attachée au centre du brûleur et une flamme en M liftée apparait, pour certains points de fonctionnement. Il est supposé que la flamme en V réchauffe la base du bruleur entrainant une apparition d'un PVC croissant, causant la transition vers une flamme en M lifté. La base du brûleur se refroidissant, ensuite, l'effet inverse se produit, l'intensité du PVC décroit permettant à la flamme de se rattacher à la base du brûleur.

Appliqué à notre cas, on peut imaginer un scénario où la flamme en V vient impacter les parois latérales du brûleur, ce qui les réchaufferait et permettrait à la flamme de se développer avec une forme tulipe, grâce à une meilleure évaporation du carburant dans la chambre de combustion. Une fois la flamme en tulipe établie, les parois de la chambre se refroidiraient ensuite, du fait d'une vitesse axiale élevée et directe des gaz brulés vers la sortie de la chambre. En raison d'une diminution de la température aux parois, l'évaporation du carburant deviendrait réduite et la flamme retournerait à sa forme initiale en V.

Pour ces deux cas de flammes observées, on repère une grande quantité de radicaux OH en sortie du système d'injection. Ce résultat indique que la combustion a déjà démarré à l'intérieur du système d'injection et que la flamme se stabilise à l'intérieur du dôme de l'injecteur.

7.1.2 Structures moyennes en fonction du point de fonctionnement

Les mesures par PLIF-OH ont été réalisées sur une gamme étendue de fonctionnement de pressions comprises entre 0,41 MPa et 1,80 MPa et de rapports de débits (massiques dans l'injecteur) carburant/air allant de 28‰ jusqu'à 50‰, le tout pour une température de préchauffage de l'air de 670 K. Pour ces points de fonctionnement, la moyenne des images de PLIF-OH, corrigées de l'effet d'absorption du laser incident observé sur les images moyenne (cf. Chapitre 4), et écart-types associés ont été déterminés et sont présentés sous une forme de diagramme représentant l'évolution de la structure de flamme (figure 7.2).

Pour la majorité des points d'essais, la flamme possède une forme de tulipe, déjà observée avec les mesures de chimiluminescence sur le radical CH (cf. Chapitre 2). Le phénomène de flamme bi-stable, précédemment décrit, est également observable pour le point de fonctionnement proche de la limite d'extinction à 0,41 MPa (41‰<$FAR_{injecteur}$<44‰). La trace de l'existence d'une double structure V/tulipe est notamment visible sur l'image écart-type de la fluorescence d'OH.

Ce diagramme nous indique qu'une augmentation de la pression entraine une faible diminution de la fraction molaire en radical OH (voir les images de PLIF-OH corrigées). En revanche, une baisse plus importante est constatée avec la diminution du $FAR_{injecteur}$, à iso-pression. On observe également une réduction de l'expansion de la flamme avec une augmentation de la pression ou une diminution du FAR.

Concernant l'évolution de la RMS avec l'augmentation de la pression, on note que la zone de fluctuations importantes en radical OH se rapproche du dome du système d'injection. Ce résultat confirme le constat d'une plus faible expansion de la flamme et donc une meilleure compacité.

On remarque également l'absence de fluctuations du signal de fluorescence d'OH dans le plan central de l'injecteur. Ceci indique que le point de stabilisation de la flamme se trouve à l'intérieur du dôme de l'injecteur contrairement au fonctionnement de l'injecteur à pression atmosphérique où un battement sporadique de la base de la flamme était observé à l'extérieur du dôme (cf. Chapitre 6). L'ensemble de ces résultats indique simplement que la flamme est stabilisée à l'intérieur du dôme du système d'injection quelque soit le niveau de pression étudié.

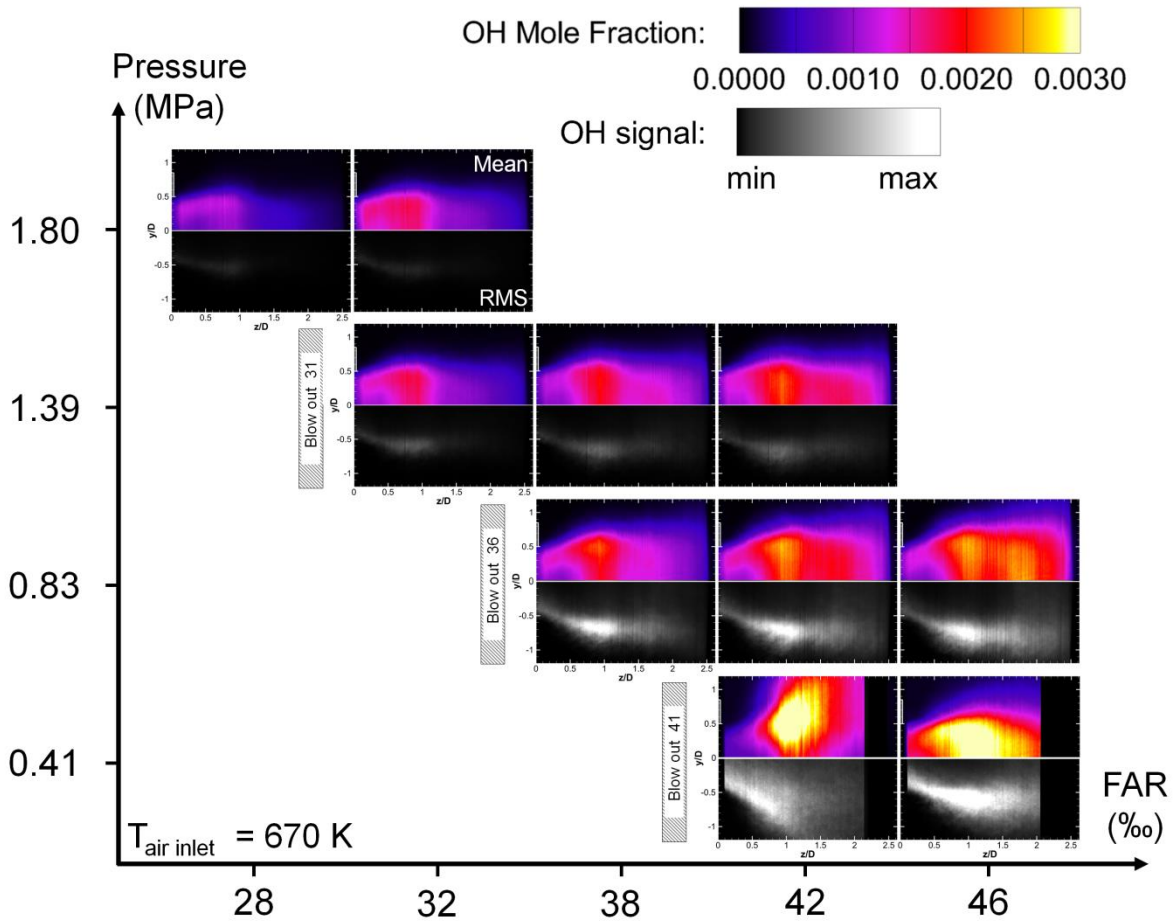


figure 7.2 : Diagramme d'évolution de la répartition moyenne en radical OH corrigée en absorption (partie supérieure) et écart-type (partie inférieure) dans la chambre HERON en sortie de l'injecteur NEWAC, en fonction des conditions de pression et de rapport de débit carburant/air.

7.1.3 Analyse quantitative des images moyennes de PLIF-OH

Comme souligné dans le chapitre 4, l'analyse des images moyennes de PLIF-OH corrigées des effets d'absorption et représentées sur la figure 7.3, révèle une asymétrie de l'écoulement réactif, en matière de distribution de la fraction molaire en OH entre les parties inférieures et supérieures de l'écoulement. On observe notamment pour les distances $z/D \leq 1$, une concentration plus élevée sur la partie supérieure de la flamme. Cette dissymétrie semble se réduire en aval de l'écoulement dans la chambre mais également lors de l'augmentation de la pression et n'est donc a priori pas liée à la procédure de correction de l'absorption de la nappe laser. On remarque également un maximum de concentration au niveau de la zone où la RMS est la plus élevée. Afin de vérifier que cette asymétrie n'est pas la conséquence de la procédure de correction des images par l'absorption de la nappe laser, traversant la flamme du haut vers le bas, les champs de concentrations en OH obtenus dans le plan axial sont comparés aux mesures de PLIF-OH dans le plan radial.

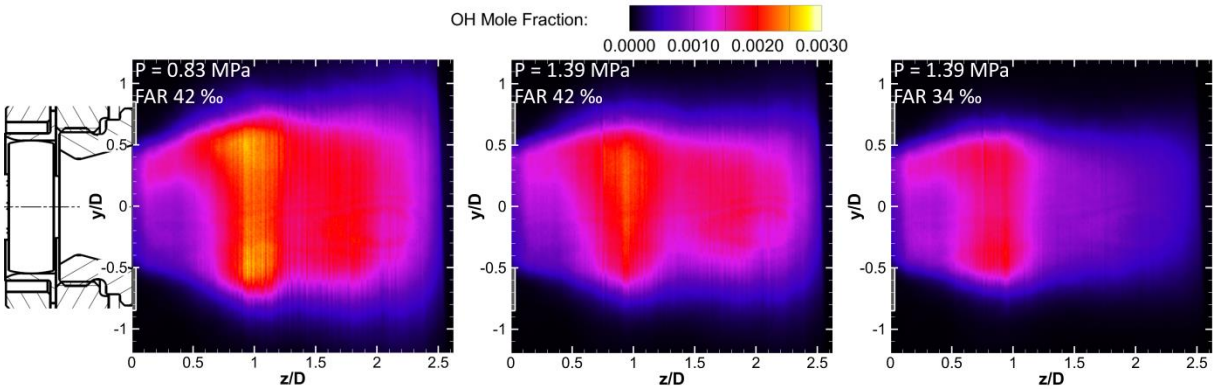


figure 7.3 : Evolution de la fraction molaire en radical OH dans la chambre HERON en sortie de l'injecteur NEWAC, en fonction des conditions de pression et de rapport de débit carburant/air.

Dans cette dernière configuration, la nappe laser pénètre par les hublots latéraux. L'absorption de la nappe laser se déroule le long de l'axe x et permet ainsi d'évaluer l'asymétrie de la flamme de façon totalement indépendante du phénomène d'absorption. Comme dans les mesures réalisées dans le plan axial, l'absorption observée est corrigée par la méthode décrite dans le Chapitre 4. Le coefficient d'absorption utilisé est le même que celui employé dans le plan axial pour le même point de fonctionnement (hypothèse de température identique). En outre, les résultats obtenus dans le plan radial permettent une évaluation de la répétabilité des expériences et de la méthode de traitement de l'effet d'absorption, dans des configurations optiques distinctes.

Deux séries de mesures dans le plan radial, à z/D = 0,75 et z/D = 1,00 ont été réalisées avec la combinaison des techniques PLIF-OH et PLIF-kérosène. Contrairement aux images de PLIF-kérosène dans le plan radial z/D = 1,00, les images de PLIF-OH possèdent un bon rapport signal/bruit. Les résultats obtenus pour le point de fonctionnement P = 0,83 MPa, FAR = 42 ‰, T = 670 K, pour ces deux distances à l'injecteur sont présentées sur la figure 7.4. Ces mesures permettent de confirmer qualitativement les résultats obtenus dans le plan axial. En effet, la dissymétrie entre les parties supérieures et inférieures de l'écoulement constatée pour une longueur inférieure à un diamètre d'injecteur dans le plan axial est également observée sur les champs de concentration d'OH dans le plan radial, à une distance z/D = 0,75 de la sortie de l'injecteur (voir la figure 7.4, gauche). Comme dans le plan axial, la symétrie haut/bas de la flamme est retrouvée pour la distance z/D = 1,00. Ces résultats soulignent donc l'importance d'analyser quantitativement les images de fluorescence et de ne pas s'arrêter à une simple visualisation des résultats bruts de PLIF, pouvant conduire à une interprétation partielle ne permettant pas d'observer ces variations, notamment dans des conditions de fonctionnement haute-pression.

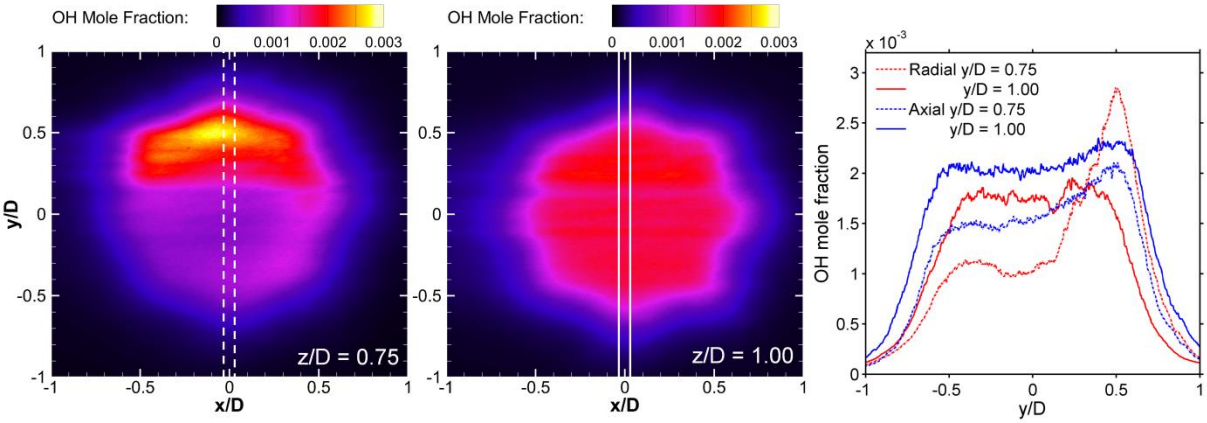


figure 7.4 : Évolution de la fraction molaire en radical OH dans le plan radial à (gauche) z/D = 0,75 (centre) z/D = 1,00. P = 0,83 MPa, FAR = 42 ‰, T = 670 K.
(droite) Comparaison entre les profils de fraction molaire en radical OH obtenus dans le plan radial (courbes rouges) et dans le plan axial (courbes bleues) pour la valeur x/D = 0.

Concernant les valeurs quantitatives obtenues en termes de concentration en radical OH, celles-ci sont du même ordre de grandeur dans les deux plans, comme le souligne figure 7.4, droite. On constate un bon accord dans le plan z/D = 1,00, avec un écart de 13% sur les fractions molaires en OH entre les deux plans de mesure. En revanche, à une distance de z/D = 0,75 au niveau de l'axe central de l'injecteur, un écart de 25 % entre la fraction molaire dans les deux plans est visible. Cet écart important reste à modérer. En effet, on observe une asymétrie bien plus marquée lors de la mesure dans le plan radial avec une surreprésentation du radical OH dans la partie supérieure de la flamme et une concentration sous-estimée dans la partie basse.
Ces différences en termes de fraction molaire de OH et de répartition spatiale, peuvent s'expliquer par plusieurs facteurs :

- Pour les différents plans et distances d'analyse à l'injecteur, le même coefficient d'absorption est utilisé. Or, l'évolution de la fraction molaire d'OH en fonction de la position dans la chambre de combustion montre que cette température n'est pas forcement constante et uniforme. Ce point a déjà été discuté dans le Chapitre 4 et une étude de sensibilité a montré qu'une erreur d'estimation de 150 K mène à une différence de 7 % sur la fraction molaire d'OH.
- Dans le cas des mesures réalisées dans le plan axial, la correction de l'absorption est réalisée dans la même direction que la dissymétrie observée. Cette asymétrie se retrouve alors atténuée, puisque l'hypothèse initiale sur laquelle repose la procédure de correction de l'absorption est l'existence d'une flamme symétrique.
- Les mesures dans le plan axial et radial ont été réalisées avec deux mois d'intervalle. L'injecteur et le banc d'essai ont été partiellement démontés pour réaliser une maintenance entre ces deux mesures. Malgré l'attention particulière portée lors du remontage du système d'injection, son centrage a pu

être imparfaitement réalisé. L'impact du facteur centrage du système d'injection sur l'établissement de l'écoulement et sur les champs aérodynamiques ayant déjà été observé lors de son utilisation à pression atmosphérique. Cet aspect peut être une raison expliquant l'asymétrie et la différence entre les mesures dans les deux plans réalisées à z/D= 0,75.

Les mesures dans le plan radial montrent également que la flamme n'est pas circulaire dans le plan radial mais présente huit concavités, observables dans les deux plans radiaux. Cette absence de circularité de la flamme sera développée dans la section 7.3.2 décrivant la corrélation entre la distribution de OH et celle du kérosène vapeur.

7.2 Mécanismes de stabilisation de la flamme à 0,81 MPa, FAR 42 ‰

Comme évoqué précédemment, la flamme présente une forme de « tulipe », avec un angle d'expansion quasiment constant pour quasi-totalité des points de fonctionnement. À ce titre, la condition P = 0,83 MPa, FAR = 42‰, T = 670 K est représentative des autres points de fonctionnement en termes de structure de flamme, mais également de l'écoulement des gaz brûlés dans la chambre de combustion. Les interactions entre les processus physiques gouvernant ce type de flamme sont maintenant analysées dans cette section grâce à l'exploitation des images de PLIF-OH et PLIF-kérosène mesurées simultanément, et des champs de vitesse mesurés par E. Salaun [1].
Cette condition de fonctionnement est également utilisée comme un cas de référence pour les simulations numériques réalisées en parallèle de cette étude [7]–[9]. En outre, ce point d'essais est caractéristique du fonctionnement du système d'injection ce qui permet donc, d'établir réaliser une étude paramétrique sur l'impact du FAR, de la pression et de la température de fonctionnement.

7.2.1 Résultats préliminaires : Champs aérodynamiques non-réactif

Parallèlement aux travaux relatifs aux distributions de carburant et à la structure de flamme, une étude a été réalisée sur l'écoulement réactif afin d'analyser l'aérodynamique de l'écoulement pour les mêmes conditions de fonctionnement que celles présentées dans cette étude [1]. Ces mesures de champs de vitesse ont été réalisées par mesure PIV à 5 kHz avec les mêmes outils que ceux présentés sur la chambre de combustion KIAI (cf. chapitre 6).
Dans un premier temps, le champ aérodynamique est présenté pour un écoulement non réactif. Les mesures sont effectuées à 0,83 MPa, avec une température de préchauffage de 670 K. Les résultats sont représentés sur la figure 7.5.

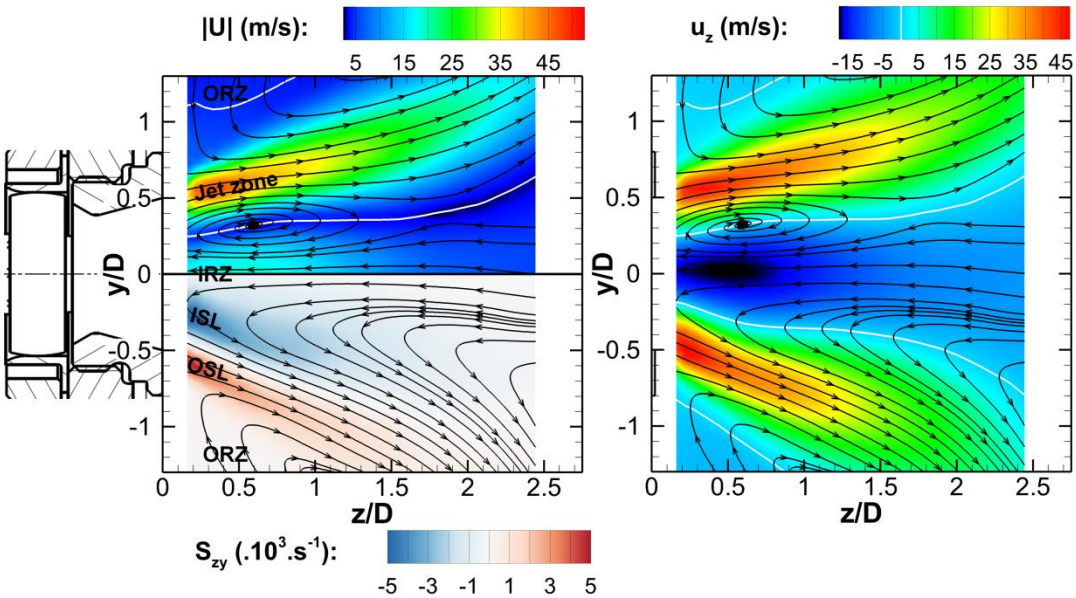


figure 7.5 : Champ de vitesse moyen mesuré dans la chambre HERON en condition non réactive coloré en fonction (gauche, haut) de la norme de la vitesse, (bas) de la composante zy du taux de cisaillement, (droite) et de la composante axiale de la vitesse. P = 0,83 MPa, T = 670 K. Lignes blanches : isolignes de vitesse axiale nulle. Mesures par E. Salaun [1].

La structure de l'écoulement observée est classique des écoulements swirlés et ressemble à celle mesurée lors des essais à pression atmosphérique, avec la présence d'une large zone centrale IRZ (Inner Recirculation Zone, induite par l'effet du swirl) et une d'une zone ORZ (Outer Recirculation Zone) en chaque extrémité du brûleur. Ces deux zones sont séparées par une région où l'éjection des gaz frais en sortie du système d'injection présente des vitesses importantes de l'ordre de 50 m/s. A l'interface entre ces deux zones, la forte différence de vitesse entre la zone de jet et les zones de recirculations internes IRZ et externe ORZ induisent deux couches de cisaillement dénotées respectivement ISL et OSL.

L'analyse du champ de vitesse en condition non réactive montre également (figure 7.5, droite) une asymétrie entre les zones de vitesse élevée supérieure et inférieure. Ce résultat explique en partie les observations réalisées précédemment concernant l'asymétrie observée sur les champs de distribution du radical OH et du kérosène vapeur.

Cette asymétrie observée sur les distributions d'OH et kérosène provient de l'écoulement en sortie du système d'injection qui est lui-même non symétrique. Un défaut de centrage des pièces sur le fond de chambre mais également la présence du mât de fixation de l'injecteur permettant d'alimenter l'injecteur en kérosène semblent être responsables de cette différence de comportement entre la partie inférieure et supérieure de la flamme.

7.2.2 Résultats préliminaires : Champs aérodynamiques en condition réactive

De manière identique, des mesures de vitesse par PIV ont été réalisées en conditions réactives pour le point de fonctionnement à 0,83 MPa, $FAR_{injecteur}$ = 42 ‰, et avec une température de préchauffage de 670 K. Les champs de vitesses moyens et les fluctuations associées sont présentés sur la figure 7.6.

L'analyse du champ aérodynamique moyen a permis de mettre en évidence une zone de recirculation centrale IRZ induite par le mouvement de swirl et une zone de recirculation externe de part et d'autre de l'écoulement central (ORZ), liées au changement de section brusque à la sortie de l'injecteur. A première vue, cette structure d'écoulement est proche de celle identifiée dans le cas du fonctionnement à pression atmosphérique ou celle organisant l'écoulement non-réactif, avec une IRZ moins évasée et très confinée.

Cependant, contrairement à l'écoulement non-réactif, la zone présentant la vitesse axiale la plus élevée ne peut pas être directement attribuée à la zone d'éjection des gaz frais. En effet, comme cela a été observé précédemment, les gaz frais ont majoritairement été consommés à l'intérieur du système d'injection et la zone centrale en sortie d'injecteur est uniquement composée de gaz brûlés.

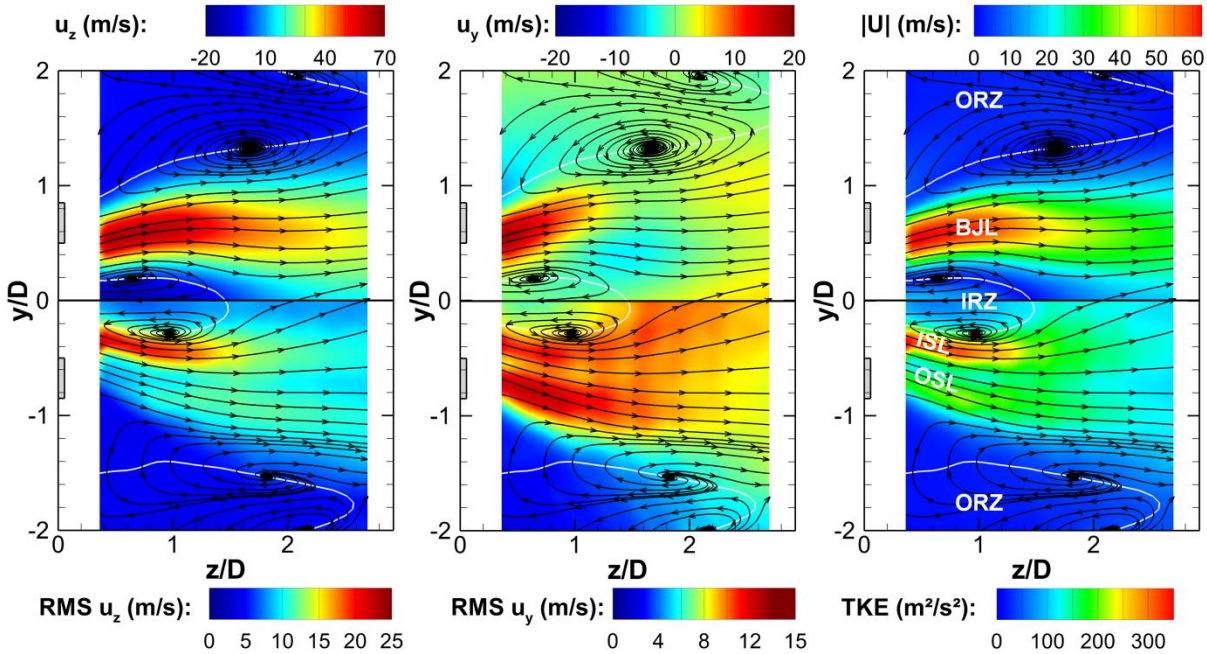


figure 7.6 : Champ de vitesse moyen mesuré dans la chambre HERON pour le point de fonctionnement P = 0,83 MPa, FAR = 42 ‰, T = 670 K, coloré par : (gauche) vitesse/écart-type de la vitesse axiale u_z, (centre) vitesse/écart-type de la vitesse radiale u_y et (droite) norme de la vitesse et énergie cinétique turbulente. Lignes blanches : isolignes de vitesse axiale nulle. Mesures par E. Salaun [1].

La forme de cette zone de grandes vitesses rappelle celle de la flamme tulipe observée sur les images moyennes de PLIF-OH. Nous le verrons un peu plus tard (figure 7.11) mais cette zone située à l'intérieur des gaz brûlés, correspond à la zone d'expansion thermique des gaz brûlés, dénotée dans notre cas BJL (Burnt Jet Layer). A cause des vitesses élevées dans la BJL, aucune structure particulière ne permet de discerner la zone d'éjection des gaz frais qui doit être localisée au niveau de l'OSL, entre l'ORZ et la BJL.

L'analyse statistique des champs de vitesses (en condition réactive, partie inférieure de la figure 7.6, gauche et centre) permet également de mettre en évidence des régions où les fluctuations de vitesses sont élevées. Celles-ci se trouvent de part et d'autre de la zone de vitesse élevée, région que l'on discerne également sur l'image de l'énergie turbulente (figure 7.6, droite). De nombreux tourbillons sont observables dans ces zones ce qui explique les fluctuations importantes de vitesse de part et d'autre de la zone d'éjection des gaz brûlés comme le souligne les champs de vitesse instantanée présentés sur la figure 7.7.

Ces zones correspondent également à une zone de cisaillement située entre la zone de vitesse axiale élevée et les zones de recirculation IRZ et ORZ. Ceci s'explique notamment par la couche de cisaillement induite par l'existence d'une différence de vitesse importante entre la BJL et les zones de recirculation IRZ et ORZ présentant des vitesses plus faibles. Dans ces deux zones, l'effet de cisaillement et la vorticité sont des phénomènes importants comme le souligne la figure 7.8. Ces phénomènes sont en intensité de l'ordre de ceux observés à pression atmosphérique. Par analogie à la condition à pression atmosphérique, ces deux zones de cisaillement sont appelées couche de cisaillement centrale (ISL) côté zone de recirculation centrale et couche de cisaillement externe (OSL) côté zone de recirculation externe.

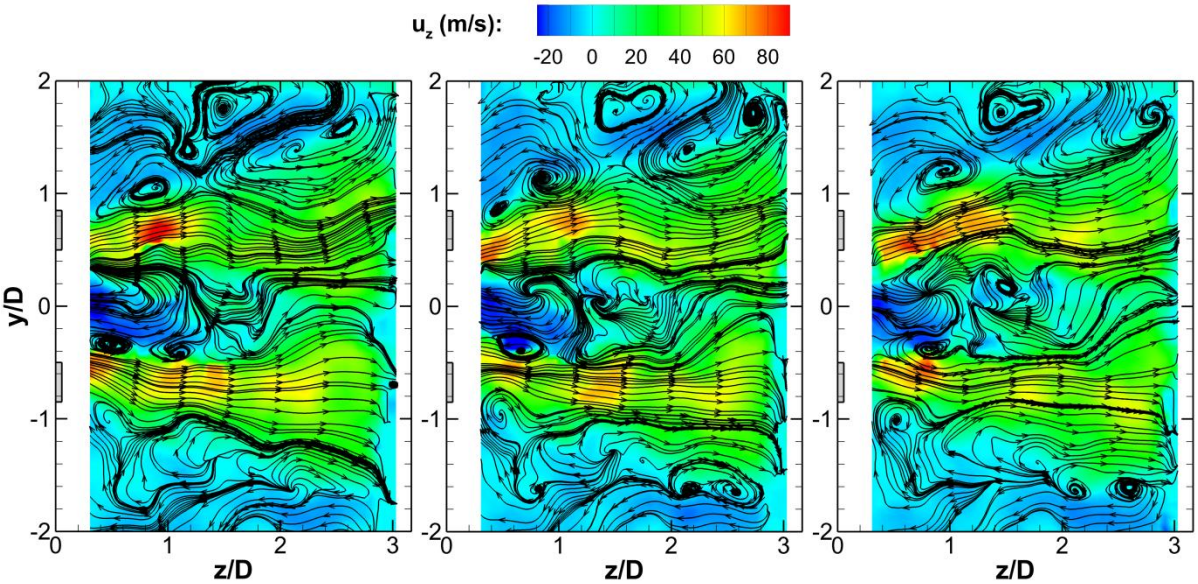


figure 7.7 : Champs de vitesses instantanés capturés à 0,2 ms d'intervalle. P = 0,83 MPa, FAR = 42 ‰, T = 670 K. Mesures par E. Salaun [1].

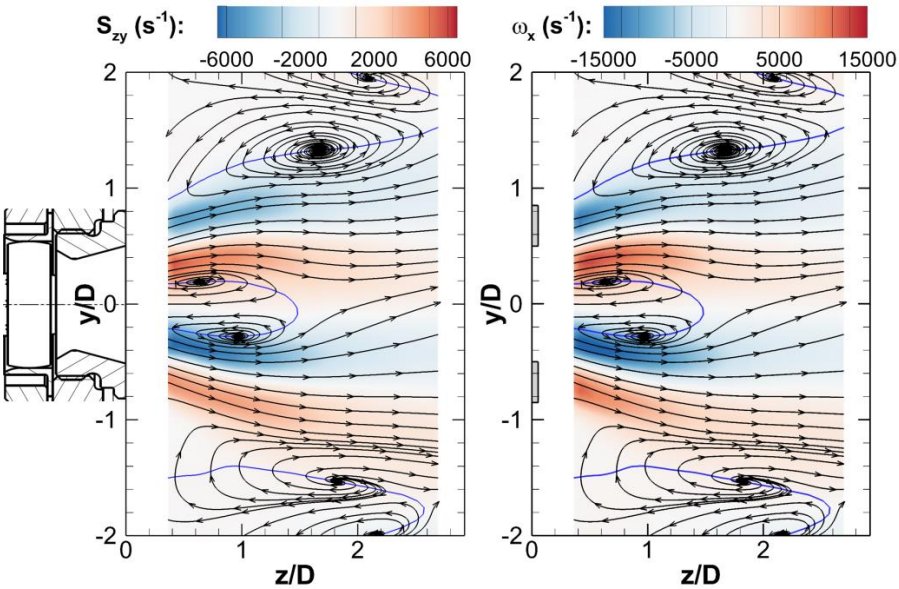


figure 7.8 : (Gauche) Composante zy du taux de cisaillement. (Droite) Composante x de la vorticité. Courbes bleues : isolignes de vitesse axiale nulle. Mesures par E. Salaun [1].

Afin de compléter l'analyse de l'aérodynamique dans la chambre de combustion, les résultats de mesures PIV sont superposés avec le champ de distribution moyen en kérosène vapeur, obtenu à partir des images de PLIF-kérosène. Sur cette image de distribution de kérosène vapeur, la zone de gaz frais sortant de l'injecteur peut être identifiée à partir du mélange kérosène/air qui n'a pas encore consommé. Les résultats obtenus sont représentés sur la figure 7.9.

On constate sur la figure 7.9, que la zone de distribution en kérosène vapeur ne se superpose pas avec la zone BJL de forte vitesse mais se positionne aux frontières extérieure de la BJL et intérieure de l'OSL. Cette observation conforte notre analyse concernant la BJL, celle-ci qui ne correspondant pas alors à la zone d'éjection des gaz frais. Tout comme les résultats en condition non-réactive, l'analyse simultanée des champs de vitesse en condition réactive et de la distribution du kérosène vapeur montre le caractère dissymétrique de l'écoulement réactif entre les parties supérieures et inférieures de la chambre de combustion.

Comme évoqué précédemment, le mélange de gaz frais kérosène/air pénètre plus loin dans la partie supérieure de la chambre de combustion. Cette asymétrie devient moins visible sur la norme de la vitesse. En revanche, on observe également que l'OSL est plus importante en termes d'énergie cinétique turbulente dans la partie supérieure de l'écoulement tandis que l'ISL est plus intense dans sa partie inférieure.

Ces résultats confirment les observations déjà réalisées concernant l'asymétrie de champs de distribution en radical OH et de kérosène. Ces asymétries sont donc imputables au fonctionnement du système d'injection et de l'écoulement qui en ressort.

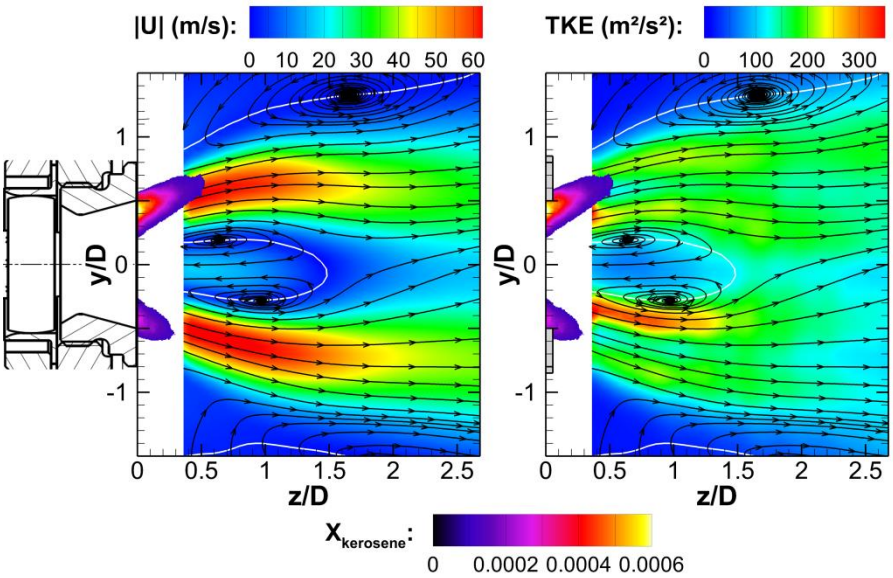


figure 7.9 : Norme de la vitesse moyenne mesurée dans la chambre HERON superposée avec la fraction molaire de kérosène pour le point de fonctionnement P = 0,83 MPa, FAR = 42 ‰, T = 670 K. Lignes blanches : isolignes de vitesse axiale nulle.

7.2.3 Analyse de la structure moyenne de l'écoulement, du mélange carburant/air et de position de la flamme.

Afin d'étudier les interactions entre la structure de flamme, la zone de mélange des gaz frais et la zone des gaz chauds, les différentes quantités calculées à partir des champs moyens de PLIF-OH, PLIF-kérosène et de PIV sont superposés et comparées sur la figure 7.10.

Sur la figure de gauche, la flamme moyenne se stabilise sur la frontière extérieure de la BJL et sur le bord interne de l'OSL. Comme évoqué précédemment, l'éjection de gaz brûlés à grande vitesse dans cette zone (BJL) est causée par l'expansion thermique des gaz frais qui sont consommés à travers le front de flamme. En supposant un rapport de densité entre les gaz frais et les gaz brûlés de l'ordre de 3 et considérant un fluide incompressible de part et d'autre de la zone de réaction, une augmentation de la vitesse après le front de flamme apparait nécessairement afin de respecter le principe de conservation de la masse, créant ainsi la BJL. Il est également intéressant de noter que la distance à laquelle commence la réduction de la vitesse dans la zone BJL, concorde avec la position de la fin de la zone de réaction obtenue avec la position moyenne des gradients des images de PLIF-OH (cf. chapitre 4).

Sur la figure 7.10, droite, la position moyenne de la flamme est superposée au champ de fraction molaire du mélange carburant/air. On observe que la zone du mélange kérosène/air se situe entre la zone des gaz brûlés et la paroi externe du dôme de l'injecteur.

La concentration moyenne de kérosène vapeur mesurée reste faible en sortie d'injecteur avec une fraction molaire moyenne voisine de 5.10^{-4}. En considérant un mélange uniquement de kérosène-vapeur et d'air, la richesse mesurée serait alors de

0,05. Une si faible richesse empêcherait naturellement toute réaction chimique du mélange kérosène/air, lors d'une combustion académique. Dans notre cas d'étude, les mesures montrent qu'une consommation du kérosène résiduel est quand même observée à l'interface située entre la zone des gaz frais et des gaz brûlés. Le fait que le kérosène résiduel soit consommé le long de cette frontière résulte de la présence d'un gradient de température important dans la couche de mélange situé entre le jet de « gaz frais » et le jet de « gaz chaud » circulant dans la BJL. Comme le différentiel de vitesse entre ces deux zones est élevé, la couche de mélange sera alors peu épaisse ce qui entrainera uniquement un préchauffage rapide d'un mélange kérosène/air contenu dans cette couche de mélange à une température telle que le mécanisme réactionnel entre le kérosène et l'air pourra être initié. Cette analyse est soutenue par l'analyse des images conjointes de PLIF-OH instantanées (cf. section suivante, figure 7.11). Ces images indiquent l'existence d'un gradient d'OH plus élevé (donc une zone réactionnelle) uniquement aux endroits où du kérosène vapeur est présent. Là où le kérosène aura disparu, le gradient d'OH déduit des images de fluorescence d'OH aura également disparu.

Sur la partie inférieure de la figure 7.10, gauche, on discerne également que la flamme est stabilisée sur la frontière intérieure de l'OSL. En effet, cette zone correspond à une région où de nombreux tourbillons prennent naissance, ce qui permet d'obtenir un mélange efficace du kérosène avec l'air mais également d'obtenir des échanges thermiques entre la zone IRZ et les gaz frais. Ces conditions favorables permettent d'augmenter sur la zone de mélange la température des gaz frais de manière significative.

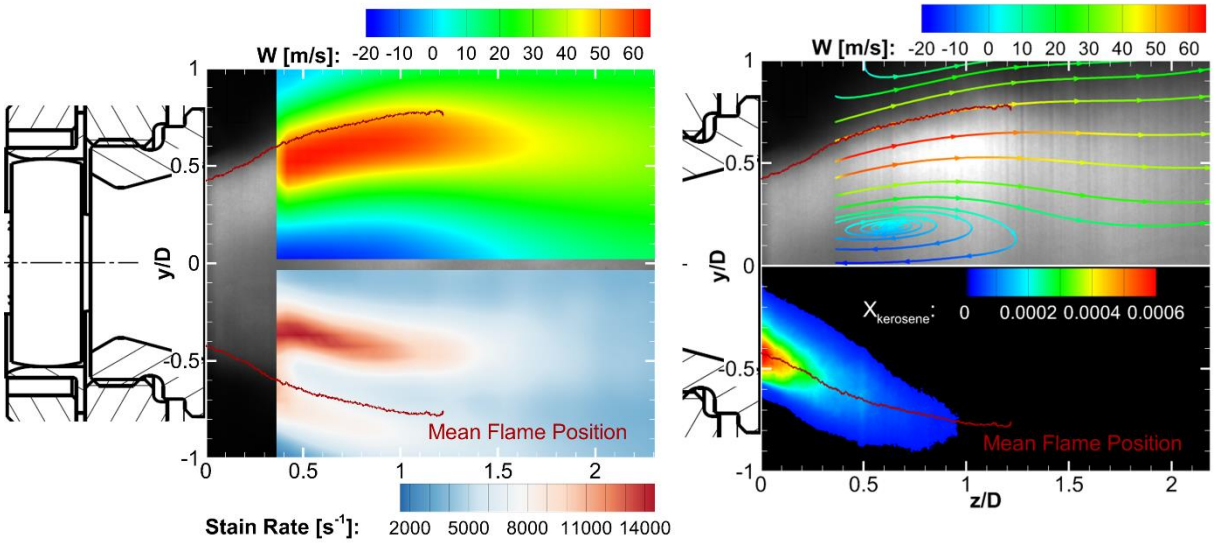


figure 7.10 : Image moyenne de PLIF-OH (gauche) superposée avec le champ de vitesse axiale (haut) et le taux de cisaillement total (bas), (droite) superposée par les lignes de courant (haut) et le champ de distribution de kérosène vapeur en sortie d'injecteur (bas). Courbe rouge : position moyenne de la flamme (déduite de la moyenne des gradients instantanés). P = 0,83 MPa, FAR = 42 ‰, T = 670 K.

Cette hausse de la température entretient la zone de réaction et donc la consommation des réactifs qui n'ont pas encore brûlés à l'entrée du système d'injection.

7.3 Influence des conditions d'entrée sur le mélange carburant/air et la combustion

L'effet des conditions de fonctionnement du système d'injection en termes de pression et de rapport carburant/air injecté dans la chambre est analysé dans cette section à partir des grandeurs physiques déterminées à partir des images instantanées et moyennes de PLIF-OH et de PLIF-kérosène.

7.3.1 Impact sur la répartition instantanée en kérosène vapeur et sur la structure la flamme.

La figure 7.11 présente le couplage entre la distribution instantanée du kérosène vapeur dans la chambre de combustion avec la position de la zone de réaction déduite du gradient de l'image de fluorescence d'OH (seuillé à 15% de la valeur maximale du gradient à 0,83 MPa, FAR 42‰) pour trois points de fonctionnement. Les champs de fraction molaire et de température du kérosène obtenus dans la partie supérieure de la chambre (côté introduction de la nappe laser) sont représentés symétriquement de part et d'autre de l'axe central du système d'injection.
Comme évoqué précédemment, d'importantes quantités d'OH et de faibles quantités de kérosène en sortie du système d'injection sont observées pour tous les points de fonctionnement. Ceci indique que les mécanismes réactionnels se déroulent majoritairement à l'intérieur même du système d'injection. Le reste du mélange carburant/air qui n'a pas encore été consommé est quant à lui confiné entre la zone de recirculation des gaz brûlés et la paroi externe du système d'injection. La zone de réaction se développe à l'interface entre ces deux zones. Les résultats obtenus pour ces trois points de fonctionnement montrent qu'une élévation de la pression dans la chambre ou une diminution du FAR entrainent une réduction de la quantité de carburant vapeur détectée dans la zone étude ainsi qu'une réduction de la longueur de la zone de consommation du carburant. L'intensité des gradients calculés sur les images de PLIF-OH, ainsi que le nombre de gouttes repérées sur les images de PLIF-kérosène diminuent également. Ces constats sont corroborés par les mesures effectuées en configuration radiale, dans le plan z/D = 0,75 de l'injecteur. La quantité de carburant vapeur détectée est alors très faible (autour de 100 ppm) et les gaz frais sont plus chauds. Ces observations montrent donc qu'une augmentation de la pression et/ou une diminution du $FAR_{injecteur}$ entraine une meilleure réactivité de la flamme à l'intérieure du dôme d'injection, ce qui se traduit par l'existence d'une zone de réaction en sortie de système d'injection plus réduite.

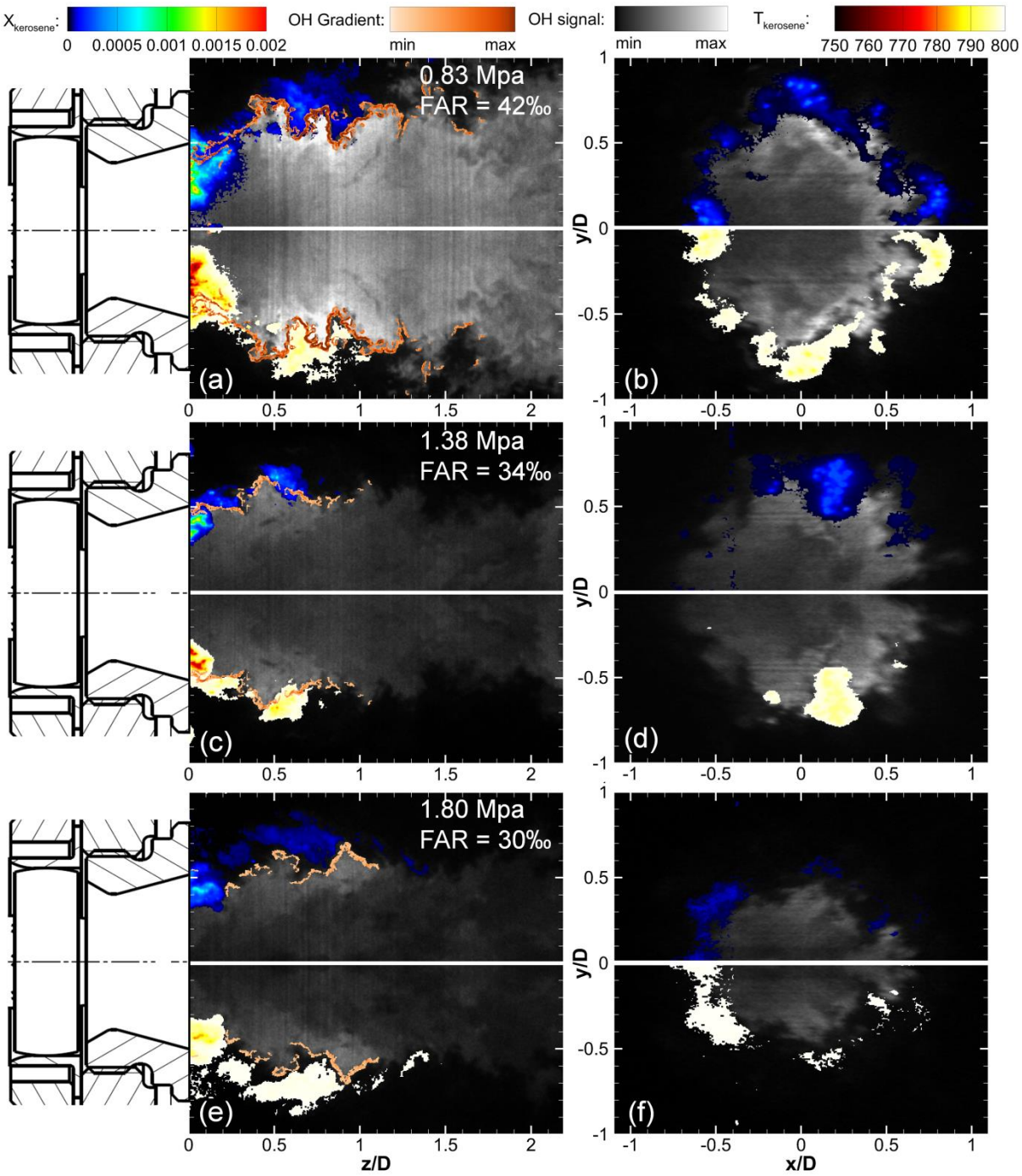


figure 7.11 : Distributions spatiales instantanées de kérosène vapeur, radical OH et position de la flamme dans le plan axial (gauche) et radial (droite, z/D = 0,75) pour trois points de fonctionnement du brûleur. (Haut) P = 0,83 MPa, FAR = 42‰, (Centre) P = 1,38 MPa, FAR = 34‰, (bas) P = 1,80 MPa, FAR = 30‰.

Sur ces images instantanées, des poches de gaz brûlés entourés d'un front de flamme (localisé par le gradient d'OH) sont détectés dans la zone des gaz frais comme le souligne la figure 7.11, c. À ce stade, il est impossible de savoir si ces poches de gaz sont isolées ou si elles sont tri-dimensionnellement connectées aux zones principales de gaz frais/gaz brûlés.

Pour l'ensemble des points de fonctionnement et des mesures instantanées, on note une corrélation forte entre l'absence de gradient d'OH sur les images de PLIF-OH et la zone de disparition du carburant. A travers cette observation, l'absence de détection de gradient de OH à l'interface entre la zone de OH et l'air extérieur permet alors de repérer la position à laquelle la consommation du carburant est terminée.

Une fois que le kérosène et consommé et que la zone de réaction n'est plus visible, la production du radical OH est arrêtée et celui-ci disparait progressivement au fur et à mesure qu'il est transporté en aval de la chambre de combustion. Cet effet est visible sur les figure 7.11 c et e. On observe également que la zone des gaz brûlés se referme rapidement dès la fin de la zone de réaction. Précédemment, il a été observé que la zone d'accélération des gaz brûlés (BJL) liée à l'expension thermique s'arréte également à la fin de cette zone de réaction. Ces faits indiquent alors que la température des gaz brûlés va diminuer sous l'effet d'une dilution des gaz chauds avec les gaz environnant n'apportant plus de kérosène pour entretenir la réaction.

Pour les trois points de fonctionnement présentés sur la figure 7.11, l'épaisseur de la zone de consommation du mélange kérosène-vapeur/air est déduite à l'aide de la méthodologie présentée dans le chapitre 4. Rappelons que cette méthodologie consiste à mesurer l'épaisseur du gradient d'OH acquis sur les images instantanées de fluorescence d'OH. Les résultats obtenus sont présentés sur la figure 7.12.

Sur cette figure, les fonctions de probabilité de l'épaisseur du gradient de OH (seuillé à 45%) mesuré sont présentées pour chaque condition de pression/FAR. Cette épaisseur est mesurée à partir d'un échantillon de 500 images instantanées de fluorescence d'OH et correspond donc à l'épaisseur de la zone de réaction du mélange de gaz frais. Une analyse conjointe des trois PDF montre un décalage de la PDF vers des épaisseurs plus faibles ainsi qu'un rétrécissement de la PDF avec une augmentation de la pression. Ce résultat concorde avec la théorie qui prévoit une réduction de l'épaisseur de la flamme avec la pression. Ce résultat expérimental unique, obtenu sur des flammes industrielles confirme le potentiel de la méthode de post-traitement développée dans le cadre de cette thèse.

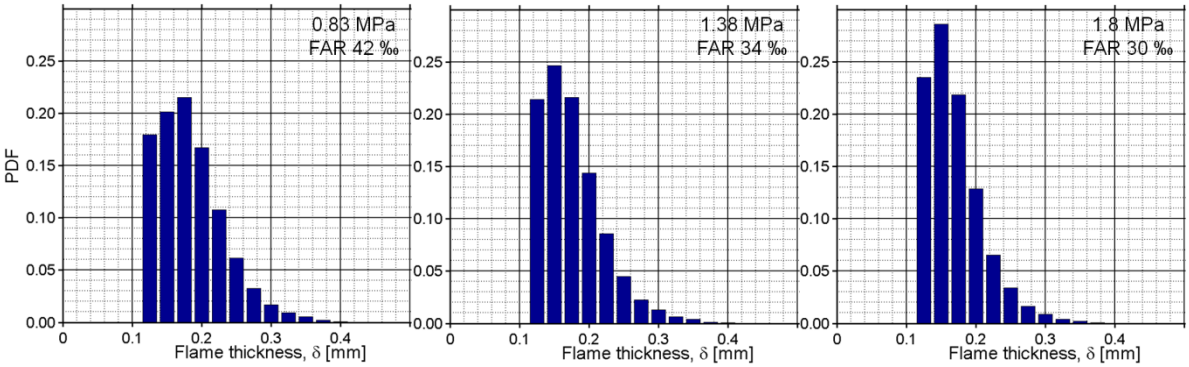


figure 7.12 : Fonction de probabilité de l'épaisseur de flamme déduite de l'ensemble des gradients mesurés sur 500 images pour trois points de fonctionnements distincts. (Gauche) P = 0,83 MPa, FAR = 42‰, (Centre) P = 1,38 MPa, FAR = 34‰, (Droite) P = 1,80 MPa, FAR = 30‰

En outre, bien que les images de fluorescence possèdent un grandissement relativement important (50µm/ pixel) les effets d'amincissement de la zone de réaction sous l'effet de la pression sont bien captés. Une amélioration de la résolution spatiale sur les images de fluorescence de OH (zoom sur une zone réduite d'étude de la flamme) permettrait d'améliorer la précision de ces épaisseurs de zones de consommation des réactifs. Celle-ci pourrait alors être comparée avec des valeurs issues des résultats numériques de calcul de flamme kérosène/air à haute pression.

7.3.2 Analyse de la distribution moyenne en kérosène et en radical OH

La précision de la méthode de détection de la position moyenne de la flamme à partir de l'extraction du gradient d'OH sur les images instantanées de PLIF-OH d'établir une comparaison entre différentes conditions de fonctionnement étudiée. L'évolution de la position moyenne de la flamme en fonction de la pression et du $FAR_{injecteur}$ est reportée sur la figure 7.13. Sur la figure de gauche, on remarque une diminution de l'angle d'ouverture de la flamme sous l'effet de la pression croissante dans la chambre. On observe également que la flamme se rapproche de plus en plus de la lèvre de l'injecteur et que la longueur de la flamme diminue. Pour rappel (cf. chapitre 4), la fin de la zone de réaction et la longueur de la flamme dans le plan axial, sont déterminées lorsque la probabilité de discerner un gradient d'OH est inférieure à 0,5. En effet, comme le montre la figure 7.14, gauche, le différentiel de pression ΔP entre la pression carburant (mesuré juste avant l'injecteur) et la pression de la chambre est directement dépendant du point de fonctionnement étudié (pression chambre/FAR) et donc du débit carburant injecté (perte de charge dans le système d'injection proportionnelle). Or une augmentation de ce différentiel de pression va favoriser une atomisation plus fine du jet de kérosène en sortie des buses d'injection. L'évaporation du kérosène sera d'autant plus rapide ce qui entrainera sa consommation plus rapide en sortie des trous

d'injection du kérosène et donc davantage en amont dans le système d'injection. Une augmentation de la pression de la chambre et donc du différentiel de pression kérosène/chambre permet donc de réduire la taille de la flamme comme le montre la figure 7.14, droite.

En revanche, du fait du raccourcissement de la flamme, de son rapprochement à la paroi du dôme et de l'augmentation de la densité énergétique dans le dôme (part plus importante de kérosène brûlé dans un volume comparable), le système d'injection risque d'être davantage soumis à des échanges thermiques à la paroi.

Pour la condition P = 0,41 MPa, FAR 42‰, on observe également que l'expansion moyenne de la flamme est plus grande que pour les autres points de fonctionnement. Ce résultat s'explique simplement par le fait que la flamme est dans un régime bi-stable pour ces conditions de fonctionnement et donc présente des positions instantanées très fluctuantes selon le type de flamme observée.

Concernant l'évolution de la position de la flamme avec l'augmentation de la quantité de carburant injecté (figure 7.13, droite), on observe que la flamme s'évase dans la chambre de combustion et se rapproche du bord de l'injecteur. L'expansion thermique des gaz brûlés étant plus importante avec une augmentation du $FAR_{injecteur}$ (augmentation de la température de combustion et de la quantité de gaz brûlés), la zone centrale de recirculation de gaz brûlés va occuper davantage d'espace et dévier d'autant plus l'éjection de jet des gaz frais vers la paroi du système d'injection.

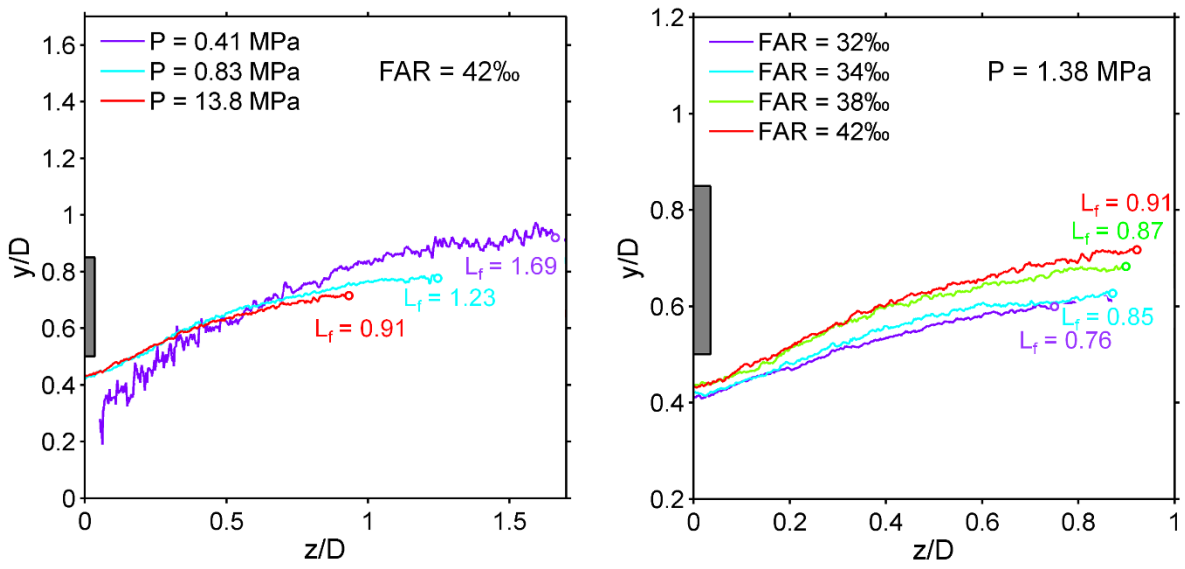


figure 7.13 : Evolution de la position moyenne et de la longueur de la flamme L_f dans la chambre de combustion en fonction de (gauche) la pression, FAR = 42 ‰, (droite) du $FAR_{injecteur}$, P = 1,38 MPa.

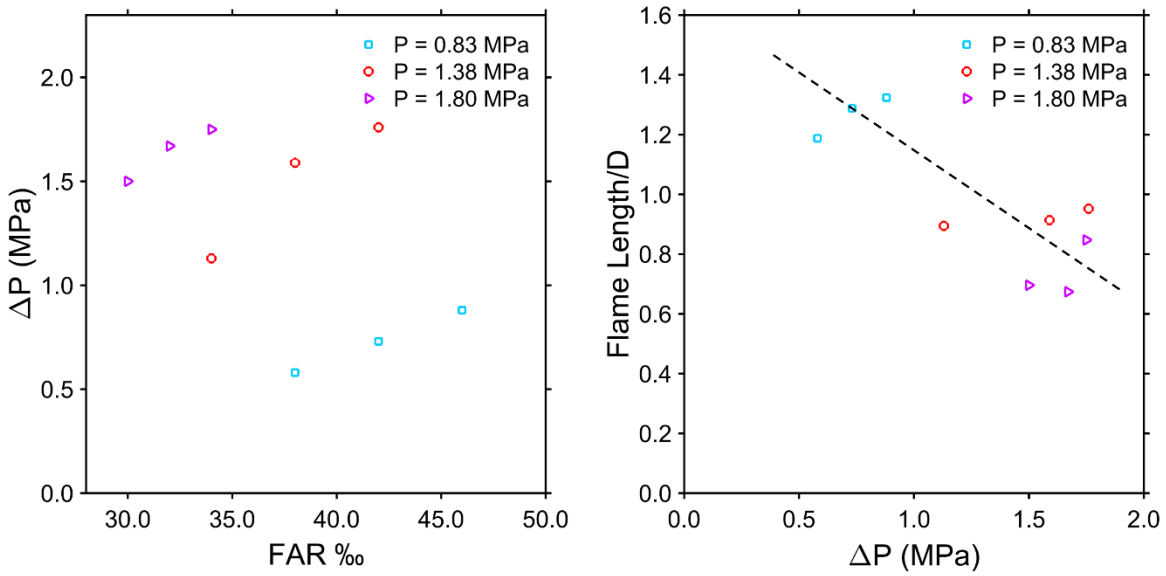


figure 7.14 : (Gauche) Evolution du différentiel de pression kérosène/chambre en fonction du FAR traversant l'injecteur et (Droite) de la longueur de flamme en fonction des différents point de fonctionnement étudiés. T = 670 K

L'exploitation des images moyennes dans le plan axial et dans le plan radial à une distance donnée en sortie d'injecteur permet d'obtenir des informations complémentaires sur la qualité du mélange carburant/air et sur sa réactivité. La figure 7.15 résume les résultats obtenus à partir de l'analyse des mesures optiques pour les différents points de fonctionnement étudiés. Ces résultats proviennent de la zone traversée par la nappe laser depuis le hublot jusqu'à l'axe central du système d'injection (y/D> 0 en configuration axiale et x/D >0 en condition radiale).

En condition radiale, la position moyenne de la flamme est déduite de la variable d'avancement, lorsque celle-ci est égale à 0,5 (courbe verte figure 7.15, droite, cf. chapitre 4). Ce critère a été choisi du fait de la quasi-absence de zone de réaction détectée par la méthode des gradients en configuration radiale, notamment pour les points à 1,38 et 1,8 MPa.

Les résultats moyens obtenus dans le plan axial (partie gauche de la figure 7.15), confirment les conclusions formulées précédemment sur les images instantanées, à savoir qu'une augmentation de la pression entraine une diminution de la quantité de carburant détectée dans la chambre de combustion et un raccourcissement de la zone de réaction. La flamme est réduite en longueur et pénètre davantage dans le système d'injection. Une atomisation plus fine entrainant une évaporation plus rapide du carburant permet d'expliquer ces observations comme expliqué précédemment. Ces tendances sont identiques pour une diminution du $FAR_{injecteur}$ puisqu'en diminuant la quantité de carburant injecté, le temps nécessaire à son évaporation et sa consommation va également être réduit. Même si, cet effet est légèrement atténué du

fait de la diminution du ΔP kérosène/chambre avec la diminution du débit carburant, entrainant une atomisation plus grossière du kérosène.
En revanche, les champs moyens obtenus en configuration radiale permettent d'obtenir des informations inédites et complémentaires, non visibles sur les champs instantanés. Premièrement, les données moyennes révèlent le caractère non circulaire de la flamme déjà observé précédemment sur les images radiales de PLIF-OH. On observe notamment des concavités sur le contour moyen de la flamme. Ces formes sont particulièrement marquées pour les régimes de haute pression. Deuxièmement, huit poches, réparties régulièrement tout autour de la zone des gaz brûlés, où la concentration locale en kérosène est plus importante sont discernable. Troisièmement, la localisation des concavités sur les images de PLIF-OH correspond parfaitement à l'emplacement des poches de kérosène vapeur. De plus, le nombre de poches de vapeur de kérosène observées correspond au nombre de points d'injection périphériques situés autour de la buse centrale du système d'injection. La présence de telles poches indique que l'injection multipoints latérale de kérosène ne permet pas d'obtenir un pré-mélange kérosène/air idéal malgré l'action de l'effet de swirl qui permet d'augmenter le temps de séjour dans le dôme de l'injecteur et donc d'améliorer l'homogénéité du mélange kérosène vapeur/air. Ces disparités locales de concentration de kérosène vapeur modifient alors la structure de la flamme et cet effet se retrouve même au-delà de la zone de réaction.
Ce résultat démontre que la façon dont le carburant est injecté et mélangé avec l'air conditionne d'une part directement la topologie de la flamme dans la zone de réaction mais d'autre part que la structure de flamme et des gaz brûlés perdure tout au long de la chambre de combustion. En effet, par exemple, pour le point de fonctionnement à 1,8 MPa, au-delà d'une distance à la sortie de l'injecteur égale à z/D = 0,7, on note une absence de kérosène et de zone de réaction et pourtant la structure des gaz brûlés reste marquée dans le plan radial, par les inhomogénéités d'injection de carburant.

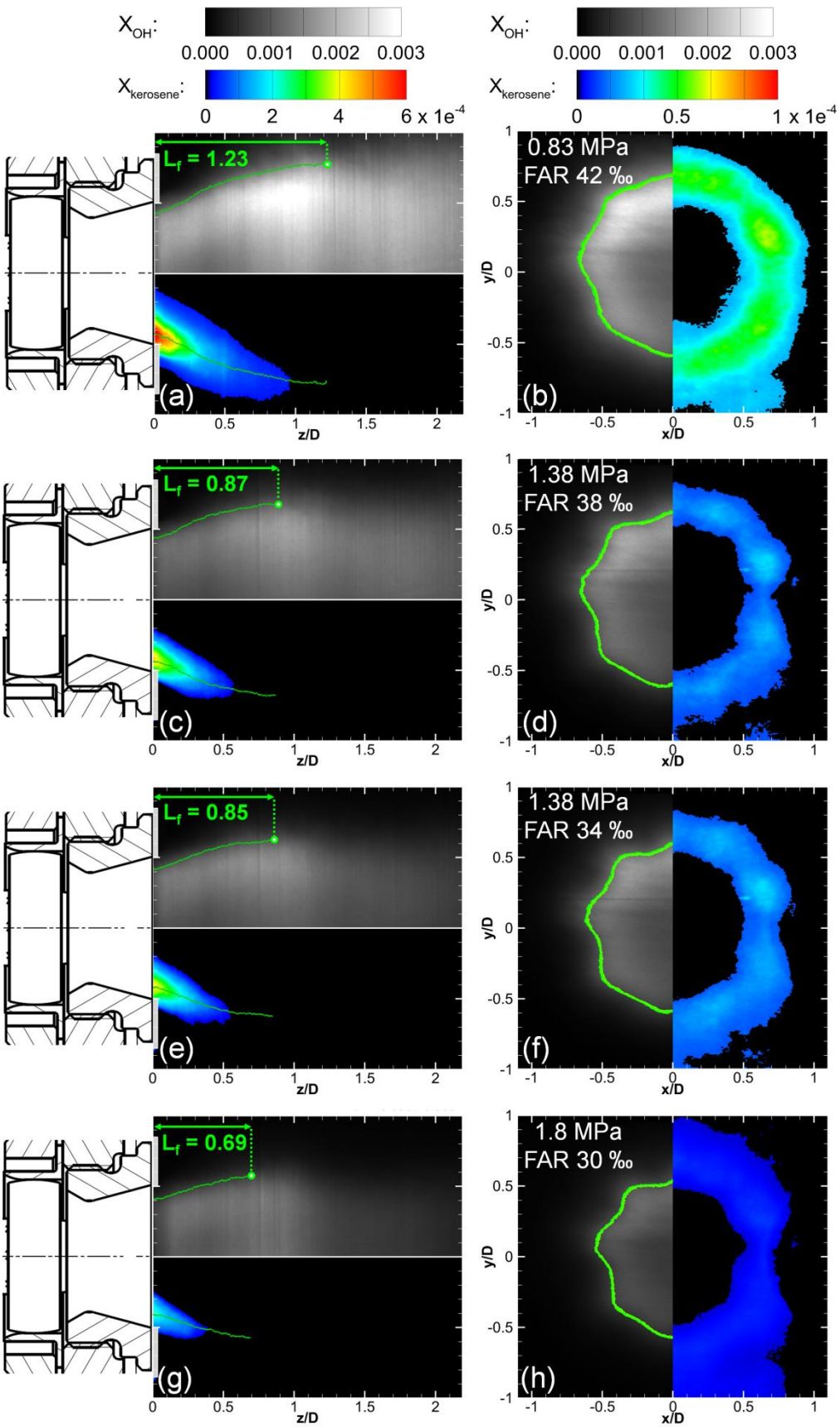


figure 7.15 : Evolution de la répartition moyenne de la fraction molaire en kérosène, du radical OH et de la position moyenne de la flamme (gauche) dans le plan axial xz (droite) dans le plan radial xy à une distance z/D = 0.75 de la sortie d'injecteur.

7.4 Conclusion

Dans ce dernier chapitre, les résultats obtenus de l'analyse de la combustion haute-pression sur le banc HERON, à l'aide des différents outils et techniques présentés dans les chapitres précédents, sont détaillés. Deux configurations optiques ont été utilisées afin d'analyser le plus exhaustivement possible les phénomènes physiques issus de l'injecteur NEWAC. Ces mesures obtenues avec différents diagnostics optiques permettent d'étudier avec détail le principe de fonctionnement de l'injecteur LP dans des conditions réelles d'opérabilité. Les résultats mettent en avant l'influence des conditions d'entrées en termes de pression, température et richesse sur le mélange carburant/air et son impact sur la combustion et l'écoulement dans la chambre. Ces mesures soulignent également l'utilité et l'originalité d'appliquer des mesures par PLIF en vue de coupe radiale à une distance donnée de l'injecteur. Cette analyse permet d'acquérir des données insoupçonnées et non visibles lors des mesures axiales, mais également de mieux comprendre et interpréter les phénomènes de mélange et d'évaporation gouvernés par l'architecture du système d'injection.
De plus, ces mesures quantitatives permettent d'alimenter une base de données permettant des comparaisons précises avec les simulations numériques en cours de réalisation, dans les mêmes configurations de fonctionnement du système d'injection. L'analyse jointe des expériences, menées dans le cadre de cette thèse ainsi que de celle d'E. Salaün [1], et des simulations numériques vont permettre une meilleur compréhension de la physique mise en jeu dans ce type d'écoulement et sera directement bénéfique en termes de retour d'expérience pour l'industriel SAFRAN. Ces résultats inédits, dans des conditions réelles de fonctionnement rarement étudiées ont également été soumis dans un article pour le Symposium International de Combustion (Annexe 9).

7.5 Références bibliographiques

[1] E. Salaün, "Etude de la formation de NO dans les chambres de combustion haute pression kérosène/air par fluorescence induite par laser," INSA de Rouen - Normandie, 2017.

[2] A. Renaud, S. Ducruix, P. Scouflaire, and L. Zimmer, "Flame shape transition in a swirl stabilised liquid fueled burner," *Proc. Combust. Inst.*, vol. 35, no. 3, pp. 3365–3372, 2015.

[3] R. Mercier, T. F. Guiberti, A. Chatelier, D. Durox, O. Gicquel, N. Darabiha, T. Schuller, and B. Fiorina, "Experimental and numerical investigation of the influence of thermal boundary conditions on premixed swirling flame stabilization," *Combust. Flame*, vol. 171, pp. 42–58, 2016.

[4] T. F. Guiberti, D. Durox, P. Scouflaire, and T. Schuller, "Impact of heat loss and hydrogen enrichment on the shape of confined swirling flames," *Proc. Combust. Inst.*, vol. 35, no. 2, pp. 1385–1392, 2015.

[5] K. Oberleithner, M. Stöhr, S. H. Im, C. M. Arndt, and A. M. Steinberg, "Formation and flame-induced suppression of the precessing vortex core in a swirl combustor: Experiments and linear stability analysis," *Combust. Flame*, vol. 162, no. 8, pp. 3100–3114, 2015.

[6] M. Stöhr, K. Oberleithner, M. Sieber, Z. Yin, and W. Meier, "Experimental study of transient mechanisms of bi-stable flame shape transitions in a swirl combustor," *Proc. ASME Turbo Expo 2017*, no. GT2017-63338, pp. 1–11, 2017.

[7] P. Domingo-Alvarez, "Simulation aux grandes échelles de la combustion haute pression pour la validation à priori de diagnostiques optiques (Provisoire)," INSA de Rouen - Normandie.

[8] M. Cailler, "Génération de schémas cinétiques réduits pour la combustion dans les turbomachines (Provisoire)," Paris Saclay - CentraleSupélec.

[9] B. Rochette, "Prediction des limites d'operatibilites en LES - Modelisation des phenomenes d'extinction avec prise en compte fine des ecoulements diphasiques et de la thermique chambre (Provisoire)," INTP de Toulouse.

Chapitre 8 :

Conclusions et perspectives

Table des matières

8 Conclusions et perspectives 225
8.1 Bilan des résultats obtenus 225
8.2 Perspectives 227
8.3 Références bibliographiques 230

8 Conclusions et perspectives

8.1 Bilan des résultats obtenus

Les travaux de thèse présentés dans ce manuscrit, menés dans le cadre de la chaire industrielle PERCEVAL, ont permis de développer et d'appliquer des diagnostics optiques avancés sur un système d'injection innovant en fonctionnement réel. L'objectif était notamment d'étudier la combustion issue des nouvelles architectures d'injecteurs aéronautiques et l'influence de l'injection et du mélange carburant-air sur la combustion. Pour cela deux chambres de combustion, mono-injecteur spécialement dédiées à l'étude de la combustion par diagnostics optiques ont été conçues et mises en service : les chambres de combustion KIAI et HERON. Durant ces travaux de thèse, les bancs d'essais ont été équipés d'un injecteur LP de nouvelle génération fourni par l'industriel SAFRAN Helicopter Engines : l'injecteur NEWAC. La technique de mesure retenue pour étudier ce système d'injection est la fluorescence induite par laser (PLIF). Ce diagnostic laser, reposant sur le principe de la fluorescence des molécules, est usuellement utilisé pour mesurer instantanément des distributions spatiales de température et de concentrations de composés moléculaires. Ces mesures, combinées à l'étude de l'écoulement fluide dans la chambre de combustion par PIV, est utile notamment pour analyser le mélange carburant/air, la structure de flamme ou bien encore la formation des polluants.

L'étude s'est tout d'abord portée sur la caractérisation du mélange kérosène/air en sortie de d'injecteur à l'aide de la PLIF-kérosène. Pour cela, une nouvelle méthode d'analyse des images de fluorescence, collectées simultanément sur deux bandes spectrales distinctes a été mise au point et a permis d'obtenir des champs de distribution quantitatif de kérosène vapeur et de température instantanés et moyens.

En deuxième lieu, nos efforts se sont portés sur l'extraction de la structure de la flamme instantanée et moyenne à partir des images de PLIF-OH. Un travail d'analyse et de post-traitement des images de fluorescence de OH a conduit à l'obtention de la localisation précise de la zone de réaction, ainsi qu'à une estimation de l'évolution de l'épaisseur de flamme avec la pression. L'analyse de l'absorption du faisceau laser incident, observée sur les images moyennes de fluorescence, permet quant à elle de remonter à une information quantitative de la distribution de la fraction molaire moyenne en radical OH.

Dans le but de développer et valider plusieurs diagnostics optiques et outils de post-traitement associés (PLIF-OH et PIV) en condition de flamme turbulente diphasique, une première analyse de la combustion issue de l'injecteur NEWAC a été réalisée à pression atmosphérique dans la chambre de combustion KIAI. L'étude du fonctionnement à pression atmosphérique a permis de mettre en évidence les mécanismes de stabilisation de la flamme liés à l'écoulement dans le brûleur et au mélange entre les gaz frais/gaz brûlés. L'utilisation de diagnostics couplés PIV / PLIF-

OH haute-cadence a permis d'identifier un mécanisme aérodynamique de séparation de la flamme, déjà observée sur les images de PLIF-OH basse-cadence et dans la littérature scientifique. Ce phénomène conduit à la combustion partielle et isolée de poches de gaz frais au sein de la zone des gaz brûlés en recirculation, loin de la zone de combustion stabilisée en sortie d'injecteur. Ce mécanisme peut donc conduire à un dégagement important de polluants en sortie de chambre de combustion. Ce type de régime de combustion issue d'un injecteur de type LP est donc peu souhaitable d'un point de vue industriel dans le cadre de la réduction des émissions de polluants.

Une fois l'utilisation des diagnostics laser maîtrisés et validés, ces techniques de mesures ont été implémentées et utilisées sur le banc HERON afin d'étudier les interactions entre le mélange kérosène/air, la structure de flamme et l'écoulement fluide dans la chambre de combustion. L'ensemble des résultats par les diagnostics optiques a permis de détailler le principe de fonctionnement de l'injecteur LP dans ses conditions de fonctionnement de pression (0,4 – 1,8 MPa) et de rapport de débit kérosène-air injecté (28‰ < $FAR_{injecteur}$ < 50‰). Deux structures de flamme ont été observées. La transition entre ces deux types de flamme est pilotée par la pression dans la chambre de combustion. En dessous d'une pression de 0,40 MPa, une flamme en V est observée. Au-delà de cette pression critique, la flamme transite vers une forme tulipe. Dans les deux cas, les résultats obtenus par PLIF-OH et PLIF-kérosène démontrent que la combustion se déroule majoritairement à l'intérieur même du bol d'injection, justifiant ainsi les faibles quantités de carburant détectées dans la chambre de combustion. Une augmentation de la pression ou une diminution du FAR accroît la compacité de la flamme, qui pénètre davantage dans l'injecteur. Les mesures complémentaires, réalisées dans le plan radial, à une distance donnée de l'injecteur, permettent de démontrer que le mélange carburant/air issu de l'injecteur LP n'est pas parfaitement homogène. Des poches où la fraction molaire de kérosène est plus importante ont ainsi été détectées et semblent directement liées à l'injection périphérique multipoint de carburant. En effet, le nombre de poches détectées correspond au nombre de trous d'injection latéraux. Ces disparités locales de richesse impactent directement la structure de la flamme et cet effet se retrouve même au-delà de la zone de combustion principale.

Ces travaux, menés en parallèle des travaux de thèse d'E. Salaün [1], permettent d'une part de comprendre en détail le fonctionnement du système d'injection NEWAC, d'évaluer ses performances en terme de plage d'opérabilité, de stabilité de combustion, de production et d'émissions de polluants, directement profitable pour SAFRAN HE en termes de retour d'expérience, mais également d'alimenter une base de données quantitatives unique sur le fonctionnement réel d'un injecteur de type LP. Les données présentées sont notamment utiles pour comparer et valider les simulations numériques en cours, réalisées dans le cadre de différentes thèses au sein des laboratoires CORIA [2], EM2C [3] et CERFACS [4].

Parallèlement à l'étude du fonctionnement de l'injecteur et dans le but de pouvoir identifier les mécanismes de formation du monoxyde de carbone dans la chambre de combustion, un travail d'exploration a été entrepris sur la PLIF-CO. Le développement de ce diagnostic optique a permis une caractérisation des spectres de fluorescence de CO et un développement de la stratégie d'excitation/collection du signal de fluorescence de CO à adopter dans le futur pour mesurer la distribution de CO dans une flamme. Les résultats obtenus démontrent ainsi le potentiel d'utiliser la PLIF-CO en analyse grand-champ dans la chambre de combustion HERON.

8.2 Perspectives

Des poursuites des activités scientifiques sont envisagées dans le proche futur concernant le développement des diagnostics lasers et les post-traitements associés développés durant cette étude.

Durant mes travaux de thèse, une méthodologie de quantification des signaux de fluorescence obtenue par PLIF-kérosène a été développée avec une procédure d'étalonnage spécifique utilisant un mélangeur/évaporateur. Cependant, cet étalonnage est limité en termes de plage d'utilisation en température. Il serait donc judicieux, à l'avenir de modifier le montage expérimental afin de pouvoir chauffer davantage le mélange kérosène/air et ainsi étalonner sur une plus grande gamme de température et ainsi ne plus dépendre uniquement d'une extrapolation des évolutions du signal de référence avec la température. La quantification du signal de fluorescence du kérosène deviendrait alors plus précise.

Concernant l'analyse des images de PLIF-OH et plus précisément des gradients de fluorescence d'OH, une méthode de calcul de l'épaisseur de flamme a été proposée. Celle-ci a été démontrée théoriquement mais n'a pas pu être validée expérimentalement du fait de l'utilisation d'un système optique opérant en champs large. Même si cette méthode d'analyse permet d'ores et déjà d'obtenir des visualisations des variations d'épaisseur de la zone réactive, il serait souhaitable de réaliser une validation supplémentaire de la méthode. Pour cela, une étude comparable à celle effectuée sur le brûleur McKenna, mais dans une configuration optique adoptant une meilleure résolution spatiale, permettrait d'entériner son utilisation dans des flammes d'intérêt.

Cette étude a également permis de développer la PLIF-CO et montrer la possibilité de l'appliquer sur le banc HERON, dans le but d'analyser la formation du CO en milieu réactif. Parallèlement à ces travaux de thèse, l'étude numérique effectuée par P. Gautier [5] a abouti au développement d'un modèle de fluorescence de la molécule CO permettant de calculer un rendement de fluorescence dans les conditions haute-pression/haute-température. Il est donc théoriquement possible de remonter à une information quantitative sur la fraction molaire en CO en suivant la méthodologie

d'étalonnage du signal de fluorescence enregistré sur le brûleur McKenna. L'étude de la spectroscopie de la PLIF-CO a également soulevé de nombreuses interrogations concernant la photodissociation et la recombinaison des molécules en C_2 et CN. Il serait intéressant d'analyser l'effet des espèces présentes dans le milieu sur le spectre de fluorescence (quenching) puisque cet effet semble se résorber lorsque les mesures sont réalisées dans les produits de combustion.

L'étude expérimentale par diagnostics optiques a, quant à elle, permit de caractériser le mélange carburant/air et la combustion et ainsi caractériser le fonctionnement global d'un injecteur aéronautique LP. Ces travaux de recherche ont également permis de d'observer des phénomènes physiques intéressants dans la chambre de combustion haute-pression et dont l'origine n'a pas pu encore être déterminée avec les mesures effectuées. Parmi ces phénomènes, nous pouvons citer la flamme bi-stable observée pour certaines conditions de fonctionnement de l'injecteur LP. Il serait notamment intéressant de déterminer le mécanisme physique pilotant ou déclenchant la transition de la structure de flamme. S'il s'agit d'un mécanisme aérodynamique, l'application de diagnostics optique haute-cadence, comme la PIV et la PLIF-OH, permettrait d'identifier l'origine de cette transition, à l'image de l'étude réalisée sur le brûleur KIAI. Si le mécanisme est lié à la thermique proche paroi comme cela a pu être observé dans la littérature, l'application de diagnostics optiques sur ces parois (peintures thermo-color, ou fluorescentes pour déterminer la température solide) joints avec la PIV proche-parois, possible sur la chambre HERON permettrait d'analyser plus en détail l'évolution des conditions aux limites. Une autre approche permettant d'analyser ce phénomène transitoire, serait de s'appuyer sur des simulations LES. En effet, une fois que des modélisations LES seront validées avec la base de données expérimentales, une analyse détaillée de ces simulations, résolues temporellement et spatialement, permettrait de déterminer l'origine de ce phénomène. De plus, les simulations LES rendraient possible une exploration interne du système d'injection contrairement aux mesures expérimentales. Des études paramétriques concernant l'injection de carburant ou l'acoustique pourraient également être réalisées. De même, il serait intéressant de regarder si les poches de gaz brûlés entourés d'un front de flamme, observées sur les images instantanées de PLIF-OH et PLIF-kérosène en sortie d'injecteur, sont retrouvées sur les simulations. L'analyse tridimensionnelle de la combustion, rendue possible avec les modélisations LES, permettra de déterminer si ces poches sont connectées à l'écoulement principal de gaz brûlés ou si elles brûlent de manière isolées.
Toujours dans le but de simuler le plus précisément possible l'écoulement issu des nouvelles architectures de systèmes d'injection et ainsi pouvoir explorer davantage les phénomènes physiques non-mesurables expérimentalement, des grandeurs scalaires additionnelles pourraient être mesurées dans un proche futur, afin de compléter la

base de données expérimentales à des fins de comparaisons simulations/expériences et de définitions des conditions aux limites.

- Par exemple, la mesure des champs de température par le diagnostic laser DRASC (Diffusion Raman anti-Stokes cohérente), permettrait d'une part de compléter la base de données expérimentale mais également de s'affranchir de certaines hypothèses, nécessaires durant cette étude, à propos de la température moyenne des gaz brûlés.
- Concernant la phase dispersée, des mesures par PDA de tailles de gouttes en sortie de bol sont notamment à l'étude. En effet, ces données sont vitales pour les simulations numériques LES et demeurent encore à ce jour une inconnue. Il est également envisagé de réaliser ces mesures en modifiant l'architecture du système d'injection en ôtant le dôme d'injection et ainsi obtenir les distributions de tailles de gouttes au plus près des points d'injection de carburant.
- Une augmentation significative des émissions de CO et des imbrûlés a été observée lorsque le système d'injection fonctionne à des FAR très faibles. Dans ces conditions moteur, le système pourrait alors produire des quantités de suies supérieures aux certifications réglementaires actuelles et futures. C'est pourquoi, l'étude de la formation des suies dans des conditions réelles de fonctionnement est également un domaine à étudier expérimentalement, par LII (Laser Induced Incandescence) notamment, mais également par modélisation. L'obtention de telles données comme la température, la distribution en taille de gouttes et les mécanismes de formation des suies sera menée dans le proche futur dans le cadre du projet de recherche OPERA en partenariat avec SAFRAN, dont l'objectif est l'étude des émissions de polluants particulaires.
- Finalement, ces études expérimentales, permettant d'obtenir pour les motoristes aéronautiques de nombreux renseignements détaillés, sur le fonctionnement de ce système d'injection seront également étendues à de nouvelles architectures d'injecteur comme par exemple des injecteurs multi-point ou RQL. Ces études continueront à être réalisées dans le cadre de la chaire industrielle PERCEVAL et dans des programmes de recherche associés.

8.3 Références bibliographiques

[1] E. Salaün, “Etude de la formation de NO dans les chambres de combustion haute pression kérosène/air par fluorescence induite par laser,” INSA de Rouen - Normandie, 2017.

[2] P. Domingo-Alvarez, “Simulation aux grandes échelles de la combustion haute pression pour la validation à priori de diagnostiques optiques (Provisoire),” INSA de Rouen - Normandie.

[3] M. Cailler, “Génération de schémas cinétiques réduits pour la combustion dans les turbomachines (Provisoire),” Paris Saclay - CentraleSupélec.

[4] B. Rochette, “Prediction des limites d’operatibilites en LES - Modelisation des phenomenes d’extinction avec prise en compte fine des ecoulements diphasiques et de la thermique chambre (Provisoire),” INTP de Toulouse.

[5] P. Gautier, “Dosage des polluants NO et CO par fluorescence induite par laser dans les écoulements réactifs,” INSA de Rouen - Normandie, 2017.

Annexes

Table des matières

Annexes.....iii

1. Quelques diagnostics laser courants iii
   1.1. Vitesse d'écoulement d'un fluide iii
   1.2. Les champs de concentration et température iv
2. Capteurs de mesure et de sécurité sur le banc HERON vi
3. Répartition d'Air dans le Fond de Chambre vii
4. Conversion des émissions de polluants mesurée en ppm en EI x
5. Procédure de correction de distorsion et recalage spatial des images xi
6. Etude de la composition du kérosène (Jet-A1, Total).....xiv
7. Transitions entre les niveaux énergétiques $\boldsymbol{B1\Sigma+\rightarrow\ A1\Pi}+$ de la molécule de monoxyde de carbone xvi
8. Incertitude de mesures de spectroscopie du CO en cuve HP/HT.....xvii
   8.1. Mesure des spectres d'excitation xvii
   8.2. Mesure des spectres de fluorescence.....xvii
9. Article soumis au journal « Proceedings of the Combustion Institute »..... xviii

Annexes

1. Quelques diagnostics laser courants

Un des moyens d'obtenir des informations quantitatives à l'intérieur des flammes et des chambres de combustion est d'utiliser des diagnostics lasers. L'utilisation des mesures lasers est désormais très courante dans le milieu de la recherche expérimentale en mécanique des fluides. En effet, les diagnostics laser permettent d'obtenir des grandeurs quantitatives très résolues (spatialement et temporellement) sans venir perturber le milieu sondé. En revanche l'application de ces techniques est souvent onéreuse mais également complexe en termes d'installation car ces mesures nécessitent un voire plusieurs accès optiques.
Un grand nombre de techniques de mesures laser, reposant sur des principes physiques différents permettent de mesurer différentes grandeurs. Les techniques les plus fréquemment rencontrées dans l'étude expérimentale de la combustion sont succinctement décrites ci-dessous.

1.1. Vitesse d'écoulement d'un fluide

Plusieurs techniques lasers permettent d'obtenir les grandeurs statistiques de la vitesse d'un écoulement fluide en un point.
La plus simple, la LDA (« Laser Doppler Anemometry », en français VLD) permet d'obtenir la vitesse ponctuelle d'un écoulement fluide ensemencé de particules. Ces particules, en traversant, une onde électromagnétique (typiquement un faisceau laser), vont diffuser cette onde à une fréquence différente. Le décalage en longueur d'onde étant proportionnel à la vitesse, la vitesse du fluide transportant les particules est alors connu. Dans le cas des écoulements diphasiques (par exemple un spray), il est plus usuel d'utiliser la PDPA (« Phase Doppler Particle Anemometry ») pour obtenir à la fois, la vitesse de la phase liquide mais également la tailles des gouttes transportées. La méthode phase Doppler est basée sur les principes d'interférométrie, entre deux faisceaux laser. La diffusion de la lumière issue des particules passant à travers le volume de la sonde (croisement des faisceaux) est collectée par des sondes de réception. Le déphasage entre les signaux collecté par les détecteurs étant proportionnel à la taille des particules sphériques, il est possible d'obtenir la loi de distribution des gouttes détectées au niveau du volume de mesure.
Concernant les mesures de vitesse en champ 2D, la méthode de PIV (« Particule Image Velocity ») permet de déterminer la vitesse du fluide en observant la diffusion de Mie de particules (liquides ou solides) introduites dans l'écoulement et éclairées par une nappe laser. L'analyse du déplacement statistique (autocorrélations) des particules, entre deux images successives, acquises par une caméra, permet de remonter aux composantes de vitesses du plan de mesure. En enregistrant, le signal de diffusion des particules, sous deux angles de vue différents et simultanément avec deux caméras, il

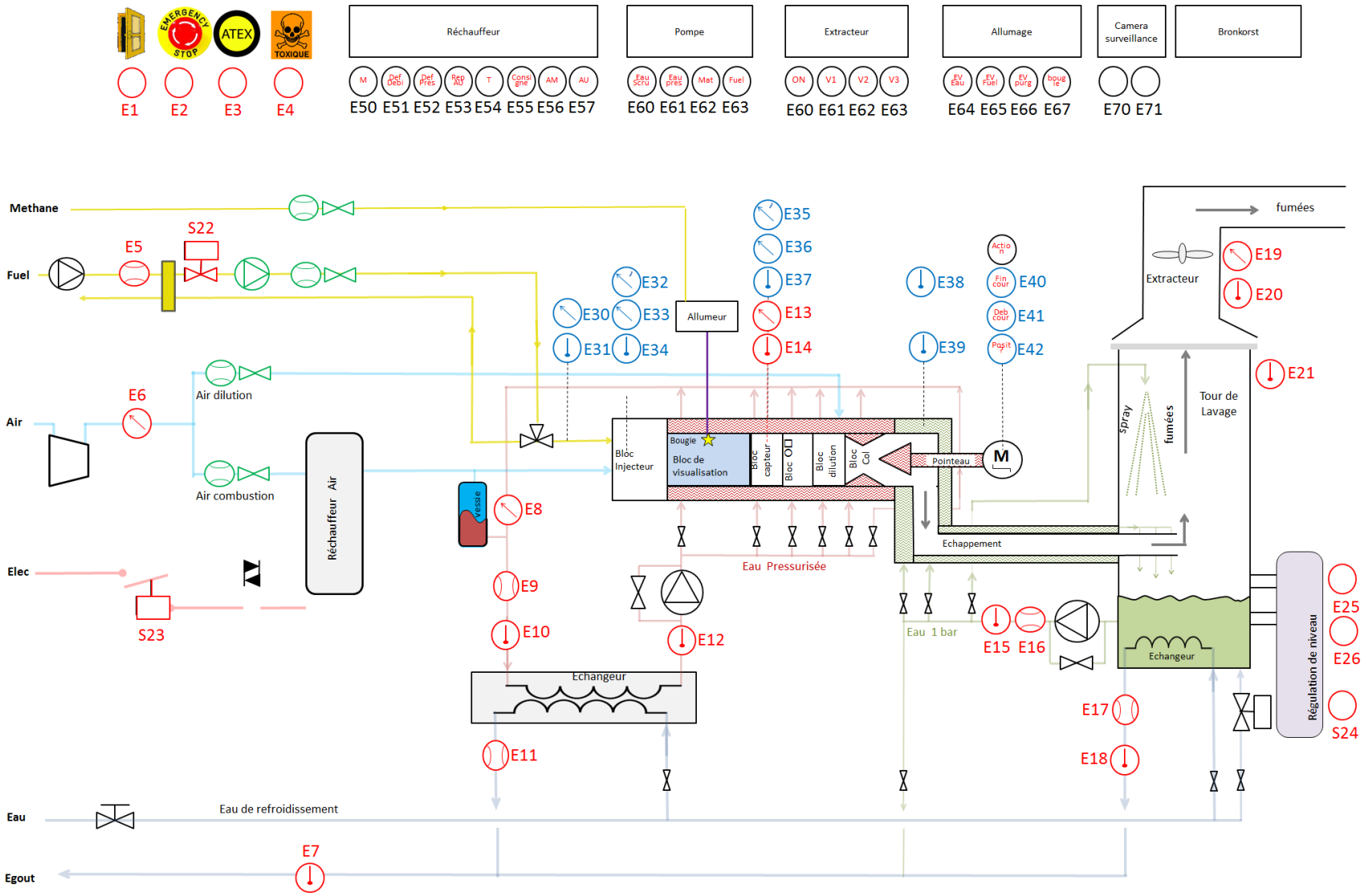
est possible de remonter à la troisième composante de vitesse (hors plan de nappe laser). On parle alors de stéréo-PIV. La PIV volumique (PIV-3D) existe également mais est plus difficile à mettre en œuvre, demande un travail important de calibration et des ressources en calculs importantes pour le post-traitement.
Pour les écoulements diphasiques, la PTV (« Particule Tracking Velocimetry ») peut également être utilisée. Dans ce cas la vitesse est directement déduite du déplacement de chaque goutte, détectée individuellement.

1.2. Les champs de concentration et température

La mesure quantitative d'espèces chimiques présentes dans un écoulement peut être effectuée par baie d'analyse. Il s'agit d'une des méthodes les plus utilisées aussi bien dans l'environnement de la recherche que dans l'industrie. Même si la quantification des espèces repose sur l'analyse des propriétés spectroscopiques des molécules sondées (étude de l'absorption, chimiluminescence d'espèces, …), cette méthode est intrusive et perturbe le milieu étudié au moment du prélèvement du gaz à étudier. En revanche cette technique est précise et relativement simple à mettre en place expérimentalement.
Concernant les mesures non intrusives ponctuelles ou 1D, nous pouvons citer la méthode de diffusion Raman spontanée qui permet d'obtenir à la fois la concentration 1D des espèces majoritaires (en combustion : N_2, H_2O, CO_2, O_2, CO) et la température. Le principe physique de cette mesure repose sur la diffusion inélastique de la lumière. Lorsqu'un photon rencontre une molécule, ce photon peut être diffusé soit à la même longueur d'onde (diffusion Rayleigh) soit avec un léger décalage en longueur d'onde lorsqu'il y'a échange d'énergie avec la molécule (diffusion Raman). Ce décalage est directement dépendant de la température et de la molécule rencontré. Cette méthode est résolue temporellement cependant la collection du signal souffre d'un faible rapport signal sur bruit et des interférences.
La Diffusion Raman Anti-Stokes Cohérente (DRASC) (CARS en anglais) est l'une des méthodes de diffusion inélastique les plus employées. Elle permet également d'obtenir également la température ponctuelle et repose, elle-aussi, sur la diffusion Raman. Dans le cas de la DRASC on utilise un processus optique non linéaire à quatre ondes. Trois faisceaux laser sont employés et convergent dans un volume de mesure : un faisceau de pompe à la fréquence ω_p, un faisceau Stokes ω_S et un faisceau sonde ω_p. L'interaction des faisceaux avec le milieu génère un signal cohérent à la fréquence Anti-Stokes ($\omega_{pr}+\omega_p-\omega_S$). Cette fréquence est directement liée à la température du milieu.
Parmi les mesures 2D, nous pouvons citer la diffusion Rayleigh issue de la diffusion élastique de la lumière provenant de la collision élastique entre les photons et les molécules du gaz. L'intensité totale diffusée est proportionnelle au nombre de molécules diffusantes et permet donc de remonter à la masse volumique et à la température. Cette méthode n'est applicable que dans des environnements ne

présentant aucune particule et ne peut donc être appliquée aux écoulements diphasiques.
En termes de visualisation d'espèces chimique, l'étude de la chimiluminescence permet d'obtenir des informations qualitatives concernant la répartition spatiale d'espèces présentes dans un écoulement réactif. En effet, dans le cas de la combustion, de nombreux radicaux, énergétiquement excités, émettent spontanément de la lumière. En sélectionnant (filtre) cette lumière, il est possible de visualiser spécifiquement la répartition spatiale de la molécule observée. Le principal désavantage de cette méthode est que la collection du signal est intégrée tout le long du volume de mesure. Dans le cas d'un écoulement axisymétrique, il est possible d'appliquer la transformée d'Abel sur l'image moyenne (opération de déconvolution) permettant de reconstituer le signal dans le plan central du volume de mesure.
La LIF (Laser Induced Fluorescence), est un diagnostic optique qui permet d'obtenir la répartition spatiale d'une ou bien d'un ensemble de molécules bien précises, même lorsque celle-ci sont présentes à l'état de trace. Cette méthode de mesure, résolue spatialement et temporellement est largement employée dans le domaine de la recherche expérimentale. Le principe de cette méthode consiste à exciter les molécules d'intérêt sur un état, électronique ou vibrationnel élevé grâce à une impulsion laser.
Une fois excitées, les molécules vont chercher à revenir à leur état fondamental. L'un des chemins de désexcitation possible est l'émission spontanée d'un photon, dans une direction aléatoire de l'espace et une fréquence différente de celle du laser incident. Ce processus de désexcitation radiative isotrope est appelé fluorescence. La collection de ce signal de fluorescence permet alors de visualiser la répartition spatiale instantanée de la molécule sondée avec un rapport signal sur bruit bien supérieure à celui de la chimiluminescence. De plus, cette méthode est particulièrement intéressante car à l'aide de la connaissance des propriétés spectroscopiques de la molécule, il est également possible de remonter à une information quantitative de la concentration de la molécule sondée et/ou de sa température.

2. Capteurs de mesure et de sécurité sur le banc HERON



3. Répartition d'Air dans le Fond de Chambre

L'air principal peut pénétrer dans la chambre de combustion en passant, soit par les fentes de refroidissement des hublots, soit par l'orifice central permettant de monter l'injecteur sur le fond de chambre. Afin de déterminer la répartition d'air entre ces deux passages, une étude de perte de charge a été effectuée. Cette dernière se divise en deux étapes : Dans une première étape (Figure 1 et 2), la pression différentielle entre le plenum et la chambre de combustion a été acquise en fonction de différents débits. Une fonction quadratique $\Delta P = P_{Plenum} - P_{Chambre} = \Delta P(\dot{m}_{fentes} + \dot{m}_{injecteur})$ a été établie. (voire : courbes bleues Figure 5 et Figure 6). La deuxième étape consiste à boucher le trou central du fond de chambre et effectuer la même mesure de la pression différentielle (Figure 5 et Figure 6). Une deuxième fonction quadratique $\Delta P = P_{Plenum} - P_{Chambre} = \Delta P(\dot{m}_{fentes})$ a été établie. (voire : courbes rouges **Erreur ! Source du renvoi introuvable.**et ***Erreur ! Source du renvoi introuvable.***)

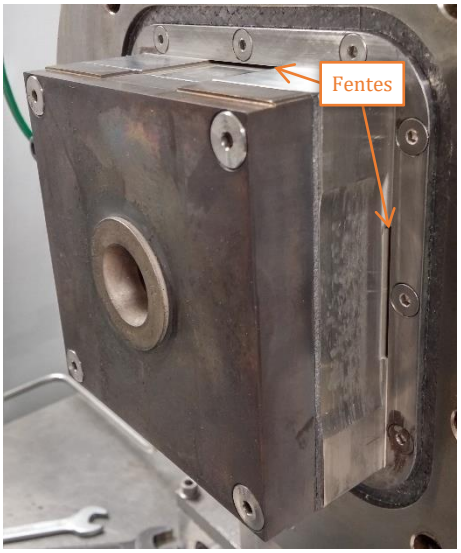


figure 1 : Fond de chambre

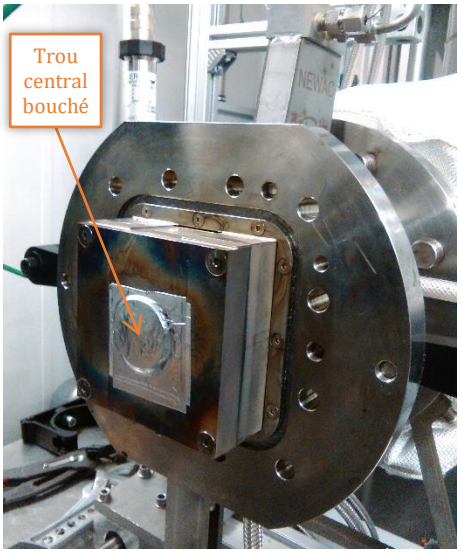


figure 3 : Trou central bouché

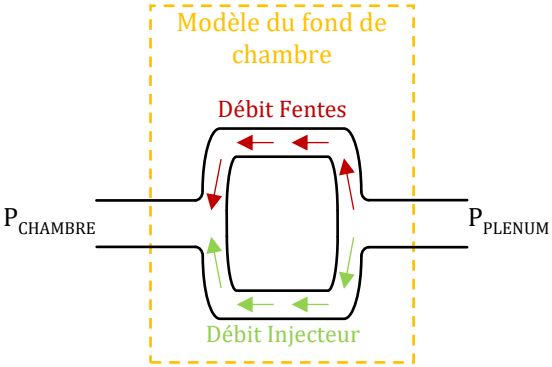


figure 2 : Mesure ΔP Fond de Chambre (étape 1)

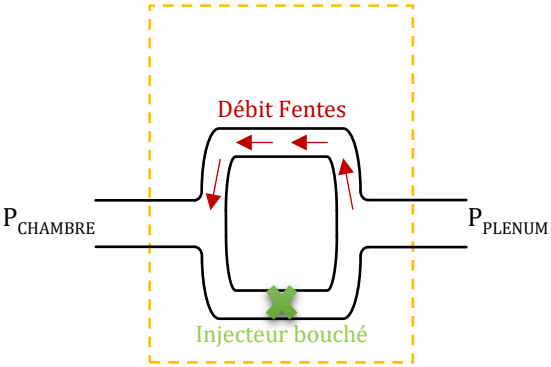


figure 4 : Mesure ΔP Fentes (étape 2)

Pour une pression différentielle donnée, le débit total qui traverse le fond de chambre ainsi que le débit qui passe par les fentes sont connus .La répartition d'air dans le fond de chambre est alors déduite et on observe alors que cette répartition ne dépend pas de ΔP et donc du débit, comme annoncé par la théorie.
Les graphiques suivants (Figure 5 et 6) montrent les résultats expérimentaux à $P_{CHAMBRE} = 4{,}1$ bar(a) et $P_{CHAMBRE} = 8{,}33$ bar(a). La courbe verte correspond à la différence entre le débit total (fentes + injecteur) et le débit passant uniquement par les fentes. Ce débit nous permet d'estimer le débit traversant l'injecteur si les fentes étaient bouchées. Cette dernière manipulation a par ailleurs été effectuée à pression atmosphérique et a permis de confirmer ce résultat.

Les mesures mènent au résultat d'une répartition d'air fentes/injecteur de 40,0/60,0 et 39,4/60,4 pour 4,1 bar et 8,33 bar. Pour toutes les manipulations effectués dans le cadre de cette thèse, la répartition 60/40 a été retenue afin de calculer le débit passant dans l'injecteur à partir du débit d'air total mesuré.

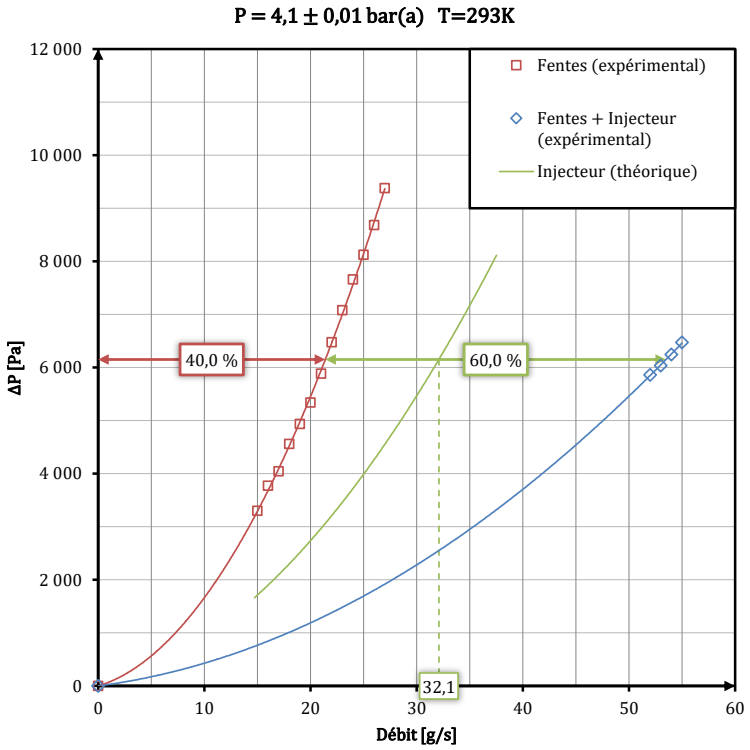


figure 5 : Acquisition à 0,41 MPa

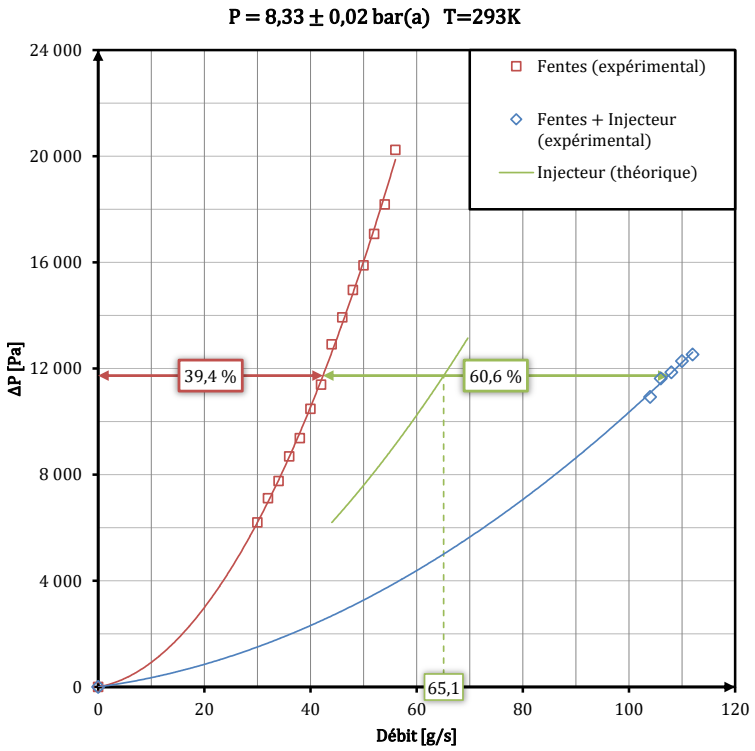


figure 6 : Acquisition à 0,833 MPa

4. Conversion des émissions de polluants mesurée en ppm en EI

La démarche permettant de transformer les émissions brutes (en ppmv dans la fumée sèche) dans l'unité gramme par kilogramme de kérosène brulé est présentée ci-contre :

Equation chimique combustion pauvre :

$$C_xH_y + \left(x + \frac{y}{4}\right)(O_2 + 3{,}78N_2)(1 + e) \rightarrow xCO_2 + \frac{y}{2}H_2O + \left(x + \frac{y}{4}\right) \cdot 3{,}78N_2 + e\left(x + \frac{y}{4}\right)(O_2 + 3{,}78N_2)$$

1 mol de kérosène mène à $\left(\mathrm{x} + 3{,}78\left(\mathrm{x} + \frac{\mathrm{y}}{4}\right) + 4{,}78 \cdot \mathrm{e}\left(\mathrm{x} + \frac{\mathrm{y}}{4}\right)\right)$ mol de fumée sèche.

Détermination de l'excès d'air à l'aide de la mesure de la concentration d'O_2 :

$$\frac{\mathrm{e}\left(\mathrm{x} + \frac{\mathrm{y}}{4}\right)}{\left(\mathrm{x} + 3{,}78\left(\mathrm{x} + \frac{\mathrm{y}}{4}\right) + 4{,}78 \cdot \mathrm{e}\left(\mathrm{x} + \frac{\mathrm{y}}{4}\right)\right)} = \frac{\mathrm{X}_{\mathrm{O}_2}}{100}$$

$\mathrm{X}_{\mathrm{O}_2}$ correspond à la concentration volumique d'O_2 dans la fumée sèche (en pour cent).

$$\mathrm{e} = \frac{\frac{\mathrm{X}_{\mathrm{O}_2}}{100}}{1 - 4{,}78 \cdot \frac{\mathrm{X}_{\mathrm{O}_2}}{100}} \cdot \left(\frac{\mathrm{x}}{\mathrm{x} + \frac{\mathrm{y}}{4}} + 3{,}78\right)$$

Détermination de la quantité de mol de NO / CO par mol de kérosène brulé :

$$\frac{\text{mol NO}}{\text{mol kérosène}} = \left(\mathrm{x} + 3{,}78\left(\mathrm{x} + \frac{\mathrm{y}}{4}\right) + 4{,}78 \cdot \mathrm{e}\left(\mathrm{x} + \frac{\mathrm{y}}{4}\right)\right) \cdot \frac{\mathrm{X}_{\mathrm{NO}}}{10^6}$$

$$\frac{\text{mol CO}}{\text{mol kérosène}} = \left(\mathrm{x} + 3{,}78\left(\mathrm{x} + \frac{\mathrm{y}}{4}\right) + 4{,}78 \cdot \mathrm{e}\left(\mathrm{x} + \frac{\mathrm{y}}{4}\right)\right) \cdot \frac{\mathrm{X}_{\mathrm{CO}}}{10^6}$$

X_{NO} et X_{CO} en ppmv.

Conversion en unité de masse :

$$EI_{NO} = \frac{\text{g NO}}{\text{kg kérosène}} = \left(\mathrm{x} + 3{,}78\left(\mathrm{x} + \frac{\mathrm{y}}{4}\right) + 4{,}78 \cdot \mathrm{e}\left(\mathrm{x} + \frac{\mathrm{y}}{4}\right)\right) \cdot \frac{\mathrm{X}_{\mathrm{NO}}}{10^6} \cdot \frac{\mathrm{M}_{\mathrm{NO}}}{\mathrm{M}_{\text{kérosène}}}$$

$$EI_{CO} = \frac{\text{g CO}}{\text{kg kérosène}} = \left(\mathrm{x} + 3{,}78\left(\mathrm{x} + \frac{\mathrm{y}}{4}\right) + 4{,}78 \cdot \mathrm{e}\left(\mathrm{x} + \frac{\mathrm{y}}{4}\right)\right) \cdot \frac{\mathrm{X}_{\mathrm{CO}}}{10^6} \cdot \frac{\mathrm{M}_{\mathrm{CO}}}{\mathrm{M}_{\text{kérosène}}}$$

$\mathrm{M}_{\mathrm{NO}} = 30$ (en g/mol)

$\mathrm{M}_{\mathrm{CO}} = 28$ (en g/mol)

$\mathrm{M}_{\text{kérosène}} = 0{,}012\mathrm{x} + 0{,}001\mathrm{y}$ (en kg/mol), x = 9,93, y = 20.

5. Procédure de correction de distorsion et recalage spatial des images

Durant ces travaux de thèse, le recours à des diagnostiques optiques simultanées a été employé de façon répétée. De plus, les contraintes d'accès optiques inhérent à la complexité des bancs de combustion étudiés a nécessité l'utilisation répétées de montages optiques présentant des angles de collection différents à la normale de la nappe laser. La netteté des images est préalablement corrigée, optiquement par l'utilisation de monture Sheimpflug, mais une distorsion du plan de mesure, parfois très importante, doit être prise en compte. Afin d'analyser de façon quantitative et comparer les résultats obtenus par les diverses caméras, il est donc primordiale de corriger ces distorsions et de s'assurer de la superposition des images enregistrées.
Une méthode employant des logiciels commerciaux, des mires adaptées, ainsi que des routines MATLAB, dont l'automatisation a été optimisée, a donc été développée en partenariat avec E. SALAÜN.
Pour les mesures sur le banc HERON, une mire transparente (figure 7) a été spécialement conçue, permettant de repérer spatialement les images acquises simultanément par les caméras disposées de part et d'autre des deux larges accès optiques de la chambre de combustion.

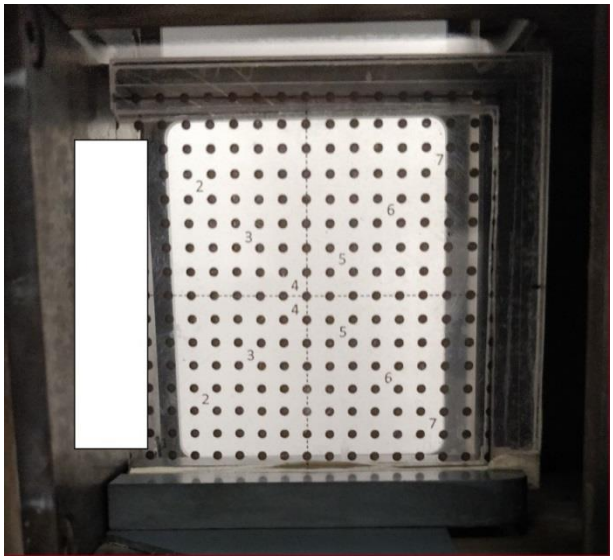


figure 7 : Mire de calibration pour le banc HERON

Une fois les images de mires enregistrées, une procédure de correction de la distorsion et de repérage spatial est appliquée. Cette procédure, dont les différentes étapes sont résumées sur la figure 8, repose sur l'utilisation du code commercial DaVis 8.3.0. Dans un premier temps, une procédure automatique repère les différents points de la mire, dont les propriétés sont à spécifier (« Calibration/ 1 Caméra (2D)/ Step 3 : Plate Config. »). La localisation de ces points permet au logiciel de déduire une loi polynomiale permettant de déterminer la rotation/distorsion de l'image à appliquer. Après l'application de la transformation polynomiale, les images de mire obtenues

sont retournées et horizontales. Cette transformation permet également de prendre en compte l'aberration optique sur les bords de l'image.
Dans un second temps, l'utilisateur vient spécifier manuellement (« User defined ») l'abscisse et l'ordonnée d'un point de la mire dans le repère physique, permettant ainsi de recaler spatialement les images (« Calibration/Define origin, Maintain calibration »).
Cette procédure de « dewarping/calibration », déduite sur les images de mire est ensuite appliquée à l'ensemble des images du projet.

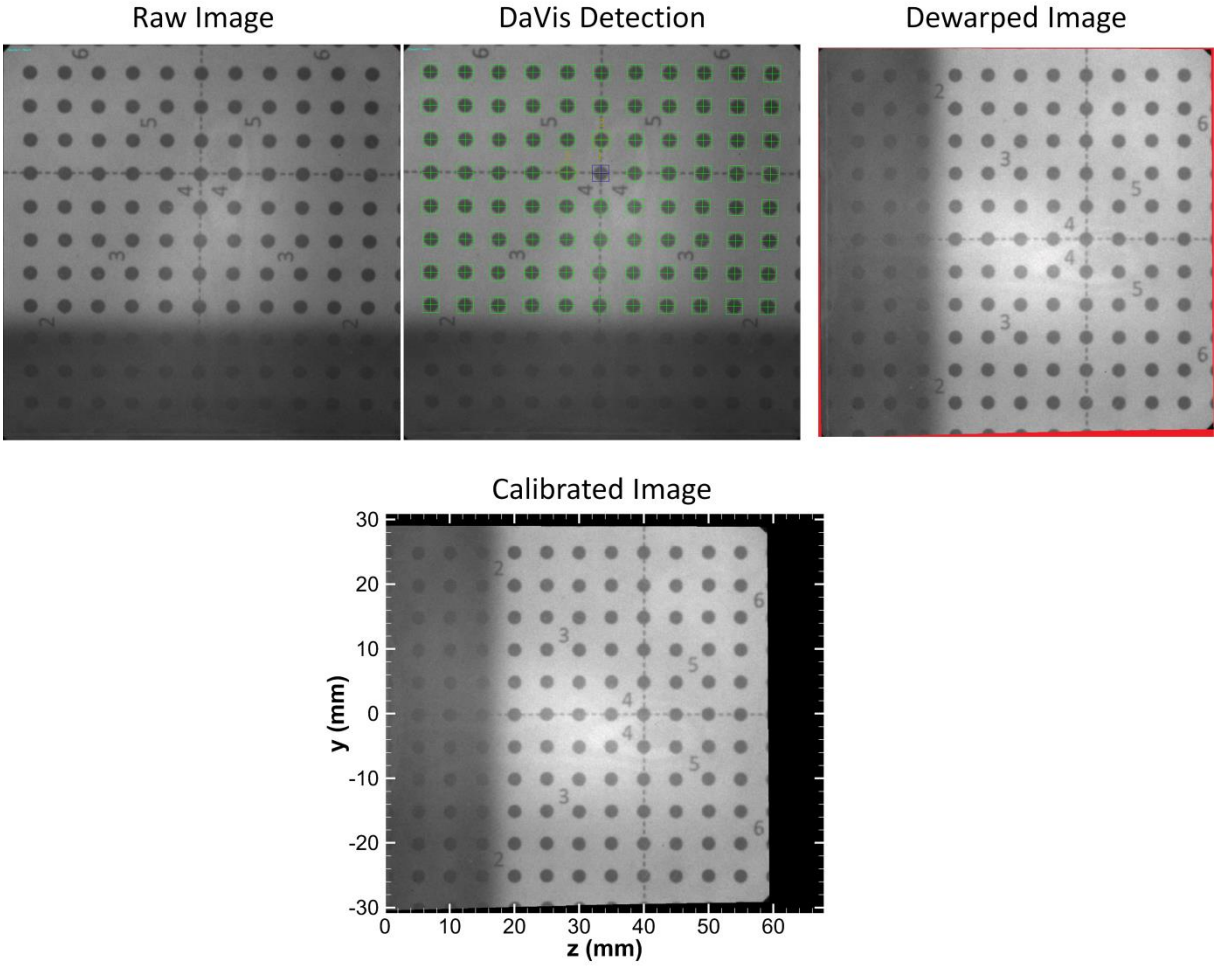


figure 8 : Présentation des différentes étapes de correction des images de mire

La figure 9 compare des images de mire corrigées obtenues simultanément par deux caméras disposées du même côté de la chambre de combustion. La première caméra est située en face de la mire, tandis que la deuxième présente un angle d'environ 30° par rapport à la normale On observe une très bonne superposition des contours des points de la mire détectés, permettant ainsi de valider cette méthodologie de correction et d'étalonnage, même pour des angles de visualisation importants.

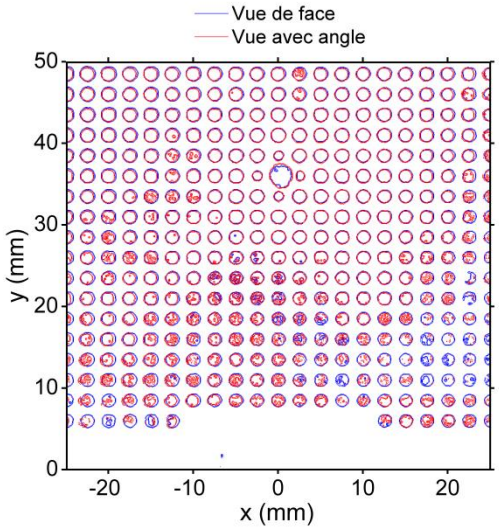


figure 9 : Comparaison des contours de deux images de mires acquises par deux caméras simultanément disposées du même côté du banc HERON.

6. Etude de la composition du kérosène (Jet-A1, Total)

Résultat de l'étude par mesure CHNS – Laboratoire de l'INSA de Rouen

Composé	% (massique)
Azone (N)	0
Carbonne (C)	87.8
Hydrogène (H)	15.2
Soufre (S)	0

On en déduit une formule moyenne de la molécule de kérosène $C_{9,75}H_{20,25}$.

Résultat de l'étude par détection MS et FID – IRCELYON

Famille	Pourcentage des volumes - MS	Pourcentage des volumes - FID
Di aromatiques	1%	2%
Mono aromatiques	7%	8%
Alcanes linéaires et naphténiques	92%	90%

Composés	Détection MS	Détection FID
C5	0,5%	0,4%
C6	3,1%	1,4%
C7	1,3%	0,1%
C8	1,4%	1,5%
C9	38,2%	29,0%
C10	25,1%	29,2%
C11	8,2%	12,0%
C12	5,4%	5,1%
C13	1,1%	3,9%
C14	0,8%	3,1%
C15	1,1%	1,5%
C16	0,5%	0,7%
C17	0,4%	0,3%
C18	0,1%	0,3%
C19	0,2%	0,3%
C20	0,2%	0,2%
C21	0,2%	0,2%
C22	0,2%	0,1%
C23	0,1%	0,3%
C24	0,1%	0,1%
C25	0,1%	0,3%
C26	0,1%	0,3%
5-Methyltetralin	0,0%	0,5%

Benzene,1-ethyl-2-methyl	2,4%	1,8%
Cyclohexane, methyl	0,6%	0,5%
decalin	1,5%	1,4%
ethylebenzene	0,7%	0,5%
naphthalene	0,4%	0,3%
naphthalene,1,3-dimethyl	0,2%	0,3%
naphthalene,1-methyl	0,7%	0,6%
naphthalene,2-methyl	0,5%	0,4%
o-xylene	2,2%	1,7%
p-xylene	1,0%	0,8%
tetralin	1,2%	0,9%
toluene	0,2%	0,2%

7. Transitions entre les niveaux énergétiques $B^1\Sigma^+ \rightarrow A^1\Pi^+$ de la molécule de monoxyde de carbone

Les longueurs d'ondes associées aux transitions entre les état $B^1\Sigma^+$ et $A^1\Pi^+$ (bandes d'Ångström) sont résumées dans le tableau suivant [10]. Cependant toutes les transitions n'ont pas été observées expérimentalement. En effet, dans ce tableau, les valeurs sont celles obtenues par calcul. Par ailleurs, Coster et Brons [11] précisent qu'en leur temps (1929), il n'était pas possible d'observer des bandes issues des niveaux rotationnel supérieur à v'=1 pour l'état $B^1\Sigma$.

v'-v''	λ cm^{-1}	λ nm
0-0	22156,6	451,3
0-1	20676,6	483,6
0-2	19231,0	520,0
0-3	17819,9	561,2
0-4	16443,3	608.15
0-5	15101,2	662.2
0-6	13793,6	725.0
1-0	24237.6	412.6
1-1	22757.6	439.4
1-2	21312.0	469.2
1-3	19900.9	502.5
1-4	18524.3	539.8
1-5	17182.2	582.0
1-6	15874.6	629.9
2-0*	26164.6	382.2
2-1*	24684.6	405.1
2-2	23239.0	430.3
2-3	21827.9	458.1
2-4*	20451.3	489.0
2-5*	19109.2	523.3
2-6*	17801.6	561.7

Les transitions marquées avec un astérisque n'ont pas été observées expérimentalement et sont issues du calcul.

8. Incertitude de mesures de spectroscopie du CO en cuve HP/HT

8.1. Mesure des spectres d'excitation

Température (K)	ΔT consigne (K)	Pression (bar)	ΔP consigne (bar)	Energie Laser (mJ)	Incertitude (%)
304	4	1,01	0,01	3,90	1,93
302	2	2,97	0,03	3,85	1,57
302	2	5,01	0,01	3,75	1,22
301	1	7,55	0,05	3,65	1,25
301	1	10,05	0,05	3,25	1,17
513	13	1,02	0,02	3,33	3,36
513	13	2,97	0,03	3,13	2,91
507	7	5,00	0	2,95	1,71
504	4	7,50	0	2,88	1,28
504	4	10,01	0,01	2,83	1,28
693	1,02	7	0,02	3,35	2,42
694	3,03	6	0,03	3,63	1,65
696	5,00	4	0	3,38	1,16
696	7,52	4	0,02	3,20	1,19
696	1,02	4	0	3,00	1,16

8.2. Mesure des spectres de fluorescence

Température (K)	ΔT consigne (K)	Pression (bar)	ΔP consigne (bar)	Energie Laser (mJ)	Incertitude (%)
303	3	1,01	0,01	3,4	1,72
307	7	2,99	0,01	3,35	2,51
308	8	5	0,01	3,3	2,79
308	8	7,5	0,01	3,25	2,79
308	8	10,01	0,01	3,25	2,79
308	8	12,5	0,01	3,2	2,79
308	8	15,01	0,01	3,15	2,79
493	7	1,01	0,01	3,45	2,00
498	2	2,99	0,01	3,45	1,13
500	1	5,01	0,01	3,45	1,02
500	1	7,51	0,01	3,45	1,01
500	1	10,01	0,01	3,4	1,01
501	1	12,51	0,01	3,4	1,03
501	1	15,01	0,01	3,35	1,02
696	4	1,01	0,01	3,3	1,52
699	1	3,00	0,01	3,25	1,07
693	7	5,00	0,01	3,1	1,44
696	4	7,50	0,01	3,15	1,16
701	1	10,00	0,01	3,15	1,02
703	3	12,50	0,01	3,15	1,09

705	5	15,03	0,03	3,15	1,24

9. Article soumis au journal « Proceedings of the Combustion Institute »

Suite au travail réalisé sur la PLIF-kérosène quantitative et à son application sur le banc HERON, couplée à la PLIF-OH, des résultats inédits ont été obtenus. Une analyse détaillée des phénomènes observés, déjà présentée dans le chapitre 7 de ce manuscrit, a donné lieu à l'écriture d'une publication pour la conférence « 37th International Symposium of Combustion » qui se tiendra à Dublin 29 juillet au 31 août en 2018. Cet article, si il est retenu, sera publié dans le journal « Proceedings of the Combustion Institute ».

Quantitative measurements of fuel distribution and flame structure in a lean-premixed aero-engine injection system by kerosene/OH-PLIF measurements under high-pressure conditions

P. Malbois[a], E. Salaün[a], B. Rossow[a], G. Cabot[a], L. Bouheraoua[b], S. Richard[c], B. Renou[a,*], F. Grisch[a]

[a]*Normandie Univ., UNIROUEN, INSA Rouen, CNRS, CORIA, 76000 Rouen, France*
[b]*SAFRAN Tech, Paris-Saclay, France*
[c]*SAFRAN Helicopter Engines, Bordes, France*

Abstract

This study presents a new experimental methodology to report quantitative measurements of kerosene mole fraction and temperature by combining kerosene-PLIF and OH-PLIF diagnostics. These optical diagnostics are applied simultaneously in a gas turbine model combustion chamber equipped with an Lean Premixed (LP) aero-engine injection system developed by SAFRAN Helicopter Engines (SAFRAN HE), in real operating conditions with pressure up to 1.8 MPa. The method is based on the analysis of kerosene-PLIF images acquired simultaneously on two spectral broad bands of collection of the kerosene fluorescence under a 266 nm excitation. To obtain quantitative data, the knowledge of the kerosene fluorescence spectra under a large range of pressure, temperature and oxygen concentration is first determined in a high pressure cell. An *in-situ* calibration of the fluorescence signal is then performed in the combustion chamber with operating conditions representative of the kerosene fluorescence signal measured during the experiment. This calibration allows the determination of the kerosene mole fraction accuracy, which is estimated to be better than 12%. Two optical arrangements (axial and radial planes) are finally used to give complementary and previously unseen results. The results highlight the strong correlation between the fuel distribution, the flame topology and the reaction zone intensity. These results will be directly considered in a loop with the manufacturer to improve the technology of this fuel injector by a systematic comparison with LES results.

Keywords:
Gas turbine model combustor, Lean-Premixed Combustion, Quantitative kerosene-PLIF, Flame structure

*Corresponding author:
Email address: renou@coria.fr (F. Grisch)

1. Introduction

Achieve the forthcoming ACARE standards for pollutant emissions from aircraft engines will only be possible by pushing the combustion technologies towards their limits regarding their ability of pollutant emissions reduction and engine operability preservation. Among key parameters likely to fulfill these goals, the fuel injection system is one of them where substantial improvements can still be achieved. Indeed, fuel atomization, evaporation and mixing must be efficient whatever the operating conditions. Pressure is also an important parameter to consider on the evaporation process since it impacts the atomization process [1] which is determinant for the flame location and the flame shape [2]. Consequently, it is mandatory to investigate as finely as possible the physical and chemical mechanisms that govern turbulent combustion in relation with the architecture of the combustion system inside which combustion takes place.
In optical combustion chambers, this can be achieved by simultaneous 2D measurements of flame structure and fuel concentration by joint OH-PLIF and fuel-PLIF techniques. However, the study of industrial injection systems must be made as close as possible of real operating conditions, implying the use of liquid commercial-type fuels to be representative of their real operating conditions. Indeed, using fuel substitute may lead to significant changes on fuel distribution and flame shape in the combustion chamber [3]. Kerosene-PLIF technique was originally developed by [4–6] and the low accuracy of the results justified the need to establish kerosene spectroscopy. This was done by [7, 8] who thoroughly investigated the photophysic of kerosene and its components for various conditions of temperature, pressure and oxygen molar fraction, with a 266 nm excitation wavelength. These results demonstrated that kerosene fluorescence spectrum exhibited two fluorescence bands in the UV–visible range, attributed to mono- and di-aromatics naturally present in kerosene. Based on the strong different fluorescence band dependences with temperature, various imaging strategies were suggested to estimate simultaneously vapor fuel concentration and temperature in kerosene/air sprays. A pioneer work demonstrated the feasibility of this technique [8] but few experimental data are available in literature for realistic operating conditions of industrial injection systems (e.g. $P \geq 1.0$ MPa), and when available, only qualitative results are presented [2, 8, 9].

The first part of this work is to extend the capacity of the kerosene-PLIF technique to perform quantitative measurements of fuel vapor mole fraction and temperature in a combustion chamber, in which an industrial Lean Premixed fuel injector operated at high pressure and high temperature. As part of this objective, the effort is on the quantification of the experimental uncertainty. In a third part, both the fuel mole fraction and its temperature deduced from PLIF measurements are analyzed jointly with the flame structure obtained by OH-PLIF in different axial and radial planes, and for a large range of operating conditions. These results bring new insights on pressure effects on turbulent flame structure and on fuel mixing directly applied to a real LP fuel injector under nominal operating conditions. These results will be also directly integrated in a loop with the manufacturer to improve the technology and to provide an extended database for Large Eddy Simulation (LES) improvement and validations.

2. Experimental set-up

2.1. High pressure cell facility

A stainless steel test cell was used first to characterize the spectroscopic properties of vapor kerosene fluorescence at temperature between 450 and 900 K, and pressure from 0.1 to 3.0 MPa under laser excitation at 266 nm. The outer cell dimensions are $190 \times 145 \times 120$ mm with 15 mm overall minimal wall thickness and its inner volume is 230 cm^3 in which the operating conditions are well-controlled. The fluorescence emission from the illuminated tracer vapor is collected via a telescope-like combination of two UV achromatic doublets (f_1 = 160 mm and f_2 = 100 mm) by a spectrograph (Jobin Yvon, SPEX 270M). The light dispersed by the grating is recorded with a 16-bit intensified CCD camera (Princeton Instruments, model HSICCD-576G/BT, 576×384 $pixels^2$) with an intensifier gate width of 500 ns. All the details of the measurements can be found in [7].

2.2. HERON combustion facility

The High prEssure facility for aeRO-eNgines (HERON) was used to fully characterize aeronautical fuel injectors operating in high pressure and high temperature conditions, with mass flow rates relevant to injector operating conditions [10]. A full optical access of the flame is possible from three sides over the full width of the visualizing sector. UV-silica optical windows are made large enough (80×100 mm) to allow laser based measurements close to the wall chamber. The pressure chamber is regulated by an adaptive nozzle from 0.41 to 1.8 MPa. Air mass flow is controlled up to 300 g/s,

and preheated to 670 K. Liquid kerosene (Jet-A1) is injected in the Lean Premixed NEWAC injection system developed by SAFRAN HE, with a mass flow rate in the range of 0-5 g/s, leading to mass Fuel Air Ratio (FAR) from 3.0% to 4.2%. These operating points have been identified as representative of various helicopter engines flight conditions.

2.3. Simultaneous OH and Kerosene-PLIF

The global flame structure is investigated by OH-PLIF imaging at low repetition rate (10 Hz). A Nd-YAG-laser operating at 532 nm is used to pump a tunable dye laser (SIRAH Precision Scan) supplied with Rhodamine 590 dye. The resultant output pulse energy is 25 mJ per shot in the probe volume. The excitation wavelength is tuned to the $Q_1(5)$ transition line of the $A^2\Sigma^+(v' = 1) \leftarrow X^2\Pi(v'' = 0)$ band of OH at = 282.75 nm. The collection system consists of an EmICCD camera (PIMAX 4, Roper Scientific) with two colored glass filters (WG 295 and UG 5 from Schott) and an interferential filter centered at 310 nm (FWHM = 5.6 nm). The camera is tilted from the perpendicular axis and equipped with a Scheimpflug mount. Simultaneously, kerosene vapor fluorescence signal is obtained from a single-excitation scheme using a frequency-quadrupled Nd:YAG laser at 266 nm with 60 mJ/pulse. Time delay between the two laser beams was fixed to 60 ns in order to avoid cross-talks between fluorescence signals of OH and kerosene. Both laser beams are superimposed with a prism and they are transformed into two superimposed collimated sheets using a unique set of cylindrical and spherical lenses. Kerosene fluorescence is recorded by two 16-bit EmICCD cameras, with a 100 mm, $f/2.8$ UV-CERCO lens (Fig. 1). The first camera is equipped with a combination of colored glass filter (Schott WG 280) and a custom-made bandpass filter collecting fluorescence in the range 260 – 400 nm (hereafter Filters A) to collect the whole fluorescence signal of kerosene. The second camera uses a combination of colored filter (Schott WG 305) and a custom-made bandpass filter collecting fluorescence in the range 300 - 400 nm to collect mainly fluorescence from di-aromatics (hereafter Filters B). PLIF images are corrected by noise, laser sheet energy inhomogeneity, and distortion using DaVis 8.1 commercial software. These optical diagnostics were applied successively in the axial (z,y) and the radial plane (x,y) of the burner. It is worth noting that very few and small droplets are present in the combustion chamber. Indeed, fuel is injected upstream the bowl of the injection system before the bottom of the combustion chamber. The high temperature of reactants enables a fast evaporation of the droplets. Consequently, the recorded fluorescence signals arise mainly from the kerosene vapor.

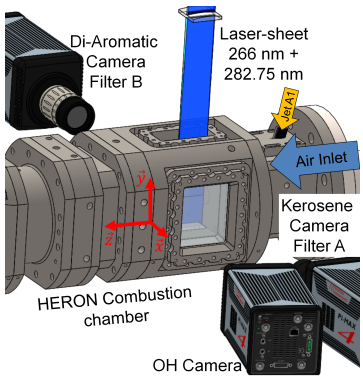


Figure 1: Schematic representation of the optical set-up on HERON combustion facility for axial measurements.

3. Kerosene PLIF methodology

3.1. Principle

The species composition of a commercial JET A1 fuel indicates the presence of aliphatics, single- and two-rings aromatic compounds [11]. Considering a 266 nm laser wavelength excitation, the global kerosene fluorescence signal obtained in the high-pressure cell presents two spectrally distinct broad-bands of fluorescence (Fig. 2) on the ranges 270-310 nm and 310-400 nm associated with the fluorescence of mono- and di-aromatics compounds, respectively. The intensity of the fluorescence signal decreases faster with the temperature increase for the high-frequency band than for the low-frequency, and this difference will be used as the principle to estimate both the kerosene mole fraction and temperature by a dual-wavelength detection strategy. For two different set of filters (Filters A and B), the recorded fluorescence signals can be expressed by :

$$S_{F,i} = K_i \cdot P \cdot x_i \cdot \frac{S_{0,i}(T, P, x_{O_2})}{T} \tag{1}$$

with $i = A$ or B. The constants K_i are the experimental transmission constants for each set of camera and filters, and have to be determined by a calibration procedure. The pressure P is measured and assumed to be constant within the combustion chamber. x_B is the kerosene mole fraction filtered by the optical filters B. Consequently, this fluorescence signal mainly comes from the di-aromatic molecules in kerosene. x_A is the kerosene mole fraction filtered by the optical filters A.

This fluorescence signal comes from the mono- and di-aromatic molecules in kerosene. $S_{0,i}(T, P, x_{O_2})$ is a referenced fluorescence signal and represents the temperature, pressure and quenching dependency of the filtered fluorescence signals.

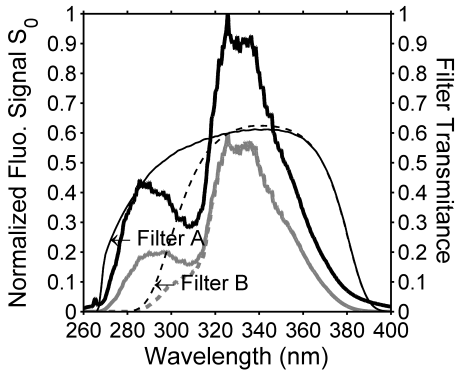


Figure 2: Normalized kerosene fluorescence spectra under 266 nm excitation. Thick black line: Kerosene spectrum at 450 K. Thick dark gray solid (dotted) lines: Filtered A (Filtered B) Kerosene spectrum at 700 K.

In order to combine these two fluorescence signals, it is necessary to consider the effect of different fuel volatilities along the kerosene droplet evaporation process. Indeed, it is assumed that the proportion k_i of mono-aromatics and di-aromatics contained in the kerosene vapor remains constant during the experiments such as $x_i = k_i \cdot x_{kero}$, where x_{kero} is the kerosene mole fraction. This can be justified by the high temperature environment (T≥ 650 K) in which kerosene droplets are injected. It was shown numerically that for high temperature environment and during the evaporation of a two-component fuel droplet, the more volatile component evaporates first from the surface. The concentration of more volatile component at the surface reduces to a negligibly small value within the period of the droplet transient, but the bulk composition of the droplet constituents remains almost the same as the initial one even near the end of evaporation process [12]. Consequently, this assumption will be considered as valid for temperatures greater than 650 K where all the components of kerosene are evaporated and up to 1100-1300 K, where kerosene pyrolysis may be observed. Equations (1) can then be expressed as a function of two equations, one for each camera, with two unknowns, x_{kero} and T:

$$S_{F,i} = \Gamma_i \cdot P \cdot x_{kero} \cdot \frac{S_{0,i}(T, P, x_{O_2})}{T} \tag{2}$$

where $\Gamma_i = k_i \cdot K_i$. The constants Γ_i will be defined by a calibration procedure, described in the next paragraph. $S_{0,i}(T, P, x_{O_2})$ can be represented by the Stern-Volmer equation:

$$S_{0,i}(T, P, x_{O_2}) = \frac{S_{0,i}(T, P, x_{0_2=0})}{1 + \alpha_i(T) \cdot x_{0_2}} \cdot \frac{1}{T} \tag{3}$$

The dependence of the filtered fluorescence kerosene spectra with the oxygen mole fraction was investigated for four temperatures (450 K, 550 K, 650 K and 750 K). Stern-Volmer plots exhibited a highly linear behavior which enables to determine the quenching influence using the linear regression coefficient $\alpha_i(T)$ [7]. In addition, it is shown in Fig. 3a that for oxygen concentration above 19% and temperature above 650 K, effect of O_2 quenching on fluorescence signal intensity becomes nearly constant and independent of x_{O_2}.

During the experiments, x_{O_2} will be assumed constant and equal to 21% in the combustion chamber. This assumption is confirmed *a posteriori* by the low values of x_{kero} in the combustion chamber and the absence of OH signal where x_{kero} is measured. The temperature dependencies of the two fluorescence signals (Filters A and B) at constant pressure and x_{O_2} = 21% are plotted in Fig. 3b. Experimental points are reported and interpolations on the experimental data are used on the full temperature range (450 – 750 K) to provide a look-up table for each given pressure. The shapes of the interpolated curves are in agreement with the fluorescence models of 1,2,4 Trimethylbenzene [13] and Naphthalene [14] which are representative of mono- and di-aromatics surrogates of kerosene. The pressure dependency on $S_{0,i}(T, P, x_{O_2})$ is also reported in Fig. 3c for two different temperatures. These results indicate that pressure effect are non-negligible especially for pressure under 1.0 MPa and must be taken into account. Finally, the experimental transmission constants Γ_i are obtained by recording the fluorescence of a heated kerosene vapor/air jet at atmospheric pressure. A preheated kerosene vapor/air jet with different equivalence ratio is directly inserted inside the combustion chamber through the fourth side of the combustion chamber so that the optical set-up (excitation and collection) is unchanged. Along this calibration procedure, pressure and kerosene/oxygen mole fraction are fixed and $S_{0,i}$ can be extracted from the look-up table. The constants Γ_i can then be obtained from the recorded fluorescence signals for each camera:

$$\Gamma_i = \frac{S_{F,i}}{P \cdot x_{kero} \cdot S_{0,i}(T, P, x_{O_2})} \tag{4}$$

The calibration procedure have been performed for two equivalence ratios = 0.1 and 0.05, and one temperature (T = 447 K), for 3 camera gains in order to

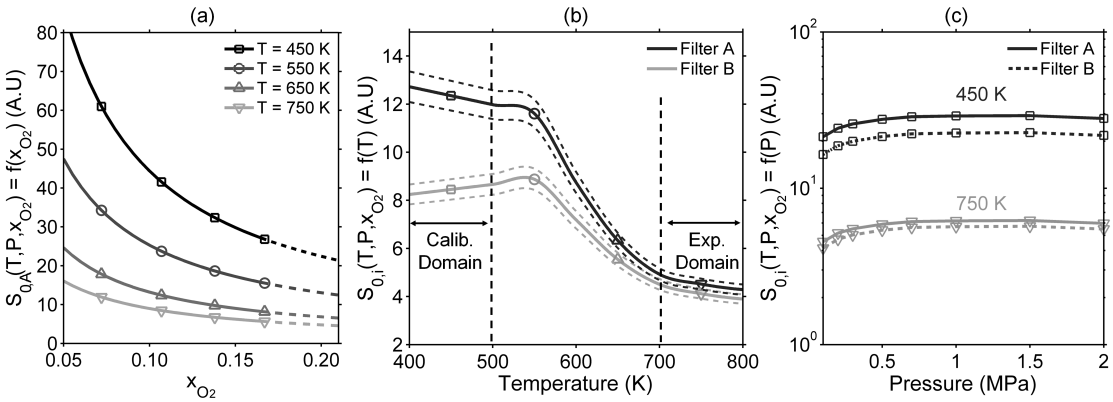


Figure 3: (a) Effect of x_{O_2} and T on reference fluorescence signal $S_{0,A}(T, P, x_{O_2})$, at P = 0.1 MPa. Similar results are found for Filter B. (b) Temperature dependency on reference fluorescence signals $S_{0,i}(T, P, x_{O_2})$, at P = 0.1 MPa and x_{O_2} = 0.21. (c) Pressure dependency on reference fluorescence signals $S_{0,i}(T, P, x_{O_2})$ for T = 600 K and 800 K, and for x_{O_2} = 0.21.

check the linearity of the fluorescence signal. Consequently, 6 different values of Γ_i have been determined and averaged. They will be kept constant along this work. From the knowledge of these constants, the non-linear system of equations (Eq. 1) is characterized by two unknowns (x_{kero} and T). Usually, temperature is deduced from the ratio of the two fluorescence signals [15] and fuel concentration is then calculated. In the present study, the system is directly solved numerically by Matlab routines to get 2D fields of temperature and vapor kerosene mole fraction. This methodology has been preferred due to uncertainties on the temperature extrapolation which would therefore impact directly the determination of x_{kero}.

3.2. Uncertainties quantification

The accuracy of the methodology was estimated from the images used for the calibration, by comparing the spatially averaged values of temperature and x_{kero} calculated from Eq. (1) with the averaged constants Γ_i, with the values imposed on the calibration procedure (Fig. 4). The accuracy of the mass flowmeters (respectively thermocouples) leads to an experimental uncertainties of 4% on fuel mole fraction (respectively 1% on temperature) which are reported on the x-axis of Fig. 4. The sensitivity of the calculated kerosene mole fraction and temperature with the temperature dependence of $S_{0,i}(T, P, x_{O_2})$ is reported in y-axis to validate the extrapolation curve in Fig. 3b. To estimate this latter, the reference fluorescence signals $S_{0,i}(T, P, x_{O_2})$ were shifted from (±5%) (dotted lines in Figure 3b) and used along the equations solving. This value of (±5%) comes from the error estimation analysis made by [7]. It is worth noting that it mainly impacts the determination of the kerosene molar concentration. Indeed, kerosene temperature is less sensitive since the fluorescence signal present a low temperature dependency in the range 400 – 450 K as well as in the range 700 - 800 K. The maximum difference between the measured values and calibration values reported in Fig. 4 is less than 12% on the kerosene molar concentration and 8% for the temperature (410 K instead of 447 K).

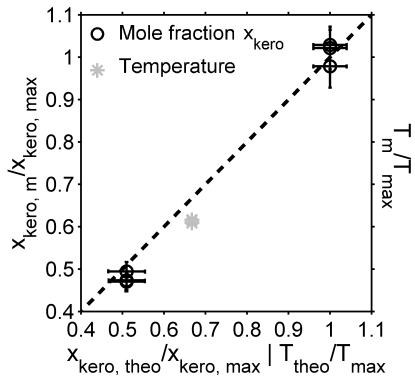


Figure 4: Experimental measurement of kerosene mole fraction ($x_{kero,m}$) and temperature (T_m) from the calibration images. Imposed equivalence ratios are fixed to 0.05 and 0.1, and the temperature is set to 447 K. Imposed (subscript "theo") and measured values (subscript "m") are normalized by T_{max} = 670 K and $x_{kero,max}$ = 0.00139.

4. Results and Discussion

4.1. Instantaneous flow fields

Instantaneous results obtained on the HERON combustion chamber are presented in Fig. 5, for 0.83 MPa and 1.80 MPa with an air inlet temperature of 670 K.

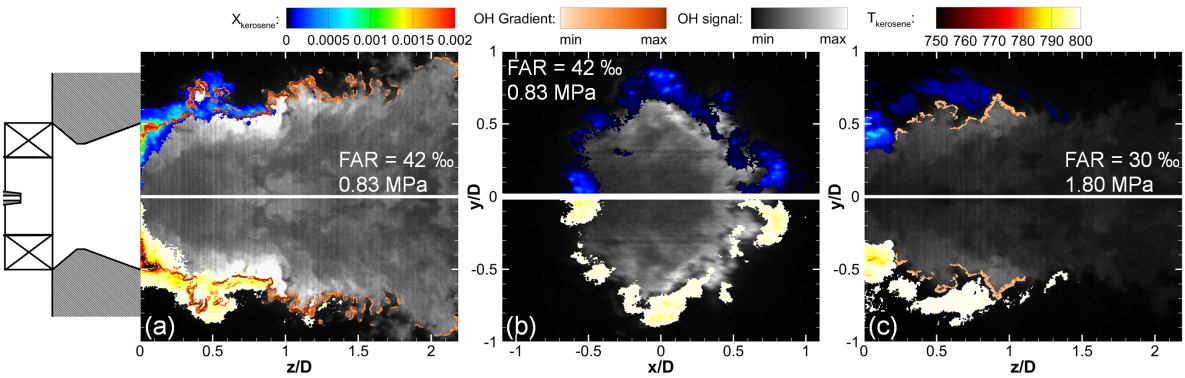


Figure 5: Instantaneous kerosene mole fraction (top), OH-PLIF signals and temperature (bottom) at 0.83 MPa in axial configuration (a) and in radial configuration at z/D = 0.75 (b), at 1.80 MPa in axial configuration (c), with $T_{airinlet}$ = 670 K.

Results are presented both for axial and radial configurations. OH fluorescence signals (grey to white levels) are superimposed with kerosene mole fraction (jet color map) on the top half side and with the temperature of the kerosene air mixture on the bottom half side (red to yellow color map). The same part of the flow is displayed for both quantities for comparison. Moreover, OH gradient intensity is reported to visualize qualitatively the reaction intensity (beige color map). Here, the smaller gradients are masked by selecting a threshold value (15% of the maximum value, arbitrarily chosen) and displaying only the gradients above this threshold value indicating the most reactive flame fronts. For both pressure conditions, the flame presents a "tulip shape" with high levels of OH radicals mainly concentrated along the centerline and decreasing further downstream. Intense flame front wrinkling induced by strong velocity gradient between the ejected fresh gases and the recirculation zones can be also identified. The kerosene/air mixture is located at the edge of the injection system with a hollow cone shape. The origin of this fuel distribution arises from the architecture of the LP injector that spreads the liquid fuel towards the walls of the injector bowl located upstream the field of view ($x \leq 0$). The resulting thin liquid fuel film produced along the edge of the bowl is then atomized at the outlet of the injector in a small crown-shaped region which progressively grows with the distance from the injector. At the upper part of the images, low values of kerosene mole fraction are detected with typical values close to 0.002 and decrease further downstream to become negligible at $z/D = 1$. It is also noticed that the instantaneous distribution of kerosene vapor is relatively heterogeneous due to the presence of local evaporation of small individual droplets initially produced by the liquid fuel film atomization and then spreading into the combustor. These results suggest that a large part of the fuel is consumed before entering in the combustion chamber. Combustion occurs mainly inside the injection system as shown by the large quantities of OH radicals at the nozzle exit. It is noticeable that the full consumption of kerosene fuel along the flow axis is also well correlated with the net depletion of the axial OH gradient. Indeed, the position corresponding to the total consumption of kerosene vapor along the flow axis is the position in which the combustion process is ended. This behavior is not very sensitive to the OH threshold value presented previously. Measurements exhibit also temperature of kerosene vapor between 750 and 800 K. These results are consistent with the air inlet temperature of 670 K and the fuel heating by radiation in the injection system bowl. Increasing the pressure significantly reduces the kerosene mole fraction at the exit of the entrance of the combustion chamber indicating that the combustion is located deeper inside the nozzle of the injection system. This result is confirmed by the increase of the temperature of the kerosene/air mixture at the bottom part of the combustion chamber for higher pressure.

4.2. *Mean fuel mass fraction and OH distributions*

The mean results of the kerosene mole fraction, flame position and flame length are represented for various operating conditions in Fig. 6 to illustrate the impact of pressure and global FAR. For the axial planes, the flame length is defined as the axial distance where the probability to find a flame front (based on the OH gradient) becomes inferior to 0.5. On the radial OH-PLIF measurements, the mean interface between the burned gases and fresh gases is deduced from the mean OH based-progress variable at a specific value of 0.5. Whatever the operating conditions, the mean flame presents a tulip shape. Increasing the pressure or decreasing the

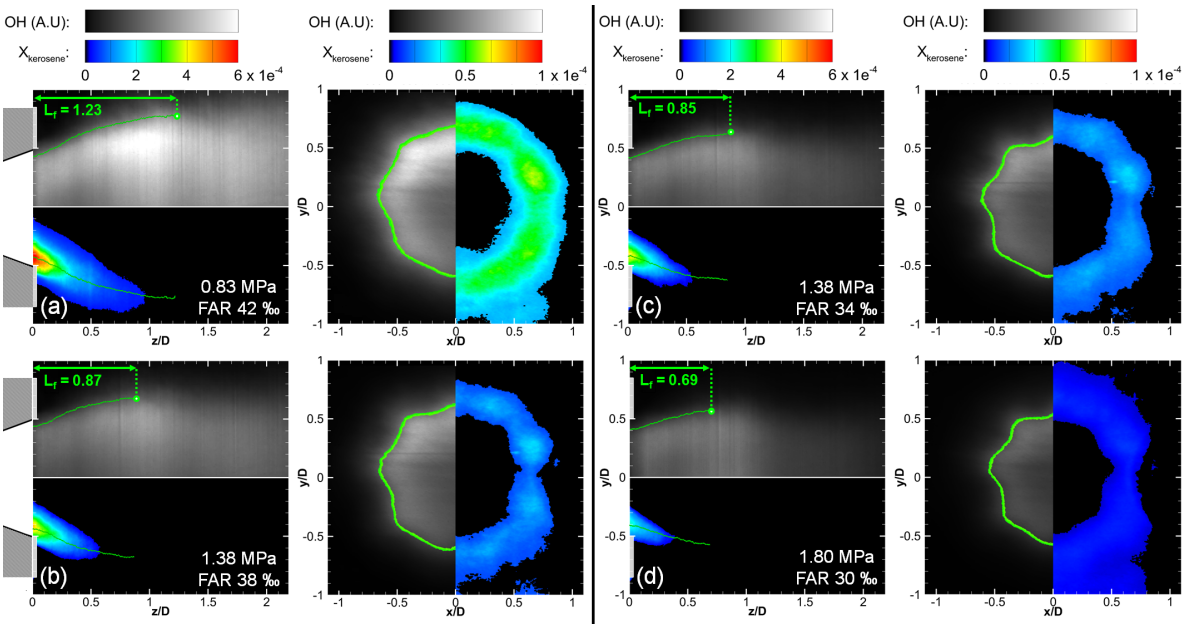


Figure 6: Mean kerosene mole fraction and associated mean OH distribution along the combustion chamber and across the combustion chamber at z/D = 0.75 for various operating conditions. Green lines: flame length (axial plane) and mean position of fresh/burnt gas interface (radial plane.

global FAR enhances the flame compactness and decreases the flame length. The kerosene mole fraction is also strongly reduced and the kerosene jet penetrates less far inside the combustion chamber. This change in flame shape with pressure can be attributed to the change in the pressure drop of kerosene across the fuel injector (ΔP) which changes drastically in Fig. 6 when pressure increases (at constant FAR): ΔP = 0.73 MPa for case (a), ΔP = 1.60 MPa for case (b), ΔP = 1.27 MPa for case (c), and ΔP = 1.53 MPa for case (d). Increasing the pressure drop will automatically enhance fuel atomization and leads to a faster evaporation. Kerosene is then burnt closer to the fuel exit. As observed previously, the flame length is directly linked to the full consumption of kerosene fuel. To confirm these behaviors and have a deeper understanding of the injection system, mean axial measurements are compared with the corresponding mean radial distribution obtained at z/D = 0.75. As mentioned above, burned gases are more confined and OH fluorescence signal decreases with an increase of the pressure, indicated that combustion occurs deeper inside the injection system bowl. Radial measurements also show that burned gases present a particular distribution with a "charlotte mold" shape surrounded by an annular fuel distribution. This typical shape is directly associated to the radial fuel concentration profiles, consisting in eight spots where kerosene concentration is higher. This behavior can be physically explained by the injector technology. Indeed, fuel injection is performed on eight radial holes on the injector tip, surrounding the main central injection hole. It is quite remarkable to observe the trace of the fuel injection so far downstream in the combustion chamber, considering the high swirl motion of the flow induced by the injection system. Such behaviors are rarely listed in literature and can only be accessible thanks to a particular optical set-up. Despite these local inhomogeneities, results suggest that such a LP injection system can provide a fairly homogeneous repartition of kerosene vapor around the inner flame. Regions with large gradients of kerosene vapor are then limited, enhancing flame stabilization and low-NOx emissions.

5. Conclusions

The work developed in this paper focused on the characterization of the quantitative fuel distribution and flame structure at the exit of an aeronautical LP injection system operating in nominal conditions. The flame was operated in the HERON gas turbine model combustor with kerosene–air at high pressure at a thermal power up to 180 kW. Kerosene-PLIF was applied using a single excitation path and a two spectral channel fluorescence collection. Thanks to a detailed analysis of the kerosene fluorescence and its component and a calibration procedure, it was possible to estimate the kerosene

mole fraction with less than 12% error and a 8% error on the temperature estimation in aeronautical operating conditions. Simultaneously, OH-PLIF was applied to obtain the instantaneous flame structure and the correlation with the fuel repartition inside the combustor. An accurate description of the mixing and burning processes resulting from an LP injection system has been obtained, thanks to two different laser and cameras arrangements. The measurements show that the main part of kerosene is consumed inside the injection system and only a small part of the injected fuel is burning inside the combustor. The results suggest that such a LP injection system can provide a fairly homogeneous repartition of kerosene vapor around the inner flame. Nevertheless, eight spots where kerosene concentration is higher were observed and are likely to correspond to the holes of multi-point fuel injection. However, regions with large gradients of kerosene vapor were then limited, which contributed to a better flame stabilization as well as a global reduction in pollutant emission.

Acknowledgments

The authors are grateful for the financial support of SAFRAN and the French National Research Agency (Industrial Chair PERCEVAL). We also thank Benjamin Quevreux, Gilles Godard and Felix Frindt for their technical support.

References

[1] A. Lefebvre, Gas turbine Combustion, 2nd Edition, CRC Press, 1998.
[2] I. Chterev, N. Rock, H. Ek, B. Emerson, J. Seitzman, N. Jiang, S. Roy, T. Lee, J. Gord, T. Lieuwen, Combustion and Flame 186 (2017) 150–165.
[3] C. Chong, S. Hochgreb, Fuel 115 (2014) 551–558.
[4] C. Löfström, H. Kaaling, M. Aldén, Proceedings of the Combustion Institute 26 (1996) 2787–2793.
[5] Y. Hicks, R. Anderson, M. Zaller, R. Locke, H. Schock, 33rd Joint Propulsion Conference AIAA (1997) 2837.
[6] C. Allouis, B. Apicella, R. Barbella, F. Beretta, A. Ciajolo, A. Tregrossi, Chemosphere 51 (2003) 1097–1102.
[7] B. Rossow, PhD Thesis, Paris-Sud 11 University, France (2011).
[8] M. Orain, P. Baranger, C. Ledier, J. Apeloig, F. Grisch, Applied Physics B 116 (2014) 729–745.
[9] U. Meier, J. Heinze, L. Lange, C. Hassa, L. Rackwitz, T. Doerr, CEAS Aeronautical Journal 3 (2012) 45–53.
[10] P. Malbois, E. Salaün, F. Frindt, G. Cabot, B. Renou, F. Grisch, L. Bouheraoua, H. Verdier, S. Richard, Proceedings of ASME Turbo Expo (2017) GT2017–64484.
[11] T. Edwards, L. Maurice, Journal of Propulsion and Power 17 (2001) 461–466.
[12] P. Bhattacharya, S. Ghosal, S. K. Som, International Journal of Energy Research 20 (1996) 385–398.
[13] M. Orain, P. Baranger, B. Rossow, F. Grisch, Applied Physics B 100 (2010) 945–952.
[14] M. Orain, P. Baranger, B. Rossow, F. Grisch, Applied Physics B 102 (2011) 163–172.
[15] M. C. Thurber, R. K. Hanson, Experiments in Fluids 30 (2001) 93–101.